

# Schnelle optoelektronische ICs für sichtbares Licht in CMOS Technologie

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften der  
Universität Duisburg-Essen, Campus Duisburg  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktor-Ingenieurs

genehmigte Dissertation

von  
Ingo Hehemann  
aus  
Hagen a.T.W.

Referent: Prof. Bedrich J. Hosticka, Ph. D  
Korreferent: Prof. Dr. Ing. Holger Vogt  
Tag der mündlichen Prüfung: Mittwoch, 21.04.2004

# Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltung und Systeme in Duisburg. An dieser Stelle möchte ich mich für die Unterstützung, die ich in dieser Zeit durch meine Kollegen erfahren habe, bedanken.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Bedrich J. Hosticka. Seine kontinuierlichen Anregungen und Hilfestellungen haben diese Arbeit entscheidend mitbestimmt und sehr zu deren Gelingen beigetragen.

Herrn Prof. Holger Vogt danke ich für Übernahme des Korreferats. Ferner danke ich dem Institutsleiter Prof. Günter Zimmer für die Möglichkeit zur Erstellung der Promotion.

Den Herren Jörg ter Haar und Ralf Thiel möchte ich für die Unterstützung beim Aufbau von Testumgebungen und bei der Durchführung der Messungen danken. Des Weiteren danke ich Herrn Erol Özkan für die Erstellung von Bauteil- und Prozesssimulationen. Herrn Martin Petermann danke ich für die Hilfestellungen bei allen Fragen hinsichtlich der CAD Software und der Unterstützung beim Erstellen von Layouts.

Für zahlreiche Diskussionen und Anregungen bedanke ich mich bei Herrn Thomas van den Boom, Werner Brockherde, Peter Fürst, Dr. Jürgen Huppertz, Armin Kemna, Dr. Rainer Kokozinski, Dr. Ingo Krisch, Jörg Michael und Carsten Prokop sowie allen hier nicht namentlich aufgeführten Mitarbeitern des Fraunhofer Instituts für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme, die mich während meiner Tätigkeit unterstützt haben.

Des Weiteren danke ich Herrn Robin Hoss für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Meiner Familie gilt mein Dank für die andauernde Unterstützung während des gesamten Zeitraums meines Studiums.

Ingo Hehemann

“Life is a lesson, you learn it when you’re through”  
(aus Limp Bizkit – Take A Look Around)

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Der MOS Feldeffekttransistor . . . . .	5
2.1.1	Aufbau und Funktionsweise des MOS Transistors . . . . .	5
2.1.2	I/U Modellierung des MOS Transistors . . . . .	7
2.1.3	Rauschmodellierung des MOS Transistors . . . . .	12
2.2	Optoelektronische Komponenten . . . . .	14
2.2.1	Allgemeine Grundlagen . . . . .	14
2.2.2	Lichtempfindliche Bauelemente in Siliziumprozessen . . . . .	18
2.3	Modellierung der Fotodiode . . . . .	23
2.3.1	Großsignalmodellierung der Fotodiode . . . . .	23
2.3.2	Kleinsignalmodellierung der Fotodiode . . . . .	24
2.4	Anwendungsgebiete . . . . .	25
2.4.1	Optische Speichersysteme . . . . .	26
2.4.2	Parallele optische Datenübertragung über kurze Strecken . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Fotodioden für sichtbares Licht</b>	<b>33</b>
3.1	Relevanz der verschiedenen Fotodiodenparameter . . . . .	33
3.2	Verschiedene Fotodiodentypen und aktuelle Arbeiten . . . . .	35
3.3	Modellierung des Fotostroms . . . . .	37
3.3.1	Fotostrom im Fall statischer Beleuchtung . . . . .	38
3.3.2	Fotostrom im Fall zeitlich veränderlicher Beleuchtung . . . . .	42
3.4	Messaufbau zur transienten Charakterisierung von Fotodioden . . . . .	46
3.5	Untersuchte Fotodiodenstrukturen . . . . .	49
3.6	Messergebnisse . . . . .	52

<b>4</b>	<b>Transimpedanzverstärkerarchitekturen</b>	<b>61</b>
4.1	Die Transimpedanzverstärkerkonfiguration und systematischer Entwurf I . . . . .	61
4.2	Rauschoptimierung und systematischer Entwurf II . . . . .	69
4.3	Methoden zur Bandbreitenerhöhung . . . . .	77
4.3.1	Kapazitive und Induktive Resonanzüberhöhung . . . . .	77
4.3.2	Verstärker mit niederohmigen Eingängen . . . . .	79
4.3.3	Kompensation der Fotodiodenkapazität . . . . .	82
4.4	Alternative Rückkopplungen . . . . .	85
4.5	Untersuchte Schaltungskonzepte . . . . .	87
4.5.1	Charakterisierung der Schaltungen . . . . .	87
4.5.2	Dreistufiger Verstärker . . . . .	88
4.5.3	Feedforwardverstärker . . . . .	91
4.5.4	Bootstrappingverstärker . . . . .	98
4.5.5	Gigabitverstärker . . . . .	100
4.5.6	Vergleich der verschiedenen Schaltungskonzepte . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Systemanwendung</b>	<b>107</b>
5.1	Standarddetektorarchitekturen und deren Funktionsweise . . . . .	107
5.2	Detektorarchitektur mit integrierter Bildaufnahme . . . . .	109
5.3	Realisierung der Fotodiodenmatrix . . . . .	111
5.4	Realisierung der Ausleseschaltungen . . . . .	113
5.5	Messergebnisse . . . . .	115
5.6	Einbindung in ein Gesamtsystem . . . . .	118
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>123</b>
<b>A</b>	<b>Symbol- und Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>125</b>
<b>B</b>	<b>Technologiedaten und Absorptionskoeffizient</b>	<b>131</b>
<b>C</b>	<b>Mathematische Herleitungen</b>	<b>135</b>
C.1	Herleitung der Terme zum systematischen Entwurf von Transimpedanzverstärkern . . . . .	135
C.2	Lösung der Differentialgleichungen zur Fotostrommodellierung . . . . .	136

*INHALTSVERZEICHNIS*

V

**D Chipfotos der Verstärkerteststrukturen**

**139**

**Literaturverzeichnis**

**143**



# Kapitel 1

## Einleitung

Moderne CMOS Technologien bieten gegenüber anderen Halbleitertechnologien den entscheidenden Vorteil, digitale und analoge Signalverarbeitungseinheiten mit hohem Integrationsgrad kostengünstig auf einem Baustein integrieren zu können. In den letzten Jahren wurde auf breiter Ebene Forschung betrieben, dieses Potential auszunutzen, was vor allem im Bereich der Sensorik und den analogen Signalverarbeitungs- und Eingangsstufen zu Fortschritten geführt hat. Sensoren mit integrierten Signalaufbereitungs- und Kommunikationseinheiten sind heute Standard, analoge Eingangsstufen werden im allgemeinen mit den sich anschließenden analogen und digitalen signalverarbeitenden Stufen auf einem Baustein integriert. Darüber hinaus hat die andauernde Miniaturisierung der Halbleiter dazu geführt, dass die Transistoren Transitfrequenzen von mehreren Gigahertz besitzen, was ihre Nutzung im Hochfrequenzbereich ermöglicht. Vor allem das Feld der drahtlosen Kommunikation hat von dieser Eigenschaft profitiert. Neben den Prozessoren für Rechner und eingebettete Systeme sind es im Wesentlichen diese Anwendungsgebiete, die letztlich zur weiten Verbreitung der Mikroelektronik in allen Lebensbereichen geführt haben.

Innerhalb der Optoelektronik hat die CMOS Technologie großen Einfluss auf die Kamerabildsensorik ausgeübt. Sensoren mit mehreren Millionen Pixeln, hohen Dynamikbereichen, frei wählbaren Auslesegebieten und Ansätze mit verschiedenen integrierten Signalverarbeitungseinrichtungen wie etwa Bewegungsdetektionen oder Bildkomprimierungseinrichtungen sind einige Beispiele für die erzielten Fortschritte. Der zweite große Zweig der Optoelektronik, nämlich das Feld der optischen Kommunikation, hat bisher lediglich aus der Hochfrequenztauglichkeit in Form von analogen Eingangsstufen zur Strom-/Spannungswandlung und Taktextraktion Vorteile aus den heutigen CMOS Technologien ziehen können. Komplett integrierte Systeme, die das Sensorelement und sowohl digitale als auch analoge Signalverarbeitung auf einem Baustein vereinigen, sind bisher nicht verfügbar. Dies begründet sich mit den zur Datenübertragung genutzten Wellenlängen, die aufgrund des Dämpfungsverhaltens optischer Fasern im infraroten Bereich liegen. Silizium ist für Licht in diesem Wellenlängenbereich quasi durchlässig, so dass vollständig integrierte Detektoren in einem Standard CMOS Prozess nur schwer bzw. gar nicht realisierbar sind. Der Aufbau komplexer Detektoren für diesen Anwendungszweck mittels einer CMOS Technologie ist dementsprechend

noch nicht näher untersucht.

In jüngster Zeit gewinnen zwei Anwendungsgebiete an Bedeutung, die zum einem auf sichtbarem Licht im Wellenlängenbereich von 400nm bis 800nm basieren und zum anderen Signalverarbeitungseinheiten mit bis zu einigen hundert MHz Bandbreite benötigen. Dies sind die Bereiche der optischen Speichersysteme und der optischen Nachrichtenübertragung über kurze Strecken.

Das Gros der optischen Speichersysteme basiert auf Speichermedien, deren Reflektivität mit dem abgespeicherten Datum variiert. Bei der Auslese mittels eines Laserstrahls entsteht so ein in Abhängigkeit von den gespeicherten Daten modulierte Lichtsignal, dass von geeigneten Detektoren verarbeitet werden muss. Aufgrund der physikalischen Eigenschaften von Licht kann die Speicherdichte auf dem Medium und somit die Speicherkapazität mit sinkender Wellenlänge erhöht werden. Derzeitige Standards basieren auf Licht aus dem nahe infraroten bis roten Bereich, zukünftige Generationen werden auf violettes Licht zurückgreifen.

Die Datenübertragung auf Leiterplattebene stößt mittlerweile an Grenzen mit der die Langstreckenübertragung vor Jahren konfrontiert war, nämlich Dämpfungs-, Verzerrungs- und Reflektionsphänomene. Bei der parallelen Datenübertragung kommen weitere Probleme wie beispielsweise Übersprechen zwischen den Leitungen hinzu. Als Ausweg werden optische Busse in Betracht gezogen, bei der all diese Phänomene nicht auftreten. Aufgrund der kurzen Übertragungswege, spielen durch Wellenlängen bedingte Dämpfungsverluste keine Rolle, so dass auf sichtbares Licht zurückgegriffen werden kann. Dies ermöglicht ferner die Nutzung preiswerter Laserdioden wie sie in optischen Speichersystemen zum Einsatz kommen.

Vor allem der Bereich der optischen Speicher hat sich durch den lange Zeit prosperierenden PC Markt zu einem Massenmarkt entwickelt. Multimediale Anwendungen treiben den Speicherbedarf in die Höhe, so dass dieser mittelfristig nur mittels optischer Speichermedien gedeckt werden kann. Im Jahr 2002 wurden beispielsweise 31,5Mio DVD Spieler verkauft, höhere Verkaufszahlen für 2003 und die Folgejahre werden prognostiziert. Die parallele optische Kurzstreckendatenübertragung auf Leiterplattebene befindet sich im Gegensatz dazu noch in der Entwicklungsphase und wird momentan nur wenig kommerziell genutzt. Langfristig wird diese aber sicherlich auch in PC Systemen Einzug erhalten, so dass der Markt hierfür schlagartig wachsen wird.

Beide Anwendungen basieren auf sichtbarem Licht, das mit Standard CMOS Technologien detektierbar ist. In Anbetracht der Markterwartungen ist deren Nutzung deshalb erstrebenswert, wenn nicht gar zwingend. Die für integrierte Detektoren in diesen Bereichen benötigten Ausleseschaltungen unterscheiden sich aber in ihren Anforderungen von bisher untersuchten Schaltungen für herkömmliche optische Nachrichtenübertragungsstrecken oder hoch empfindliche Anwendungen. Ebenso verhält es sich mit den Sensorelementen, bei denen das transiente Verhalten in Verbindung mit sichtbarem Licht bisher als vernachlässigbar betrachtet wurde. Folglich bietet sich hier Spielraum für Forschungs- und Entwicklungsarbeit hinsichtlich entsprechender neuer Schaltungs- und Sensorkonzepte.



Ziel dieser Arbeit ist es, die Eignung eines Standard CMOS Prozesses für die beiden erwähnten, momentan noch BiCMOS, III/V oder, in seltenen Fällen, modifizierten CMOS Technologien vorbehaltenen Domänen zu untersuchen. Hierzu wurde ein Modell hergeleitet, dass es ermöglicht, den Einfluss verschiedener Technologieparameter auf das Verhalten von Fotodioden zu analysieren. Auf diese Weise lässt sich die Tauglichkeit einer Technologie zur Fertigung von Fotodioden mit gegebenen Zielparametern prüfen. Zur Evaluierung des Modells wurden zahlreiche Teststrukturen gefertigt und vermessen. Da sich die Charakterisierung von Fotodioden bei verschiedenen Wellenlängen mittels herkömmlicher Verfahren als sehr kostenintensiv herausstellt, wurde dazu ein neuartiges Messprinzip erarbeitet. Darüber hinaus wurden verschiedene neue Ausleseschaltungskonzepte, die den benötigten Anforderungen genügen, modelliert und hinsichtlich verschiedener kritischer Parameter analysiert und optimiert. Eine Verifizierung der theoretischen Betrachtungen wurde ebenfalls anhand realisierter Teststrukturen vorgenommen.

Als Beispiel für eine Systemanwendung wurden die untersuchten Strukturen in einer innovativen Detektorarchitektur für optische Speichersysteme eingesetzt. Allen bisher publizierten optoelektronischen Detektoren ist gemein, dass sie entweder das einfallende Lichtsignal demodulierend oder integrierend in ein elektrisches Signal wandeln. Hier wurden erstmals beide Ansätze örtlich und zeitlich parallel miteinander vereint. Neben der Tatsache, dass es sich dabei um einen vollständig in einer Standard CMOS Technologie implementierten Detektor handelt, besteht der Vorteil der neuen Architektur darin, dass sie im Vergleich zu herkömmlichen Detektoren detailliertere Informationen über das auftreffende Lichtsignal liefert. Dadurch ergeben sich diverse Vorzüge, die letztlich zur Kostensenkung bei der Fertigung des Gesamtsystems beitragen können bzw. Raum für neue Entwicklungen schaffen. Neben der Nutzung des Ansatzes von gleichzeitiger demodulierender und integrierender Auslese im Bereich der optischen Speichersysteme werden weitere Anwendungsgebiete vorgestellt, die von diesem Konzept profitieren können.



# Kapitel 2

## Grundlagen

In diesem Kapitel soll auf die nötigen Grundlagen zum Verständnis dieser Arbeit eingegangen werden. Die elementaren Bauelemente der CMOS Technologie zum Aufbau von optoelektronischen Schaltkreisen, nämlich der MOS Feldeffekttransistor sowie verschiedene lichtensitive Bauelemente werden vorgestellt. Außerdem sollen die beiden Anwendungsgebiete, auf die die innerhalb dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen abzielen, kurz skizziert werden.

### 2.1 Der MOS Feldeffekttransistor

Nach [Sah] und [Shockley] gehen die ersten Ansätze, die Leitfähigkeit eines Halbleiters mittels elektrischer Felder zu beeinflussen, auf ein Patent von J. E. Lilienfeld aus dem Jahr 1926 zurück. Das den heute gebräuchlichen Transistoren zugrunde liegende Prinzip des Inversionskanals lässt sich auf Experimente von J. Bardeen und W. H. Brattain aus dem Jahr 1947 zurückführen. Ende der fünfziger Jahre wurden erste praktisch nutzbare Transistoren basierend auf diesem Prinzip in Form des **Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor** (MOSFET) realisiert. Diese Bezeichnung spiegelt sowohl den Schichtaufbau als auch die Funktionsweise des Bauteils wieder. Das Kunstwort Transistor (**Transfer Resistor**) erklärt letztere als spannungsgesteuerten Widerstand.

#### 2.1.1 Aufbau und Funktionsweise des MOS Transistors

Der Aufbau eines MOSFETs ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Er besteht aus zwei hoch dotierten Gebieten, den sogenannten Source- und Draingebieten, die in ein leicht dotiertes Substrat (auch Bulk genannt) eingelassen sind. Die Festlegung, welches der beiden Gebiete Source bzw. Drain ist, hängt von der Beschaltung des Transistors ab, nicht aber von dessen physikalischer Struktur. Diese ist absolut symmetrisch hinsichtlich Source und Drain. Zwischen diesen beiden Gebieten befindet sich die Gateelektrode (im Allgemeinen Polysilizium), die durch das Gateoxid vom Substrat getrennt

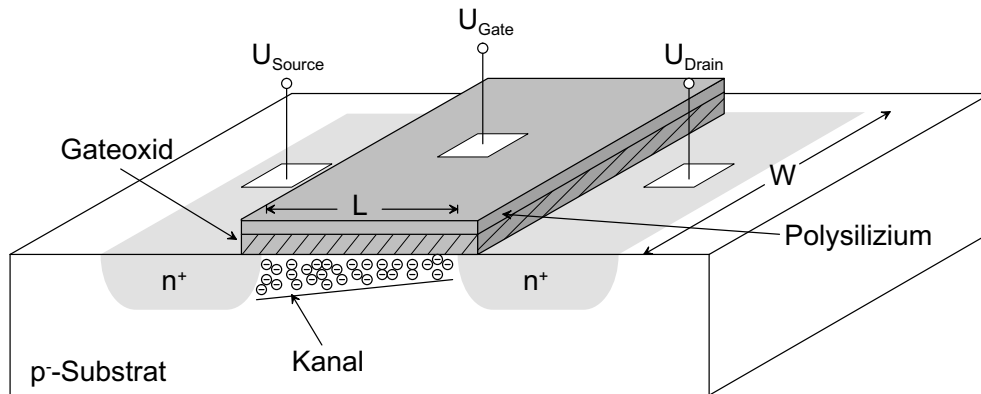


Abbildung 2.1: Aufbau eines MOS Feldeffekttransistors.

ist.

Geht man davon aus, dass das Substrat auf dem niedrigsten vorhandenen (Bezugs-) Potential liegt und eine Spannung von 0V am Gate anliegt, so bilden Source- und Draingebiet jeweils in Sperrrichtung geschaltete Dioden. Der Widerstand zwischen den beiden Kontakten liegt dann im Gigaohmbereich, so dass lediglich Leckströme fließen (siehe Gln. 2.41).

Erhöht man die Gatespannung, so werden durch das elektrische Feld zwischen Gate und Substrat die Löcher in Richtung des Substrates gezogen. Dadurch bildet sich unterhalb der Gateelektrode zuerst eine Verarmungsschicht und bei weiter steigender Gatespannung eine Inversionsschicht, die auch als Kanal bezeichnet wird. Weist der Kanal eine ausreichend hohe Dotierung auf, so bilden Source- und Draingebiet ohmsche Kontakte hierzu, so dass ein Strom abhängig von der angelegten Spannung zwischen den Gebieten fließt. Die Spannung, bei der der Stromfluss einsetzt, wird als Schwellspannung (engl. Threshold voltage) bezeichnet.

Der fließende Strom ist also ein Minoritätenstrom, in diesem Fall ein Elektronenstrom, weshalb der beschriebene Transistor auch als NMOS bezeichnet wird. Durch einen komplementären Aufbau lässt sich auch ein PMOS aufbauen, bei dem sich der Kanalstrom aus Löchern zusammensetzt. Die Festlegung welches Gebiet nun Source bzw. Drain ist, ergibt sich aus dem jeweiligen Transistortyp und der Polarität der Beschaltung. Für NMOS Transistoren ist das Gebiet auf niedrigerem Potential der Sourceanschluss, für PMOS Transistoren das Gebiet auf höherem Potential.

CMOS Technologien (**C**omplementary-**M**etal-**O**xide-**S**emiconductor) zeichnen sich dadurch aus, dass sie die gleichzeitige Implementierung beider Transistortypen ermöglichen. Der entscheidende Vorteil daran ist, dass sich dadurch Logikgatter realisieren lassen, die keine statische Leistung verbrauchen. Dies ist neben der eigentlichen physikalischen Größe der Strukturen ein wichtiges Kriterium für einen hohen Integrationsgrad.

### 2.1.2 I/U Modellierung des MOS Transistors

Um das Verhalten einer Schaltung analysieren zu können, ist es nötig die Strom/Spannungsabhängigkeiten eines Transistors mathematisch zu modellieren. Es sollen hier lediglich Ergebnisse wiedergegeben werden. Detaillierte Herleitungen finden sich etwa in [Tsividis] oder [Sze]. Des Weiteren soll nur auf Modelle erster Ordnung eingegangen werden, da diese sich für Handrechnungen eignen. Komplexe Modelle, deren Nutzung nur mit auf numerischen Methoden basierenden Simulatoren möglich sind, finden sich beispielsweise in [Cheng99].

Alle im Folgenden gemachten Betrachtungen beziehen sich auf NMOS Transistoren. Sie behalten ihre Gültigkeit für PMOSFETs, wenn die Vorzeichen für Spannungen und Ströme umgekehrt werden bzw. in Gln. 2.3 und Gln. 2.4 die entsprechenden Parameter für Löcher genutzt werden.

#### Die Schwellspannung

Wie in Kapitel 2.1.1 beschrieben, ist die Schwellspannung die Spannung, bei der unter dem Gate eine Inversionsschicht auftritt. Dieses ist ein stetiger Effekt, so dass bereits bei Gate–Sourcespannung unterhalb der Schwellspannung ein nutzbarer Stromfluss einsetzt. Dieser Arbeitsbereich wird schwache Inversion genannt, wobei einige Autoren, wie etwa [Tsividis], noch differenzierter nach schwacher und moderater Inversion unterscheiden.

Der wesentliche Unterschied zum Arbeitsbereich der starken Inversion ist, dass hier eine exponentielle Abhängigkeit des Stromes von der Kontrollspannung vorliegt wie es bei bipolaren Transistoren der Fall ist. Aus diesem Grunde lassen sich die Schaltungskonzepte der Bipolartechnik auf CMOS Schaltungen übertragen, wenn in der schwachen Inversion gearbeitet wird. Der Bereich der schwachen Inversion lässt lediglich Ströme im Microamperebereich zu, weshalb vor allem Niederleistungsanwendungen Gebrauch von diesem Arbeitsbereich des Transistors machen. In [Kokozinski] wird gezeigt, dass die Transitfrequenzen (siehe Gln. 2.9) dann weit unter denen von Transistoren in starker Inversion liegen. Da innerhalb dieser Arbeit Schaltungen im Bereich von einigen hundert Megahertz untersucht werden, wird dieser Arbeitsbereich im Folgenden nicht weiter betrachtet.

Wenn  $k$  die Boltzmannkonstante,  $e$  die Elementarladung,  $T$  die absolute Temperatur,  $N_x$  die Dotierung des durch den Index angegebenen Gebietes,  $n_i$  die intrinsische Ladungsträgerdichte,  $\Phi_F = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_{sub}}{n_i}$  das Fermipotential,  $\epsilon_{si}$  die Dielektrizitätszahl von Silizium und  $C_{ox}$  den Kapazitätsbelag des Gates bezeichnet, dann berechnet sich nach [Sze] die Schwellspannung  $U_{Th0}$  eines NMOS Transistors zu

$$U_{Th0} = -\frac{kT}{e} \ln \frac{N_G N_B}{n_i^2} + 2\Phi_F + \frac{\sqrt{4e\epsilon_{si}|\Phi_F|N_B}}{C_{ox}}. \quad (2.1)$$

Die Schwellspannung lässt sich somit im Wesentlichen durch die Dotierungen der verschiedenen Gebiete sowie die Dicke des Gateoxids, welche den Gatekapazitätsbelag

bestimmt, einstellen. Bei dem im Rahmen dieser Arbeit genutzten CMOS-Prozess ergibt sich beispielsweise für den NMOS Transistor eine Schwellspannung von 0,6V.

Gln. 2.1 basiert auf der Annahme, dass Source und Bulk auf gleichem Potential liegen, also  $U_{sb} = 0V$  ist. Werden innerhalb einer Schaltung mehrere Transistoren übereinander angeordnet, so lässt sich diese Voraussetzung nicht immer gewährleisten. In diesem Fall ändert sich die Ladung innerhalb der Verarmungszone, die in Gln. 2.1 durch den Zähler des letzten Summanden bestimmt wird. Dieser sogenannte Substrateffekt spiegelt sich in folgender Abhängigkeit der Schwellspannung von der Source–Bulk  $U_{sb}$  Spannung wieder:

$$U_{Th} = U_{Tho} + \gamma \left( \sqrt{|2\Phi_F + U_{sb}|} - \sqrt{|2\Phi_F|} \right). \quad (2.2)$$

Der darin auftauchende Faktor  $\gamma$  ist durch  $\gamma = \sqrt{2q\epsilon_{si}N_{sub}}/C_{ox}$  gegeben.

### Das Großsignalverhalten

Um die Modellierung für den Transistor einheitlich zu halten, wird als Kontrollspannung für den Transistor die Gate–Sourcespannung genutzt. Abweichungen des Sourcepotentials vom Bulkpotential gehen dann, wie aus Gln. 2.2 ersichtlich, über die Schwellspannung in die Modellierung ein. Im Folgenden sei angenommen, dass ein Transistor in starker Inversion betrieben wird, also  $U_{gs} > U_{Th}$  gilt.

Erhöht man die Drain–Sourcespannung nun von Null an, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Drainstrom und Spannung:

$$I_D \Big|_{U_{ds} < U_{gs} - U_{Th}} = \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} \left( (U_{gs} - U_{Th}) U_{ds} - \frac{1}{2} U_{ds}^2 \right). \quad (2.3)$$

Der Faktor  $\mu_n$  bezeichnet dabei die Elektronenbeweglichkeit, die Variablen  $W$  und  $L$  die Weite und Länge des Transistors (siehe Abb. 2.1). Neben der Gate–Source und Drain–Sourcespannung sind dies die wichtigsten Parameter, auf die beim Schaltungsentwurf Einfluss genommen werden kann. Bei der in der Gleichung verwendeten Länge handelt es sich um die sogenannte effektive Gatelänge. Diese ist gegenüber der für die Fertigung vorgegebenen Gatelänge um die Unterdiffusion der Source– und Draingebiete unter das Gate verkürzt.

Da die Drain–Sourcespannung entlang des Kanals abfällt und dessen vertikale Ausdehnung vom lokalen Kanalpotential gegenüber dem Gate abhängt, ist diese nicht konstant über die Länge des Gates. Viel mehr kommt es zu einer Verjüngung auf der Drainseite, wie es in Abb. 2.1 angedeutet ist. Erhöht man nun die Spannung  $U_{ds}$  auf den Wert  $U_{gs} - U_{Th}$ , tritt eine Abschnürung des Kanals auf. Der Drainstrom ist dann durch

$$I_D \Big|_{U_{ds} \geq U_{gs} - U_{Th}} = \mu_n C_{ox} \frac{W}{2L} (U_{gs} - U_{Th})^2 (1 + \lambda U_{ds}) \quad (2.4)$$

gegeben (das Verhalten kurz vor der Abschnürung ist bereits in Gln. 2.3 durch den quadratischen Term modelliert). Würde man die bei weiter steigender Spannung  $U_{ds}$  andauernde Abschnürung vernachlässigen, so wäre der Drainstrom konstant gegenüber

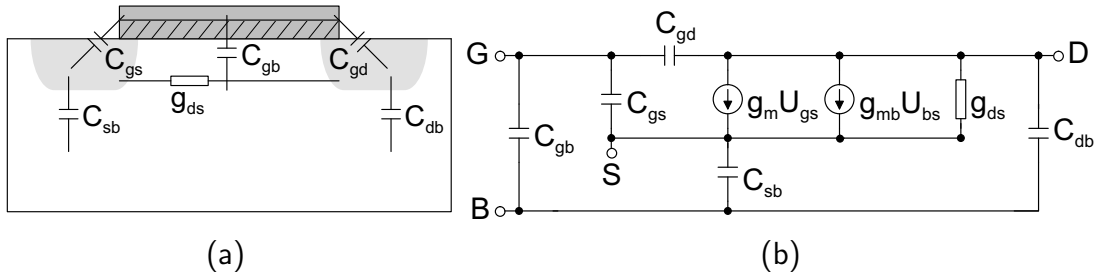


Abbildung 2.2: (a) Parasitäre Bauelemente und (b) Kleinsignalersatzschaltbild des MOSFETs,

der Drain–Sourcespannung. Durch den letzten Klammerterm wird diese mittels des Kanallängenmodulationsfaktors  $\lambda$  berücksichtigt. Es wird dadurch ein linearer Anstieg mit  $U_{ds}$ , der schwächer als der im Triodenbereich ist, berücksichtigt.

Die vorgestellten Gleichungen sind Modelle erster Ordnung und geben die Realität nur sehr bedingt wieder. Für den Entwurfsprozess sind Simulationen auf Basis komplexer Modelle unumgänglich. Dennoch lassen sich mit den hier vorgestellten Modellen ein Einblick über das Zusammenwirken der Bauteile innerhalb einer Schaltung gewinnen, mit Hilfe derer man gezielt das Verhalten der Schaltung beeinflussen und Optimierungen vornehmen kann.

### Das Kleinsignalverhalten

Die im vorangegangenen Kapitel vorgestellte Modellierung des Transistors findet ihre Anwendung vor allem bei großen Aussteuerungen. In diesem Fall kann sich der Arbeitspunkt des Transistors ändern, so dass dessen nichtlineares Verhalten das Gesamtverhalten einer Schaltung entscheidend mitbestimmt.

Findet die Ansteuerung einer Schaltung nur durch geringe Aussteuerungen um den Arbeitspunkt statt, so kann der Transistor durch eine Linearisierung in diesem Punkt modelliert werden. Dadurch ergibt sich das in Abb. 2.2(b) gezeigte Ersatzschaltbild. Die einzelnen Elemente ergeben sich durch Differentiation der in Gln. 2.3 und 2.4 gegebenen Strom–Spannungsabhängigkeiten nach den entsprechenden Parametern.

Als zentrales Element erhält man eine spannungsgesteuerte Stromquelle, die sich durch Drainstromabhängigkeit von der Gate–Sourcespannung ergibt. Diese sogenannte Steilheit berechnet sich also zu

$$\begin{aligned}
 g_m &= \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{gs}} \right|_{U_{ds}=U_{bs}=\text{konst}} && \text{Triodenbereich} && \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} U_{ds} \\
 &&& \text{Sättigungsbereich} && \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} (U_{gs} - U_{Th})(1 + \lambda U_{ds}) \\
 &&& && = \sqrt{2 \mu_n C_{ox} I_D \frac{W}{L}} (1 + \lambda U_{ds}). \quad (2.5)
 \end{aligned}$$

Hält man alle Parameter in Gln. 2.3 und 2.4 konstant, so zeigt sich, dass der MOSFET aufgrund des Substrateffekts auch mittels der Bulk–Sourcespannung gesteuert werden

kann. Dadurch ergibt sich eine zweite, parallele spannungsgesteuerte Stromquelle, deren Transkonduktanz  $g_{mb}$  sich mit der durch Gln. 2.5 gegebenen Steilheit  $g_m$  zu

$$g_{mb} = \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{bs}} \right|_{U_{ds}=U_{gs}=\text{konst}} = g_m \frac{\gamma}{2\sqrt{2\Phi_F + U_{sb}}} \quad (2.6)$$

berechnet.

Die Abhängigkeit des Drain–Sourcestromes von der Drain–Sourcespannung wird durch einen Ohmschen Widerstand modelliert. Der entsprechende Leitwert berechnet sich zu

$$\begin{aligned} g_{ds} &= \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{ds}} \right|_{U_{gs}=U_{bs}=\text{konst}} \quad \begin{array}{l} \text{Triodenbereich} \\ \text{Sättigungsbereich} \end{array} \\ &= \begin{array}{l} \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} (U_{gs} - U_{Th} - U_{ds}) \\ \mu_n C_{ox} \frac{W}{2L} (U_{gs} - U_{Th}) \lambda \end{array} \\ &= \frac{\lambda I_D}{1 + \lambda U_{ds}}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

In Abb. 2.2(a) sind verschiedene Kapazitäten eingezeichnet. Diese ergeben sich durch die pn–Übergänge, Überlappungen und die kurzen räumlichen Distanzen zwischen den verschiedenen Gebieten. Um das transiente Verhalten einer Schaltung korrekt zu modellieren, ist es nötig, diese Kapazitäten im Ersatzschaltbild zu berücksichtigen.

Für die Herleitung der Terme zur Berechnung der Absolutwerte dieser Kapazitäten sei wiederum auf entsprechende Literatur verwiesen. Hier werden nur die Ergebnisse aus [Gregorian] in Tabelle 2.1 wiedergegeben. Dabei bezeichnet  $A_d$  und  $A_s$  die Fläche des Drain– bzw. Sourcegebietes,  $L_{ov}$  die Länge der Überlappung der Diffusionsgebiete und des Gates und  $L$  die effektive Gatelänge, also die gezeichnete Länge abzüglich der beiden Überlappungen. Der Term  $C_{pn}(U)$  ist die Sperrschichtkapazität des pn–Überganges der Diffusionsgebiete zum Substrat in Abhängigkeit der angelegten Spannung (siehe Gln. 2.40). Es zeigt sich, dass die wesentlichen Parameter der Gatekapazitätsbelag sowie die Gatefläche sind, wobei nur letztere beim Schaltungsentwurf beeinflusst werden kann.

Tabelle 2.1: Intrinsische Kapazitäten des MOSFETs.

Kapa- zität	Sperr- bereich	Trioden- bereich	Sättigungs- bereich
$C_{gs}$	$WL_{ov}C_{ox}$	$WL_{ov}C_{ox} + \frac{1}{2}WLC_{ox}$	$WL_{ov}C_{ox} + \frac{2}{3}WLC_{ox}$
$C_{gd}$	$WL_{ov}C_{ox}$	$WL_{ov}C_{ox} + \frac{1}{2}WLC_{ox}$	$WL_{ov}C_{ox}$
$C_{gb}$	$WLC_{ox}$	0	$\frac{\frac{1}{3}WLC_{ox}C_{pn}(U_{bd})}{C_{ox}+C_{pn}(U_{bd})}$
$C_{sb}$	$A_sC_{pn}(U_{bs})$	$C_{pn}(U_{bs})(A_s + \frac{1}{2}WL)$	$C_{pn}(U_{bs})(A_s + \frac{2}{3}WL)$
$C_{db}$	$A_dC_{pn}(U_{bd})$	$C_{pn}(U_{bd})(A_d + \frac{1}{2}WL)$	$A_dC_{pn}(U_{bd})$

Mittels des vorgestellten Kleinsignalersatzschaltbildes lassen sich nun Transistorschaltungen als linear zeitinvariante Systeme modellieren und beispielsweise auf ihr Stabilitäts– oder transientes Verhalten hin untersuchen. Dies sei hier am Beispiel der



Schaltung in Abb. 2.3 durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit soll das dort gezeigte Transistorsymbol auch dann genutzt werden, wenn die Bulk–Sourcespannung ungleich 0V ist.

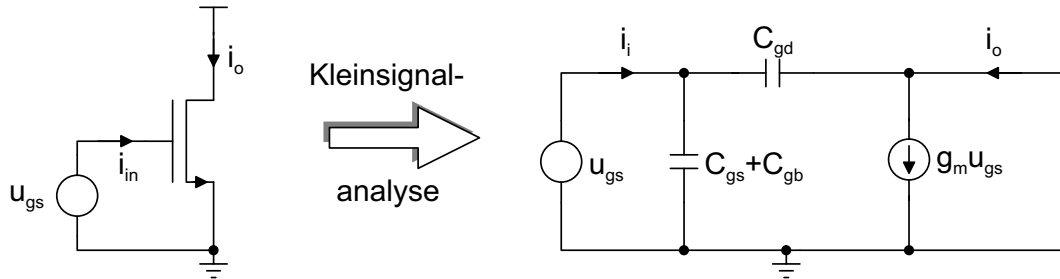


Abbildung 2.3: Schaltung und Kleinsignalersatzschaltbild zur Bestimmung der Transitfrequenz des MOSFETs.

Es sei angenommen, dass alle Transistoren in Sättigung arbeiten. Die gesuchte Übertragungsfunktion sei  $\frac{i_o}{i_{in}}$ . Durch Überführung der Schaltung in ein Kleinsignalersatzschaltbild und mittels der beispielsweise in [Unbehauen] vorgestellten Analysemethoden berechnet sich diese zu

$$\frac{i_o}{i_{in}} = \frac{g_m \left(1 - \frac{sC_{gd}}{g_m}\right)}{s(C_{gs} + C_{gd} + C_{gb})}. \quad (2.8)$$

Vernachlässigt man den Strom durch die Gate–Drainkapazität, so entfällt der Klammerterm im Zähler. Die Transitfrequenz<sup>1</sup> berechnet sich dann zu

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd} + C_{gb})} \approx \frac{3}{4\pi} \frac{\mu_n(U_{gs} - U_{Th})}{L^2}. \quad (2.9)$$

Die Transitfrequenz wird also durch Technologieparameter bestimmt, so dass sie oft zur Charakterisierung einer Technologie herangezogen wird.

Gln. 2.9 basiert auf einer Approximation erster Ordnung, so dass sich eine Proportionalität zum reziproken Quadrat der Länge ergibt. Die Modelle basieren dabei auf der Annahme, dass das elektrische Feld entlang des Kanals so schwach ist, dass die Ladungsträgergeschwindigkeit proportional zur Feldstärke ist. In Submikrometertechnologien ist diese Näherung nicht mehr gültig, so dass es zur Geschwindigkeitssättigung kommt [Gray]. Dies resultiert in einer “Linearisierung” der I/U Charakteristik des Transistors. Für die Transitfrequenz ergibt sich dadurch eine schwächere Abhängigkeit von der Transistorlänge, nämlich Proportionalität zur reziproken Länge. Dennoch erreichen heutige MOS Transistoren Transitfrequenzen im hohen Gigahertzbereich. In [Morifuji] wird beispielsweise von 100GHz für 120nm CMOS–Technologie berichtet und in [Woerlee] werden Transitfrequenzen von mehr als 200GHz für 50nm Technologien vorhergesagt.

<sup>1</sup>Frequenz, bei der der Betrag einer Übertragungsfunktion Eins wird

Das vorgestellte Kleinsignalersatzschaltbild ist wiederum ein Modell erster Ordnung, das sich für Handrechnungen eignet. Arbeit man in Frequenzbereichen von mehreren Gigahertz, so sind auch die bereits erwähnten Modelle für Schaltungssimulationen nicht mehr ausreichend. In diesem Fall müssen weitere Elemente wie etwa Zuleitungen und verteilte Widerstände berücksichtigt werden, wie es beispielsweise in [Enz] gemacht wurde.

### 2.1.3 Rauschmodellierung des MOS Transistors

Bei der Modellierung des Transistors in den vorangegangenen Kapiteln wurde davon ausgegangen, dass die durch den Transistor generierten Spannungen und Ströme lediglich von den anliegenden Signalen abhängen. In der Realität beobachtet man aber zufällige Fluktuationen unabhängig von den Eingangssignalen, die als Rauschen bezeichnet werden. Für ein Gesamtsystem spielt das Rauschen insofern eine Rolle, als dass es den minimal noch verarbeitbaren Signalpegel bestimmt. Da der Zweck der meisten analogen Systeme die Verarbeitung bzw. Konditionierung schwacher Signale ist, ist es nötig das Rauschverhalten von Transistoren in der Modellierung zu berücksichtigen. Das Gebiet des Rauschens ist sehr komplex und derzeit auch noch nicht vollständig erforscht. Hier seien deswegen auch nur Grundlagen kurz angerissen. Tiefergehende Ausführungen zur Rauschanalyse auf Systemebene finden sich etwa in [Buckingham], physikalische Grundlagen zum Rauschen in Transistoren werden in [Tsividis] untersucht.

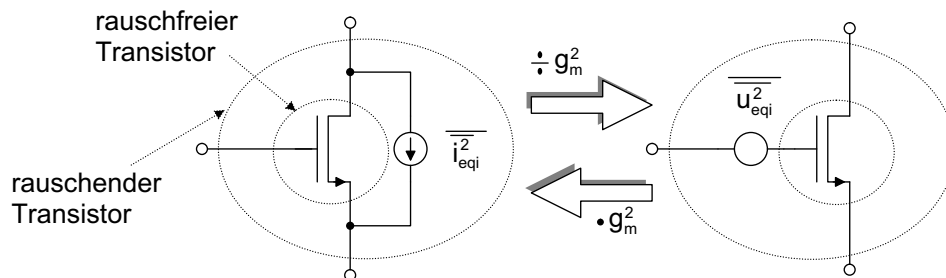


Abbildung 2.4: Rauschmodell des MOSFETs .

Da es sich beim Rauschen um zufällige Ereignisse handelt, lässt es sich nur über die umgesetzte Leistung oder über die spektrale Leistungsdichte modellieren. Letztere bietet den Vorteil, dass sie nicht nur eine globale Aussage über das Rauschen macht, sondern auch qualitativ die Zusammensetzung wiedergibt. Wenn nun ein Signal mit einer spektralen Leistungsdichte  $S_{i^2}(f)$  Eingangssignal für ein linear zeitinvariantes System mit der Übertragungsfunktion  $H(f)$  ist, so gilt für das Ausgangssignal

$$S_{o^2}(f) = S_{i^2}(f)|H(f)|^2. \quad (2.10)$$

Das Rauschen von Transistoren wird im Kleinsignalersatzschaltbild als Stromquelle zwischen Drain und Source modelliert (siehe Abb. 2.4). Es kann dann bei der Kleinsignalanalyse berücksichtigt werden und mittels der bekannten Berechnungsverfahren

der Rauschbeitrag der einzelnen Komponenten an jedem Punkt einer Schaltung bestimmt werden.

Zur Qualifizierung eines Systems berechnet man das eingangsbezogene Rauschen. Hierbei werden alle vorhandenen Rauschquellen durch Superposition zu einer äquivalenten Quelle am Eingang des Systems zusammengefasst (das Superpositionsprinzip ist gültig für Rauschleistungen, da es sich um nicht korrelierte Quellen handelt). Mittels der fiktiven Größe des äquivalenten Eingangsrauschens lassen sich dann verschiedene Schaltungskonzepte vergleichen, da sowohl Rauschen als auch Nutzsignal der gleichen Verstärkung durch das zu untersuchende System unterliegen. Betrachtet man das Rauschen am Ausgang, so können nur in Verbindung mit dem jeweiligen Ausgangssignal Vergleiche zwischen verschiedenen Ansätzen durchgeführt werden.

Die spektrale Rauschleistungsdichte der Ersatzquelle  $S_{i_{eqi}}^2(f)$  setzt sich bei einem MOSFET im Wesentlichen aus zwei Komponenten zusammen, dem thermischen und dem  $\frac{1}{f}$ -Rauschen. Das thermische Rauschen rührt vom Kanal des Transistors her. Da dieser resistives Verhalten zeigt, ist eine Analogie zu spektralen Rauschleistungsdichten des Widerstandes ( $S_{u_R}^2(f) = 4kTR$ ) zu erwarten. Nach [Abidi] berechnet sich der Anteil des thermischen Rauschens zu

$$S_{i_{thermisch}}^2(f) = 4kT\gamma g_m. \quad (2.11)$$

Dabei beträgt der Rauschüberhöhungsfaktor  $\gamma$  für große Kanallängen  $\frac{2}{3}$ , liegt für Submikrometertechnologien aber weit höher und kann nach [Abidi] bereits für eine  $0,8\mu\text{m}$  Technologie Werte von acht erreichen. Eine genaue physikalische Herleitung des Rauschüberhöhungsfaktors ist bisher noch nicht bekannt. Ein Ansatz wird in [Triantis] vorgestellt, wobei jedoch auf empirisch gewonnene Werte für die Rauschtemperatur zurückgegriffen wird. Aus diesem Grund wird beim Schaltungsentwurf im Allgemeinen auf messtechnisch ermittelte Werte für  $\gamma$  zurückgegriffen.

Die Ursachen für das  $\frac{1}{f}$ -Rauschen sind vielfältig und noch nicht genau bekannt. Des Weiteren unterscheiden sich diese für NMOS und PMOS Transistoren. Nach [Chang94] wird die Ursache bei NMOS Transistoren in Gitterdefekten im Halbleitersubstrat gesehen. Beim Übergang vom Halbleitermaterial zum Gateoxid entstehen offene Bindungen, die zufällig Ladungen binden und freigeben. Bei PMOS Transistoren begründet sich das  $\frac{1}{f}$ -Rauschen in Beweglichkeitsfluktuationen der Ladungsträger.

Die unterschiedlichen Ursachen für das  $\frac{1}{f}$ -Rauschen führen zu unterschiedlichen Modellen für die beiden Transistortypen. Es zeigt sich beispielsweise, dass das Rauschen des NMOS Transistors unabhängig von  $U_{gs}$  ist, was beim PMOS nicht der Fall ist. Des Weiteren unterscheiden sich die Modelle für verschiedene Arbeitsgebiete.

In Anbetracht der Tatsache, dass alle bisherigen Modelle das  $\frac{1}{f}$ -Rauschen nur ungenau beschreiben und dass im Rahmen dieser Arbeit Breitbandanwendungen untersucht werden, bei denen das  $\frac{1}{f}$ -Rauschen nur eine untergeordnete Rolle spielt, wird hier eine einfache Modellierung genutzt. Diese gilt für Transistoren in starker Inversion und Sättigung und wird im Allgemeinen in Grundlagenliteratur über Schaltungstechnik wie

etwa [Razavi01] genutzt:

$$S_{i_{1/f}}^2(f) = \frac{g_m^2 K_{n,p}}{C_{ox} W L} \frac{1}{f}. \quad (2.12)$$

Der Parameter  $K_{n,p}$  ist dabei eine für NMOS und PMOS unterschiedliche, prozessspezifische Konstante in der Größenordnung von  $10^{-25} \text{V}^2 \text{F}$ .

Mittels der Steilheit kann die Rauschstromquelle auch in eine dem Gate vorgeschaltete Rauschspannungsquelle transformiert werden, so dass sich die spektralen Rauschleistungsdichten der in Abb. 2.4 gezeigten Quellen zu

$$S_{i_{eqi}}^2(f) = 4kT\gamma g_m + \frac{g_m^2 K_{n,p}}{C_{ox} W L} \frac{1}{f} \quad S_{i_{eqi}}^2 = g_m^2 S_{u_{eqi}}^2 \iff S_{u_{eqi}}^2(f) = \frac{4kT\gamma}{g_m} + \frac{K_{n,p}}{C_{ox} W L} \frac{1}{f} \quad (2.13)$$

berechnen.

Sollen exakte Rauschberechnungen durchgeführt werden, so müssen neben den bereits erwähnten genaueren Modellierungen weitere Rauschquellen einbezogen werden. So besitzt beispielsweise das aus Polysilizium bestehende Gate einen hohen Widerstand. Ähnlich verhält es sich mit dem niedrig dotiertem Substrat. Detaillierte Modelle, die diese Effekte berücksichtigen, finden sich in [Chang91], [Razavi94] oder [Cheng02].

## 2.2 Optoelektronische Komponenten

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Geschwindigkeitsoptimierung von optoelektronischen Systemen. Dabei lassen sich die Ausleseschaltungen mittels der zuvor vorgestellten Modelle analysieren. Zur Modellierung eines Gesamtsystems ist außerdem die Kenntnis über das Verhalten der Schnittstelle zwischen den optischen und elektrischen Signalen von Nöten. Zu diesem Zweck sollen hier die Grundlagen der Eigenschaften des Lichts sowie der Fotodetektion vorgestellt werden.

### 2.2.1 Allgemeine Grundlagen

Gemäß der Maxwell'schen Theorie ist Licht eine elektromagnetische Welle. Bezeichnet  $\lambda$  die Wellenlänge,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im betrachteten Ausbreitungsmedium und  $f$  die Frequenz des Lichtes, so stehen diese Größen durch die Beziehung

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (2.14)$$

in Zusammenhang. Aufgrund des Welle-/Teilchendualismus kann Licht aber auch als Teilchenstrom, bestehend aus den sogenannten Photonen, betrachtet werden. Mittels des Planckschen Wirkungsquantum  $h$  berechnet sich deren Energie zu

$$E_{ph} = hf = h \frac{c}{\lambda}. \quad (2.15)$$

Bei Halbleitern lassen sich die Atomhüllen der Siliziumatome im Kristallverbund durch das Bändermodell beschreiben [Sze]. Dabei entarten die diskreten Energieniveaus des Bohrschen Atommodells (siehe beispielsweise [Vogel]) zu Energiebändern. Das äußerste, nicht leere Band wird Valenzband genannt, das innerste nicht voll besetzte Band als Leitungsband bezeichnet. Da nur die Elektronen im Leitungsband zum Stromfluss beitragen, wird der Abstand  $\Delta E$  zwischen Valenz- und Leitungsband auch genutzt, um ein Material als Leiter, Halbleiter oder Isolator zu klassifizieren.

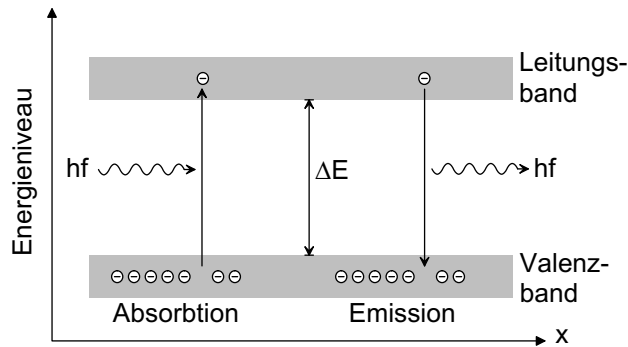


Abbildung 2.5: Prinzip der Absorption und Emission.

den Bandabstand bestimmt, also charakteristisch für das Material ist. Dieser Effekt wird beispielsweise bei Lasern<sup>2</sup> ausgenutzt, um Licht fest definierter Wellenlängen zu erzeugen.

Da sich die Elektronen nicht auf Energieniveaus zwischen Leitungs- und Valenzband aufhalten können, gibt es eine maximale Wellenlänge, die vom Material noch absorbiert wird. Diese berechnet sich mittels des Bandabstandes  $\Delta E$  zu

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{\Delta E}. \quad (2.16)$$

Nach [Sze] beträgt der Bandabstand für Silizium bei Raumtemperatur 1,12eV, was einer minimalen Wellenlänge von 1,107 $\mu$ m entspricht. Für größere Wellenlängen findet keine Absorption im geschilderten Sinne statt, so dass diese nicht mit auf Silizium basierenden Sensoren detektiert werden können. Unterhalb dieser Wellenlänge setzt die Absorption nur stetig ein. Dies begründet sich mit der Tatsache, dass Silizium ein indirekter Halbleiter ist, also bei den Übergängen auch Phononen zur Erhaltung des Impulserhaltungssatzes involviert sein müssen.

Es sei nun ein Halbleitersubstrat der Fläche  $A$  betrachtet, auf das der Strahlungsfluss  $\Phi_{ein}$  einstrahlt (siehe Abb. 2.6(a)). Der einfallende Strahlungsfluss teilt sich gemäß

$$\Phi_{ref} = K_{ref}\Phi_{ein} \quad \text{und} \quad \Phi_{tra} = (1 - K_{ref})\Phi_{ein} \quad (2.17)$$

in einen reflektierten und einen transmittierten Anteil auf, wobei der Reflexionskoeffizient  $K_{ref}$  eine materialabhängige Größe ist. Diese kann mittels geeigneter Oberflächenbehandlung wie beispielsweise der Änderung der Dicke bzw. des Brechungsindex des Oberflächenoxids beeinflusst werden.

<sup>2</sup>Light amplification by stimulated emission of radiation

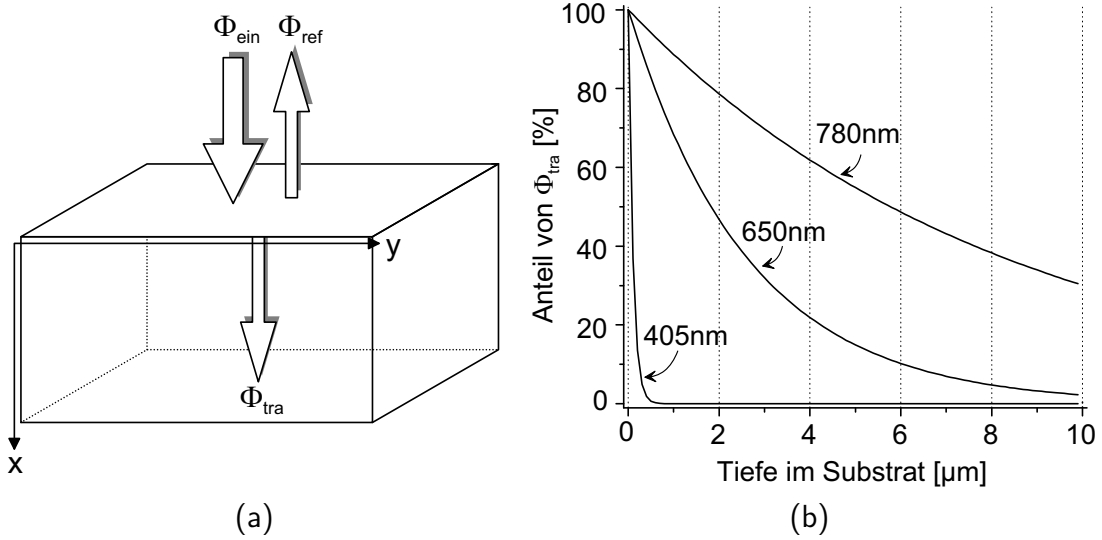


Abbildung 2.6: (a) Reflexion und Transmission am Halbleiter und (b) Strahlungsfluss in Silizium in Abhängigkeit der Tiefe.

Der transmittierte Teil des einfallenden Lichtes wird im Halbleitermaterial absorbiert und generiert Elektron–Lochpaare, so dass der Strahlungsfluss entlang der x–Achse abfällt. Nach [Zimmermann00] berechnet sich die Strahlungsflussverteilung  $\Phi_{\text{tra}}(x)$  zu

$$\Phi_{\text{tra}}(x) = (1 - K_{\text{ref}})\Phi_{\text{ein}}e^{(-\alpha(\lambda)x)}. \quad (2.18)$$

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha(\lambda)$  ist wiederum eine materialabhängige Größe, die außerdem von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes abhängt. Der Wert  $\frac{1}{\alpha(\lambda)}$  wird als Eindringtiefe bezeichnet und gibt an, in welcher Tiefe der Strahlungsfluss auf den  $\frac{1}{e}$ –ten Teil abgefallen ist. Zahlenwerte und funktionale Näherungen für  $\alpha(\lambda)$  sind in Anhang B gegeben. In Abb. 2.6 ist der Verlauf des Strahlungsflussabfalls in Abhängigkeit der x–Koordinate für drei verschiedene Wellenlängen dargestellt. Man erkennt, dass mit Abnahme der Wellenlänge der Strahlungsfluss zunehmend an der Oberfläche absorbiert wird, was wesentlichen Einfluss auf das von Fotodetektoren generierte Signal hat.

Der absorbierte Strahlungsfluss steht in direktem Zusammenhang mit der Anzahl der generierten Elektron–Lochpaare. Setzt man den pro differentiellen Volumenelement absorbierten Fluss mit der Energie der pro Zeit absorbierten Photonenanzahl gleich, so lässt sich daraus die Anzahl der generierten Elektron–Loch Paare  $N$  berechnen. Somit ergibt sich für die Generationsrate  $G(x)$ , also die pro Zeiteinheit  $\Delta t$  generierten Ladungsträger  $N$

$$G(x) = \frac{N}{\Delta t} = \frac{\Phi_{\text{tra}}(x) - \Phi_{\text{tra}}(x + \Delta x)}{\Delta x} \frac{1}{hfA} \stackrel{\Delta x \rightarrow 0}{=} -\frac{\partial \Phi_{\text{tra}}(x)}{\partial x} \frac{1}{hfA} = \frac{\alpha(\lambda)\Phi_{\text{tra}}}{hfA} e^{-\alpha(\lambda)x}. \quad (2.19)$$

Der Verlauf der Ladungsträgergeneration entspricht somit dem in Abb. 2.6 gezeigten Strahlungsflussabfall.

Das Verhalten eines Halbleiters im Allgemeinen wird durch die Halbleitergrundgleichungen beschrieben. Hier sollen nur die in den sich anschließenden Kapiteln benötigten Gleichungen angeführt werden, Ausführlicheres hierzu findet sich beispielsweise in [Sze]. Im Folgenden bezeichnet der Index  $n$  immer die für Elektronen gültige Größe, der Index  $p$  den für Löcher gültigen Wert.

Ladungsträger unter Feldeinwirkung  $\vec{E}$  bewegen sich in Richtung des Feldes mit der Geschwindigkeit  $\vec{V}_{n,p}$ , die in erster Näherung über die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu_{n,p}$  proportional zur Feldstärke ist. Bei Feldstärken oberhalb eines Grenzwertes  $|\vec{E}_{sat}|$  stellt sich eine Sättigungsgeschwindigkeit  $\vec{V}_{sat,n,p}$  ein, so dass

$$\vec{V}_{n,p} = \begin{cases} \mu_{n,p} \vec{E} & \text{für } |\vec{E}| \leq |\vec{E}_{sat}| \\ \vec{V}_{sat,n,p} & \text{für } |\vec{E}| > |\vec{E}_{sat}| \end{cases} \quad (2.20)$$

gilt. Die Stromdichte  $\vec{j}$  an einer beliebigen Stelle eines Halbleitersubstrates in einem Koordinatensystem ist gegeben durch

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p, \quad (2.21)$$

also als Summe aus Elektronenstromdichte  $\vec{j}_n$  und Löcherstromdichte  $\vec{j}_p$ . Diese wiederum setzen sich aus einem Drift- und einem Diffusionsanteil zusammen. Ersterer ergibt sich durch Einwirkung des elektrischen Feldes auf freie Ladungsträger. Letzterer resultiert aus Änderungen der Dotierung  $n$  bzw.  $p$  und wird über die Diffusionskoeffizienten  $D_{n,p}$  und den Gradienten der Dotierung modelliert. Man erhält

$$\begin{aligned} \vec{j}_n &= en\mu_n \vec{E} + eD_n \nabla n \\ \vec{j}_p &= ep\mu_p \vec{E} - eD_p \nabla p \end{aligned} \quad (2.22)$$

wobei die Diffusionskonstanten durch

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{e} \quad \text{und} \quad D_p = \mu_p \frac{kT}{e} \quad (2.23)$$

gegeben sind. Für die Stromdichten müssen außerdem die Kontinuitätsgleichungen gelten. Diese bringen die zeitliche Änderung der Dotierung mit dem Stromfluss und zusätzlichen Generations-/Rekombinationsprozessen in Zusammenhang. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + \frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{j}_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{j}_p. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Hierbei bezeichnet  $G_{n,p}$  Generationsraten von Löchern bzw. Elektronen beispielsweise bedingt durch Lichteinfall. Der zweite Summand nähert die Rekombinationsrate an, die in erster Näherung proportional zur Abweichung der Minoritätenkonzentration  $n_p$  und  $p_n$  von der im thermischen Gleichgewicht  $n_{p0}$  und  $p_{n0}$  ist. Für diese beiden Größen gilt

$$n_i^2 = n_{p0} p_{n0} \quad (2.25)$$

wobei  $n_i$  die materialabhängige intrinsische Ladungsträgerkonzentration ist. Der in Gln. 2.24 auftretende Proportionalitätsfaktor  $\tau_{n,p}$  ist die sogenannte Lebensdauer der Ladungsträger, die den mittleren Zeitraum zwischen Generation und Rekombination einer Ladung modelliert. Diese wird im Wesentlichen durch die Reinheit des Substrates bestimmt und steht mit den Diffusionskoeffizienten und der Diffusionslänge  $L_{n,p}$  über die Gleichung

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad \text{und} \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (2.26)$$

im Zusammenhang.

### 2.2.2 Lichtempfindliche Bauelemente in Siliziumprozessen

In einem Halbleiter, der keinen äußeren Einflüssen unterliegt, kommt es, wie in Abb. 2.5 angedeutet, unter Emission von Lichtquanten zur Rekombination der Elektronen und Löcher. Um ein Lichtsignal zu detektieren, ist es daher nötig, durch zusätzliche Maßnahmen die Ladungsträger dauerhaft zu trennen.

#### Fotoleiter

Im einfachstem Fall legt man an ein Halbleitersubstrat eine Spannung an, so dass sich ein elektrisches Feld ausbildet. Handelt es sich um einen eigenleitenden Halbleiter, so fließt im unbeleuchteten Fall ein Dunkelstrom, der im Wesentlichen durch thermisch generierte Ladungsträger verursacht wird. Fällt nun Strahlung auf das Halbleitersubstrat, so bilden sich wie im vorherigen Kapitel geschildert Elektron–Loch Paare. Aufgrund des elektrischen Feldes kommt es dann zu einem vom einfallenden Strahlungsfluss abhängigen Stromfluss, womit sich der Name Fotoleiter begründet.

Zur Charakterisierung optoelektronischer Komponenten wird oftmals der Quantenwirkungsgrad  $\eta$  herangezogen. Dieser bezeichnet das Verhältnis der zum Fotostrom beitragenden Elektron–Loch Paare zur Anzahl der einfallenden Photonen. Mittels des optischen und internen Quantenwirkungsgrades

$$\begin{aligned} \eta_o(\lambda) &= \frac{\text{einfallende Photonen}}{\text{absorbierte Photonen}} = 1 - K_{ref} \\ \text{und } \eta_i(\lambda) &= \frac{\text{zum Fotostrom beitragende Photonen}}{\text{absorbierte Photonen}} \end{aligned} \quad (2.27)$$

berechnet sich dieser zu

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{zum Fotostrom beitragende Photonen}}{\text{einfallende Photonen}} = \eta_o(\lambda) \eta_i(\lambda). \quad (2.28)$$

Da der optische Quantenwirkungsgrad durch die Oberfläche des Halbleiters, das Halbleitermaterial selbst und die Wellenlänge der einfallenden Strahlung bestimmt wird, soll hier der interne Quantenwirkungsgrad näher betrachtet werden. Wenn  $\tau_n = \tau_p = \tau$  und  $t_{tr}$  die Zeit ist, die von Elektronen und Löchern zum Durchlaufen des Bauelementes benötigt wird, so gilt für den Fotoleiter nach [Schlachetzki]

$$\eta_i = \frac{\tau}{t_{tr}}. \quad (2.29)$$



Eine Erhöhung des Quantenwirkungsgrades kann somit durch die Reduzierung der Transitzeit der Ladungsträger erreicht werden. Dies kann über eine Erhöhung der anliegenden Spannung bzw. durch die Verringerung der Substratlänge erfolgen. Eine andere Möglichkeit ist die Erhöhung der Lebensdauer. Durch den Einbau von Haftstellen mit Energieniveaus zwischen Valenz- und Leitungsband lässt sich dies ermöglichen. Solange die Elektronen dort verharren, können sie nicht zum Rekombinationsprozess beitragen, so dass Ladungsträger durch den äußeren Stromkreis zugeführt werden müssen. Bei ausreichend hohem elektrischen Feld und geringer Länge des Halbleiters, lassen sich aufgrund des Lawineneffekts mit dem Fotoleiter auch Quantenwirkungsgrade größer Eins erreichen.

In einem Standard CMOS Prozess steht kein eigenleitendes Halbleitermaterial zur Verfügung. Bei Verwendung eines dotierten Halbleitermaterials würde ein konstanter Strom fließen, der in Verbindung mit den hohen Spannungen, die für ein ausreichendes transientes Verhalten benötigt werden, unverträglich hoch wäre. Aus diesem Grund werden Fotoleiter hier nicht weiter verfolgt.

### MSM Fotodetektoren

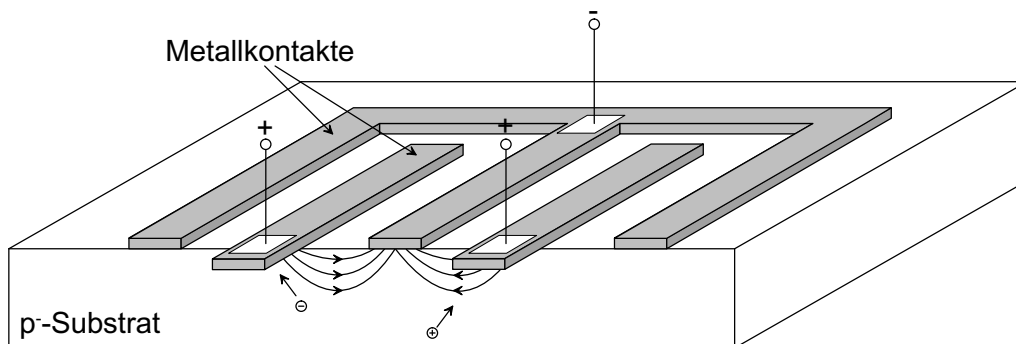


Abbildung 2.7: Beispiel eines MSM Fotodetektors.

Realisiert man die äußeren Kontakte des Fotoleiters mit Metall, so erhält man die sogenannten **Metal–Semiconductor–Metal** Fotodetektoren (MSM). Diese werden, wie in Abb. 2.7 gezeigt, als gefaltete Struktur realisiert. Der Vorteil der MSM Detektoren liegt in den hohen damit erzielbaren Bandbreiten. Nach [Burm] berechnet sich diese zu

$$f_{3dB,MSM} \approx \frac{1}{2\pi t_{tr}}, \quad (2.30)$$

wobei nun  $t_{tr}$  die Transitzeit zwischen zwei Metallstegen ist. In [Liu] werden beispielsweise MSM Fotodetektoren mit einer Bandbreite von 140GHz vorgestellt. Da sich das elektrische Feld, wie in der Abbildung angedeutet, hauptsächlich an der Oberfläche ausbildet, besitzen MSM Fotodetektoren Nachteile in höheren Wellenlängenbereichen. In [Liu] wurden deshalb ein **Silicon–on–Insulator** (SOI) Substrat genutzt, so dass Ladungen, die tief im Substrat gebildet werden, nicht zu den Kontakten diffundieren

können. MSM Detektoren besitzen außerdem eine niedrige Kapazität. Dies hat, wie in Kapitel 4 gezeigt wird, positive Auswirkungen auf die Ausleseschaltungen hinsichtlich der Rauscheigenschaften und der Bandbreite.

Ein Nachteil dieser Detektorart ist, dass durch die Metallkontakte das einfallende Licht abgeschirmt wird und sich somit nur niedrigere Quantenwirkungsgrade erzielen lassen (dies lässt sich durch die Nutzung von Indiumzinnoxid umgehen [Sze]). Darüber hinaus lassen sich MSM Fotodetektoren nicht in Standard CMOS Prozessen fertigen, da die Metall–Halbleiterübergänge als ohmsche Kontakte realisiert werden. Die Implementierung als sogenannte Schottky–Kontakte bedarf spezieller Prozessschritte, so dass trotz deren hervorragenden transienten Eigenschaften die MSM Detektoren im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt werden.

### Fototransistoren

Ein Quantenwirkungsgrad größer Eins geht bei Fotoleitern im Allgemeinen mit hohen angelegten Spannungen einher, die bei der Verwendung heutiger Halbleiterprozesse nicht zur Verfügung stehen. Gleiches gilt auch für die in Kapitel 3.2 beschriebenen Lawinenfotodioden. Andere Bauelemente, die einen Quantenwirkungsgrad größer Eins besitzen, dabei aber keiner höheren Spannungen bedürfen, sind die Fototransistoren. Dabei wird davon ausgegangen, dass der am Ausgang des Bauteils zur Verfügung stehende Strom in den Quantenwirkungsgrad eingeht.

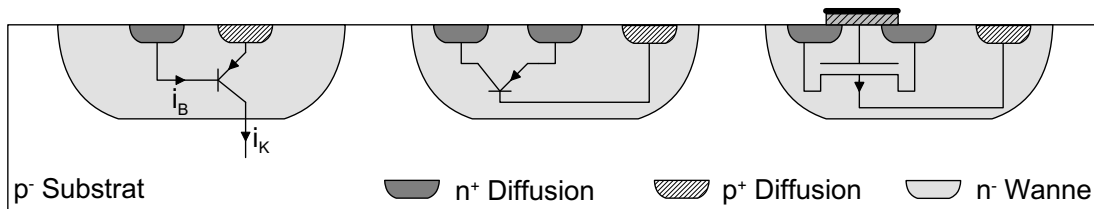


Abbildung 2.8: Layout verschiedener Fototransistoren (links vertikaler PNP Transistor, Mitte lateraler PNP Transistor, rechts PMOS Feldeffektfototransistor).

In Abb. 2.8 sind verschiedene, ohne Prozessmodifikationen in einer n–Wannen CMOS Technologie fertigmachbare Strukturen dargestellt. Auf der linken Seite ist ein vertikaler bipolarer Fototransistor dargestellt. Dessen Funktion und Modellierung im unbeleuchteten Fall ist beispielsweise in [Gray] beschrieben. Es zeigt sich, dass der Kollektorstrom  $i_K$  und der Basisstrom  $i_B$  über den Verstärkungsfaktor  $\beta (\gg 1)$  in Zusammenhang stehen:

$$i_K \approx \beta i_B. \quad (2.31)$$

Unter Beleuchtung wird durch den Basis–Kollektorübergang ein Fotostrom generiert (siehe nächste Kapitel), der durch den Transistor entsprechend obiger Gleichung verstärkt wird. Der Nachteil dieser Anordnung ist, dass der Transistor nur in Kollektorschaltung betrieben werden kann, da das Substrat auf fixem Potential liegt.

Aus diesem Grund wird auch der in der Mitte von Abb. 2.8 gezeigte, laterale bipolare Fototransistor genutzt, bei dem alle drei Anschlüsse frei zugänglich sind. In [Zimmermann00] werden Messergebnisse eines solchen Fototransistors in einer  $2\mu\text{m}$  Standard CMOS Technologie vorgestellt und mit einer Fotodiode derselben Größe verglichen. Bei einer Wellenlänge von  $660\text{nm}$  ergibt sich dabei eine Verstärkung des Fotostroms um den Faktor 1040.

Auf der rechten Seite von Abb. 2.8 ist ein Feldeffektphototransistor dargestellt. Im Betrieb wird die Wanne offen gelassen. Bei Lichteinfall senken dann die am Wanne-Substratübergang getrennten Ladungsträger das Wannepotential, was gemäß Gln. 2.2 direkten Einfluss auf die Schwellspannung des Transistors hat. Die wiederum geht gemäß Gln. 2.3 und Gln. 2.4 in den Drainstrom des Transistors ein, wodurch es zur lichtabhängigen Modulierung desselben kommt. Gemäß [Zhang] lassen sich, verglichen mit einer n-Wannen Fotodiode der gleichen Fläche wie die Wanne des Fototransistors, Stromverstärkungen zwischen 80 und 290 erreichen. Nach [Schanz98] kann der Faktor bei niedrigen Beleuchtungsstärken bis zu  $10^6$  betragen. Eine genaue Modellierung des Verhaltens des bipolaren und des Feldeffektphototransistors findet sich in [Schanz98]. Es zeigt sich, dass der Feldeffektphototransistor ein sehr variabel einsetzbares Bauelement ist, wobei vor allem sein hoher Dynamikbereich ausgenutzt wird. Dieser ergibt sich aufgrund einer logarithmischen Transfercharakteristik im Bereich der starken Inversion.

Das transiente Verhalten der Fototransistoren bleibt weit hinter den im Folgenden Kapitel beschriebenen Fotodioden zurück. So wird beispielsweise in [Zimmermann00] für einen lateralen bipolaren Fototransistor mit einer Basislänge von  $2\mu\text{m}$  eine Anstiegszeit von  $3,1\mu\text{s}$  angegeben. Gemäß [Schanz97] liegt sie für Feldeffektphototransistoren in der Größenordnung von einigen zehn Mikrosekunden. Dementsprechend finden die beschriebenen Bauelemente hauptsächlich Anwendung in Bildsensoren (siehe beispielsweise [Schanz97] für Feldeffektphototransistoren und [Zhang] für bipolare Fototransistoren) oder Optokopplern. Für die vorliegenden Anwendungsgebiete sind die erzielbaren Bandbreiten nicht ausreichend, so dass auf die im Folgenden beschriebenen Fotodioden zurückgegriffen wird.

## Fotodioden

Bei einem pn-Übergang kommt es, wie in Abb. 2.9(a) dargestellt, aufgrund der Ladungsdiffusion zur Ausbildung einer Verarmungszone. Die Ausdehnung  $W_n$  und  $W_p$  der Verarmungszone in die entsprechenden Gebiete des mit der Spannung  $U$  in Sperrrichtung beschalteten Überganges berechnet sich gemäß [Sze] zu

$$W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{e} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} (U_D - U)}$$

$$W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{e} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} (U_D - U)} \quad \text{mit} \quad U_D = \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (2.32)$$

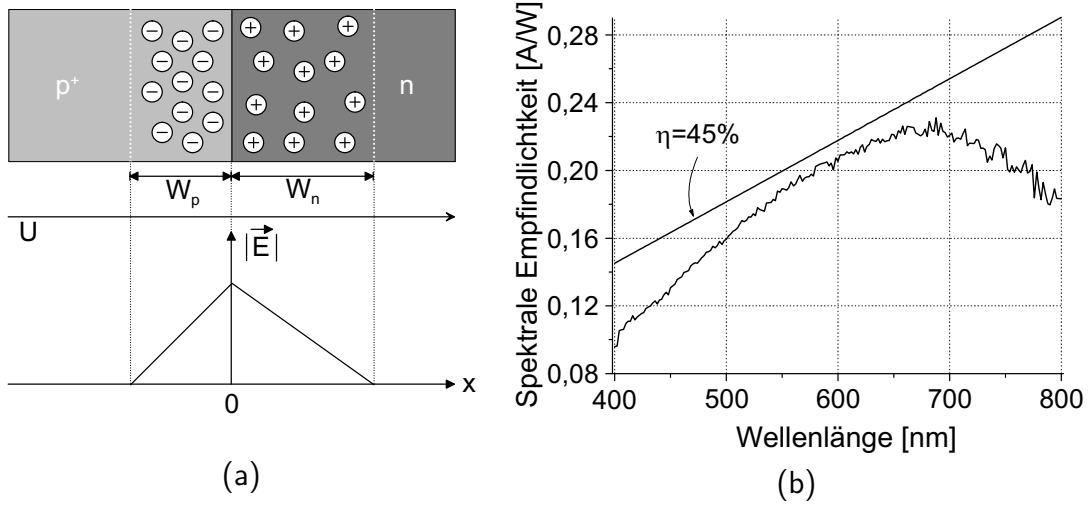


Abbildung 2.9: (a) Abrupter p<sup>+</sup>-n-Übergang und (b) typischer Verlauf der spektralen Empfindlichkeit einer Silizium Fotodiode sowie Quantenwirkungsgrad von 45%.

Dabei bezeichnet  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätszahl im Vakuum,  $\epsilon_r$  die relative Dielektrizitätszahl des Halbleitermaterials und  $N_A$  und  $N_D$  die Akzeptoren- bzw. Donatorkonzentration. Innerhalb der Verarmungszone kommt es aufgrund der Ladungsträgerverschiebung zur Ausbildung eines elektrischen Feldes  $E(x)$ . Dessen Betrag berechnet sich zu

$$|E(x)| = \begin{cases} \frac{eN_A(x+W_p)}{\epsilon_r} & \text{für } -W_p \leq x < 0 \\ \frac{eN_D(x-W_n)}{\epsilon_r} & \text{für } 0 < x \leq W_n \end{cases} \quad (2.33)$$

Absorbierte Photonen, die nun im Bereich des Feldes generiert werden bzw. dorthin diffundieren, werden aufgrund der Feldeinwirkung getrennt und erzeugen den sogenannten Fotostrom.

Neben den bereits oben eingeführten Quantenwirkungsgraden, wird zur Charakterisierung von Fotodioden auch die spektrale Empfindlichkeit  $S(\lambda)$  herangezogen. Diese bringt die direkt messbaren Größen Fotostrom  $I_{ph}$  und den bei einer Wellenlänge  $\lambda$  einfallenden Strahlungsfluss  $\Phi_{\lambda, \text{ein}}$  in Zusammenhang. Berechnet man mittels 2.15 die Anzahl der pro Zeiteinheit einfallenden Photonen, so lässt sich mittels des Quantenwirkungsgrades der Fotostrom berechnen. Für die spektrale Empfindlichkeit gilt dann

$$S(\lambda) = \frac{I_{ph}}{\Phi_{\lambda, \text{ein}}} = \frac{e\lambda\eta(\lambda)}{hc} \quad (2.34)$$

In Abb. 2.9(b) ist ein typischer Empfindlichkeitsverlauf einer (Oberflächen-)Silizium pn-Fotodiode sowie ein konstanter Quantenwirkungsgrad von 45% gezeigt.

Fotodioden lassen sich in Standard CMOS Prozessen auf vielfältige Art implementieren. Die im folgenden Kapitel durchgeführten Berechnungen zeigen, dass die damit erzielbaren Bandbreiten im Bereich der im Rahmen dieser Arbeit benötigten Werte liegen. Darüber hinaus bieten Fotodioden bei der Gestaltung ihrer Form die meisten Freiheitsgrade, was im Bereich der Detektoren für optische Speichersysteme von Bedeutung ist (siehe Kapitel 5). Aus diesen Gründen wird für die hier angestrebten

Anwendungsbereiche die Fotodiode als am besten geeignetes Sensorelement angesehen. In Kapitel 3 wird der Vorgang der Fotostromgenerierung detailliert untersucht, in Kapitel 4 werden Analysen und Optimierungen zu entsprechenden Ausleseschaltungen vorgestellt..

## 2.3 Modellierung der Fotodiode

Um optoelektronische Ausleseschaltungen analytisch untersuchen zu können, ist es nötig, diese einschließlich des lichtsensitiven Bauelementes zu modellieren. Aus diesem Grund sollen hier entsprechende Modelle für das Groß- und Kleinsignalverhalten der Fotodiode erläutert werden.

### 2.3.1 Großsignalmodellierung der Fotodiode

Im unbeleuchteten Fall wird der Strom einer Diode durch die anliegende Spannung bestimmt. Mit den in Abb. 2.10 gezeigten Strom- und Spannungsrichtungen berechnet sich dieser zu

$$I_{D,\text{unbeleuchtet}} = I_s \left( e^{\frac{U}{kT}} - 1 \right), \quad (2.35)$$

wobei das  $e$  im Exponenten die Elementarladung symbolisiert. Im beleuchteten Fall überlagert sich dem Diodenstrom der durch Gln. 2.34 gegebene Fotostrom, so dass

$$I_{D,\text{beleuchtet}} = I_{D,\text{unbeleuchtet}} - I_{ph} \quad (2.36)$$

gilt. Der Parameter  $I_s$  bezeichnet

den sogenannten Sperrstrom, der fließt, wenn die Diode in Sperrrichtung geschaltet ist, also  $U \ll 0$  gilt. Beim Einsatz von Fotodioden in optoelektronischen Schaltungen ist dies im Allgemeinen der Fall, so dass nach Gln. 2.36  $I_s$  dem Strom im unbeleuchteten Fall, dem sogenannten Dunkelstrom  $I_{\text{dunkel}}$  in umgekehrter Richtung entspricht. Gemäß [Winstel] setzt sich der Dunkelstrom aus zwei Anteilen, nämlich dem Generationsdunkelstrom  $I_{\text{dunkel,gen}}$  und dem Diffusionsdunkelstrom  $I_{\text{dunkel,diff}}$  zusammen, so dass

$$I_{\text{dunkel}} = I_{\text{dunkel,gen}} + I_{\text{dunkel,diff}} \quad (2.37)$$

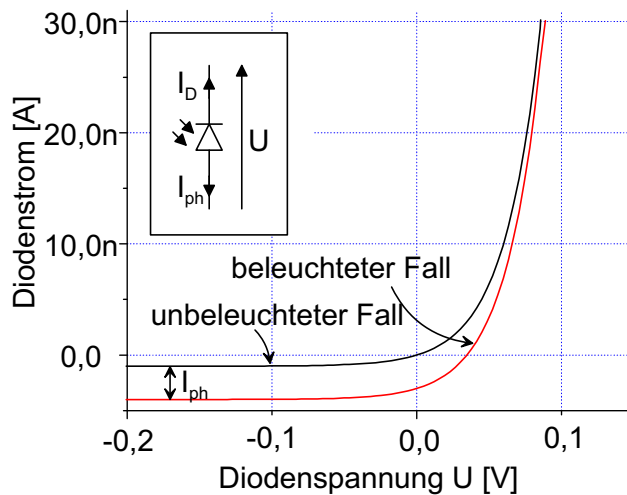


Abbildung 2.10: Großsignalverhalten einer Fotodiode mit  $I_s = 1\text{nA}$  im beleuchteten und unbeleuchteten Fall.

gilt. Ersterer resultiert aus thermisch generierten Ladungsträgern in der Raumladungszone. Er berechnet sich zu

$$I_{\text{dunkel,gen}} = \frac{Aen_iW}{2\tau}, \quad (2.38)$$

wobei  $W = W_n + W_p$  die durch Gln. 2.32 gegebene Breite der Raumladungszone,  $A$  die Querschnittsfläche der Fotodiode und  $\tau_n = \tau_p = \tau$  ist. Der Diffusionsdunkelstrom entsteht durch Diffusion von Minoritätsladungsträgern aus den feldfreien Gebieten zu den Rändern der Raumladungszone. Er ist durch

$$I_{\text{dunkel,diff}} = \frac{eAn_i^2}{\tau} \left( \frac{L_n}{N_A} + \frac{L_p}{N_D} \right) \quad (2.39)$$

gegeben. Für genaue Berechnungen muss noch der Tunneldunkelstrom, der bei hohen Sperrspannungen auftritt, und der Oberflächenleckstrom aufgrund von Oberflächendefekten berücksichtigt werden. Erläuterungen hierzu finden sich beispielsweise in [Winstel]. Der Dunkelstrom wirkt sich hauptsächlich bei integrierenden Ausleseverfahren aus (siehe Kap. 5.4), da dabei Fotoströme in der gleichen Größenordnung detektiert werden. Bei der in Kapitel 4 beschriebenen Strom/Spannungswandlung bewirkt er lediglich eine Verschiebung des DC Potentials. Da die zu erwartenden Dunkelströme um den Faktor  $10^6$  niedriger als die Signalströme sind, liegen die Verschiebungen im Mikrovoltbereich und können somit bei dieser Auslesemethode vernachlässigt werden.

### 2.3.2 Kleinsignalmodellierung der Fotodiode

Da bei den im Rahmen dieser Arbeit genutzten Ausleseschaltungen die Spannung über den Fotodioden konstant gehalten wird (siehe Kapitel 4), ist bei den Analysen ein Kleinsignalmodell von Nöten. Ein entsprechendes Ersatzschaltbild für eine in Sperrrichtung beschaltete Fotodiode ist in Abb. 2.11 gezeigt.

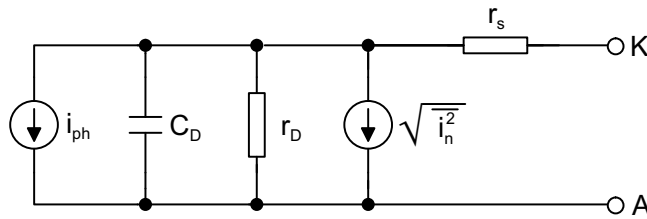


Abbildung 2.11: Kleinsignalmodell einer pn-Fotodiode.

Als wichtigstes passives Element erhält man die Sperrschichtkapazität  $C_D$  der Fotodiode. Diese ist im Allgemeinen der bandbreiten- und empfindlichkeitsbegrenzende Parameter für das Gesamtsystem (siehe Gln. 4.6 und Kapitel 4.2) und berechnet sich zu

$$C_D(U) = A \sqrt{\frac{e\epsilon_0\epsilon_r N_A N_D}{2(N_A + N_D)(U_D - U)}}, \quad (2.40)$$

wobei  $A$  die Fläche des pn-Überganges ist. Parallel dazu erhält man einen Widerstand  $r_D$ , der sich durch Differentiation der Gleichung 2.35 zu

$$\frac{1}{r_D} = \frac{\partial I_D}{\partial U} = \frac{eI_s}{kT} e^{\frac{eU}{kT}} \quad (2.41)$$

berechnet. Im Allgemeinen ergeben sich Widerstandswerte in der Größenordnung von mehreren hundert Megaohm oder höher. Der Widerstand  $r_s$  modelliert den Widerstand der Zuführungsleitungen und Kontakte. Werden hybride Schaltungen mit externen Fotodioden aufgebaut, so muss an dieser Stelle ein komplizierteres Netzwerk angenommen werden, dass Induktivitäten, Padkapazitäten und weitere parasitäre Bauelemente berücksichtigt.

Als signalgebende Komponente erhält man eine Stromquelle  $i_{ph}$ , deren Strom im niederfrequenten Fall gemäß Gln. 2.34 durch das Lichtsignal moduliert wird. Bei höheren Frequenzen kommen Tiefpasseffekte zum Tragen, welche in Kapitel 3 detailliert untersucht werden.

Das Rauschen der Fotodioden lässt sich nach [Dereniak] als Schrotrauschen modellieren. Dies begründet sich nach [Sarpeshkar] mit der Tatsache, dass der Strom durch Dioden eine Vorzugsrichtung besitzt. Die spektrale Zusammensetzung der Rauschstromquelle  $\sqrt{i_n^2}$  parallel zur Signalstromquelle ist somit durch

$$S_{i_n^2}(f) = 2e(i_{ph} + i_{dunkel}) \quad (2.42)$$

gegeben. Wie oben erwähnt, liegt bei den hier betrachteten Anwendungen der Fotostrom um Größenordnungen höher als der Dunkelstrom, so dass dieser bei Rauschberechnungen vernachlässigt werden kann.

Für den Fall, dass die über der Fotodiode anliegende Sperrspannung stark verrauscht ist, muss dieser Effekt ebenfalls berücksichtigt werden, da die Sperrspannung in den von der Fotodiode generierten Strom eingeht (siehe Kapitel 3.3). Durch einfache Tiefpassfilterung lässt sich dieser Effekt umgehen und wird deshalb hier nicht näher betrachtet.

Will man ein Gesamtsystem charakterisieren, so muss auch das Rauschen der signalgebenden Lichtquelle berücksichtigt werden. Ist dessen spektrale Zusammensetzung bekannt, so kann es mittels Gln. 2.34 in ein äquivalentes Rauschstromsignal umgerechnet werden, wobei das Frequenzverhalten der Fotodiode berücksichtigt werden muss. Dieses kann dann bei einer Systemanalyse als zusätzliche Rauschstromquelle parallel zu  $\sqrt{i_n^2}$  berücksichtigt werden.

## 2.4 Anwendungsgebiete

Für die im Rahmen dieser Arbeit gemachten Untersuchungen stehen zwei Anwendungsgebiete im Vordergrund, nämlich die optische Speichersysteme und die optische Kurzstreckennachrichtenübertragung. Aus diesem Grund sollen diese Bereiche hier

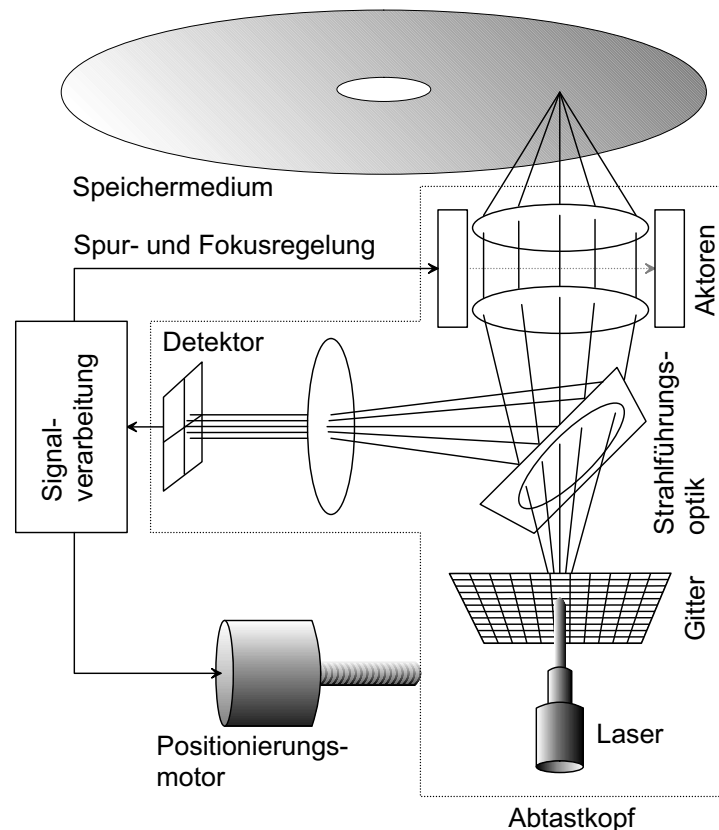


Abbildung 2.12: Prinzipieller Aufbau eines optischen Speichers

kurz vorgestellt werden, um die im Rahmen dieser Arbeit gemachten Untersuchungen zu motivieren.

### 2.4.1 Optische Speichersysteme

Optische Speicher bestehen im Allgemeinen aus dem Laufwerk und dem Speichermedium. In Abb. 2.12 ist der Aufbau eines solchen Systems mit seinen elementaren Bestandteilen skizziert. Die Daten werden auf dem Medium durch Änderung der Oberflächencharakteristik mittels eines fokussierten Laserstrahls gespeichert. Um die Bits zu codieren wird dabei das Speichermedium örtlich begrenzt so beeinflusst, dass ein von diesem Ort reflektierter Lichtstrahl in Phase, Intensität oder Polarisation moduliert ist. Wird das Medium in einen Laserstrahlengang zum Rotieren gebracht, so erhält man einen in Abhängigkeit von den abgespeicherten Daten modulierten reflektierten Strahl, wie es in Abb. 2.13 dargestellt ist. Mittels eines Detektors werden daraus elektrische Signale erzeugt, die neben der Datenrückgewinnung zur Generierung von Servosignalen zur Positionierung des Abtastkopfes genutzt werden. Auf diese Weise kann der Laserstrahl auf dem Speichermedium im Fokus und auf der auszulesenden Spur gehalten werden. Dabei müssen vor allem thermische Driften und Fertigungsschwankungen des Laufwerks und Speichermediums kompensiert werden.



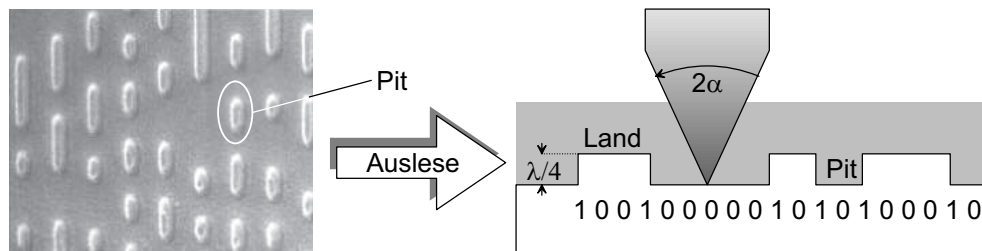


Abbildung 2.13: Foto eines Speichermediums und Prinzip der Datenspeicherung mittels sogenannter Lands and Pits. Durch die unterschiedliche Weglängen der Lichtwellenlänge bei der Auslese von Pit and Land kommt es zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz mit dem an der Oberfläche reflektiertem Strahl und somit zur Strahlungsflussmodulation. Transitionen im Strahlungsfluss kodieren eine Eins.

Die Speicherkapazität, die mit einem solchen System erreichbar ist, wird durch die Dimensionen, die zur Kodierung eines Bits benötigt werden und die Abstände, die zwischen den einzelnen Bits auftreten, bestimmt. Diese Größen wiederum hängen von der Wellenlänge des genutzten Lasers und der numerischen Apertur  $NA = \sin(\alpha)$  ab (siehe Abb. 2.13). Die Skalierung beider Größen wirkt sich dabei quadratisch auf die Speicherkapazität aus. Geht man von einem Bezugssystem mit der Kapazität  $M_0$ , der numerischen Apertur  $NA_0$  und der Wellenlänge  $\lambda_0$  aus, so erhält man mit den mit  $s$  indizierten Werten für das skalierte System

$$M_s = \left( \frac{NA_s}{NA_0} \right)^2 \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_s} \right)^2 k M_0. \quad (2.43)$$

Der Faktor  $k$  steht für einen Korrekturfaktor, der zusätzliche Fortschritte, beispielsweise in der Servomechanik oder Kodierung, beinhaltet.

Auf dem beschriebenen Verfahren basieren verschiedene Standards, die beispielsweise in [Ross] beschrieben sind. Der wesentliche Unterschied liegt in den in Gln. 2.43 genutzten Größen. So basiert beispielsweise CD-ROM auf Licht der Wellenlänge 780nm bei einer numerischen Apertur von 0,45, DVD auf 650nm bei einer numerischen Apertur von 0,6. Derzeit laufen Entwicklungen hinsichtlich eines neuen Standards. Dieser wird sich Licht der Wellenlänge 405nm und einer numerischen Apertur von 0,85 bedienen und so eine Speicherkapazität von 27GByte pro Lage<sup>3</sup> erzielen [Sony].

Typische Speichersysteme müssen heute Felder wie Archivierung, Softwarevertrieb, digitale Fotografie, Film, Musik und sonstige Unterhaltungsmedien sowie Datenbanken abdecken. Nach [Imanaka] werden in Zukunft Dienstleistungen und Anwendungen wie etwa

- E-Government (elektronische Wahlen, Behördengänge)
- Heimtelearbeit

<sup>3</sup>DVDs können zum einem mehrlagig und zum anderen beidseitig realisiert werden

- Virtuelle Gemeinschaften (z. B. Elektronische Bibliotheken, Dolmetschende Telefonie, virtuelle Börsen usw.)
- Medizinische Beratung (Bereitstellung der Anamnese)
- Entertainment (Video On Demand, digitales Fernsehen, multimediale Freizeitgestaltung)
- Virtuelle Realitäten

weite Verbreitung beim Endverbraucher finden. Diese Bereiche werden sich nicht allein durch breitbandige Netzzugänge abdecken lassen. Vielmehr ist eine enorme Speicherkapazität in den einzelnen Haushalten von Nöten, mittels derer Daten gepuffert bzw. bereitgestellt werden. Alles in allem werden benötigte Speicherkapazitäten von 100GByte für mobile Anwendungen und 100PByte für stationäre Anwendungen im Privatbereich für 2030 von [Imanaka] vorhergesagt.

In Tabelle 2.2 sind Charakteristika verschiedener heute genutzter Speichersysteme aufgeführt. Diese zeigen, dass optische Speichersystem ein guter Kompromiss zwischen Bandspeichern und Festplatten sind. Optische Speichersysteme bieten ferner den Vorteil, dass die Speichermedien unempfindlich gegen Umwelteinflüsse sind und das der Abtastkopf im Gegensatz zu magnetischen Speichern nicht unmittelbar über dem Medium angeordnet sein muss. Dadurch ist der Austausch und die Lagerung der Medien leicht möglich. Aufgrund dieser Vorteile stellen optische Speichersysteme kurz- und mittelfristig die ideale Lösung zur Befriedigung der Speicheranforderungen dar. Das breite Anwendungsspektrum bzw. der damit verbundene Markt spiegelt sich in den derzeitigen Verkaufszahlen wieder. So wurden 2002 ca. 31,5 Millionen DVD-Spieler und 1,5 Millionen DVD-Recorder verkauft. Prognosen gehen von 4,5Mio. für 2003 bzw. 9Mio DVD-Recordern für das Jahr 2004 aus [Dipert].

Tabelle 2.2: Charakteristika verschiedener Speichermedien (aus [Volk]).

	Diskette	Festplatte	Magnetband	opt. Speicher
Zugriffszeit	150ms-250ms	6ms-10ms	100s	bis 100ms
Daten- transferrate	60-120KB/s	5-20MB/s	0,2-3MB/s	bis 7,8MB/s
Max. Kapazität	2,88MB	100GB	100GB	4,7GB(pro Lage)
Kosten in Cent/MB	0,342	0,034-0,068	0,0068-0,068	<0,0068

Bis 2010 lassen sich die steigenden Speicherbedürfnisse noch mit dem geschilderten optischen Speicherprinzip befriedigen, bevor physikalische Grenzen erreicht sind. Mittelfristig werden sich voraussichtlich Ansätze, die auf dreidimensionalen Medien bzw. mehreren Lagen basieren, durchsetzen. Langfristig werden Nahfeldtechnologien und Holografie zur Erhöhung der Speicherkapazität die besten Chancen zugeschrieben [Ohtsu].

Für den Bereich der optischen Speicher besteht somit ein enormes Marktpotential, welches sich in den kommenden Jahren noch vervielfachen wird. Um die Grenzen des derzeitig genutzten Konzeptes auszureizen bzw. zu überschreiten sind Neuentwicklungen auch im Bereich der Elektronik sowie der Schnittstelle zum Lichtsignal von Nöten. Mit ihren Integrations- und Kostenvorteilen stellt die CMOS Technologie aus ökonomischer Sicht die optimale Wahl hierfür da, so dass deren Nutzung erstrebenswert ist. Bisher werden entsprechende Detektoren in optimierten CMOS Technologien [Capella] bzw. BiCMOS Prozessen [Kieschnick] gefertigt.

### **2.4.2 Parallele optische Datenübertragung über kurze Strecken**

Die fortschreitende Reduzierung der in der Mikroelektronik genutzten Strukturgrößen geht mit der Verbesserung der Leistungsfähigkeit mikroelektronischer Systeme einher. Obwohl der Trend in Richtung Integration verschiedener Komponenten auf einem Substrat geht (System-on-Chip), zieht dies einen erhöhten Kommunikationsaufwand zwischen den verschiedenen Bausteinen nach sich. Als Beispiel seien hier Prozessoren angeführt, die mit ihrer Peripherie wie Speicher oder Ein- und Ausgabegeräten kommunizieren. Aufgrund der Diskrepanz bei der Speicher- und der Prozessorentwicklung, wird sich das Verhältnis von benötigtem und integrierbarem Speicher in Zukunft verschlechtern, so dass es zu erhöhtem Datenaustausch auf Systemebene kommen wird [Tenhunen]. Nach [Schulz] erzeugen beispielsweise Prozessoren mit einer Taktfrequenz von 10GHz Datenflüsse von bis zu 60GByte/s.

Der konventionellen Datenübertragung über metallische Leiter sind Grenzen gesetzt. Diese begründen sich in der starken Dämpfung bei hohen Frequenzen, Reflexionen und Übersprechphänomenen. Schätzt man die mögliche Datenrate über eine Leitung innerhalb eines Busses mit 2,5Gbit/s, so würde die oben angeführte Datenrate 192 parallele Leitungen erfordern. In Anbetracht der Tatsache, dass im Allgemeinen mehrere Kanäle mit der angeführten Datenrate versorgt werden, stößt man schnell an die Machbarkeitsgrenzen.

Als Ausweg wird die optische Datenübertragung gesehen (genauere Ausführungen hierzu finden sich etwa in [Andonovic]). Da Glasfasern eine weitaus niedrigere Dämpfung besitzen, die nur bei Übertragungsweiten im Kilometerbereich zum Tragen kommen, lassen sich auf diese Weise um Größenordnungen höhere Datenraten über eine Leitung erzielen. Momentan wird an Komponenten zum kommerziellen Einsatz für Datendurchsätze von 40Gbit/s mittels einer Wellenlänge gearbeitet, wobei dieser Wert durch die elektronischen Komponenten diktiert ist [Reinhold]. In [Sandel] wird von Übertragungsraten von 80Gbit/s basierend auf einer Wellenlänge berichtet. Dabei wurde auf ein Multiplexing der Polarisationsrichtung des Lichtes zurückgegriffen. Ein anderes Multiplexverfahren ist das Wellenlängenmultiplexing. Dabei werden über eine Faser mehrere parallele Kanäle mittels verschiedener Wellenlängen aufgebaut, wodurch sich Übertragungsraten im Tbit/s Bereich erzielen lassen [Matsuda].

In Abb. 2.14 ist die Dämpfung von optischen Fasern in Abhängigkeit der Wellenlänge

dargestellt. Man erkennt, dass diese für Wellenlängen kleiner 1000nm exponentiell ansteigt, was durch die Rayleigh Streuung bedingt ist. Aufgrund der Infrarotabsorption ergibt sich der gleiche Sachverhalt für Wellenlängen oberhalb von 1700nm. Innerhalb des Bereichs von 1000nm bis 1700nm gibt es aufgrund von Resonanzen zusätzliche Dämpfungsspitzen, so dass lediglich der Bereich der sogenannten optischen Fenster zur Langstreckenübertragung genutzt wird.

Die oben genannten Verfahren und Werte für Langstreckenübertragung, basieren deshalb auf Licht im infraroten Bereich. Aus Gln. 2.16 lässt sich entnehmen, dass Silizium für infrarotes Licht quasi "blind" ist, so dass man dabei nicht auf Siliziumdetektoren zurückgreifen kann. Da hier aber die Kurzstreckenübertragung im Meterbereich angesprochen wird, lassen sich auch hohe Dämpfungen durch die Fasern in Kauf nehmen. Folglich kann auf kurzwelliges Licht im Bereich von 400nm bis 800nm zurückgegriffen werden, welches mit Silizium detektierbar ist. Dies lässt auch die Nutzung von Laserdioden aus dem Bereich der optischen Speichersysteme zu, die durch deren weite Verbreitung entsprechend preiswert verfügbar sind.

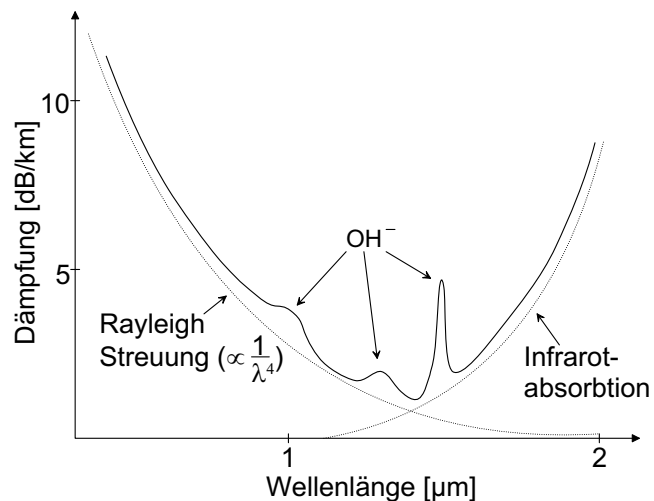


Abbildung 2.14: Qualitativer Verlauf der Dämpfung einer Glasfaser. Im kurzwelligen Bereich wird diese durch die Rayleigh-Streuung, im langwelligen durch Infrarotabsorption bestimmt. Die Dämpfungsspitzen sind durch  $\text{OH}^-$  Resonanzen bedingt.

Mit heutigen CMOS Technologien lassen sich Schaltungen für sehr hohe Datenraten bei optischen Übertragungsstrecken realisieren [Vadipour]. In digitalen Umgebungen ist es aber problematisch, am Rande der Technologie zu arbeiten, so dass man sich einen weiteren Vorteil der optischer Fasern zu Nutze macht. Da es keine Übersprechphänomene bei diesen Medien gibt, greift man auf das Buskonzept zurück.

In Abb. 2.15 ist das Prinzip der parallelen optischen Kurzstreckenübertragung dargestellt. Zentrales Element ist dabei ein **V**ertical **C**avity **S**urface **E**mitting **L**aser (VCSEL oder oberflächenemittierender Laser). Im Gegensatz zum seitlich emittierenden "normalen" Laser strahlen diese senkrecht zur Oberfläche ab, so dass sich daraus ein- bzw. zweidimensionale Matrizen aufbauen lassen. Auf Empfängerseite werden die Lichtsignale mit einer entsprechenden Detektormatrix wieder in elektrische Signale gewandelt. Die Strahlführung kann entweder frei über Linsen- und Spiegelsysteme oder über Glasfasern erfolgen. In einigen Veröffentlichungen wird für dieses Verfahren auch der Name **S**patial **D**ivison **M**ultiplexing (SDM) oder räumliches Multiplexen verwendet.

Erste Arbeiten zu diesem Ansatz finden sich beispielsweise in [Banwell], wo ein op-

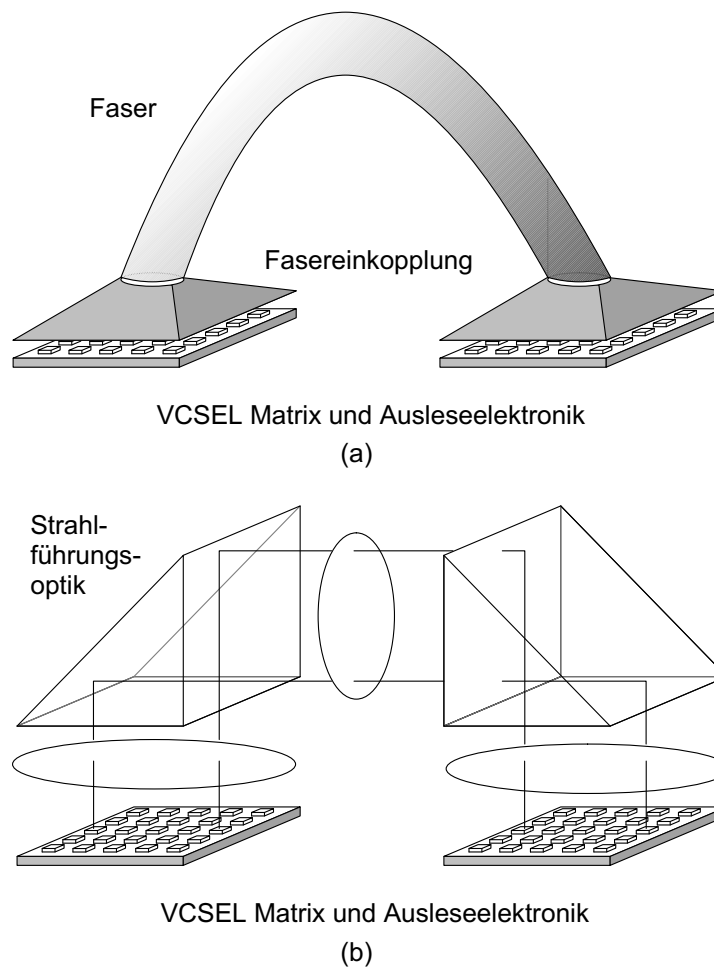


Abbildung 2.15: Prinzip der parallelen optischen Kurzstreckenübertragung mittels (a) Glasfasern und (b) einer Strahlführungsoptik.

tischer Sender mit acht Kanälen beschrieben wird. Als Empfänger dienen optoelektronische Messeinrichtungen direkt an der VCSEL Matrix. Erste Untersuchungen zur Integration finden sich in [Kuchta]. Dort wird die Ausleseelektronik mit einer Photodiode integriert und Systemuntersuchungen zur Erweiterung dieses Prinzips auf ein- und zweidimensionale Matrizen gemacht. Ein höher integrierter, bidirektionaler Ansatz findet sich zum Beispiel in [Hietala]. Darin wird ein Empfängerbaustein mit einer 8x8-Matrix bestehend aus Fotodiode und Ausleseverstärker sowie ein entsprechender Treiber Baustein für eine VCSEL Matrix vorgestellt. In [Plant] wird nach eigenen Angaben zum ersten Mal ein vollständig integriertes System präsentiert. Die VCSEL Matrix wurde dabei in Flip-Chip Technologie mit dem Treiber- und Empfängerbaustein verbunden. In allen publizierten Systemen kommen spezielle Technologien zum Einsatz. So wurde in [Yano] InP-Substrat mit pin/HBT integration, in [Kuchta] ein BiCMOS Prozess, in [Hietala] ein GaAs MESFET Prozess und in [Plant] eine Hybridtechnologie aus GaAs und CMOS genutzt.

Bisher befindet sich die parallele optische Kurzstreckendatenübertragung noch in der

Forschungs- und Entwicklungsphase. Langfristig wird diese Technik aber auch Einzug im PC Bereich erhalten, so dass der Markt dafür rapide ansteigen wird. Folglich ist auch hier die Nutzung von CMOS Prozessen erstrebenswert. Im Rahmen dieser Arbeit wird nicht weiter auf das geschilderte Prinzip eingegangen, die Untersuchungen lassen sich aber direkt auf dabei benötigte Empfängerschaltungen anwenden. Der in Kapitel 5 vorgestellte Baustein zielt zwar auf die Anwendung in optischen Speichern ab, ähnelt aber in seinem Aufbau den beim SDM benötigten Empfängerbausteinen, so dass sich das Prinzip übertragen lässt.

# Kapitel 3

## Fotodioden für sichtbares Licht

Im vorangegangenen Kapitel wurde dargelegt, dass die Fotodiode die beste Wahl für die angestrebten Anwendungsbereiche ist. Verschiedene Ausprägungen sollen hier vorgestellt und ein kurzer Überblick über den derzeitigen Stand der Technik und aktuelle Arbeiten gegeben werden. Bei der Abwägung der verschiedenen Parameter der Fotodiode stellt sich vor allem das transiente Verhalten für die hier betrachteten Anwendungsgebiete als kritisch heraus und wird aus diesem Grund genauer untersucht. Ferner sollen verschiedene untersuchte Fotodioden und, basierend auf einem neuartigen Messverfahren, Messergebnisse zu den Teststrukturen vorgestellt werden.

### 3.1 Relevanz der verschiedenen Fotodiodenparameter

Für das Gros der optoelektronischen Anwendungen ist die in Gln. 2.34 eingeführte spektrale Empfindlichkeit  $S(\lambda)$  der hervorstechende Parameter. Diese bestimmt entscheidend die Dimensionierung der Ausleseschaltung hinsichtlich des Rauschens und der Verstärkung. Niedrigere Werte lassen sich hier oftmals durch intelligente Schaltungstopologien, erhöhten Flächenbedarf und eine hohe Leistungsaufnahme umgehen, was aber nicht bei allen Anwendungen machbar ist. Bei Bildsensoren beispielsweise werden eine Vielzahl von lichtempfindlichen Bauelementen auf einem Baustein untergebracht. Dabei sind zum einen die Flächenrestriktionen sehr hart, da ein Teil der Ausleseelektronik im Pixel untergebracht wird und zum anderen multipliziert sich der Leistungsverbrauch mit der Anzahl der Pixel, die oftmals in der Größenordnung von Millionen liegt.

Eine andere Eigenschaft der Bildsensorik ist, dass die pro Pixel zu detektierenden Strahlungsflüsse im Bereich von einigen Nanowatt liegen. Bei hoch empfindlichen Spezialanwendungen wie beispielsweise in [Steadman] beschrieben, liegen diese oftmals noch niedriger. Im Rahmen dieser Anwendungen liegen dann die Dunkelströme in der gleichen Größenordnung wie der Signalstrom. Gemäß Gln. 2.42 tragen diese dann entscheidend zum Rauschverhalten bei und können je nach Ausleseprinzip auch stark

das generierte Ausgangssignal verfälschen. Folglich ist dem Dunkelstrom bei solchen Anwendungen ein entsprechend hoher Stellenwert zuzuordnen.

Gerade bei hoch empfindlichen Anwendungen steht der Signal–Rauschabstand der Ausleseschaltung im Vordergrund. In den folgenden Kapitel zeigt sich, dass dieser entscheidend von der Sperrschichtkapazität der Fotodiode mitbestimmt wird. Hier sollte also immer die spektrale Empfindlichkeit der Fotodiode in Zusammenhang mit der Sperrschichtkapazität betrachtet werden, da ein hoher Signalstrom nutzlos ist, wenn sich zugleich das Rauschverhalten der Ausleseschaltung verschlechtert.

Den zuvor erwähnten Anwendungen ist gemein, dass das transiente Verhalten der Fotodioden vernachlässigt werden kann, da die Bandbreiten des Eingangssignals im schlechtesten Fall in der Größenordnung von einigen Kilohertz liegen. Bei dem in Kapitel 2.4 vorgestellten Gebiet der optischen Speicher werden Bandbreiten von ca. 100MHz benötigt, für die optische Kurzstreckenübertragung werden ca. 500MHz angestrebt. Bei diesen Werten erreicht man die Grenzen des in Standard CMOS Prozessen Machbaren. Da aus einem Signal ausgefilterte Informationen unwiderruflich verloren sind, lässt sich, anders als etwa eine niedrige spektrale Empfindlichkeit, eine mangelnde Bandbreite der Fotodiode nicht durch eine aufwendigere Ausleseschaltung kompensieren. Aus diesem Grund wird dem Geschwindigkeitspotential der Fotodiode hier das größte Augenmerk verliehen. Der spektralen Empfindlichkeit und der Sperrschichtkapazität werden geringere Bedeutung zugewiesen, da diese durch entsprechende Schaltungstopologien ausgeglichen werden können. Da die zu erwartenden Dunkelströme um den Faktor  $10^6$  kleiner als die Signalströme sind, spielen diese weder hinsichtlich des Rauschens noch hinsichtlich Ausgangssignalverschiebungen eine Rolle und werden somit völlig außer Acht gelassen.

Tabelle 3.1: Relevanz einzelner Fotodiodenparameter für verschiedene Anwendungsgebiete.

	Spektrale Empfindlichkeit	Sperrschichtkapazität	Bandbreite	Dunkelstrom
Bildsensorik	+	+	--	+
Hoch empfindliche optische Sensoren	++	++	--	++
Optische Speichersysteme	+	+	++	--
Optische Kurzstreckenübertragung	–	–	++	--
Optische Langstreckenübertragung	++	++	++	++

In Tabelle 3.1 ist noch einmal aufgeführt, welche Relevanz die einzelnen Fotodiodenparameter für verschiedene Anwendungen haben. Dort ist auch noch die optische Langstreckendatenübertragung aufgeführt, bei der extrem hohe Datenraten erzielt



werden müssen. Da dort der Abstand zwischen den Signalaufbereitungsstellen so groß wie möglich sein soll, ist auch der zu verarbeitende Strahlungsfluss sehr gering. Folglich sind hier die Anforderungen an alle Parameter der Fotodiode sehr hoch, so dass hier auf diskrete Fotodioden zurückgegriffen wird, die mittels für diese Anwendungen optimierter Prozesse gefertigt werden.

## 3.2 Verschiedene Fotodiodentypen und aktuelle Arbeiten

Bei der Modellierung des transienten Verhaltens von Fotodioden im Folgenden Kapitel zeigt sich, dass die Signalbandbreite durch den Diffusionsstromanteil begrenzt ist. Dieser rührt von Ladungsträgern her, die in feldfreien Bereichen generiert werden und durch Diffusion in Bereiche mit Feldeinfluss gelangen. Es ist intuitiv einleuchtend, dass der Diffusionsstromanteil reduziert werden kann, wenn der feldfreie Raum reduziert bzw. der Raum mit Feldeinfluss vergrößert wird. Dieses Prinzip wird bei den pin-Fotodioden verfolgt. Dabei wird zwischen dem p- und n-Gebiet eine eigenleitende (i-)Schicht eingebracht. Das elektrische Feld wird dadurch auf die Weite des eigenleitenden Gebietes ausgedehnt, so dass mehr Ladungsträger unmittelbarer unter Feldeinwirkung generiert werden. Die Erweiterung des Feldgebietes bewirkt außerdem eine niedrigere Sperrschichtkapazität, zieht aber auch den Bedarf höherer Sperrspannungen nach sich, um ein ausreichende Feldstärke zu erzeugen. Zur Fertigung von pin-Fotodioden werden hauptsächlich Bipolarprozesse herangezogen [Rieth], in MOS Prozessen sind im Allgemeinen keine eigenleitenden Gebiete verfügbar.

Eine Ausnahme findet sich etwa in [Garrett]. Dort wird eine laterale pin-Fotodiode mit integrierter Ausleseelektronik in einem NMOS Prozess vorgestellt, der auf einem undotiertem Substrat aufsetzt. Für die Fotodiode allein wurden bei einer Wellenlänge von 850nm und einer Sperrspannung von 5V eine Bandbreite von 1,3GHz erzielt. Es sei erwähnt, dass die Nutzung von niedrig dotierten Substraten für moderne CMOS Technologien mit kleinen Strukturen eher untypisch und entgegen dem Trend solcher Technologien ist. Eine anderer lateraler Ansatz wird in [Yang] erörtert. Dort wird ein spezieller Prozess, der nach dortigen Angaben aber auch um die Fertigung von CMOS bzw. Bipolarelementen erweitert werden kann, genutzt. In einem eigenleitenden Siliziumsubstrat wird aus 7 $\mu$ m tiefe Gräben eine verschachtelte Struktur aufgebaut, wobei die Gräben mit dotiertem amorphen Silizium gefüllt werden. Auf diese Weise wird bei einer Sperrspannung von 3,3V und einer Wellenlänge von 845nm eine Quanteneffizienz von 68% und eine 6dB-Bandbreite von 1,5GHz erzielt. Zu erwähnen ist, dass die 3dB-Bandbreite unter 100MHz liegt. Bei 3,0V und 670nm beträgt die Bandbreite 2,5GHz. In [Zimmermann99b] wird von einer vertikalen pin-Fotodiode in einer zweiwannen CMOS Technologie berichtet. Über die n-Wanne wird dabei die niedrig dotierte Epitaxieschicht kontaktiert, die als quasieigenleitende Schicht dient. Als einzige Prozessmodifikation kommt eine zusätzliche Maske zum Ausblenden der Schwellspannungsimplantation zum Einsatz. Für 638,3nm Licht und eine Sperrspannung von 3,0V lassen sich damit Übertragungsraten von 1,1Gbit/s erzielen, wobei dieser Wert

über den Umweg von Anstiegs- und Abfallzeiten berechnet wurde. Die Berechnung muss aber kritisch betrachtet werden, da in Verbindung mit einem Ausleseverstärker Übertragungsraten von lediglich 622Mbit/s realisiert wurden.

Hinsichtlich der Geschwindigkeit lassen sich mittels SOI Prozessen sehr gute Ergebnisse erzielen. Dies ist intuitiv verständlich, da die den Diffusionsstrom bildenden Ladungen, die tief im Substrat generiert werden, durch das vergrabene isolierende Oxid abgeschirmt werden. Die Mehrheit der publizierten SOI Detektoren basiert auf MSM Ansätzen (siehe Kapitel 2.2.2) und zeigt hervorragende transiente Eigenschaften. Wie bereits erwähnt, beruhen MSM Detektoren auf Schottky-Kontakten, die im Allgemeinen nicht in CMOS bzw. BiCMOS Prozessen verfügbar sind. Die benötigten Prozessmodifikationen wirken sich oft negativ auf das Verhalten der "normalen" Bauelemente aus, so dass viele der beschriebenen Strukturen keine integrierte Ausleseelektronik besitzen (siehe beispielsweise [Liu]). Eine auf einem SOI Prozess basierende Fotodiode, die ohne Schottky-Kontakte auskommt, findet sich in [Ghioni]. Dort wird eine laterale pin-Fotodiode aus gefalteten p- und n-Fingern vorgestellt, die mittels eines Standard Bipolarprozesses auf einem SOI Substrat gefertigt wurde. Dabei wurden Bandbreiten von mehr als 1GHz bei einer Wellenlänge von 840nm und einer Sperrspannung von 3.5V ermittelt.

Die Nutzung von SOI Prozessen hat vor allem bei höheren Wellenlängen einen Nachteil. Da das einfallende Licht hauptsächlich unterhalb der eingebetteten Oxidschicht generiert wird, ist die Quanteneffizienz sehr niedrig. In [Ghioni] liegt diese für 840nm bei lediglich 7,1%. Für kurze Wellenlängen ist dieses Problem nicht gegeben. In [Kimura] werden Fotodioden für blaues und tiefrotes Licht basierend auf einem BiCMOS SOI Prozess vorgestellt. Bei einer Wellenlänge von 410nm erreichen diese eine spektrale Empfindlichkeit von ca. 0,17A/W, was einer Quanteneffizienz von 51,6% entspricht. In [Thomas] werden gefaltete pin-Fotodioden untersucht, die mittels einer CMOS Technologie auf SOI Substraten gefertigt wurden. Die Tiefe der p- und n-Gebiete wurde dabei variiert, um die Quanteneffizienz für große Wellenlängen zu verbessern. Bei einer Tiefe von  $1\mu\text{m}$  und einer Sperrspannung von 3V wurden Bandbreiten von 4GHz für 850nm gemessen. Die Quanteneffizienz liegt dabei trotz der speziellen Maßnahmen immer noch bei lediglich 12%.

Eine andere Möglichkeit, die diffundierende Ladungsträger abzuschirmen, bietet die Struktur, die in [Pauchard99] als blauselektive Fotodiode oder in [Zimmermann99a] Doppelfotodiode bezeichnet wird. Dabei handelt es sich um eine der in Abb. 3.6 dargestellten ähnlichen Anordnung, auf die in Kapitel 3.5 genauer eingegangen wird.

Eine Methode, die nicht auf der Reduzierung des Diffusionsstromanteils basiert, sondern mittels analoger Signalverarbeitungsblöcke versucht diesen zu eliminieren, wird in [Kuijk] vorgestellt. Der genutzte **Spatial Modulated Light** Detektor (SML Detektor) besteht aus pn-Fingern, von denen jeder zweite durch Metall abgedeckt wird. Da unterhalb der abgedeckten Finger kein Driftstromanteil generiert wird, kann mit diesen der Diffusionsstromanteil detektiert werden. Dieser kann dann aus dem durch die nicht abgedeckten Finger generierten Fotostrom herausgerechnet werden. Mit diesem Ansatz wurde für eine Wellenlänge von 860nm Übertragungsraten von 300MB/s

erzielt, in [Genoe] werden bei 825nm Übertragungsraten von 500Mb/s gemessen. Der Nachteil dieses Ansatzes liegt in der niedrigen Sensitivität des darauf basierenden Empfängers. Diese ist im Wesentlichen eine Konsequenz der schlechten Quanteneffizienz des Detektors, welche in [Kuijk] für 860nm bei lediglich 7,2% liegt. Hinzu kommen die zusätzlichen Rauschanteile im Signalpfad durch die benötigten Signalverarbeitungseinheiten.

Ein Quantenwirkungsgrad von Eins ist für die beschriebenen Fotodioden eine theoretische Grenze, wenn sie mit niedrigen Spannungen betrieben werden. Bei deren Erhöhung kommt der Lawineneffekt zum Tragen, so dass man auch von Lawinenfotodioden oder kurz APDs (**A**valanche **P**hotodiodes) spricht. Hierbei nehmen die erzeugten Elektron–Loch Paare beim Driften im elektrischen Feld soviel kinetische Energie auf, dass weitere Ladungsträgerpaare durch Stoßionisation generiert werden. Auf diese Weise lässt sich eine von der Spannung über der Diode abhängige Verstärkung des Quantenwirkungsgrades erreichen. Nach [EG&G] lassen sich mittels Silizium APDs Verstärkungen von bis zu  $10^6$  erreichen, wodurch die Detektion von einzelnen Photonen möglich wird.

APDs sind laut [Sze] normalen pn–Fotodioden bei der Detektion von hochfrequenten Signalen mit niedrigen Pegeln überlegen, weshalb sie hauptsächlich bei der optischen Langstreckenübertragung genutzt werden. Anwendungen in Bildsensoren wie etwa in [Biber], wo ein hocho sensitiver Bildsensor basierend auf APDs beschrieben wird, sind die Ausnahme. Um bei gleichzeitiger Integration der Ausleseelektronik Durchbrüche von örtlich nahen Strukturen zu vermeiden, sind im Allgemeinen modifizierte Halbleiterprozesse von Nöten (siehe beispielsweise [Pauchard00]). Ein Ansatz, der ohne Prozessmodifikationen auskommt, wird in [Rochas] beschrieben. Dabei wird ein parasitärer Effekt ausgenutzt, der zum Tragen kommt, wenn zwei n–Wannen näher als durch die geometrischen Entwurfsregeln erlaubt zusammengebracht werden. Eine sich dabei ausbildende niedrig dotierte p–Region wird als Schutzring für das  $p^+$ –Gebiet der APD genutzt. Mit einer Sperrspannung von 19,1V wird so eine Spektrale Empfindlichkeit von 4,6A/W bei einer Wellenlänge von 470nm erreicht, was einem Quantenwirkungsgrad von 1217% entspricht. In [Biber] wird das Durchbruchproblem umgangen, indem eine  $2\mu\text{m}$  Technologie genutzt wird, die ein niedrig dotiertes Substrat besitzt.

### 3.3 Modellierung des Fotostroms

Im Folgenden soll der durch pn–Fotodioden generierte Fotostrom modelliert werden. Dabei wird zunächst der statische Fall behandelt und dann eine zeitlich variable Beleuchtung betrachtet. Aufgrund der Tatsache, dass Halbleiter durch Differentialgleichungen beschrieben werden, lassen sich nur sehr idealisierte Strukturen modellieren, da sich ansonsten keine geschlossene Lösungen finden lassen. Bei komplexen Strukturen, die beispielsweise Dotierungsgradienten oder Randeffekte berücksichtigen, müssen die Differentialgleichungen numerisch gelöst werden. Dies bringt im Vergleich zu Bauteilsimulationen keine weiteren Erkenntnisse, so dass hier eine Struktur, wie sie in Abb. 3.1 gezeigt ist, analysiert wird. Es handelt sich dabei um einem abrupten

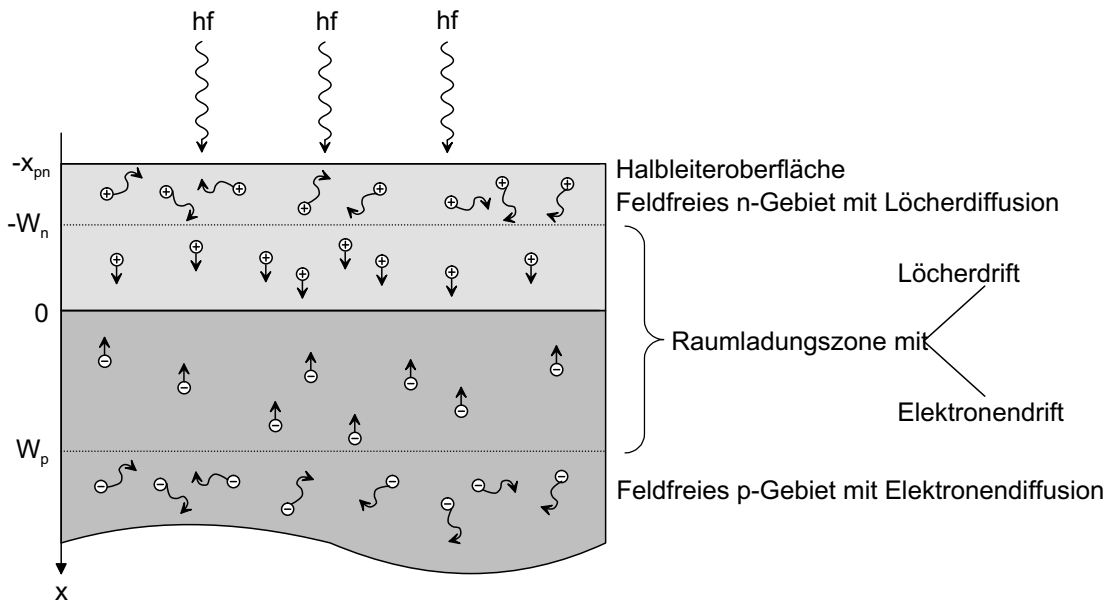


Abbildung 3.1: Allgemeiner pn-Übergang unter Lichteinfall und den unterschiedlichen Mechanismen der Fotostromgenerierung.

pn-Übergang, der in der Tiefe  $x_{pn}$  unterhalb der Halbleiteroberfläche liegt. Da bei heutigen Prozessen im Allgemeinen ein p-dotiertes Substrat genutzt wird, soll das n-Gebiet oben liegen. Es werden jegliche Randeffekte vernachlässigt, wodurch sich ein eindimensionales Problem ergibt. Als Folge des Lichteinfalls wird eine um  $x_{pn}$  verschobene, statische Ladungsträgergeneration  $G^0(x)$  gemäß Gln. 2.19 angenommen. Aufgrund der Oxidschicht an der Halbleiteroberfläche kommt es dort zu Interferenzerscheinungen. Diese werden hier nicht näher verfolgt, lassen sich aber problemlos berücksichtigen, indem man die Interferenz modelliert (siehe [Vogel]) und einen von der Wellenlänge abhängigen Reflexionskoeffizienten  $K_{ref}$  definiert. In Verbindung mit Gln. 2.17 ergibt sich daraus ein wellenlängenabhängiger transmittierter Strahlungsfluss und eine entsprechende Generationsrate  $G^0(x)$ .

Die Größen  $W_n$  und  $W_p$  sind die Ausdehnung der Raumladungszone im jeweiligen Gebiet und durch Gln. 2.32 gegeben,  $A$  bezeichnet die Fläche des pn-Überganges. Dementsprechend ergeben sich drei Bereiche, aus denen Ladungsträger zum Fotostrom beitragen. Zum einem sind dies die feldfreien Gebiete ober- und unterhalb der Raumladungszone, aus denen Ladungsträger durch Diffusion in die Raumladungszone gelangen und dort unter Feldeinwirkung dauerhaft getrennt werden und zum anderen die Raumladungszone selbst.

### 3.3.1 Fotostrom im Fall statischer Beleuchtung

Im Folgenden soll der Hochindex  $^0$  immer den statischen Fall bezeichnen. Da bei zeitlicher Konstanz die Ableitung der Löcherkonzentration nach der Zeit verschwindet,

ergibt sich für die Konzentration der Löcher im feldfreien n-Gebiet  $p_n^0(x)$  im oberen Bereich durch Kombination der Gln. 2.22 und Gln. 2.24 die Gleichung

$$D_p \frac{\partial^2 p_n^0(x)}{\partial x^2} - \overbrace{\frac{p_n^0(x) - p_{n0}}{\tau_p}}^{\Delta p_n^0(x)} + G^0(x) = 0, \quad (3.1)$$

wobei  $p_{n0}$  die Löcherkonzentration im thermischen Gleichgewicht bezeichnet. Vernachlässigt man durch parasitäre Effekte bedingte zusätzliche Ladungsträgergeneration an der Oberfläche, so müssen nach [Winstel] die Randbedingungen

$$\Delta p_n^0(-x_{pn}) = 0 \quad \text{und} \quad \Delta p_n^0(-W_n) = p_{n0} \left( e^{\frac{-eU}{kT}} - 1 \right) \quad (3.2)$$

erfüllt sein. In Verbindung mit der exponentiell abfallenden Generationsrate wird als allgemeiner Lösungsansatz für Gln. 3.1

$$\Delta p_n^0(x) = K_1^0 e^{\frac{x}{L_p}} + K_2^0 e^{-\frac{x}{L_p}} + K_3^0 e^{-\alpha(x_{pn}+x)} \quad (3.3)$$

gewählt. Einsetzen des Lösungsansatzes und Anwenden der Randbedingungen führen über die in C.2 angeführten Berechnungen zu den Konstanten

$$\begin{aligned} K_3^0 &= \frac{P_{tra}\lambda}{Ahc} \frac{1}{D_p \alpha \left( \frac{1}{L_p^2 \alpha^2} - 1 \right)} \\ K_1^0 &= \frac{\Delta p_n^0(-W_n) + K_3^0 \left( e^{-\frac{x_{pn}+W_n}{L_p}} - e^{-\alpha(x_{pn}-W_n)} \right)}{e^{-\frac{W_n}{L_p}} - e^{-\frac{2x_{pn}+W_n}{L_p}}} \\ K_2^0 &= -K_3^0 e^{-\frac{x_{pn}}{L_p}} - K_1^0 e^{-\frac{2x_{pn}}{L_p}}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Mittels Gln. 2.22 berechnet sich dann der durch den oberen Bereich bedingte Löcherdiffusionsstrom im n-Gebiet zu

$$I_{diff,pn}^0 = -AeD_p \frac{\partial p_n^0}{\partial x} \Big|_{x=-W_n} = \frac{K_1^0}{L_p} e^{\frac{x}{L_p}} - \frac{K_2^0}{L_p} e^{-\frac{x}{L_p}} - K_3^0 \alpha e^{-\alpha(x_{pn}+x)}. \quad (3.5)$$

Der zweite Diffusionsstromanteil ergibt sich durch Diffusion von Elektronen aus dem unteren feldfreien Raum in die Raumladungszone. Die den Sachverhalt beschreibende Differentialgleichung ergibt entspricht der Gln. 3.1 wenn man  $n$  und  $p$  vertauscht. Da die Elektronenkonzentration  $n_p^0(x)$  im Unendlichen der thermischen Gleichgewichtskonzentration  $n_{p0}$  entspricht und bei  $W_p$  mit der durch den pn-Übergang bedingten Konzentration übereinstimmen muss, ergeben als Randbedingungen nun

$$\Delta n_p^0(\infty) = 0 \quad \text{und} \quad \Delta n_p^0(W_p) = n_{p0} \left( e^{\frac{-eU}{kT}} - 1 \right). \quad (3.6)$$

Der Lösungsansatz entspricht dem oben gemachten Ansatz, so dass

$$\Delta n_p^0(x) = K_4^0 e^{\frac{x}{L_n}} + K_5^0 e^{-\frac{x}{L_n}} + K_6^0 e^{-\alpha(x_{pn}+x)} \quad (3.7)$$

gilt. Die in C.2 durchgeführten Berechnungen führen nun auf

$$\begin{aligned} K_4^0 &= 0 \\ K_6^0 &= \frac{P_{tra}\lambda}{Ahc} \frac{1}{D_n\alpha \left( \frac{1}{L_n^2\alpha^2} - 1 \right)} \\ K_5^0 &= \left( \Delta n_p^0(W_p) - K_6^0 e^{-\alpha(x_{pn}+W_p)} \right) e^{\frac{W_p}{L_n}}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Für den durch den unteren Bereich bedingten Elektronendiffusionsstrom im p-Gebiet ergibt sich dann letztlich

$$I_{diff,np}^0 = AeD_n \frac{\partial n_p^0}{\partial x} \Big|_{x=W_p} = -\frac{K_5^0}{L_n} e^{-\frac{x}{L_n}} - K_6^0 \alpha e^{-\alpha(x_{pn}+x)}. \quad (3.9)$$

Der dritte Stromanteil ergibt sich aus den innerhalb der Raumladungszone generierten Ladungsträgern. Da nach [Winstel] die Driftzeit durch die Raumladungszone weitaus kürzer ist als die Lebensdauer der Ladungsträger, kann die Rekombination vernachlässigt werden. Folglich kann der sogenannte Driftstromanteil durch Integration der generierten Ladungsträger ermittelt werden:

$$\begin{aligned} I_{drift}^0 &= -A \int_{-W_n}^{W_p} \frac{-e\alpha P_{tra}\lambda}{Ahc} e^{-\alpha(x+x_{pn})} dx \\ &= -\frac{eP_{tra}\lambda}{hc} e^{-\alpha(x_{pn}+W_p)} (1 - e^{\alpha(W_n+W_p)}). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Der gesamte Fotostrom  $I_{ph}^0$  ergibt sich nun durch Summation des Driftstroms  $I_{drift}^0$  und des Diffusionsstroms  $I_{diff}^0$ . Letzterer ist die Summe des Löcherdiffusions- und Elektronendiffusionsstroms, so dass Folgendes gilt:

$$I_{diff}^0 = I_{diff,pn}^0 + I_{diff,np}^0 \quad \text{und} \quad I_{ph}^0 = I_{diff}^0 + I_{drift}^0. \quad (3.11)$$

Mit den obigen Gleichungen lässt sich der Einfluss der verschiedenen Größen auf die Zusammensetzung sowie den Absolutwert des Fotostroms untersuchen. In Abb. 3.2 sind für zwei beispielhafte Fotodioden die einzelnen Anteile des Fotostroms in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. Der Absorptionskoeffizient wurde dabei mittels Gln. B.1 angenähert. Da bei der Berechnung ein Strahlungsfluss von 1W zugrunde gelegt wurde, stimmt die Kurven des gesamten Fotostroms mit der spektralen Empfindlichkeit der jeweiligen Fotodiode überein. Im Bereich von 400nm bis 660nm steigt diese monoton an. Die begründet sich mit der Tatsache, dass bei steigender Wellenlänge und konstanter Lichtleistung mehr Photonen auf die Fotodiode auftreffen und folglich auch mehr Ladungsträger generiert werden (siehe Quanteneffizienz in Abb. 2.9(b)). Im Wellenlängenbereich über 660nm fällt die spektrale Empfindlichkeit wieder ab, was durch die hohe Eindringtiefe in Verbindung mit der begrenzten Diffusionslänge der Ladungsträger bedingt ist.

Für niedrige Wellenlängen setzt sich der Fotostrom zum größten Teil aus dem Driftstrom sowie dem Löcherdiffusionsstrom zusammen. Dies ist intuitiv durch Abb. 2.6(b)

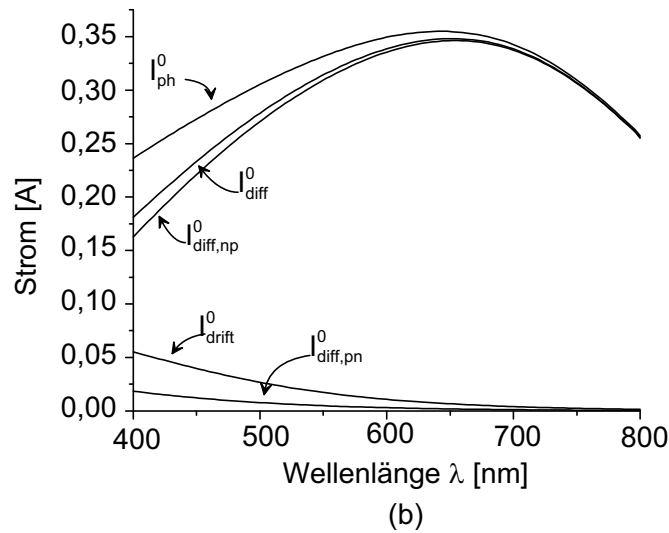
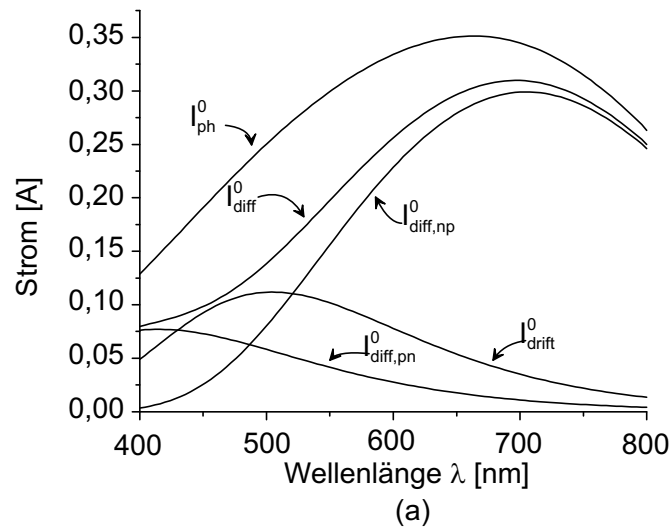


Abbildung 3.2: Zusammensetzung des statischen Fotostroms einer Silizium pn-Fotodiode mit einer Fläche von  $35 \times 35 \mu\text{m}^2$  und (a)  $N_D = 8 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ,  $N_A = 3 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ,  $x_{pn} = 1,6 \mu\text{m}$ ,  $U = -1\text{V}$  und (b)  $N_D = 1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ,  $N_A = 3 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ,  $x_{pn} = 0,16 \mu\text{m}$ ,  $U = -2\text{V}$  bei jeweils  $T = 300\text{K}$ ,  $L_n = 100 \mu\text{m}$ ,  $L_p = 15 \mu\text{m}$ ,  $K_{ref} = 0,2$  und  $1\text{W}$  Beleuchtung.

erklärbar, da das Licht nahe der Halbleiteroberfläche, also im Bereich des n-Gebietes und der Raumladungszone, absorbiert wird. Der Anteil des Elektronendiffusionsstroms ist vernachlässigbar klein. Mit wachsender Wellenlänge nimmt dieser entsprechend der ansteigenden Eindringtiefe der Photonen zu. Umgekehrt nimmt der Anteil des Löcherdiffusionsstroms stetig ab.

Die Größe der Diffusionsströme wird im Wesentlichen von der Diffusionslänge der Ladungsträger bestimmt. Da diese von der Anzahl der Störstellen abhängt, sind reine Halbleitersubstrate nötig, um eine hohe spektrale Empfindlichkeit zu erzielen. Der Anteil des Driftstroms wird hauptsächlich durch die Breite der Raumladungszone sowie

der Lage des pn-Überganges bestimmt. Letztere kann vor allem durch die angelegte Sperrspannung sowie durch geeignete Dotierungen erhöht werden. Diese Sachverhalte werden durch einen Vergleich von Abb. 3.2(a) und (b) noch einmal verdeutlicht. Es wurden dabei Sperrspannung, Dotierung sowie die Tiefe des pn-Übergangs variiert. Man erkennt deutlich die Auswirkung auf die einzelnen Stromanteile.

### 3.3.2 Fotostrom im Fall zeitlich veränderlicher Beleuchtung

Zur Untersuchung des Fotostroms bei zeitlich veränderlicher Beleuchtung sei angenommen, dass der auftreffende Strahlungsfluss sinusförmig moduliert ist. Die Modulation überträgt sich direkt auf den transmittierten Strahlungsfluss, so dass dieser in komplexer Schreibweise durch

$$\Phi_{tra}(j\omega t) = \Phi_0 + \hat{\phi}e^{j\omega t} \quad (3.12)$$

gegeben ist. Dabei bezeichnet  $\omega$  die Kreisfrequenz der Modulation,  $t$  die Zeit und  $\hat{\phi}$  die Amplitude der dem Gleichanteil  $\Phi_0$  überlagerten Schwingung. Dadurch ergibt sich eine modulierte Ladungsträgergeneration, die sich mittels

$$\begin{aligned} G(x, j\omega t) &= \frac{\alpha \Phi_{tra} \lambda}{A h c} e^{-\alpha(x+x_{pn})} \left( \Phi_0 + \hat{\phi} e^{j\omega t} \right) \\ &= G^0(x) + \underbrace{\frac{\alpha \hat{\phi} \lambda}{A h c} e^{j\omega t} e^{-\alpha(x+x_{pn})}}_{\hat{g}(x) e^{j\omega t}} \end{aligned} \quad (3.13)$$

beschreiben lässt. Dementsprechend wird für die Minoritätenkonzentrationen ein aus Gleich- und Wechselanteil bestehender Ansatz gemacht:

$$p_n(x, j\omega t) = p_n^0(x) + \hat{p}_n(x, j\omega) e^{j\omega t} \quad \text{und} \quad n_p(x, j\omega t) = n_p^0(x) + \hat{n}_p(x, j\omega) e^{j\omega t}. \quad (3.14)$$

Kombiniert man wiederum die Gln. 2.22 und Gln. 2.24 und setzt obige Gleichung ein, so verschwinden die zeitabhängigen Terme. Man erhält die folgenden Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} 0 &= D_p \frac{\partial^2 \hat{p}_n(x, j\omega)}{\partial x^2} - \hat{p}_n(x, j\omega) \underbrace{\left( \frac{1}{\tau_p} + j\omega \right)}_{\frac{1}{\tau_p} = \frac{D_p}{L_p'^2}} + \hat{g}(x) \\ 0 &= D_n \frac{\partial^2 \hat{n}_p(x, j\omega)}{\partial x^2} - \hat{n}_p(x, j\omega) \underbrace{\left( \frac{1}{\tau_n} + j\omega \right)}_{\frac{1}{\tau_n} = \frac{D_n}{L_n'^2}} + \hat{g}(x). \end{aligned} \quad (3.15)$$

Führt man wie oben angedeutet eine komplexwertige Diffusionslänge  $L'_{n,p}$  bzw. komplexwertige Lebensdauer  $\tau'_{n,p}$  ein, so ähneln diese Gleichungen formal den den statischen Fall beschreibenden Termen. Sie unterscheiden sich dadurch, dass im zweiten



Summanden jetzt nicht mehr die Konzentrationsdifferenz, sondern die absolute Ladungsträgerkonzentration auftaucht. Für  $\hat{p}_n(x, j\omega)$  und  $\hat{n}_p(x, j\omega)$  werden somit die gleichen Ansätze wie zuvor gemacht, also

$$\begin{aligned}\hat{p}_n(x, j\omega) &= K_1 e^{\frac{x}{L_p'}} + K_2 e^{-\frac{x}{L_p'}} + K_3 e^{-\alpha(x_{pn}+x)} \\ \hat{n}_p(x, j\omega) &= K_4 e^{\frac{x}{L_n'}} + K_5 e^{-\frac{x}{L_p'}} + K_6 e^{-\alpha(x_{pn}+x)}.\end{aligned}\quad (3.16)$$

Da es sich nun um absolute Ladungsträgerkonzentrationen handelt, müssen die Randbedingungen an den Grenzen der Raumladungszone entsprechend umgeschrieben werden. Ferner werden nun Amplituden beschrieben, die im Unendlichen und an der Halbleiteroberfläche verschwinden. Folglich muss nun

$$\begin{aligned}\hat{p}_n(-x_{pn}, j\omega) &= 0 \quad \text{und} \quad \hat{p}_n(-W_n, j\omega) = p_{n0} e^{-\frac{eU}{kT}} \\ \hat{n}_p(\infty, j\omega) &= 0 \quad \text{und} \quad \hat{n}_p(W_p, j\omega) = n_{p0} e^{-\frac{eU}{kT}}\end{aligned}\quad (3.17)$$

gelten. Die Lösungen der Gln. 3.15 können also aus den Lösungen für den statischen Fall gewonnen werden, indem in den Ausdrücken für  $K_1^0$  und  $K_5^0$  die Summanden  $\Delta n_p^0(-W_n)$  und  $\Delta p_n^0(W_p)$  entsprechend den obigen Randbedingungen abgeändert werden. Man erhält

$$\begin{aligned}K_3 &= \frac{P_{tra}\lambda}{Ahc} \frac{1}{D_p\alpha \left( \frac{1}{L_p'^2\alpha^2} - 1 \right)} \\ K_1 &= \frac{\hat{p}_n(-W_n, j\omega) + K_3 \left( e^{-\frac{x_{pn}+W_n}{L_p'}} - e^{-\alpha(x_{pn}-W_n)} \right)}{e^{-\frac{W_p}{L_p'}} - e^{-\frac{2x_{pn}+W_n}{L_p'}}} \\ K_2 &= -K_3 e^{-\frac{x_{pn}}{L_p'}} - K_1 e^{-\frac{2x_{pn}}{L_p'}}.\end{aligned}\quad (3.18)$$

und

$$\begin{aligned}K_4 &= 0 \\ K_6 &= \frac{P_{tra}\lambda}{Ahc} \frac{1}{D_n\alpha \left( \frac{1}{L_n'^2\alpha^2} - 1 \right)} \\ K_5 &= \left( \hat{n}_p(W_p, j\omega) - K_6 e^{-\alpha(x_{pn}+W_p)} \right) e^{\frac{W_p}{L_n'}}.\end{aligned}\quad (3.19)$$

Die einzelnen Diffusionsstromanteile berechnen sich dann gemäß den Gln. 3.5 und Gln. 3.9 durch weglassen des Hochindizes <sup>0</sup>.

Die Berechnung der Frequenzabhängigkeit der Driftströme stellt sich bei pn-Fotodioden als problematisch dar, da die Feldstärke innerhalb der Raumladungszone nicht konstant ist (siehe Abb. 2.9(a)). Darüber hinaus kommt es nach [Zimmermann00] bei Feldstärken größer  $10^5 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$  zur Geschwindigkeitssättigung der Ladungsträger. Mittels Gln. 2.33 lässt sich zeigen, dass dieser Wert bereits für die in Abb. 3.2 zugrunde gelegten Werte überschritten wird. Eine geschlossene Lösung der Halbleitergrundgleichungen ist aus diesem Grund nicht möglich. Im Allgemeinen wird

eine Näherung gemacht, bei der die Feldstärke in der Raumladungszone als konstant angenommen wird, was auf pin-Fotodioden zutrifft. Dementsprechend erhält man eine konstante Ladungsträrgeschwindigkeit  $V_{n,p}$  gegeben durch Gln. 2.20 und somit eine Transitzeit  $t_{tr,n,p}$  durch die Raumladungszone von

$$t_{tr,n,p} = \frac{W_n + W_p}{V_{n,p}}. \quad (3.20)$$

Dies führt zu einer 3dB-Bandbreite des Driftstroms von näherungsweise

$$f_{3dB,drift,n,p} \approx \frac{0,44}{t_{tr,n,p}}. \quad (3.21)$$

Eine andere Näherung findet sich in [Engel]. Dort werden die Driftstromanteile mittels einer Tiefpassfunktion modelliert. Die Zeitkonstanten werden über die Impulsantwort und einer mittleren Driftgeschwindigkeit  $\bar{V}_{n,p}$  angenähert. Bei der Berechnung des Driftstroms wurde angenommen, dass alle generierten Ladungsträger absorbiert werden. Folglich teilt sich der durch Gln. 3.10 bestimmte Driftstrom zu gleichen Teilen in einen Löcher- und einen Elektronenstromanteil. Demnach ergibt sich

$$I_{drift,n}(j\omega) = \frac{I_{drift}^0}{2} \frac{1}{1 + j\omega\tau_{drift,n}} \quad \text{und} \quad I_{drift,p}(j\omega) = \frac{I_{drift}^0}{2} \frac{1}{1 + j\omega\tau_{drift,p}}, \quad (3.22)$$

wobei die Zeitkonstanten durch

$$\begin{aligned} \tau_{drift,n} &= \frac{1}{\bar{V}_n} \left( -W_n - \frac{1}{\alpha} \ln \left( e^{-\alpha W_n - 1} + (1 - e^{-1}) e^{-\alpha(x_{pn} + W_p)} \right) \right) \\ \tau_{drift,p} &= \frac{1}{\bar{V}_p} \left( W_p + x_{pn} + \frac{1}{\alpha} \ln \left( (1 - e^{-1}) e^{-\alpha W_n} + e^{-\alpha(x_{pn} + W_p) - 1} \right) \right) \end{aligned} \quad (3.23)$$

gegeben sind. Für die in Abb. 3.2 zugrunde gelegten Werte und einer Sättigungsfeldstärke von  $10^5 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$  ergibt sich beispielsweise für den Löcherdriftstrom eine Bandbreite von 1,55GHz und für den Elektronendriftstrom ein Wert von 8,0GHz.

Der gesamte Fotostrom ergibt sich wie im statischen Fall als Summe der einzelnen Anteile. Dabei lässt sich die Bandbreite aber nicht analytisch aus den komplexen Termen für die Diffusionsströme gewinnen, so dass diese numerisch bestimmt werden muss. In Abb. 3.3 ist der Frequenzgang der einzelnen Stromanteile sowie der des gesamten Fotostroms für zwei beispielhafte Fotodioden bei 670nm Wellenlänge gezeigt. Da auch hier ein einfallender Strahlungsfluss von 1W angenommen wurde, kann die Kurve für den gesamten Fotostrom wiederum als spektrale Empfindlichkeit gedeutet werden. Man erkennt einen ersten Pol im einstelligen Megahertzbereich, welcher durch den Diffusionsstromanteil bedingt ist. Charakteristisch für Fotodioden ist der sich daran anschließende Abfall mit einer Steigung von -10dB pro Dekade. In [Winstel] wird diese Steigung auch analytisch berechnet, wobei jedoch Näherungen zugrunde gelegt werden, die hier nicht zutreffen. Für höhere Frequenzen steigt der Frequenzgang wieder an. Dies begründet sich mit der Tatsache, dass sich der Strom additiv

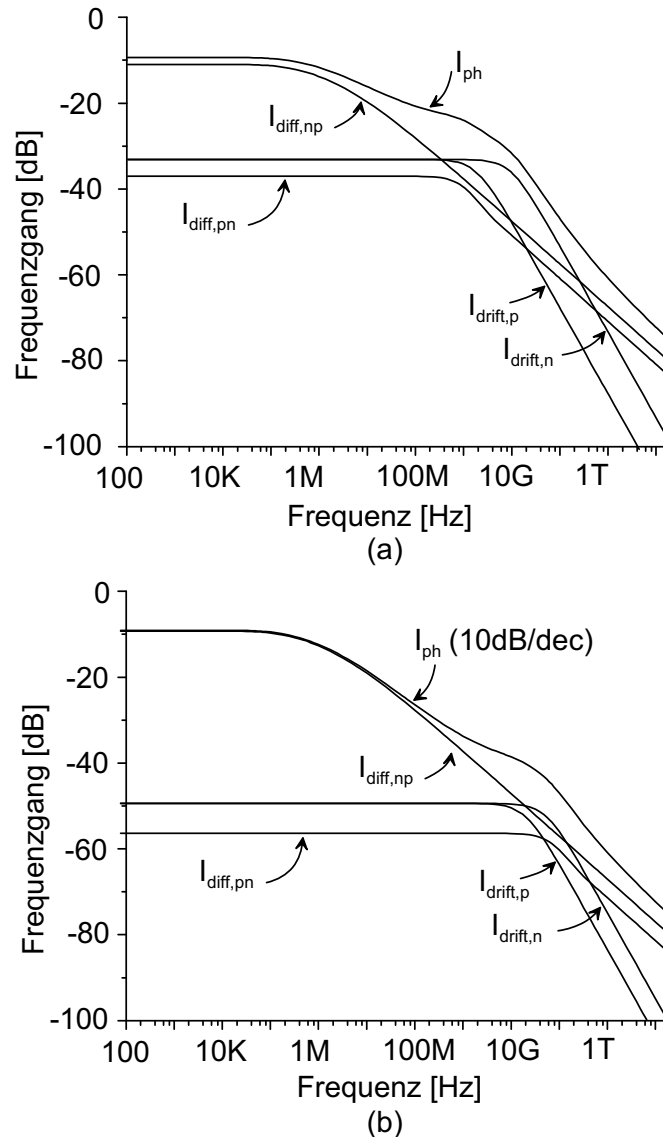


Abbildung 3.3: Zusammensetzung des Fotostroms einer Silizium pn-Fotodiode mit einer Fläche von  $35 \times 35 \mu\text{m}^2$  und (a)  $N_D = 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $x_{pn} = 1,6 \mu\text{m}$ ,  $U = -1\text{V}$  und (b)  $N_D = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $x_{pn} = 0,16 \mu\text{m}$ ,  $U = -2\text{V}$  bei jeweils  $T = 300\text{K}$ ,  $L_n = 100 \mu\text{m}$ ,  $L_p = 15 \mu\text{m}$  und  $K_{ref} = 0,2$  im Fall zeitlich veränderlichen Beleuchtung mit  $670\text{nm}$  in Abhängigkeit der Frequenz. Dabei wurde ein einfallender Strahlungsfluss von  $1\text{W}$  zugrunde gelegt und für die Umrechnung in Dezibel auf  $1\text{A}$  normiert (siehe auch Abb. 3.2).

aus verschiedenen Anteilen zusammensetzt. Im Bereich der Nullstelle sinkt der Diffusionsstromanteil unter die Summe von Driftstrom- und Löcherdiffusionsstromanteil, so dass oberhalb der entsprechenden Frequenz der Fotostrom bis zum ersten Pol des Driftstroms bzw. Löcherdiffusionsstroms konstant bleibt. Dementsprechend kann der Abstand zwischen den beiden horizontalen Verläufen als Maß für den Diffusionsstro-

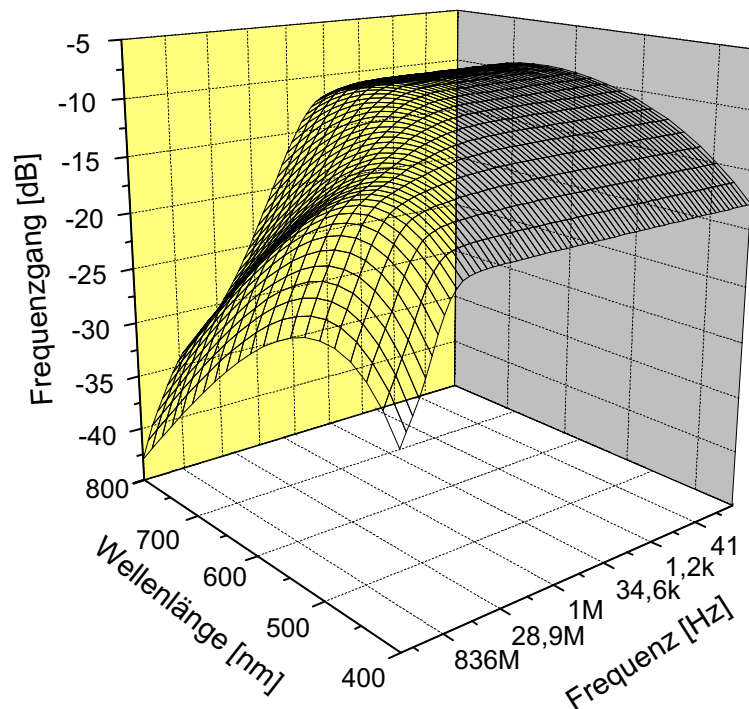


Abbildung 3.4: Frequenzgang der spektralen Empfindlichkeit der Beispielfotodiode aus Abb. 3.2(a) in Abhängigkeit der Wellenlänge. Für die Umrechnung in Dezibel wurde zuvor auf  $1 \frac{\text{A}}{\text{W}}$  normiert.

manteil gedeutet werden.

Neben der Abhängigkeit von der Sperrspannung und der Dotierung der einzelnen Gebiete zeigt sich eine starke Abhängigkeit des Frequenzgangs der spektralen Empfindlichkeit von der Wellenlänge. In Abb. 3.4 ist für eine Beispielfotodiode dargestellt, wie sich der Frequenzgang mit der Wellenlänge ändert. Man erkennt, wie für größere Wellenlängen der Abstand zwischen den beiden horizontalen Bereichen ansteigt, der Elektronendifusionsstromanteil also größer wird. Für niedrigere Wellenlängen wird der Anteil des Diffusionsstroms immer geringer, so dass für violettes Licht der Fotostrom fast ausschließlich durch den Drift- und Löcherdiffusionsstrom gebildet wird. Dadurch ergibt sich für die Beispielfotodiode bei einer Wellenlänge von 400nm eine 3dB-Bandbreite von 950MHz.

### 3.4 Messaufbau zur transienten Charakterisierung von Fotodioden

Zur Charakterisierung von Fotodioden bedarf es deren Stimulation und der Verarbeitung der generierten elektrischen Signale. Bei der Stimulierung der Fotodiode werden verschiedene Ansätze verfolgt. In [Csutak] werden Laserimpulse einer Länge von

200fs genutzt. Diese können als Diracimpuls interpretiert werden, so dass deren Frequenzspektrum gleich Eins ist und folglich die Systemantwort dem Frequenzgang entspricht. Da sich der Strahlungsfluss auf das komplette Frequenzspektrum aufteilt, muss dieser entsprechend hoch sein. Eine andere Methode nutzt die direkte Modulation des Lichtsignals aus. Die Lichtquelle wird also mit einer bekannten Frequenz moduliert und die Systemantwort gemessen, woraus der Frequenzgang bestimmt werden kann. Der Vorteil hierbei ist, dass der gesamte Strahlungsfluss bei einer Frequenz zur Verfügung steht, so dass entsprechend schwächere Lichtquellen genutzt werden können. Nach [Kawanishi] liegt die maximal charakterisierbare Bandbreite der ersten Methode bei ca. 100GHz (für eine Impulslänge von 1ps), mit letzterer lassen sich, bedingt durch die verfügbaren Bandbreiten von optischen Modulatoren und Laserdioden, maximal 10GHz messen. In [Kawanishi] wird noch eine andere Methode erläutert, die nach dortigen Angaben Vorteile für sehr hohe Bandbreiten birgt und Bandbreiten von 1THz messbar macht. Dabei wird die zu vermessende Fotodiode mit zwei modulierten Lichtquellen beleuchtet und deren Modulationsfrequenz variiert. Aus dem gemessenen Signal lässt sich dann auf die Bandbreite der Fotodiode rückschließen.

Im Rahmen dieser Arbeit soll die Charakterisierung der Fotodioden bei verschiedenen Wellenlängen des sichtbaren Spektrums vorgenommen werden. Da Laserquellen im Allgemeinen nicht bzw. nur über einen geringen Wellenlängenbereich durchstimmbar sind, muss dementsprechend für jede Wellenlänge eine Quelle zur Verfügung stehen. Laserquellen, die einen hohen Strahlungsfluss aufweisen, sind jedoch sehr kostenintensiv, so dass hier lediglich die Modulationsmethode nutzbar ist.

Das Problem, das sich bei der Verarbeitung elektrischer Signale ergibt, ist, dass Messgeräte im Allgemeinen Spannungen verarbeiten. Vor allem im Hochfrequenzbereich sind keine Geräte verfügbar, die mit Stromsignalen operieren. Dementsprechend muss das von der Fotodiode generierte Signal bevor es von Messeinrichtungen verarbeitet werden kann, gewandelt werden. Die gebräuchliche Methode hierfür ist, wie in Abb. 4.1(a) angedeutet, einen Widerstand zu nutzen. Gemäß Gln. 4.1 muss dieser sehr niedrig sein, damit die Bandbreite des sich durch Widerstand und Fotodiodenkapazität bildenden Tiefpasses über der der zu messenden Ströme liegt. Im Allgemeinen wird der Eingangswiderstand des Messgerätes selbst genutzt, der bei Hochfrequenzmessgeräten bei  $50\Omega$  liegt. Dies hat zur Folge, dass der Strahlungsfluss, der zur Stimulierung genutzt wird, entsprechend hoch sein muss, um messbare Signale zu generieren. Das Umgehen dieses Problems durch die Erhöhung des Widerstandes stößt aber schnell an Grenzen. In [Seegebrecht] führt bereits die Nutzung eines mit der Fotodiode integrierten  $500\Omega$  Widerstandes im Vergleich zu einem mitintegrierten Ausleseverstärker zu einer Reduzierung der gemessenen Bandbreite um 46%. Aus diesem Grund erscheint diese Vorgehensweise nicht sinnvoll.

Eine andere Methode, den benötigten Strahlungsfluss zu reduzieren, ist der in [Seegebrecht] genutzte Ansatz, einen hinsichtlich der Bandbreite weit überdimensionierten Transimpedanzverstärker mit der zu charakterisierenden Fotodiode zu integrieren. Dies führt aber dazu, dass jede Struktur mit einem entsprechenden Verstärker versehen sein muss, also viel Halbleiterfläche hierfür geopfert wird. Des Weiteren unterliegt die Ausleseschaltung bei der Fertigung Prozessschwankungen, so dass eine

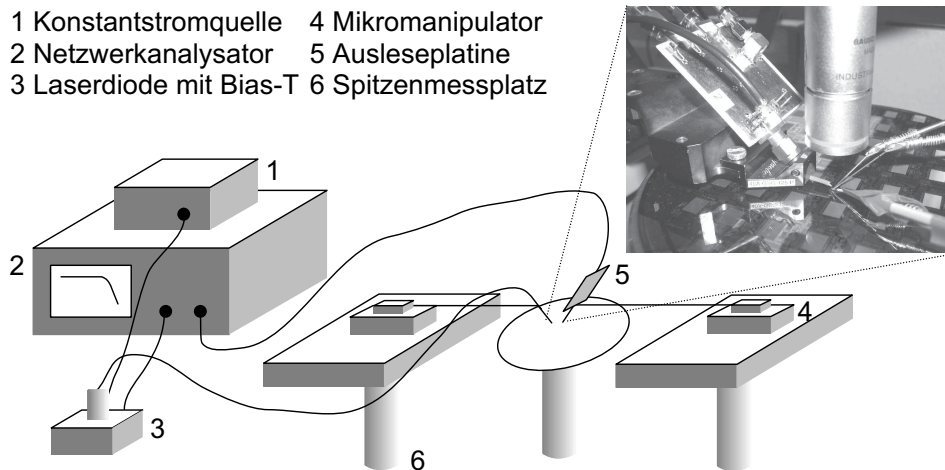


Abbildung 3.5: Messaufbau zur transienten Charakterisierung von Fotodioden.

ausreichende Bandbreite nicht in jedem Fall gewährleistet werden kann bzw. sich nicht sagen lässt inwieweit die Messung durch die Ausleseschaltung beeinflusst wird. Letztlich lässt sich diese Vorgehensweise auch nur bei Technologien nutzen, die das entsprechende Potential zur Implementierung eines Transimpedanzverstärkers mit genügend hoher Bandbreite bieten. Obige Berechnungen haben gezeigt, dass für die im Rahmen dieser Arbeit genutzte Technologie bei einer Wellenlänge von 400nm eine Bandbreite von 950MHz zu erwarten ist. Ein entsprechender Verstärker müsste eine Bandbreite im Gigahertzbereich aufweisen, was in einem  $0,6\mu\text{m}$  Prozess kaum machbar ist. Aus diesem Grund wird hier ein anderes Verfahren vorgeschlagen, dass diese Problematiken umgeht aber trotzdem mit leistungsarmen Quellen auskommt.

Die Vorgehensweise ist in Abb. 3.5 skizziert. Die Messung erfolgt auf dem Wafer, wobei die Fotodioden mit einer speziellen Padkonfiguration umgeben sind, welche die Kontaktierung mit abgeschirmten Leitungen ermöglicht. Diese wird mittels Mikrowellentastspitzen durchgeführt, auf die direkt eine Ausleseplatine angebracht wird (siehe Foto in Abb. 3.5). Die Platine ist mit Mikrostreifenleitungen versehen, so dass insgesamt bei der Messung nur geringe zusätzliche Kapazitäten eingeführt werden. Als zentrales Element enthält die Platine einen Transimpedanzverstärker, dessen Bandbreite oberhalb von 1GHz liegt [Philips]. Der Vorteil hierbei ist nun, dass alle Messobjekte unter gleichen Bedingungen vermessen werden und so ein Vergleich der Ergebnisse möglich ist. Ferner kann der Ausleseverstärker selbst charakterisiert und eine Korrektur der Messergebnisse vorgenommen werden.

Mit einer Transimpedanz von  $8,3\text{k}\Omega$  besitzt der Transimpedanzverstärker ferner ausreichend Verstärkung, um für die Stimulierung Laserdioden nutzen zu können. Diese lassen sich mittels eines Bias-Ts beliebig modulieren, so dass auch Anstiegs- und Abfallzeiten bestimmt werden können. Zur Messung von Frequenzgängen wird die Modulation mittels eines Netzwerkanalysators vorgenommen, auf den das Ausgangssignal des Transimpedanzverstärkers direkt rückgekoppelt wird. Um einen flexiblen Messaufbau zu erhalten, werden die Laserdioden in eine Glasfaser eingekoppelt. Das

offene Ende der Glasfaser kann dann mit Hilfe eines Mikromanipulators über der zu charakterisierenden Struktur platziert werden. Da der Kerndurchmesser der Faser neun Mikrometer beträgt, lässt sich hierdurch eine punktgenaue Stimulation realisieren. Dies hat bei der Vermessung der in Kapitel 4 beschriebenen Ausleseschaltungen den Vorteil, dass diese nicht durch Streulicht gestört werden. Die Substratspannung des Wafers ist unabhängig vom Bezugspotential der Platine, so dass die Sperrspannung über der Fotodiode beliebig variiert werden kann.

## 3.5 Untersuchte Fotodiodenstrukturen

Innerhalb dieser Arbeit wurden verschiedene Fotodiodenstrukturen realisiert. Dazu wurde ein Standard Zweiwannen  $0,6\mu\text{m}$  CMOS Prozess genutzt. Die Daten über Dotierung und die vertikale Ausdehnung der einzelnen Gebiete lassen sich dem Technologiequerschnitt in Abb. B.1 entnehmen. Alle Fotodioden wurden auf eine Fläche von  $33 \times 33 \mu\text{m}^2$  ausgelegt. Im Minimalabstand darum befindet sich ein geschlossener Substratkontakttring. Um den Fotostrom nicht durch diffundierende Ladungsträger, die außerhalb der Fotodiode generiert werden, zu beeinflussen, wurde die umgebende Fläche mit Metall abgedeckt und außerdem im Abstand von  $2,1\mu\text{m}$  zum Substratkontakt ein geschlossener,  $2,8\mu\text{m}$  breiter Wannenring eingeführt. Dieser wird mit  $3,3\text{V}$  vorgespannt, so dass diffundierende Ladungsträger hiermit abgefangen werden. Aufgrund der oben geschilderten Möglichkeit zur räumlich begrenzten Stimulierung, tritt dieser Effekt lediglich minimal auf. In Abb. D.6 und Abb. D.7 sind Chipfotos von Teststrukturen mit umgebender Padkonfiguration dargestellt.

### Vollflächige Fotodioden

Bei den vollflächigen Fotodioden wurden beide verfügbaren n-Implantationen ausgenutzt, also zum einem eine n-Diffusionsfotodiode und zum anderen eine n-Wannenfotodiode realisiert. Letztere hat den Vorteil, dass die niedrig dotierte n-Wanne tiefer als die p-Wanne in das Halbleitersubstrat eindringt und somit bis zur p-Epitaxieschicht, welche ebenfalls niedrig dotiert ist, reicht. Folglich erhält man zwischen den jeweils hochdotierten n-Diffusions- und p-Substratkontakten ein  $3,2\mu\text{m}$  breites Gebiet niedriger Dotierung, was einer quasi pin-Fotodiode entspricht.

Bei der n- und p-Diffusionsfotodiode wurden zwei weitere Strukturen untersucht, die mit zusätzlichen standardmäßig vorhandenen Implantationen versehen wurden. Dies ist zum einem die Implantation, die genutzt wird, um die Schwellspannung für Verarmungstransistoren einzustellen. Zum anderen wird die Implantation verwendet, die zur Realisierung von spannungsunabhängigen Kapazitäten durch Ausbildung eines dickeren Gateoxids herangezogen wird.

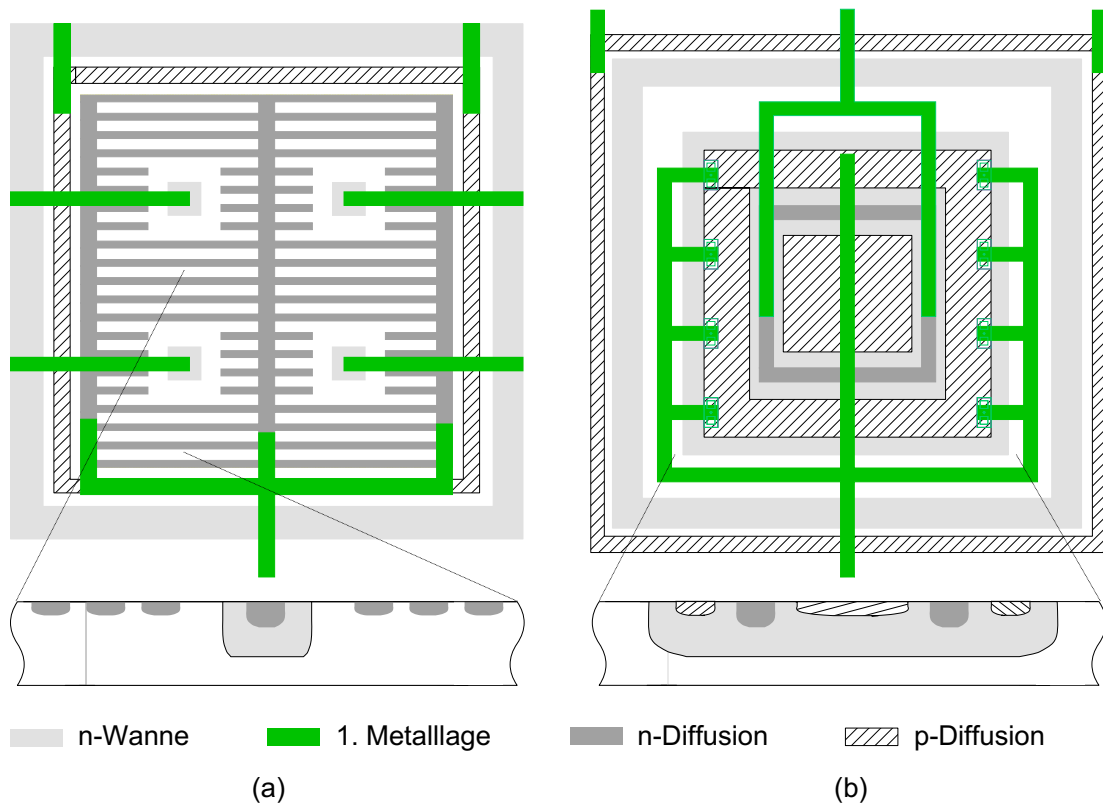


Abbildung 3.6: Layout der n-Diffusionsfingerdiode mit Wannenpunkten und (b) Layout der p-Diffusion/n-Wannenfotodiode.

## Fingerdioden

Da die Eindringtiefe für kurzwelliges Licht sehr niedrig ist, ist eine Ausbreitung der Raumladungszone an der Oberfläche des Halbleiters sinnvoll. Dies kann mit lateralen pn-Übergängen erreicht werden. Aus diesem Grund wurden verschiedene Fingerdioden, ähnlich der in Abb. 3.6(a) gezeigt Struktur, realisiert. Dabei handelt es sich um n-Diffusionsfinger in der p-Wanne. Die einzelnen Finger besitzen dabei die Minimalweite von  $0,6\mu\text{m}$ , der Fingerabstand wurde mit  $1\mu\text{m}$ ,  $4\mu\text{m}$ ,  $7,4\mu\text{m}$  und  $10\mu\text{m}$  variiert. Die Fingerdiode mit  $1\mu\text{m}$  Abständen wurde auch in Verbindung mit den oben erwähnten zusätzlichen Implantationen implementiert.

Ein weiterer Vorteil der Fingerdioden zeigt sich, wenn man die Kapazitätsbeläge der Seitenwände und der Flächen des Diffusionsgebietes, also die Kapazität pro Länge bzw. Kapazität pro Fläche vergleicht [Hehemann02c]. Aufgrund der Minimalweite der Diffusionsfinger wird die Sperrschichtkapazität der Fingerdioden durch den Belag der Seitenwände bestimmt, so dass sich im Vergleich zu vollflächigen Fotodioden niedrigere Kapazitätswerte ergeben. In Kapitel 4 wird gezeigt, dass dies positive Auswirkungen auf das Rauschverhalten und die erzielbare Bandbreite der Ausleseschaltung hat.



### Fotodioden mit Wannenpunkten

Bedingt durch die größere vertikale Ausdehnung der n-Wannen im Vergleich zur n-Diffusion, kann diese genutzt werden, um eine Diffusionsfotodiode vertikal gegenüber diffundierenden Ladungsträger abzuschirmen [Hehemann02b]. Diese Vorgehensweise wird in Kapitel 5.3 noch ausgiebiger erläutert. In Abb. 3.6(a) ist skizziert, wie dieses Prinzip bei den hier untersuchten Teststrukturen ausgenutzt wurde. In die eigentliche Fotodiode wurden vier minimal dimensionierte ( $2,8 \times 2,8 \mu\text{m}^2$ ) Wannenpunkte eingelassen, die jeweils mit 3,3V vorgespannt werden. Für die Fotodiode wurde zum einen die vollflächige n-Diffusionsfotodiode und zum anderen die n-Diffusionsfingerdiode genutzt.

### p-Diffusion/n-Wannenphotodiode

Allen zuvor erwähnten Strukturen ist gemeinsam, dass der Anodenanschluss das Halbleitersubstrat ist. Dies liegt auf festem Potential, so dass nur die Kathode zur Beschaltung genutzt werden kann. Es ist aber auch möglich, mittels eines p-Diffusionsgebietes in einer n-Wanne eine Fotodiode zu implementieren, die zwei frei beschaltbare Anschlüsse bietet (siehe Abb. 3.6(b)). Durch die Anordnung erhält man zwei verschaltete Fotodioden, nämlich zwischen der Wanne und dem Diffusionsgebiet und zwischen der Wanne und der Epitaxieschicht. Wie in Abb. 3.7 skizziert, ist der Kathodenkontakt dabei beiden Fotodioden gemeinsam, so dass der durch diesen Knoten fließende Strom die Summe aus den Fotostömen der beiden einzelnen Fotodioden ist. Aus Abb. 2.6(b) ist ersichtlich, dass für kurze Wellenlängen nahezu der gesamte Strahlungsfluss an der Oberfläche des Halbleiters absorbiert wird. In diesem Fall ist der durch die n-Wannen/p-Epitaxie Fotodiode gelieferte Strom annähernd Null, so dass der Strom durch den gemeinsamen Kathodenkontakt gleich dem Fotostrom der Diffusionsfotodiode ist, also  $i_{ph1} + i_{ph2} \approx i_{ph1}$  gilt. Diese Eigenschaft wird in Kapitel 4.5.4 ausgenutzt, um eine Ausleseschaltung zu implementieren, deren Bandbreite unabhängig von der Sperrschichtkapazität der Fotodiode ist.

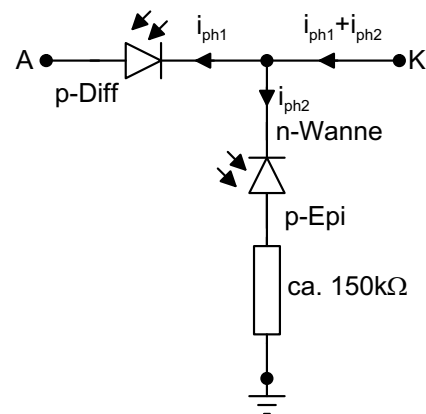


Abbildung 3.7: Elemente einer p-Diffusion/n-Wannen Fotodiode.

Für größere Wellenlängen unterscheiden sich die Ströme durch die beiden Knoten, so dass die Fotodiode dann nicht nach dem oben geschilderten Prinzip genutzt werden kann. In diesem Fall kann ein weiterer Vorteil dieser Anordnung ausgenutzt werden, indem man die Wanne auf ein festes Potential legt. Ladungsträger, die tief im Substrat generiert werden, werden dann von der n-Wannen/p-Epitaxie Fotodiode absorbiert und können nicht zur signaldetektierenden p-Diffusion/n-Wannenphotodiode diffundieren. Dementsprechend ist eine hohe Bandbreite, die von einer schwachen spektralen

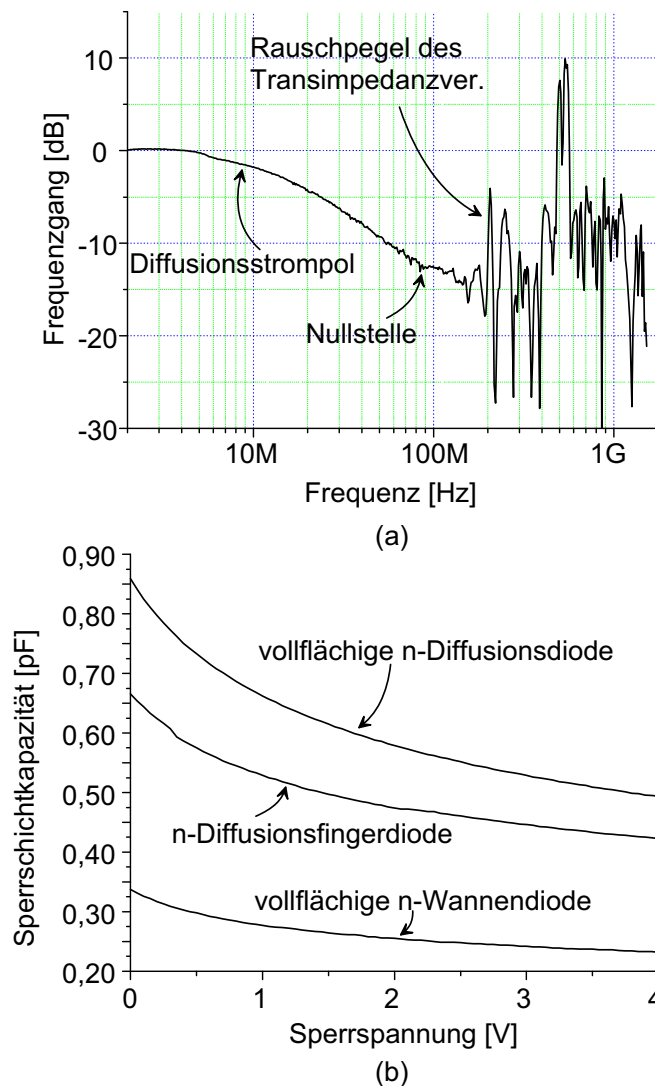


Abbildung 3.8: Auf  $1 \frac{A}{W}$  normierter und nach 0dB verschobener Frequenzgang der vollflächigen n-Diffusionsfotodiode bei 785nm Wellenlänge und 3,1V Sperrspannung und (b) Verlauf der Sperrschichtkapazität verschiedener Fotodioden in Abhängigkeit der Sperrspannung.

Empfindlichkeit im hohen Wellenlängenbereich begleitet wird, zu erwarten.

Zu erwähnen ist, dass durch diese Anordnung auch ein parasitärer PNP Bipolartransistor realisiert wird, wie er beispielsweise in Referenzspannungsquellen zum Einsatz kommt. Wie sich in Kapitel 4.5.4 zeigen wird, wird die Fotodiode derart beschaltet, dass die Spannung an der Kathode immer größer der an der Anode ist, also beide in Abb. 3.7 gezeigten Dioden in Sperrrichtung betrieben werden. Folglich kommt das Transistorverhalten hier nicht zum Tragen.

## 3.6 Messergebnisse

Die Vermessung der Frequenzgänge der zuvor beschriebenen Strukturen wurde mittels des in Kapitel 3.4 beschriebenen Aufbaus bei den Wellenlängen 405nm, 670nm und 785nm durchgeführt. Messungen haben ergeben, dass das Rauschen des diskreten Transimpedanzverstärkers für Frequenzen größer als 200MHz stark ansteigt. Je nach der zur Stimulierung genutzter Wellenlänge, überwiegt ab einer Frequenz dieses Rauschen dem Signal, so dass dann keine absoluten Aussagen mehr getroffen werden können. Mit dem genutzten Bauteil lässt sich der erste, durch den Elektronendifusionsstrom bedingte Pol verlässlich bestimmen, der Drift- bzw. Löcherdiffusionsstropol geht im allgemeinen im Rauschen unter. Da bei 405nm diese Stromanteile überwiegen, können dort teilweise nur untere Grenzen für die Bandbreite angegeben werden. Um höhere Frequenzen vermessen zu können, müsste ein hochwertigerer Transimpedanzverstärker zum Einsatz kommen. In Abb. 3.8(a) ist ein typisches Messergebnis einer Frequenzgangmessung normiert dargestellt. Zu erkennen ist der durch den Diffusionsstrom verursachte Pol bei 11,2MHz und der sich anschließende Abfall mit 10dB pro Dekade. Ab 90MHz überwiegt der Driftstrom, wodurch sich eine Nullstelle ergibt. Bedingt durch den frühen Abfall der Kennlinie dominiert schon ab einer Frequenz von 190MHz das Rauschen des Transimpedanzverstärkers.

Zusätzlich wurden auch die Sperrschichtkapazitäten und die spektralen Empfindlichkeiten der Fotodioden bestimmt, da diese ebenfalls relevante Parameter für die betrachteten Anwendungsgebiete sind. Die Sperrschichtkapazitäten wurden mittels eines CV-Meters auf Waferebene bestimmt. Dabei wird einer konstanten Sperrspannung ein Wechsignalsignal aufmoduliert und aus dem Stromfluss auf die zu vermessende Kapazität rückgeschlossen. Auf diese Weise lassen sich Kapazitäten im Femtofaradbereich auflösen [Keithley], so dass auch die beschriebenen Strukturen mit Querschnittsflächen von ca.  $1,3 \cdot 10^{-9} \text{m}^2$  ohne Umwege über beispielsweise Matrizen charakterisiert werden können. Abb. 3.8(b) zeigt ein typisches Messergebnis für drei unterschiedliche Fotodioden gleicher Fläche, wobei die Sperrspannung im Bereich von 0V bis 4V variiert wurde. Zu erkennen ist auch die in Gl. 2.40 zum Ausdruck kommende Proportionalität zu  $\frac{1}{\sqrt{U}}$  und die Abhängigkeit von Dotierung und Form der Fotodiode.

Der Messaufbau zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit ist in Abb. 3.9 skizziert. Hierbei handelt es sich um eine dem in [Warneke] beschriebene Aufbau ähnliche Anordnung. Kernelement ist eine Xenon Lichtbogenlampe, die ein breites Wellenlängenspektrum bei hohem Strahlungsfluss liefert. Im Zuge des hohen Leistungsverbrauchs kommt es zu einem hohen Infrarotanteil im Spektrum, der durch einen entsprechenden Filter reduziert wird. Mittels eines Monochromators basierend auf einem Reflexionsgitter lässt sich dann ein schmalbandiges Spektrum (ca. 3nm) ausblenden. Über ein Glasfaserbündel wird das Licht in einen lichtdichten Raum geleitet, wobei zur Bestimmung des Strahlungsflusses auf dem Messobjekt  $\Phi_{\text{messobj}}$ , ein Teil des Lichtes aus dem Faserbündel ausgekoppelt und gemessen ( $\Phi_{\text{aus,mess}}$ ) wird. Das aus der Faser austretende diffuse Licht wird mittels eines Kollimators parallelisiert. Da die einzelnen Fasern innerhalb des Bündels homogen angeordnet sind, lässt sich mit Hilfe einer Blende der Fläche  $A_{\text{Blende}}$  ein Bereich mit homogener Strahlungsflussverteilung aus dem

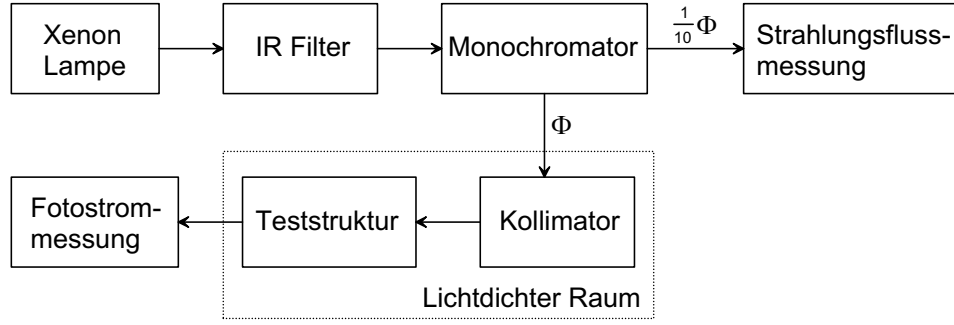


Abbildung 3.9: Messaufbau zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit.

Strahlengang isolieren und zur Stimulierung des Messobjektes nutzen. Aufgrund der Tatsache, dass alle Teststrukturen mit Wannenringen und Metallabdeckungen umgeben sind, lässt sich für das Messobjekt eine optisch aktive Fläche  $A_{opt,akt}$  festlegen. Mit Hilfe von Referenzmessungen der ausgekoppelten  $\Phi_{aus,ref}$  sowie der Strahlungsfluss im lichtdichten Raum  $\Phi_{box,ref}$  bestimmt sich dann der Strahlungsfluss auf der Teststruktur  $\Phi_{messobj}$  zu

$$\Phi_{messobj} = \Phi_{ref,box} \frac{\Phi_{aus,mess} A_{opt,akt}}{\Phi_{aus,ref} A_{blende}}. \quad (3.24)$$

Durch die geringen optisch aktiven Flächen ergeben sich Fotoströme  $I_{ph}$  im Pikoamperebereich. Diese können durch einen Halbleiterparameteranalysator mit ausreichender Genauigkeit aufgelöst werden [HP86], so dass die spektrale Empfindlichkeit der Fotodioden durch

$$S(\lambda) = \frac{I_{ph} \Phi_{aus,ref} A_{blende}}{\Phi_{ref,box} \Phi_{aus,mess} A_{opt,akt}} \quad (3.25)$$

gegeben ist.

In Abb. 3.10(a) und (b) sind beispielhaft zwei Messergebnisse im Wellenlängenbereich von 400nm bis 800nm wiedergegeben. Auf der linken Seite ist die Kennlinie einer vollflächigen n-Diffusionsfotodiode dargestellt, wobei der für Siliziumfotodioden "typische" Verlauf, wie er in Kapitel 3.3.1 hergeleitet wurde, zu erkennen ist. Die starke Streuung begründet sich mit der Tatsache, dass an einer einzelnen Fotodiode gemessen wurde und die Fotoströme folglich sehr gering sind. Für die weiter unten vorgestellten Messwerte wurde ein Gerät genutzt, dass eine längere Integrationszeit der Messwerte zulässt, so dass die Einzelergebnisse dort verlässlich sind [HP97]. Auf der rechten Seite ist die Kennlinie der P-Diffusion/n-Wannenfotodiode abgebildet, wobei die Wanne mit einem festen Potential von 3,3V vorgespannt wurde. Für Wellenlängen im Bereich von 400nm bis 470nm steigt die spektrale Empfindlichkeit an, jedoch lassen sich im Vergleich zur linken Abbildung niedrigere Werte feststellen. Dies begründet sich mit dem höheren Verdrahtungsaufwand, wodurch ein Teil des Lichts abgeschirmt wird. Resultierend aus der größeren Eindringtiefe des Lichts und der Tatsache, dass diffundierende Ladungsträger von der n-Wannen/p-Epitaxie Fotodiode absorbiert werden, fällt die Kennlinie für Wellenlängen größer als 470nm stark ab. Die

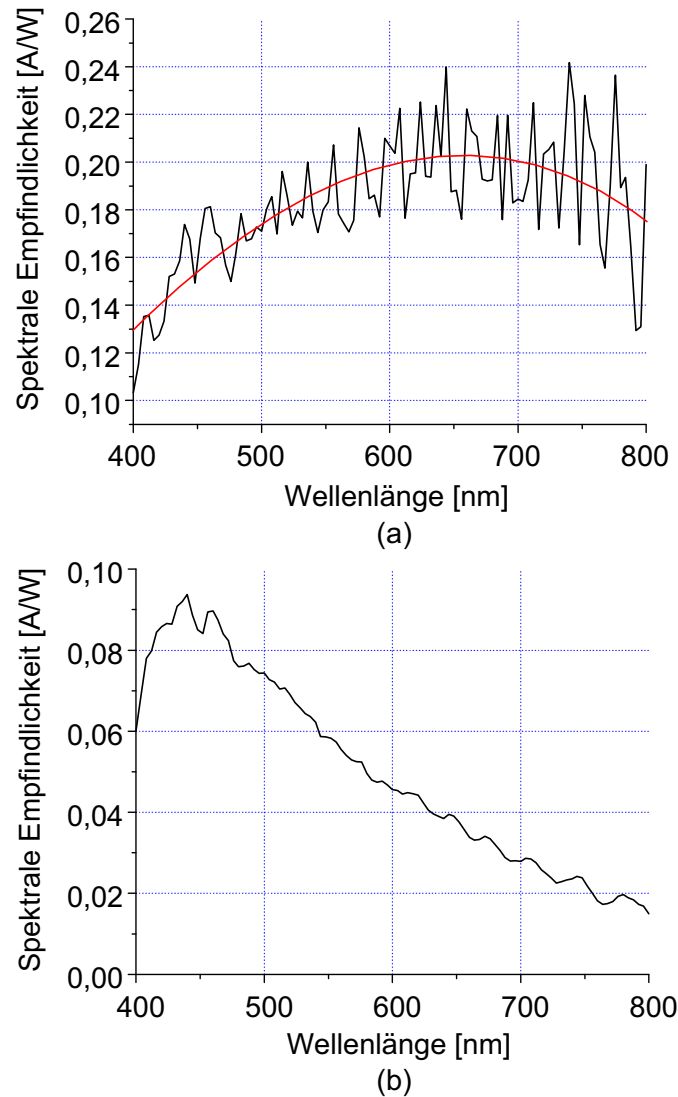


Abbildung 3.10: Spektrale Empfindlichkeit einer (a) vollflächigen n-Diffusionsfotodiode und (b) einer P-Diffusion/n-Wannenfotodiode wobei die Wanne mit 3,3V und das Diffusionsgebiet mit 1,65V vorgespannt wurde.

leichte Welligkeit im Bereich von 580nm–800nm begründet sich mit Interferenzphänomenen, da in diesem Fall an einer großflächigen Matrixstruktur von 12x7 Fotodioden gemessen wurde. Aus diesem Grund zeigt diese Messung im Vergleich zu der in Abb. 3.10(a) dargestellten auch weniger Streuungen.

In Tabelle 3.2 sind die Messergebnisse der einzelnen Strukturen wiedergegeben, wobei jede Wellenlänge bei fünf verschiedenen Sperrspannungen, nämlich 0,3V, 1,0V, 1,7V, 2,4V und 3,1V, gemessen wurde. Die spektrale Empfindlichkeit konnten nicht für jede Struktur ermittelt werden. Da die Fotodioden primär zur transienten Charakterisierung implementiert wurden, kam es aufgrund der speziellen Padkonfiguration zur Kontaktierung mit Mikrowellentastspitzen beim Bonden zu einer Vielzahl von

Kurzschlüssen. Aus diesem Grund stand nicht für jede Struktur ein funktionsfähiges Bauelement zur Verfügung. Für die p-Diffusion/n-Wannenfotodiode konnten außerdem keine Kapazitätsmessungen durchgeführt werden, da diese nur gegenüber dem Substrat mit ausreichender Genauigkeit machbar sind. In den Fällen, in denen sich die Bandbreite exakt messen ließ, wurde zusätzlich noch eine Güteziffer  $FOM$  bei der Spannung 1,7V ermittelt. Da die Anforderungen an die Ausleseschaltung mit sinkender spektraler Empfindlichkeit  $S(\lambda)$  und steigender Sperrschichtkapazität  $C_D$  steigen (siehe nächstes Kapitel), wurde diese unter Nutzung der Bandbreite der Fotodiode  $f_{3dB, fotodiode}$  zu

$$FOM = \frac{S(\lambda) f_{3dB, fotodiode}}{C_D} \quad (3.26)$$

festgelegt. Dabei sei erwähnt, dass hierbei nicht Bandbreite gegen spektrale Empfindlichkeit austauschbar ist, wie die Ähnlichkeit zum Verstärkungsbandbreitenprodukt von Verstärkern vermuten lässt.

Die Messwerte zu den einzelnen Teststrukturen sind der nachfolgenden Tabelle aufgeführt. Daraus ist zu erkennen, dass die Nutzung der zusätzlichen Implantationen zur Schwellspannungseinstellung bzw. Verbreiterung des Gateoxids keine Vorteile bringt. Dies begründet sich mit der Tatsache, dass beide Implantationen um Größenordnungen schwächer als die Implantation der Diffusionsgebiete sind. Die Fingerdioden mit großem Fingerabstand besitzen im Vergleich zu den vollflächigen Fotodioden niedrigere Bandbreiten. Bei hohen Sperrspannungen besitzen sie aber annähernd die gleiche spektrale Empfindlichkeit, so dass sie sich in Verbindung mit ihrer niedrigeren Sperrschichtkapazität für rauscharme Anwendungen empfehlen. Für die Fingerdiode mit  $1,0\mu\text{m}$  und  $4,0\mu\text{m}$  konnten aus erwähnten Gründen nicht alle Parameter ermittelt werden. Die Tendenz der Messungen lässt aber erwarten, dass die spektrale Empfindlichkeit sich der der vollflächigen Fotodioden angleicht, für niedrigere Wellenlängen sogar übersteigt. Da die Fingerdioden in jedem Fall eine niedrigere Sperrschichtkapazität aufweisen, sind sie den vollflächigen Fotodioden vorzuziehen.

Die vertikale Isolation durch Wannenpunkte bringt je nach Wellenlänge eine bis um den Faktor drei höhere Bandbreite. Bei Licht hoher Wellenlänge wird ein Großteil der Ladungsträger von den Wannen absorbiert, so dass sich hier eine niedrigere spektrale Empfindlichkeit ergibt. Dieser Nachteil wird teilweise durch die niedrigere Sperrschichtkapazität kompensiert.

Bei allen Wellenlängen zeigt die n-Wannenfotodiode die höchste Güteziffer. Sie zeigt vor allem im mittleren bis hohen Wellenlängenbereich Bandbreitenvorteile gegenüber den Diffusionsfotodioden. Die erzielten Werte lagen dort im Vergleich um den Faktor fünf bis sieben höher. Diese begründet sich mit der niedrigen Dotierung der Wanne und deren Eindringen bis in die niedrig dotierte Epitaxieschicht, woraus ein entsprechend weit ausgedehntes elektrisches Feld resultiert. Aus diesen Gründen besitzt diese Fotodiode auch eine im Vergleich zur vollflächigen n-Diffusionsfotodiode um den Faktor 2,5 niedrigere Sperrschichtkapazität. Die n-Wannenfotodiode ist somit gut für den Bereich der optischen Speichersysteme geeignet, da darauf basierende Ausleseschaltungen mit ausreichender Bandbreite und spektraler Empfindlichkeit für alle relevanten Wellenlängen implementiert werden können.

Mit der p-Diffusion/n-Wannenfotodiode lassen sich bei allen Wellenlängen Bandbreiten über 580MHz erzielen, woraus sich bei den Wellenlängen 670nm und 785nm eine höhere Güteziffer als bei den Diffusionsfotodioden ergibt. Dies resultiert aus der vertikalen Abschirmung durch die n-Wannen/p-Epitaxie Diode. Die hohen Bandbreiten gehen aber mit niedrigen spektralen Empfindlichkeiten bei höheren Wellenlängen einher. Dieser Fotodiodentyp eignet sich somit für die parallele optische Kurzstreckennachrichtenübertragung. Aufgrund der kurzen Übertragungsstrecken sind die optischen Verluste dabei sehr gering, so dass die Rauschanforderungen weniger hart sind.

Tabelle 3.2: Messergebnisse der Fotodioden wobei  $\lambda$  in nm,  $f_{3dB}$  in MHz,  $C_D$  in pF und  $FOM$  in  $\frac{\text{MHz}\cdot\text{A}}{\text{pF}\cdot\text{W}}$  gegeben ist.

Fotodiode	$\lambda$	Sperrspannung						$FOM$
		0,3V	1V	1,7V	2,4V	3,1V		
Vollflächige n-Diffusions- fotodiode	405	$f_{3dB}$	>614	>614	>614	>649	>666	>124,3
		$S(\lambda)$	0,1176	0,1194	0,1213	0,1217	0,1225	
	670	$f_{3dB}$	34	34,5	35,4	35,4	35,9	12,36
		$S(\lambda)$	0,1981	0,2047	0,2091	0,2053	0,2196	
	785	$f_{3dB}$	9,4	9,7	10,3	10,3	11,2	2,97
		$S(\lambda)$	0,1617	0,1653	0,1730	0,1741	0,1776	
		$C_D$	0,773	0,662	0,599	0,557	0,525	
Vollflächige n-Diffusions- diode mit zu- sätz. Kapazi- tätsimp.	405	$f_{3dB}$	>606	>606	>614	>614	>649	>113,3
		$S(\lambda)$	0,1173	0,1180	0,1207	0,1212	0,1231	
	670	$f_{3dB}$	33,1	33,6	34,0	36,4	38,4	10,84
		$S(\lambda)$	0,1962	0,2044	0,2086	0,2086	0,2148	
	785	$f_{3dB}$	9,8	9,8	10,6	10,3	11,5	2,77
		$S(\lambda)$	0,1624	0,1667	0,1711	0,1754	0,1784	
		$C_D$	0,862	0,731	0,654	0,602	0,563	
Vollflächige n-Diffusions- diode mit zu- sätz. Schwell- spannungsimp.	405	$f_{3dB}$	>582	>582	>606	>614	>614	>119,0
		$S(\lambda)$	0,1040	0,1068	0,1094	0,1112	0,1140	
	670	$f_{3dB}$	33,5	35,4	35,9	36,9	38,4	10,29
		$S(\lambda)$	0,1503	0,1542	0,1596	0,1641	0,1696	
	785	$f_{3dB}$	9,3	9,7	9,5	9,8	10,1	2,88
		$S(\lambda)$	0,1617	0,1653	0,1730	0,1741	0,1776	
		$C_D$	0,720	0,616	0,557	0,517	0,487	
n-Diffusions- fingerdiode mit 10 $\mu$ m Fingerabstand	405	$f_{3dB}$	42,4	51,0	60,0	66,0	69,6	27,36
		$S(\lambda)$	0,0980	0,1058	0,1131	0,1218	0,1344	
	670	$f_{3dB}$	24,2	26,3	28,1	29,3	31,8	18,72
		$S(\lambda)$	0,1406	0,1518	0,1652	0,1787	0,1990	
	785	$f_{3dB}$	7,5	8,2	8,8	9,3	9,0	4,86
		$S(\lambda)$	0,1005	0,1160	0,1372	0,1603	0,1987	
		$C_D$	0,294	0,265	0,248	0,237	0,228	
n-Diffusions- fingerdiode	405	$f_{3dB}$	42,2	47,7	59,2	64,2	70,6	25,89
		$S(\lambda)$	0,1073	0,1130	0,1181	0,1235	0,1277	
		$f_{3dB}$	29,3	31,8	32,6	33,1	33,5	

mit 7,4 $\mu$ m Fingerabstand	670	$S(\lambda)$	0,1480	0,1580	0,1653	0,1713	0,1762	19,96
		$f_{3dB}$	8,0	9,0	9,3	10,1	10,6	
	785	$S(\lambda)$	0,1156	0,1266	0,1330	0,1609	0,1989	4,58
		$C_D$	0,312	0,285	0,270	0,259	0,252	
n-Diffusions- fingerdiode mit 4,0 $\mu$ m Fingerabstand	405	$f_{3dB}$	>502	>502	>551	>551	>551	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
	670	$f_{3dB}$	34,9	36,9	37,9	37,4	37,5	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
	785	$f_{3dB}$	10,6	11,5	12,1	12,1	12,7	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
		$C_D$	0,369	0,332	0,311	0,297	0,287	
n-Diffusions- fingerdiode mit 1,0 $\mu$ m Fingerabstand	405	$f_{3dB}$	>657	>657	>657	>657	>657	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
	670	$f_{3dB}$	41,6	42,8	46,4	47	47,7	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
	785	$f_{3dB}$	14,9	15,2	15,6	16,3	16,3	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
		$C_D$	0,607	0,529	0,487	0,464	0,443	
n-Diffusions- fingerdiode mit 1,0 $\mu$ m Fingerabstand und zusätzl. Kapazitäts- implantation	405	$f_{3dB}$	>606	>606	>614	>614	>614	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
	670	$f_{3dB}$	47,7	49,0	51,0	52,4	53,4	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
	785	$f_{3dB}$	14,9	15,2	15,6	16,3	16,7	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
		$C_D$	0,680	0,586	0,532	0,493	0,464	
n-Diffusions- fingerdiode mit 1,0 $\mu$ m Fingerabstand und zusätzl. Schwellspann- ungsimp.	405	$f_{3dB}$	>606	>606	>606	>614	>614	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
	670	$f_{3dB}$	44	46,4	46,4	48,3	49,0	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
	785	$f_{3dB}$	14,2	14,9	15,2	15,6	15,9	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
		$C_D$	0,605	0,533	0,493	0,465	0,444	
n-Diffusions- fingerdiode mit 1 $\mu$ m und Wannenpunkten	405	$f_{3dB}$	>606	>606	>614	>614	>649	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
	670	$f_{3dB}$	57,6	57,6	57,6	58,4	58,4	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
	785	$f_{3dB}$	34,9	35,4	35,9	35,4	36,4	–
		$S(\lambda)$	–	–	–	–	–	
		$C_D$	0,512	0,448	0,412	0,388	0,369	
Vollflächige n-Diffusions- fotodiode mit Wannenpunkten	405	$f_{3dB}$	>582	>582	>606	>614	>614	>118.2
		$S(\lambda)$	0,1013	0,1033	0,1053	0,1063	0,1080	
	670	$f_{3dB}$	53,8	54,6	55,3	55,3	55,3	11,80
		$S(\lambda)$	0,1087	0,1126	0,1152	0,1172	0,1202	
	785	$f_{3dB}$	30,9	31,8	30,5	33,1	33,1	5,23
		$S(\lambda)$	0,0807	0,0879	0,0926	0,0943	0,0986	



		$C_D$	0,690	0,595	0,540	0,504	0,477	
Vollflächige n-Wannen- fotodiode	405	$f_{3dB}$	488	494	494	502	508	255,5
		$S(\lambda)$	0,1340	0,1350	0,1350	0,1354	0,1355	
	670	$f_{3dB}$	192	195	195	200	203	170,4
		$S(\lambda)$	0,2263	0,2270	0,2281	0,2284	0,2298	
	785	$f_{3dB}$	79,7	79,7	78,6	79,7	80,8	53,21
		$S(\lambda)$	0,1712	0,1750	0,1767	0,178	0,1789	
		$C_D$	0,309	0,277	0,261	0,249	0,241	
p-Diffusion/ n-Wannen- fotodiode	405	$f_{3dB}$	>606	>606	>614	>614	>649	>88,42 <sup>1</sup>
		$S(\lambda)$	0,0692	0,0710	0,0720	0,0727	0,0736	
	670	$f_{3dB}$	582	606	606	614	614	41,94 <sup>1</sup>
		$S(\lambda)$	0,0320	0,0333	0,0346	0,0354	0,0363	
	785	$f_{3dB}$	582	582	582	582	589	22,47 <sup>1</sup>
		$S(\lambda)$	0,0178	0,0186	0,0193	0,0199	0,0205	
		$C_D$	–	–	–	–	–	

<sup>1</sup> Bei der Berechnung der Gütezahl wurde eine Sperrschichtkapazität von 500fF angenommen.



# Kapitel 4

## Transimpedanzverstärkerarchitekturen

In der Literatur sind verschiedene Konzepte zur Verarbeitung des durch Fotodioden erzeugten Fotostroms bekannt. Diese lassen sich in demodulierende und integrierende Ansätze klassifizieren. Letztere verbieten sich aus Geschwindigkeitsgründen und durch die jeweiligen Gesamtsystemarchitekturen der in Kapitel 2.4 vorgestellten Anwendungsgebiete. Die zeitkontinuierlichen Ansätze lassen sich weiter in Strom/Spannungswandlung und Stromverstärkung unterteilen.

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Forschungsprojektes (siehe [DLR]) zur Weiterentwicklung optischer Speichersysteme, welche, bedingt durch Standards, auf der Verarbeitung von Spannungssignalen basieren. Da durch die Entwicklung neuartiger Detektoren nicht das zugrunde liegende Konzept beeinflusst werden bzw. die Kompatibilität zu bereits existierenden Signalverarbeitungseinheiten verloren gehen soll, werden in diesem Kapitel Ansätze zur schnellen Strom/Spannungswandlung untersucht und neuartige Schaltungskonzepte vorgestellt.

### 4.1 Die Transimpedanzverstärkerkonfiguration und systematischer Entwurf I

Im Allgemeinen werden Schaltungen, die eine Strom/Spannungswandlung vollziehen auch als Transimpedanzverstärker bezeichnet. Diese Bezeichnung deutet an, dass der Strom um einen Faktor, der so genannten Transimpedanz, in einen Spannung gewandelt wird. Idealerweise besitzt ein solcher Verstärker einen Ein- und Ausgangswiderstand von Null Ohm, da das Stromsignal durch den Verstärker nicht verfälscht werden und das Ausgangssignal unabhängig von der Last sein soll. Über die eigentliche Implementierung sagt die Namensgebung zunächst nichts aus. Im einfachsten Fall schaltet man einen Widerstand  $R_f$  mit der Signalquelle in Reihe, wie es in Abb. 4.1(a) skizziert ist (passiver Transimpedanzverstärker). Als Zusammenhang zwischen

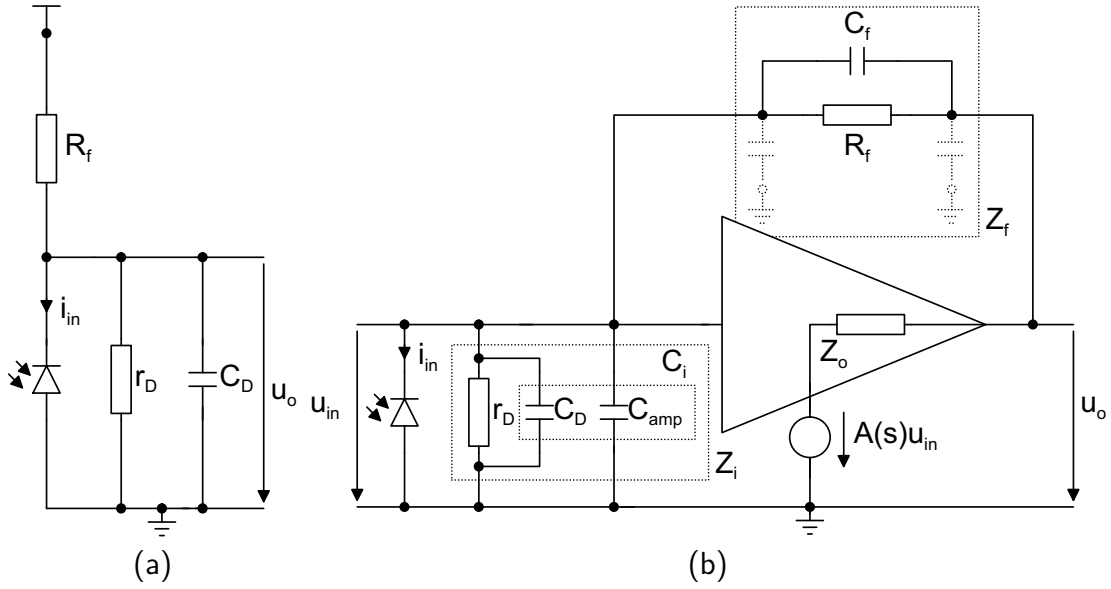


Abbildung 4.1: (a) passiver Transimpedanzverstärker und (b) aktiver Transimpedanzverstärker.

Eingangsstrom  $i_{in}$  und Ausgangsspannung  $u_o$  erhält man

$$\frac{u_o}{i_{in}} = -\frac{r_D R_f}{r_D + R_f} \frac{1}{1 + s \frac{r_D R_f}{r_D + R_f} C_D}, \quad (4.1)$$

wobei  $C_D$  die Sperrschichtkapazität und  $r_d$  der Kleinsignalwiderstand der Fotodiode ist (siehe Gln. 2.3.2 und 2.41). Da bei der Kleinsignalanalyse  $r_D$  parallel mit  $R_f$  auftaucht und im allgemeinen  $R_f \ll r_D$  gilt, lässt sich daraus entnehmen, dass die Übertragungsfunktion einen Pol bei  $\omega_{3dB} = \frac{1}{R_f C_D}$  besitzt, sich auf diese Weise also nur moderate Auslesebandbreiten erreichen lassen. Des Weiteren besitzt diese Anordnung einen in den meisten Fällen inakzeptabel hohen Ein- und Ausgangswiderstand, der sich zu  $R_f$  berechnet.

Aus diesen Gründen nutzt man die in Abb. 4.1(b) gezeigte Struktur. In der Literatur wird mit der Bezeichnung Transimpedanzverstärker oft diese Anordnung gemeint obwohl dieser Begriff, wie bereits erwähnt, nur die Eigenschaft der Schaltung, nicht aber deren Implementierung bezeichnet. Im Folgenden wird diese Namensgebung übernommen und damit die Schaltung aus Abb. 4.1(b) angesprochen.

Eine Analyse der Anordnung ergibt

$$\frac{u_o}{i_{in}} = \frac{A(s)}{\frac{A(s)-1}{Z_f} - \frac{1}{Z_i}} = \frac{A(s)Z_f Z_i}{(A(s)-1)Z_i - Z_f}, \quad (4.2)$$

wobei  $Z_f(s)$  die Rückkopplungsimpedanz,  $A(s)$  die Übertragungsfunktion des Vorwärtsverstärkers und  $Z_i(s)$  dessen Eingangsimpedanz sowie parasitäre Elemente der Signalquelle beinhaltet. Im Fall eines idealen Vorwärtsverstärkers, d. h. dass die Verstärkung über alle Grenzen wächst, ergibt sich

$$\frac{u_o}{i_{in}} = Z_f, \quad (4.3)$$

also für eine rein ohmsche Rückkopplung der betragsmäßig gleiche Wert wie für die Schaltung in Abb. 4.1(a) bei niedrigen Frequenzen ( $s = 0$ ). Da als Signalquelle eine Fotodiode verwendet wird, lässt sich diese nach Kapitel 2.3.2 als Parallelschaltung des Diodenwiderstandes  $r_D$  und der Sperrschichtkapazität  $C_D$  modellieren. Durch die gemeinsame Integration von Fotodioden mit Ausleseschaltung kann der durch Zuleitungen verursachte Widerstand  $r_s$  vernachlässigt werden. Nach Kapitel 2.1.2 kann der Eingang des Spannungsverstärkers in erster Näherung durch eine Kapazität  $C_{amp}$  berücksichtigt werden, so dass sich für die Eingangsimpedanz  $Z_i(s) = \frac{r_D}{1+s r_D(C_D+C_{amp})}$  ergibt. Im Fall einer CMOS Technologie gibt es zwei Möglichkeiten, die Rückkopplungsimpedanz zu implementieren, nämlich als passiven Widerstand oder als Transistor, der im linearen Bereich betrieben wird. Während für den Transistor das in Kapitel 2.1.2 vorgestellte Modell genutzt werden kann, kommt im zwei- bis dreistelligen Megahertzbereich nach [Long] für integrierte Widerstände das  $\Pi$ -Modell zum Einsatz. Dies wird in den meisten Simulationsumgebungen genutzt und ist in Abb. 4.1(b) skizziert. Man erkennt, dass die parasitären Kapazitäten parallel mit der Sperrschichtkapazität der Fotodiode bzw. am Ausgang des Vorwärtsverstärkers auftauchen. Dementsprechend können sie einfach als zusätzlicher Summand in  $C_i = C_D + C_{amp}$  bzw. als Last für den Vorwärtsverstärker und folglich in dessen Übertragungsfunktion  $A(s)$  berücksichtigt werden, so dass sie hier im folgenden nicht weiter betrachtet werden. Bei mäanderförmigen Widerständen muss parallel zum Widerstand noch die Kapazität  $C_f$  berücksichtigt werden, die oftmals auch zur Stabilisierung der Schaltung herangezogen wird. Die Rückkopplungsimpedanz berechnet sich somit zu  $Z_f(s) = \frac{R_f}{1+s R_f C_f}$ . Durch Einsetzen der beiden Impedanzen in Gln. 4.2 ergibt sich als Übertragungsfunktion

$$\frac{u_o}{i_{in}} = \frac{A(s) R_f r_D}{(A(s) - 1) r_D - R_f} \frac{1}{1 + s \left( \frac{(A(s)-1) r_D R_f C_f - R_f r_D C_i}{(A(s)-1) r_D - R_f} \right)}. \quad (4.4)$$

Berücksichtigt man, dass bei den Anwendungen, auf die die gemachten Betrachtungen abzielen,  $R_f$  im Kiloohmbereich liegt, also  $\frac{R_f}{r_D} \ll 1$  ist, so erhält man

$$\frac{u_o}{i_{in}} = \frac{A(s) R_f}{A(s) - 1} \frac{1}{1 + s \left( \frac{(A(s)-1) R_f C_f - R_f C_i}{A(s)-1} \right)}. \quad (4.5)$$

Diese Gleichung spiegelt die Vorteile des aktiven Transimpedanzverstärkers gegenüber dem passiven wieder. Vernachlässigt man  $C_f$  und geht davon aus, dass  $A(s)$  im betrachteten Frequenzbereich konstant ist, also  $A(s) = A_0$  gilt, so erhält man einen Pol bei

$$\omega_{3dB,Tr} = \frac{-(A_0 - 1)}{R_f C_i}. \quad (4.6)$$

Dabei ist zu beachten, dass  $A_0$  aus Stabilitätsgründen negativ ist. Die Bandbreite des aktiven Transimpedanzverstärkers ist also um den Faktor  $|A_0| + 1$  höher als beim passiven Transimpedanzverstärker. Da die Eingangsspannung  $u_{in}$  mit der Ausgangsspannung über  $u_o = A(s) u_{in}$  in Zusammenhang steht, berechnet sich der Eingangs-

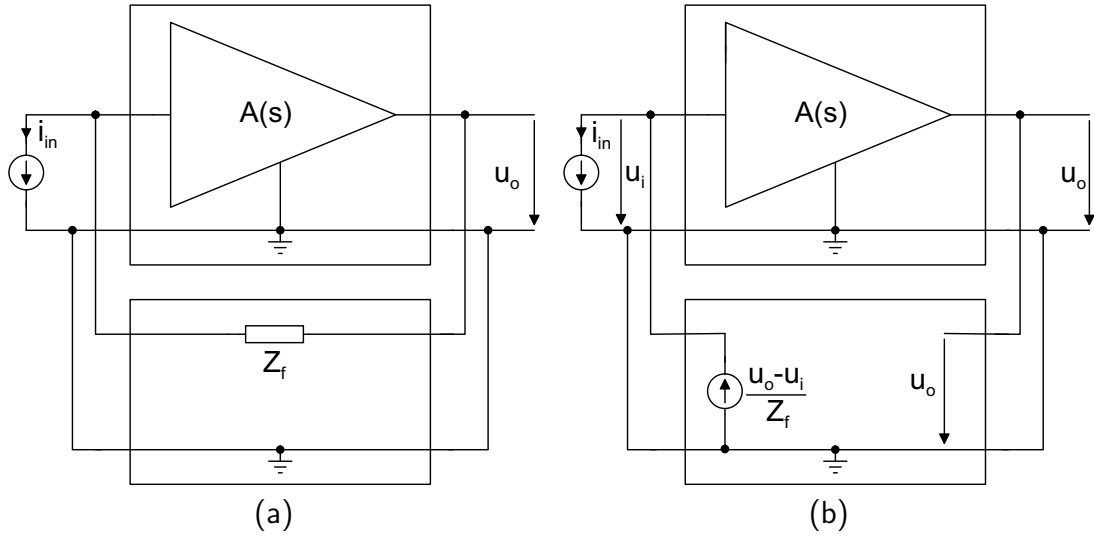


Abbildung 4.2: (a) Klassische Vierpolstrukturierung und (b) Vorschlag einer alternativen Betrachtungsweise

widerstand  $Z_{in}$  zu

$$Z_{in} = -\frac{u_{in}}{i_{in}} = -\frac{R_f}{A(s) - 1} \frac{1}{1 + s \left( \frac{(A(s)-1)R_f C_f - R_f C_i}{A(s)-1} \right)} \stackrel{s=0}{=} -\frac{R_f}{(A_0 - 1)}. \quad (4.7)$$

Für niedrigere Frequenzen ist dieser also um den Faktor  $|A_0| + 1$  geringer, als es beim passiven Transimpedanzverstärker der Fall ist. Für den Ausgangswiderstand  $Z_{out}$  ergibt sich mittels des bisher nicht berücksichtigten Ausgangswiderstandes des Vorwärtsverstärkers  $Z_o$

$$Z_{out} = \frac{Z_o(1 + sR_f C_i)}{1 - A(s) + s(Z_o + R_f)C_i} \stackrel{s=0}{=} -\frac{Z_o}{(A_0 - 1)}. \quad (4.8)$$

Der Ausgangswiderstand ist somit für niedrigere Frequenzen durch den um den Faktor  $|A_0| + 1$  reduzierten Ausgangswiderstand  $r_o$  des Vorwärtsverstärkers gegeben. Da es sich dabei um einen Spannungsverstärker handelt, ist dieser im Allgemeinen sehr niedrig.

In der Literatur wird die in Gln. 4.5 gegebene Übertragungsfunktion zum Entwurf von Transimpedanzverstärkern herangezogen. Aus ihr lassen sich die kritischen Parameter sowie deren Einfluss entnehmen. Für einen systematischen Entwurf eignet sich diese Gleichung jedoch nur bedingt, da sie zum einen, abhängig von der Übertragungsfunktion des Spannungsverstärkers, nicht analytisch zu handhaben ist und zum anderen diese Vorgehensweise nicht dem typischen Ansatz beim Entwurf von rückgekoppelten Systemen entspricht. Dabei geht man im Allgemeinen so vor, dass man aus den Vorgaben für die rückgekoppelte Struktur Parameter für die offene Struktur ableitet und den Entwurf daran durchführt. Aus diesem Grund soll hier ein alternativer Weg zum systematischen Entwurf hergeleitet werden

Die Problematik, dass bei der in Abb. 4.1 gezeigten Struktur nicht der gebräuchliche Weg eingeschlagen wird, begründet sich in der Tatsache, dass sich die Konfiguration

nicht direkt in die klassische Vierpolrückkopplungstheorie einordnen lässt. Wie in Abb. 4.2(a) gezeigt, lässt sich der Transimpedanzverstärker als Parallel–Parallelrückkopplung bzw. als Spannungs–Stromrückkopplung<sup>1</sup> klassifizieren, wobei der obere Vierpol dem Vorwärtsverstärker und der untere dem Rückkopplungsnetzwerk entspricht.

Eine solche Klassifikation ist insofern problematisch, als dass bei der klassischen Rückkopplungstheorie davon ausgegangen wird, dass als Vorwärtsverstärker ein Verstärker genutzt wird, der (annähernd) ideale Verstärkungseigenschaften des rückgekoppelten Systems besitzt. Durch das Rückkopplungsnetzwerk wird dann der Betrag der Verstärkung des rückgekoppelten Systems festgelegt sowie der Ein- und Ausgangswiderstand skaliert. Ein Spannungsverstärker beispielsweise wird als Seriell–Parallelrückkopplung bzw. Spannungs–Spannungsrückkopplung<sup>2</sup> realisiert, wobei als Vorwärtsverstärker eine spannungsgesteuerte Spannungsquelle, also ein Spannungsverstärker mit idealerweise unendlicher Verstärkung, unendlichem Eingangswiderstand und verschwindendem Ausgangswiderstand zum Einsatz kommt. Die Verstärkung des rückgekoppelten Systems wird dann ausschließlich durch das Rückkopplungsnetzwerk bestimmt. Für den Fall des Transimpedanzverstärkers bedeutet dies, dass der Vorwärtsverstärker bereits eine stromgesteuerte Spannungsquelle mit den oben genannten idealen Eigenschaften ist. Bei der in Abb. 4.1(b) gezeigten Anordnung handelt es sich im Fall der CMOS Technologie aber um einen Spannungsverstärker mit hohem Eingangswiderstand. Darüber hinaus geht man davon aus, dass im Fall der Spannungs–Stromrückkopplung das Rückkopplungsnetzwerk einen unendlich hohen Eingangswiderstand aufweist, was ebenfalls nicht gegeben ist.

Letzteres Problem lässt sich mit der in Abb. 4.2(b) dargestellten, alternative Betrachtungsweise umgehen. Das Rückkopplungsnetzwerk besteht aus einer idealen spannungsgesteuerten Stromquelle mit der Verstärkung  $\frac{1}{Z_f}$ . Die Verschaltung der beiden Vierpole erfolgt als Parallel–Parallelrückkopplung. Dabei besteht aber immer noch die Problematik, dass der Vorwärtsverstärker durch Ströme gespeist wird. Um diesen Widerspruch aufzulösen kann die Struktur als Seriell–Parallelrückkopplung interpretiert werden. Das Rückkopplungsnetzwerk ist dann eine ideale spannungsgesteuerte Spannungsquelle mit der Verstärkung Eins, der Vorwärtsverstärker ist ein Spannungsverstärker mit der Eingangsimpedanz  $R_f$ . In der klassischen Rückkopplungstheorie ist das Eingangssignal für eine Seriell–Parallelrückkopplung dann aber ein Spannung, so dass auch dieser Ansatz nicht völlig konsistent ist. Aus diesem Grund soll zum systematischen Entwurf das allgemeine Rückkopplungsmodell aus Abb. 4.3(a) herangezogen werden.

Wenn  $H(s)$  die Übertragungsfunktion des Vorwärtsverstärkers und  $\beta(s)$  die des Rückkopplungspfades ist, dann stehen Eingangssignal  $X(s)$  und Ausgangssignal  $Y(s)$  durch

$$\frac{Y(s)}{X(s)} = \frac{H(s)}{1 - H(s)\beta(s)} \quad (4.9)$$

in Zusammenhang. Um aus einer Schaltung die entsprechenden Parameter zu gewinnen, muss das rückgekoppelte System, wie in Abb. 4.3(a) angedeutet, aufgebrochen

<sup>1</sup>vereinzelt wird auch die Bezeichnung Parallel-Spannungsgegenkopplung genutzt

<sup>2</sup>vereinzelt wird auch die Bezeichnung Serien-Spannungsgegenkopplung genutzt

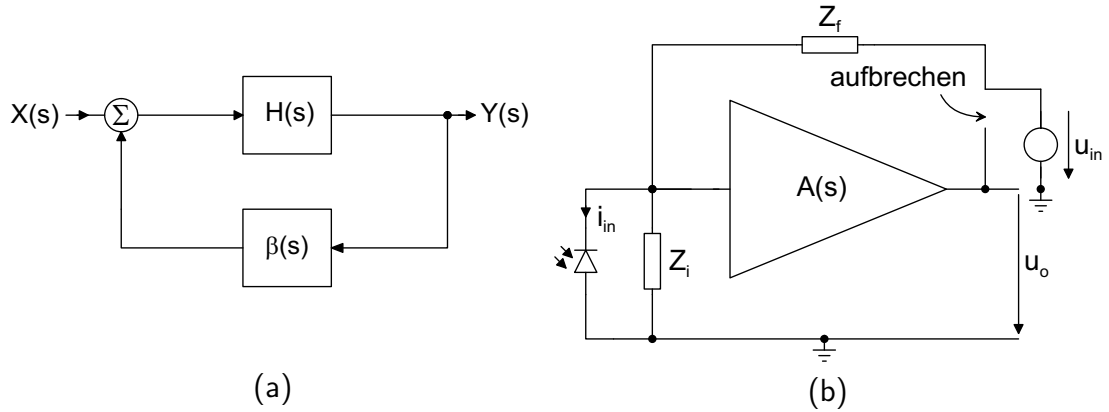


Abbildung 4.3: (a) Allgemeine Struktur eines rückgekoppelten Systems und (b) aufgebrochener Transimpedanzverstärker zur Berechnung der Parameter  $H(s)$  und  $\beta(s)$ .

werden. Durch Einprägen eines Eingangssignals kann dann die sogenannte Schleifenverstärkung  $H(s)\beta(s)$  und die Vorwärtsverstärkung  $H(s)$  bestimmt werden, wenn das jeweils andere Eingangssignal zu Null gesetzt wird. Aus Abb. 4.2 lässt sich entnehmen, dass im Fall des Transimpedanzverstärkers eine Spannung eingepreßt werden muss, wenn man die Schaltung am Ausgang aufbricht. Dabei können beide in Abb. 4.2 gezeigten Vierpolstrukturierungen zugrunde gelegt werden, wobei hier die Anordnung aus 4.2(a) gewählt wird, da diese der ursprünglichen Schaltung entspricht. Man erhält dann die in Abb. 4.3(b) dargestellte Struktur. Es ergibt sich

$$H(s)\beta(s) = \left. \frac{u_o}{u_{in}} \right|_{i_{in}=0} = \frac{Z_i A(s)}{Z_i + Z_f} \quad \text{und} \quad H(s) = \left. \frac{u_o}{i_{in}} \right|_{u_{in}=0} = -\frac{Z_i Z_f A(s)}{Z_i + Z_f} \quad (4.10)$$

und daraus

$$\beta(s) = -\frac{1}{Z_f}. \quad (4.11)$$

Durch Einsetzen von Gln. 4.10 in Gln. 4.9 ergibt sich dann die durch Gln. 4.2 gegebene Übertragungsfunktion des Transimpedanzverstärkers. Da die hergeleiteten Terme im Folgenden zum systematischen Entwurf von Transimpedanzverstärkern herangezogen werden, sollen diese hier noch näher betrachtet werden. Durch Einsetzen von  $Z_f$  und  $Z_i$  folgt für die Schleifenverstärkung

$$H(s)\beta(s) = \frac{A(s)(1 + sR_f C_f)}{1 + sR_f(C_f + C_i)}. \quad (4.12)$$

Daraus lässt sich entnehmen, dass durch die Kapazität  $C_f$  eine Nullstelle in die Schleifenverstärkung eingeführt wird. In Abb. 4.4(a) ist der Frequenz- und Phasengang der Schleifenverstärkung beispielhaft dargestellt. Für den Vorwärtsverstärker wird dabei die Übertragungsfunktion

$$A(s) = \frac{A_0}{(1 + s\tau_{amp}) \prod_{i=1}^n (1 + sa_i\tau_{amp})}. \quad (4.13)$$



angenommen, deren höherfrequente Pole mittels der Indizes  $a_i$  auf die größte Zeitkonstante  $\tau_{amp}$  zurückgeführt werden. Pole des Vorwärtsverstärkers gehen also direkt in die Schleifenverstärkung ein, so dass Vorwärtsverstärker, die einen niederfrequenten ersten Pol besitzen, zu einer Verminderung der Phasenreserve führen und konsequenterweise schwerer zu stabilisieren sind. Aus diesem Grund eignen sich mehrstufige Operationsverstärker weniger zur Implementierung von Transimpedanzverstärkern, da diese bereits einen ersten Pol im Kilohertzbereich besitzen. Lediglich bei Anwendungen, bei denen eine Fotodiodenkapazität von mehreren zehn Pikofarad vorliegt und wo die Sperrspannung über der Fotodiode frei einstellbar sein soll, bieten diese Verstärker Vorteile. Auch hinsichtlich der Rauscheigenschaften besitzen Operationsverstärker aufgrund des zweiten Eingangstransistors Nachteile. Aus diesen Gründen nutzt man für den Vorwärtsverstärker Verstärker ohne differentiellen Eingang und mit Breitbandverhalten, also kleinem  $\tau_{amp}$ . Das Breitbandverhalten wird in den folgenden Berechnungen für Näherungszwecke ausgenutzt.

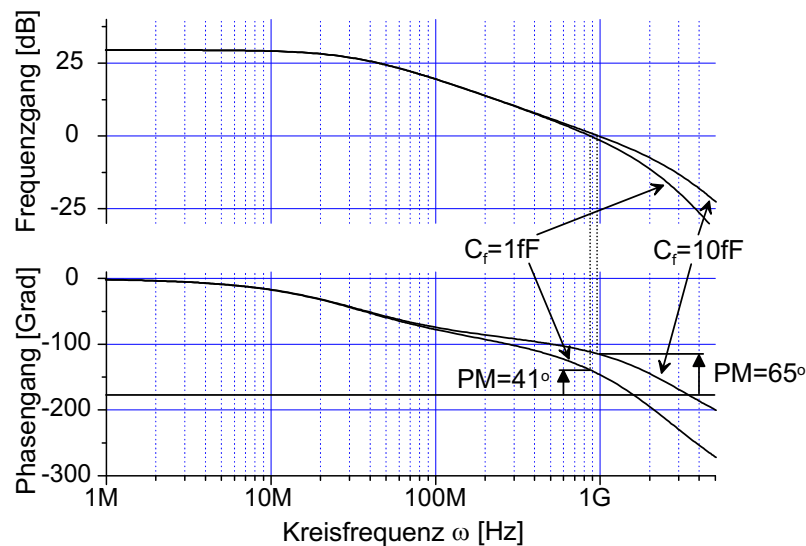


Abbildung 4.4: Frequenzgang der Schleifenverstärkung  $H(s)\beta(s)$  für  $C_f=1\text{fF}$  und  $C_f=10\text{fF}$  mit dreifachem Pol des Vorwärtsverstärkers bei der Kreisfrequenz  $-2\pi 450\text{MHz}$ ,  $A_0=-35$ ,  $R_f=60\text{k}\Omega$  und  $C_i=500\text{fF}$ .

Abb. 4.4 zeigt außerdem, dass durch die durch  $C_f$  in die Schleifenverstärkung eingeführte Nullstelle die Phasenreserve beeinflusst werden kann. Da im Rahmen dieser Arbeit Transimpedanzen im Bereich von mehreren Kiloohm angestrebt werden, wirken sich schon sehr kleine Werte erheblich aus. In der Abbildung sind zwei Verläufe für  $C_f = 1\text{fF}$  und  $C_f = 10\text{fF}$  gezeigt. Man erkennt, dass, wenn das System mittels der Rückkopplungskapazität kompensiert werden soll, extrem kleine Kapazitäten genutzt werden müssen, die sich nur unzureichend mit hinreichender Genauigkeit implementieren lassen. Schon kleine Variationen können das System überdämpfen bzw. instabil machen. Um einen stabilen Transimpedanzverstärker mit hohen Transimpedanzen zu entwerfen, ist es deshalb ratsam,  $C_f$  vernachlässigbar klein zu halten ( $< 1\text{fF}$ ) und den

ersten Pol des Vorwärtsverstärkers als Stabilisierungsparameter zu nutzen.

Mittels der hergeleiteten Terme kann nun der systematische Entwurf von Transimpedanzverstärkern durchgeführt werden. Im Allgemeinen ist die Sperrschichtkapazität der Fotodiode (die Eingangskapazität des Vorwärtsverstärkers muss abgeschätzt werden) sowie die Bandbreite des Systems vorgegeben. Des Weiteren kann mittels einer Rauschanalyse die nötige Transimpedanz bestimmt werden (siehe Kapitel 4.2). Daraus lässt sich mittels Gln. 4.6 die nötige DC-Verstärkung  $A_0$  des Vorwärtsverstärkers berechnen. Um nun ein stabiles System zu erhalten, muss die Schleifenverstärkung der Bedingung

$$\angle H(j\omega_u)\beta(j\omega_u)|_{|H(j\omega_u)\beta(j\omega_u)|=1} = PM - \pi \quad (4.14)$$

genügen, wobei  $PM$  die Phasenreserve des Systems bezeichnet und  $\omega_u$  die Transitzkreisfrequenz der Schleifenverstärkung ist. Diese ist ein Maß für die Stabilität des Systems, wobei für die geeignete Wahl der Phasenreserve auf Literatur wie etwa [Laker] verwiesen sei. Als guter Kompromiss zwischen Anstiegs- und Einschwingzeit wird ein Wert von  $PM = \frac{\pi}{3}$  angestrebt.

Zur Berechnung der Zeitkonstanten  $\tau_{amp}$  muss zuerst  $\omega_u$  durch Invertierung der Definitions-gleichung für die Durchtrittskreisfrequenz bestimmt werden:

$$\omega_u = \{|H(j\omega_u)\beta(j\omega_u)| = 1\}^{-1/\omega_u} \quad (\text{siehe Definition in Anhang A}). \quad (4.15)$$

Aus der gesamten Stabilitätsbedingung Gln. 4.14 (betrachtet als Funktion von  $\tau_{amp}$ ) lässt sich dann  $\tau_{amp}$  wiederum durch Invertierung zu

$$\tau_{amp} = \{\angle H(j\omega_u)\beta(j\omega_u) = PM - \pi\}^{-1/\tau_{amp}} \quad (4.16)$$

berechnen.

Geht man bei der Modellierung des Vorwärtsverstärkers von  $n \geq 1$  aus, so lässt sich diese Vorgehensweise nur algorithmisch numerisch abarbeiten. Für den Fall eines Modells erster Ordnung für den Vorwärtsverstärker mit einer Zeitkonstanten  $\tau_{amp} \ll R_f C_i$ , lassen sich geschlossene Terme finden. Die in Anhang C.1 durchgeführten Berechnungen ergeben

$$\omega_u = \sqrt{-\frac{1}{2\tau_{amp}^2} \left(1 - \sqrt{1 + 4\tau_{amp}^2 \omega_{3dB,Tr}^2}\right)} \quad (4.17)$$

und

$$\tau_{amp} = \frac{\sqrt{(2 \tan^2(\frac{\pi}{2} - PM) + 1)^2 - 1}}{2\omega_{3dB,Tr}}. \quad (4.18)$$

Als den Vorwärtsverstärker charakterisierende Größe, um beispielsweise die Machbarkeit oder den Leistungsverbrauch abzuschätzen, lässt sich das Verstärkungsbandbreiteteilprodukt  $GBW$  nutzen. Dies berechnet sich mittels obiger Gleichungen zu

$$GBW = \frac{R_f C_i \omega_{3dB,Tr}^2}{\pi \sqrt{(2 \tan^2(\frac{\pi}{2} - PM) + 1)^2 - 1}}. \quad (4.19)$$

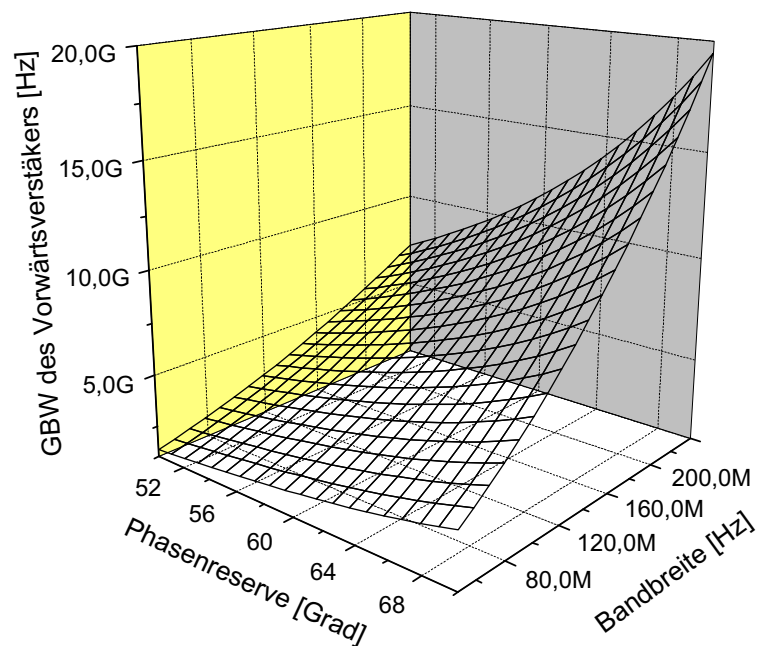


Abbildung 4.5: Verstärkungsbandbreitenprodukt des Vorwärtsverstärkers in Abhängigkeit von Phasenreserve und Bandbreite des Transimpedanzverstärkers mit  $R_f=60\text{k}\Omega$  und  $C_i=500\text{fF}$ .

Die Anforderungen an den Vorwärtsverstärker wachsen somit quadratisch mit der Bandbreite des Gesamtsystems und linear mit der Transimpedanz bzw. der Kapazität  $C_i$ . Des Weiteren steigen sie mit zunehmender Phasenreserve. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 4.5 grafisch dargestellt.

Die angeführten Gln. 4.18 und 4.19 gelten zwar für ein Verstärkermodell erster Ordnung, eignen sich aber dennoch um Abschätzungen für Systeme mit komplexeren Vorwärtsverstärkern zu erhalten. Die exakte Dimensionierung muss dann mit Schaltungssimulationen vorgenommen werden.

## 4.2 Rauschoptimierung und systematischer Entwurf II

Im Bereich der Sensorik stellt das Rauschen der Ausleseseinheit eine kritische Größe dar. Diese bestimmt den Signal-Rauschabstand und somit den minimal noch detektierbaren Pegel des vom Sensorelement erzeugten Signals. Zur Bestimmung der Rauscheigenschaften des Transimpedanzverstärkers sind in Abb. 4.6 die relevanten Rauschquellen eingezeichnet. Durch die Rauschspannungsquelle  $\sqrt{u_{amp,eqi}^2}$  wird dabei das äquivalente Eingangsrauschen des Vorwärtsverstärkers repräsentiert. Auf eine Rauschstromquelle kann hier verzichtet werden, da man die Eingangsimpedanz des Vorwärtsverstärkers mit der Quellimpedanz zusammenfassen und den Eingang des

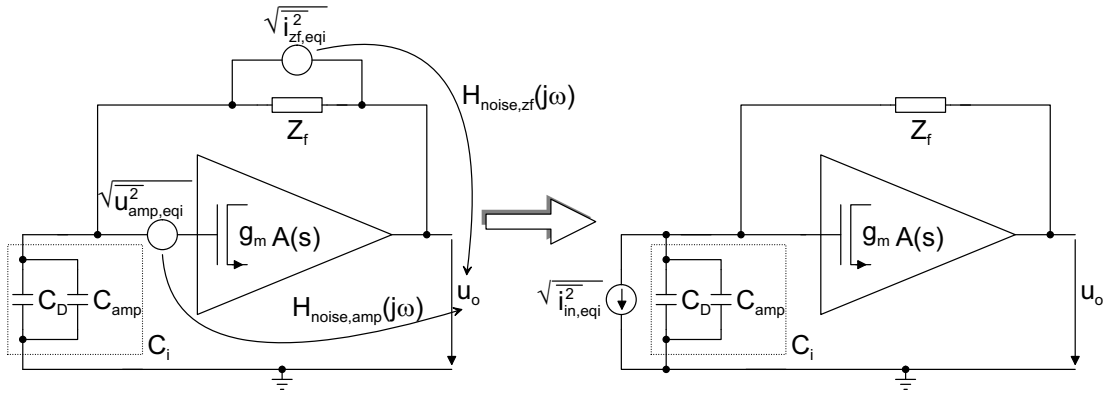


Abbildung 4.6: Transimpedanzverstärker mit Rauschquellen sowie deren Überführung in eine äquivalente Eingangsrauschquelle bei fehlendem Nutzsignal. Die Funktionen  $H_{noise,amp}(j\omega)$  und  $H_{noise,Z_f}(j\omega)$  bezeichnen die Übertragungsfunktionen der einzelnen Rauschquellen zum Ausgang.

Verstärkers dann als ideal ansehen kann. Die Rauschstromquelle  $\sqrt{i_{Z_f}^2}$  gibt den vom Rückkopplungspfad beigetragenen Anteil wieder.

Zunächst sei das üblicherweise betrachtete äquivalente Eingangsrauschen analysiert. Dessen spektrale Zusammensetzung berechnet sich zu

$$S_{i_{in,eqi}}^2(\omega) = S_{i_{Z_f}}^2(\omega) + \left| \frac{Z_i + Z_f}{Z_i Z_f} \right|^2 S_{u_{amp,eqi}}^2(\omega). \quad (4.20)$$

Nimmt man nun für den Vorwärtsverstärker die Modellierung nach Gln. 4.13 mit  $n = 0$  an und setzt  $Z_f = R_f$ , so ergibt sich daraus

$$S_{i_{in,eqi}}^2(\omega) = S_{i_{Z_f}}^2(\omega) + \left( \frac{1 + \omega^2 R_f^2 C_i^2}{R_f^2} \right)^2 S_{u_{amp,eqi}}^2(\omega). \quad (4.21)$$

Aus dieser Gln. lässt sich entnehmen, welche Parameter variiert werden müssen, um den eingangsbezogenen Rauschstrom zu senken. Da  $S_{i_{Z_f}}^2(\omega) = \frac{4kT}{2\pi R_f}$  ist, kann dieses zum einem mit Erhöhung des Rückkopplungswiderstandes und zum anderen mit der Senkung der Fotodiodenkapazität erreicht werden. Des Weiteren zeigt sich, dass das durch die Fotodiode bedingte Rauschen additiv in  $S_{i_{Z_f}}^2(\omega)$  berücksichtigt werden kann. Es wird deshalb im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

In der Literatur wird nun im Allgemeinen der äquivalente Eingangsrauschstrom genutzt, um die Rauscheigenschaften des Transimpedanzverstärkers zu untersuchen. Die Problematik dabei ist aber, dass zur Bestimmung des integralen eingangsbezogenen Rauschens Gln. 4.20 über die Rauschbandbreite aufintegriert werden muss. Betrachtet man die beispielsweise in [Gray] gegebene Definition hierfür, so erhält man Integrale, die sich zwar geschlossen lösen lassen, dann aber komplizierte Terme ergeben, die sich nicht analytisch optimieren lassen. Die Rauschzahl, ein anderes weit verbreitetes Mass

zur Charakterisierung der Rauscheigenschaften von Schaltungsblöcken, lässt sich nach [Gray] nur auf Anwendungen mit ohmschen Quellimpedanzen anwenden, kann also hier ebenfalls nicht genutzt werden. Zur Optimierung des vom Vorwärtsverstärker verursachten Rauschanteils wird deshalb im Folgenden die Ausgangsrauschspannung  $\sqrt{u_{o,eqi}^2}$  genauer betrachtet, wobei zu beachten ist, dass der Einfluss der einzelnen Größen auf den Signal-Rauschabstand durch Gln. 4.20 und 4.21 gegeben ist. Die spektrale Zusammensetzung der Ausgangsrauschspannung ergibt sich aus Gln. 4.20 durch Multiplikation mit Gln. 4.2 zu

$$S_{u_{o,eqi}^2}(\omega) = \underbrace{\left| \frac{A(j\omega)Z_f Z_i}{(A(j\omega) - 1)Z_i - Z_f} \right|^2}_{|H_{noise,Z_f}(j\omega)|^2} S_{i_{Z_f}^2}(\omega) + \underbrace{\left| \frac{A(j\omega)(Z_i + Z_f)}{(A(j\omega) - 1)Z_i - Z_f} \right|^2}_{|H_{noise,amp}(j\omega)|^2} S_{u_{amp,eqi}^2}(\omega). \quad (4.22)$$

Ein Vergleich mit Gln. 4.2 zeigt, dass das Rauschen der Rückkopplung wird also mit der Übertragungsfunktion des gesamten Transimpedanzverstärkers zum Ausgang übertragen. Der zweite Summand, also der durch den Vorwärtsverstärker verursachte Rauschanteil  $\sqrt{u_{o,amp,eqi}^2}$ , formt sich unter Nutzung der obigen Modellierung des Vorwärtsverstärkers zu

$$S_{u_{o,amp,eqi}^2}(\omega) = \left| \frac{A_0(1 + j\omega R_f C_i)}{A_0 - 1 - j\omega(\tau_{amp} + R_f C_i) - (j\omega)^2 R_f C_i \tau_{amp}} \right|^2 S_{u_{amp,eqi}^2}(\omega) \quad (4.23)$$

um. Mit den Näherungen  $|A_0| \gg 1$  und  $\tau_{amp} \ll R_f C_i$  errechnen sich die Pole  $\omega_{p1,2}$  und die Nullstelle  $\omega_z$  zu

$$\omega_z = -\frac{1}{R_f C_i} \quad \text{und} \quad \omega_{p1,2} \approx -\frac{1}{2\tau_{amp}} \left( 1 \pm \sqrt{\frac{R_f C_i - 4|A_0|\tau_{amp}}{R_f C_i}} \right). \quad (4.24)$$

Abhängig von der Bandbreite des Vorwärtsverstärkers erhält man also ein komplex konjugiertes Polstellenpaar oder zwei getrennte, reelle Pole. Für den Fall einer sehr hohen Bandbreite des Vorwärtsverstärkers, also für  $\tau_{amp} \rightarrow 0$ , erhält man zwei deutlich getrennte reelle Pole, die durch

$$\lim_{\tau_{amp} \rightarrow 0} \omega_{p1} = -\frac{|A_0|}{R_f C_i} \quad \text{und} \quad \lim_{\tau_{amp} \rightarrow 0} \omega_{p2} = -\frac{1}{\tau_{amp}} \quad (4.25)$$

gegeben sind. In Abb. 4.7 sind die Frequenzgänge der Übertragungsfunktionen  $H_{noise,Z_f}(j\omega)/R_f$  und  $H_{noise,amp}(j\omega)$  dargestellt. Man erkennt, dass der durch den Vorwärtsverstärker verursachte Anteil oberhalb der Nullstelle ansteigt. Die Rauschanteile oberhalb der beiden Pole werden durch das Tiefpassverhalten des Vorwärtsverstärkers unterdrückt. Das Problem rührt daher, dass das Eingangsrauschen des Verstärkers für höhere Frequenzen durch die am Eingang des Verstärkers gesehenen Kapazitäten kurzgeschlossen wird. Es wirkt dann als Eingangssignal sowohl für den Transimpedanzverstärker als auch für den Vorwärtsverstärker und wird entsprechend am Ausgang sichtbar. Dieses Verhalten erklärt auch, warum die Bestimmung der

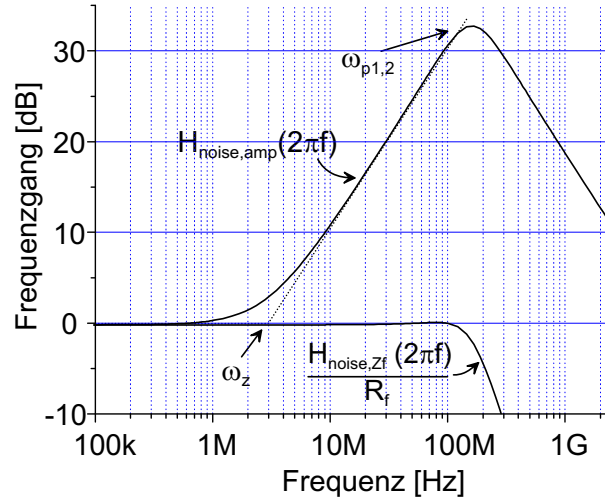


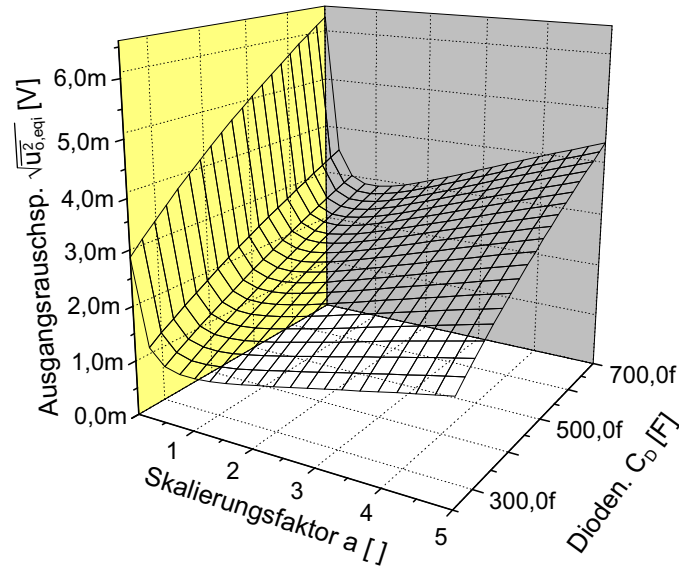
Abbildung 4.7: Frequenzgänge der Rauschquellenübertragungsfunktion  $H_{noise,amp}(j\omega)$  sowie der auf  $Z_f = R_f = 60k\Omega$  normierten Rauschquellenübertragungsfunktion  $H_{noise,Zf}(j\omega)$ . Dabei wurde  $C_i=500\text{fF}$ ,  $\omega_{3dB,Tr} = 2\pi 130\text{MHz}$ ,  $PM = \frac{\pi}{3}$  angenommen und  $A(s) = A_0/(1 + \tau_{amp}s)$  mit  $A_0$  und  $\tau_{amp}$  gemäß Gln. 4.6 und 4.18 gewählt.

Rauschbandbreite problematisch ist. Abb. 4.6(b) zeigt außerdem, dass die in einigen Publikationen gemachte Annahme, die Rauschbandbreite mit der Bandbreite des Transimpedanzverstärkers oder der Rauschbandbreite des Vorwärtsverstärkers gleichzusetzen, zu fehlerhaften Ergebnissen führt.

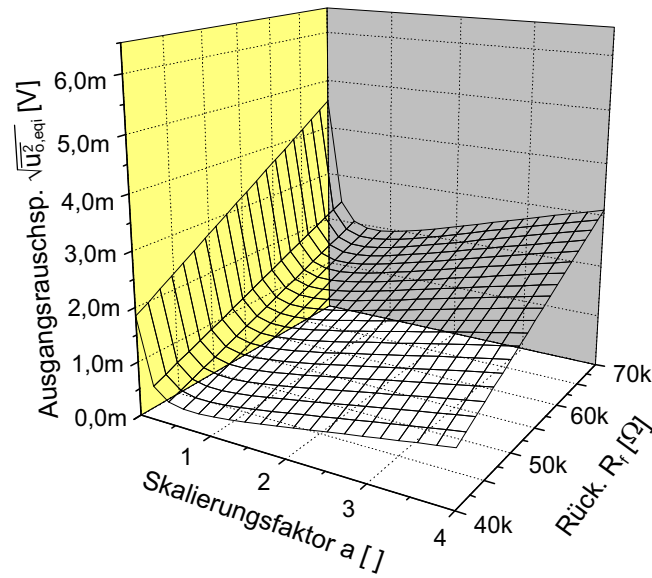
Um nun das Rauschverhalten genauer zu untersuchen, wird davon ausgegangen, dass  $\sqrt{u_{amp,eqi}^2}$  durch den Eingangstransistor des Vorwärtsverstärkers bestimmt wird. Da es sich hier um breitbandige Anwendungen handelt, kann das  $\frac{1}{f}$ -Rauschen vernachlässigt werden, so dass die spektrale Zusammensetzung  $S_{u_{amp,eqi}^2}(\omega)$  durch Gln. 2.11 gegeben ist. Die spektrale Zusammensetzung der Rückkopplungsrauschquelle drückt sich durch den Term  $S_{i_{Zf}^2}(j\omega) = \frac{4kT}{2\pi R_f}$  aus. Folglich berechnet sich die Ausgangsrauschleistung zu

$$\begin{aligned} \overline{u_{o,eqi}^2} &= \int_0^\infty \left| \frac{A_0(1 + j\omega R_f C_i)}{A_0 - 1 - j\omega(\tau_{amp} + R_f C_i) - (j\omega)^2 R_f C_i \tau_{amp}} \right|^2 \frac{4kT\gamma}{2\pi g_m} d\omega \\ &+ \int_0^\infty \left| \frac{A_0 R_f}{A_0 - 1 - j\omega(\tau_{amp} + R_f C_i) - (j\omega)^2 R_f C_i \tau_{amp}} \right|^2 \frac{4kT}{2\pi R_f} d\omega \quad (4.26) \end{aligned}$$

Eine Optimierung des äquivalenten Eingangsrauschstromes von Transimpedanzverstärkern wurde in [Smith] durchgeführt. Dabei wurde davon ausgegangen, dass der durch die Rückkopplung bedingte Anteil vernachlässigbar ist und lediglich die Rauschquelle  $\sqrt{u_{amp,eqi}^2}$  berücksichtigt. Die Integration wurde über die Bandbreite des Transimpedanzverstärkers vorgenommen. Wenn man  $C_{amp}$  durch die Gate-



(a)



(b)

Abbildung 4.8: (a) Ausgangsrauschspannung  $\sqrt{u_{o,eqi}^2}$  in Abhängigkeit von  $a$  und  $C_D$  und (b) von  $a$  und  $R_f$  ( $PM = \frac{\pi}{3}$ ,  $\gamma = \frac{2}{3}$ ,  $L = 0,8\mu\text{m}$ ,  $\omega_{3dB,Tr} = 2\pi 130\text{MHz}$ ,  $\mu_n = 2,8 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$ ,  $U_{gs} - U_{Th} = 0,3\text{V}$ ,  $R_f = 60\text{k}\Omega$  bzw.  $C_D = 350\text{fF}$ ).

Source Kapazität der Eingangstristoren annähert, so führt dies auf ein Optimum wenn  $C_{amp} = C_D$  ist. In [Ingels] wurde ein Ausdruck hergeleitet, der zeigt, dass dann ein Optimum vorliegt, wenn  $C_{amp} < C_D$  gilt. Problematisch ist dort, dass die Integrationsgrenzen mit der Rauschbandbreite des Vorwärtsverstärkers gleichgesetzt und angenommen wurde, dass für die Steilheit des Eingangstristors  $R_f g_m \gg 1$  gilt. Dies ist aber gerade nicht der Fall, wenn der von [Smith] abweichende Fall, dass der

Rauschanteil der Rückkopplung nicht vernachlässigt werden kann, betrachtet wird.

Um nun Gln. 4.26 weiter zu untersuchen wird  $C_{amp}$  durch die Gate–Source Kapazität  $C_{gs}$  des Eingangstransistors des Vorwärtsverstärkers angenähert und  $C_{gs}$  durch  $C_{gs} = aC_D$  ausgedrückt, wobei  $a$  ein beliebiger positiver Faktor ist. Darüber hinaus wird  $g_m$  durch Einsetzen des Ausdrucks für  $C_{gs}$  aus Tabelle 2.1 in Gln. 2.5 durch  $g_m = \frac{3aC_D\mu_n(U_{gs}-U_{Th})}{2L^2}$  modelliert. Damit ergibt sich

$$\begin{aligned} \overline{u_{o,eqi}^2} = & \int_0^\infty \left| \frac{A_0(1 + j\omega R_f C_i)}{A_0 - 1 - j\omega(\tau_{amp} + R_f C_i) - (j\omega)^2 R_f C_i \tau_{amp}} \right|^2 \frac{8kTL^2\gamma}{3aC_D\mu_n 2\pi(U_{gs} - U_{Th})} d\omega \\ & + \int_0^\infty \left| \frac{A_0 R_f}{A_0 - 1 - j\omega(\tau_{amp} + R_f C_i) - (j\omega)^2 R_f C_i \tau_{amp}} \right|^2 \frac{4kT}{2\pi R_f} d\omega. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Die unbekannten Parameter  $A_0$  und  $\tau_{amp}$  können mittels Gln. 4.6 und Gln. 4.18 auf Entwurfsparameter zurückgeführt werden. Eine geschlossene Berechnung der Integrale ist möglich, führt aber auf Terme, deren Optimierung hinsichtlich des Skalierungsfaktors  $a$  nicht möglich ist. Ein Optimum muss somit numerisch berechnet werden. In Abb. 4.8(a) und (b) ist dargestellt, wie sich  $\sqrt{\overline{u_{o,eqi}^2}}$  in Abhängigkeit der Diodenkapazität bzw. des Rückkopplungswiderstandes und des Skalierungsfaktors  $a$  verhält. Generell lässt sich sagen, dass sich durch die Verminderung der Diodenkapazität eine niedrigere Ausgangsrauschspannung erzielen lässt. Wenn man von einer vorgegebenen Fotodiodenstruktur bei vorgegebener Sperrspannung ausgeht, so lässt sich dies durch Verkleinern der fotoaktiven Fläche erzielen. Dies zieht im Allgemeinen eine Reduzierung des Signalstroms nach sich, was wiederum den maximal tolerierbaren Eingangsrauschstrom beeinflusst (siehe Gln. 4.57 für den Fall optischer Übertragungsstrecken). Dementsprechend muss dabei ein vom Gesamtsystem abhängiges Optimum gefunden werden.

Ebenso kann eine Erhöhung des Rückkopplungswiderstandes zur Verbesserung der Rauscheigenschaften herangezogen werden. Zwar steigt die äquivalente Ausgangsrauschspannung dann an, wie aus Gln. 4.21 ersichtlich ist, steigt aber die Verstärkung des Nutzsignals stärker an, so dass sich der Signal–Rauschabstand verbessert. Durch die Vergrößerung des Rückkopplungswiderstandes erhöht sich aber auch das benötigte Verstärkungsbandbreitenprodukt des Vorwärtsverstärkers, was mit einem erhöhten Leistungsverbrauch einhergeht. Außerdem verringert sich dadurch der Dynamikbereich des Gesamtsystems, so dass auch hier zwischen diesen beiden Größen und der Rauschoptimierung abgewogen werden muss.

Hinsichtlich des Skalierungsfaktors  $a$  lässt sich ein Optimum finden. Eine Abweichung hiervon kann zu einer erheblichen Verschlechterung der Rauscheigenschaften führen. Wie bereits erwähnt, kann die Lage des Minimums aber aus den obigen Gleichungen nicht analytisch bestimmt werden. In Abb. 4.9 ist für die gleichen Parameter wie in Abb. 4.8 das numerisch berechnete optimale  $a$  in Abhängigkeit der Bandbreite des Transimpedanzverstärkers  $f_{3dB,Tr}$  und  $R_f$  dargestellt. Man erkennt, dass für große



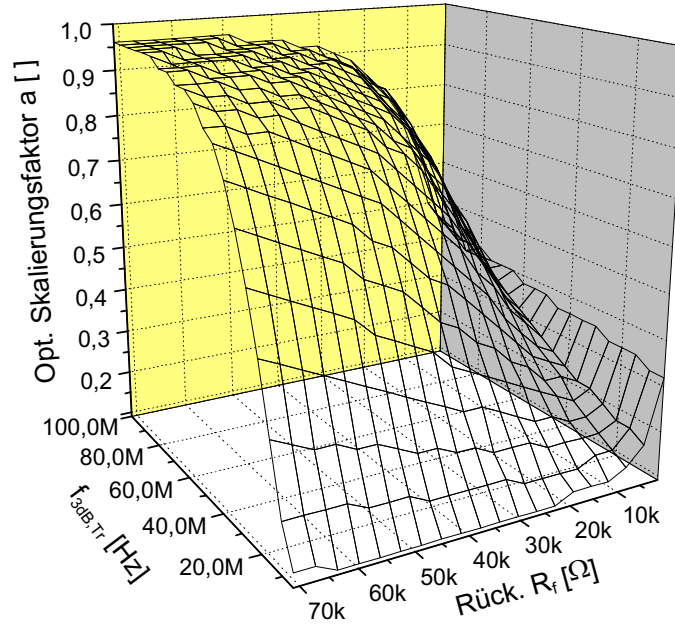


Abbildung 4.9: Optimaler Skalierungsfaktor  $a$  in Abhängigkeit von  $\omega_{3dB,Tr}$  und  $R_f$  (sonstige Parameter wie in Abb. 4.8).

Rückkopplungswiderstände bzw. hohe Bandbreiten der Optimalwert für  $a$  gegen Eins geht. In diesem Fall überwiegt das durch den Verstärker bedingte Rauschen und der in [Smith] betrachtete Fall tritt ein. Die gleiche Situation tritt für den Fall eines hinsichtlich der Bandbreite "überdimensionierten" Vorwärtsverstärkers ein. Für kleine  $R_f$  und  $f_{3dB,Tr}$  ergibt sich ein  $a$  kleiner Eins.

Mittels der hier und im vorherigen Kapitel gegebenen Gleichungen lässt sich nun ein algorithmischer Ansatz zum systematischen Entwurf von Transimpedanzverstärkern angeben. Als Zielparameter seien dabei die Bandbreite des Transimpedanzverstärkers  $\omega_{3dB,Tr}$ , die Sperrschichtkapazität der Fotodiode  $C_D$ , ein davon abhängiger maximaler Eingangsrauschstrom  $\sqrt{i_{in,eqi,max}^2(C_D)}$  und optional ein maximaler Leistungsverbrauch  $P_{max}$  gegeben.

Als Startwert für  $C_{gs}$  wird  $C_D$  genutzt.  $R_f$  wird beliebig festgelegt und damit  $\sqrt{u_{o,eqi,max}^2(C_D)}$  bestimmt. Mittels Gln. 4.6 und Gln. 4.18 können die Parameter  $A_0$  und  $\tau_{amp}$  gewonnen werden. Durch die Optimierung der Gln. 4.27 kann nun ein optimales  $C_{gs}$  gefunden werden, indem die letzten beiden Schritte solange wiederholt werden, bis  $C_{gs}$  innerhalb einer Toleranzgrenze konstant bleibt. Mittels Gln. 4.26 kann dann die genaue Ausgangsrauschspannung berechnet werden. Liegt diese unterhalb der angestrebten Grenze von  $\sqrt{u_{o,eqi,max}^2(C_D)}$  kann mittels Gln. 4.19 der Leistungsverbrauch abgeschätzt werden. Liegt dieser oberhalb von  $P_{max}$ , so kann zur Verbesserung der Leistungsaufnahme  $R_f$  verringert,  $\sqrt{u_{o,eqi,max}^2(C_D)}$  entsprechend neu berechnet und die obigen Schritte erneut durchlaufen werden. Ist die angestrebte

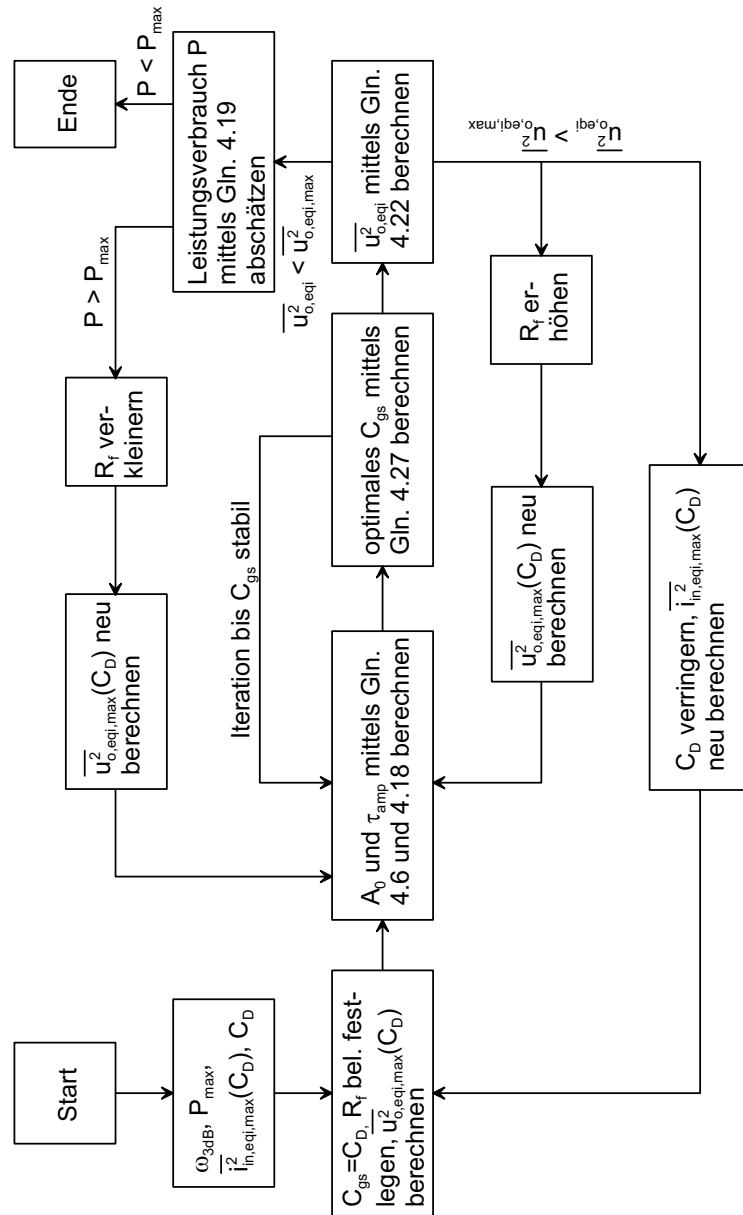


Abbildung 4.10: Algorithmus zum systematischen Entwurf von Transimpedanzverstärkern.

Rauschgrenze nicht erreicht, so kann man entweder  $R_f$  vergrößern und die letzten Schritte erneut durchlaufen bzw. die Fotodiode und damit  $C_D$  verkleinern und mit einem dementsprechend modifizierten  $\sqrt{\overline{i_{n,eqi,max}^2}(C_D)}$  den gesamten Algorithmus erneut abarbeiten.

Für eine korrekte Abarbeitung und Laufzeitoptimierung müssen Abbruchbedingungen und Inkrement- bzw. Dekrementbedingungen im Algorithmus berücksichtigt werden. Dies liegt aber nicht im Rahmen dieser Arbeit und wird deshalb hier nicht weiter verfolgt. Zur besseren Übersicht ist in Abb. 4.10 die Vorgehensweise noch einmal

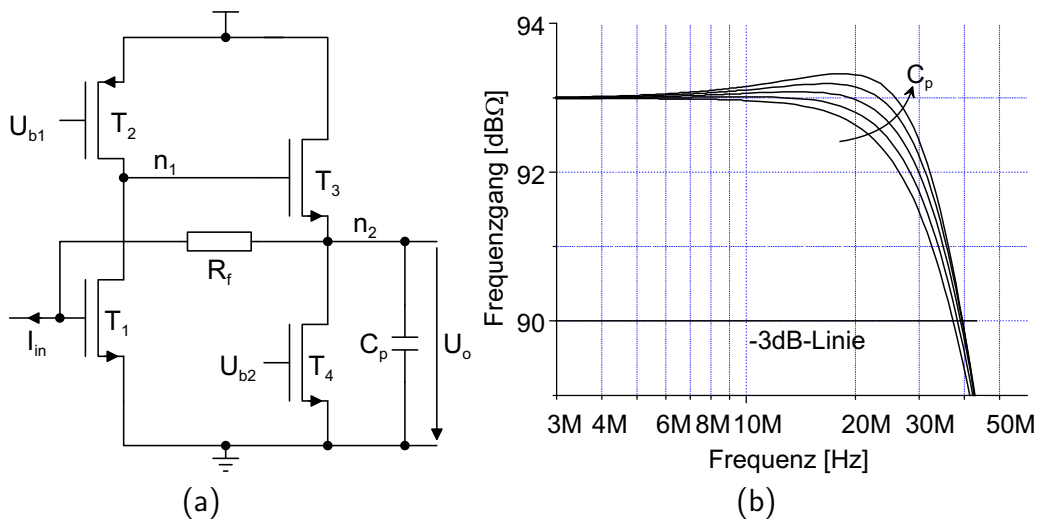


Abbildung 4.11: (a) Beispielschaltung zur kapazitiven Resonanzüberhöhung und (b) deren Frequenzgang des Transimpedanzverstärkers in Abhängigkeit von  $C_p$  ( $g_{mi} = 2\text{mS}$ ,  $g_{dsi} = 150\mu\text{S}$  für  $i = 1, \dots, 4$ ,  $R_f = 60\text{k}\Omega$ ,  $C_p = 0 - 3,5\text{pF}$ ).

grafisch dargestellt.

## 4.3 Methoden zur Bandbreitenerhöhung

Die Bandbreite eines Systems ist ein zentraler Zielparameter des Gesamtentwurfs. Abhängig von Fotodiodenkapazitäten und Transimpedanz erfordert dies, wie oben gezeigt, einen Vorwärtsverstärker mit hohem Verstärkungsbandbreiteprodukt. Dabei stößt man oftmals an die Grenzen des in einer Technologie Machbaren. Aus diesem Grund sollen hier Methoden zur Bandbreitenerhöhung vorgestellt werden.

### 4.3.1 Kapazitive und Induktive Resonanzüberhöhung

Bei optischen Übertragungsstrecken kommen oftmals Transimpedanzverstärker mit einigen hundert Ohm Transimpedanz und Fotodiodenkapazitäten im Pikofaradbereich zum Einsatz. Für den Vorwärtsverstärker nutzt man dann einstufige Verstärker mit sehr hoher Bandbreite und moderater Verstärkung. Übertragen auf Abb. 4.4 bedeutet dies, dass man zwei weit getrennte Pole und eine dementsprechend hohe Phasenreserve erhält.

Um die Phasenreserve zu senken und dadurch geringere Anstiegs- und Abfallzeiten zu erhalten, haben sich zwei Techniken durchgesetzt. Das Prinzip der einen Vorgehensweise, für das sich der Name kapazitive Resonanzüberhöhung (siehe [Chien]) durchgesetzt hat, ist in Abb. 4.11(a) dargestellt. Wenn  $g_{xi}$  die in Kapitel 2.1.2 eingeführten Parameter  $x$  des Transistors  $i$  sind, dann berechnet sich die Übertragungsfunktion des

Vorwärtsverstärkers näherungsweise zu

$$A_{cap}(s) = -\frac{g_{m1}g_{m3}}{g_{ds1,2}(g_{ds3,4} + g_{m3})} \frac{1}{\left(1 + \frac{sC_{n1}}{g_{ds1,2}}\right) \left(1 + \frac{sC_{n2}}{g_{m3}+g_{ds3,4}}\right)}. \quad (4.28)$$

Dabei bezeichnen  $C_{ni}$  die am Knoten  $n_i$  zur Masse gesehenen Kapazitäten und  $g_{xi,j}$  die Summe der Parameter  $g_{xi}$  und  $g_{xj}$ . Man erkennt, dass die Phasenreserve des Transimpedanzverstärkers durch Verschiebung des von  $C_{n2}$  bestimmten Pols beeinflusst werden kann. Eine Erhöhung bewirkt ein stärkeres Abknicken des Phasenganges der Schleifenverstärkung und senkt somit die Phasenreserve, was über eine leichte Resonanzüberhöhung zur Instabilität des Transimpedanzverstärkers führen kann. Führt man eine Kapazität  $C_p$  ein, mittels derer sich  $C_{n2}$  und somit die Lage des Pols variieren lässt, so erhält man einen Entwurfparameter mittels dessen die Phasenreserve festgelegt werden kann. Abb. 4.11(b) zeigt, wie sich die Erhöhung der Kapazität  $C_p$  auf den Frequenzgang eines auf einem durch Gln. 4.28 gegebenen Vorwärtsverstärker basierenden Transimpedanzverstärker auswirkt. Da dessen Übertragungsfunktion die Einheit Ohm besitzt, wird der Frequenzgang in  $\text{dB}\Omega$  aufgetragen. Diese Einheit ergibt sich, indem vor der Umrechnung in Dezibel der betrachtete Wert auf ein Ohm normiert wird. Aus der Abbildung lässt sich entnehmen, dass die Bandbreite mit der Kapazität  $C_p$  ansteigt.

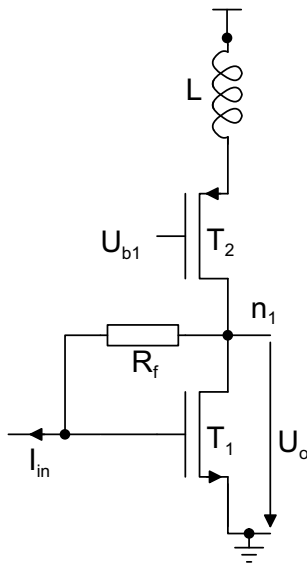


Abbildung 4.12: Induktive Resonanzüberhöhung.

Als alternative Methode wird auch die induktive Resonanzüberhöhung genutzt, wobei Induktivitäten zum Einsatz kommen, um den Frequenzgang des Vorwärtsverstärkers zu beeinflussen. Nutzt man beispielsweise die in Abb. 4.12 gezeigte Schaltung, so ergibt sich für die Übertragungsfunktion des Vorwärtsverstärkers

$$A_{ind}(s) = -\frac{g_{m1}}{g_{ds1,2}} \frac{1 + sL \frac{g_{ds1}g_{ds2}}{g_{ds1,2}}}{1 + s \frac{C_{n1} + Lg_{ds1}g_{ds2}}{g_{ds1,2}} + s^2 \frac{C_{n1}Lg_{ds2}}{g_{ds1,2}}} \quad (4.29)$$

Die Gleichung zeigt, dass der Vorwärtsverstärker nun direkt eine Resonanzüberhöhung einführt. Dies führt zu einem steilen Abfall im Phasengang des Verstärkers oberhalb der Resonanzfrequenz. Bei entsprechender Dimensionierung kann dieser Abfall genutzt werden, um die Phasenreserve des Transimpedanzverstärkers zu senken und wie oben die Bandbreite zu erhöhen bzw. eine Resonanzüberhöhung einzuführen.

Im Vergleich zur induktiven Resonanzüberhöhung birgt die kapazitive Resonanzüberhöhung Vorteile in niedrigeren Frequenzbereichen, da sich die in diesem Fall benötigten großen Induktivitäten schlecht integrieren lassen. Dieser Nachteil wird in [Lu] umgangen, indem mittels aktiver Komponenten ein induktives Verhalten nachgebildet wird. In [Oh] wird ebenfalls mittels aktiver Komponenten eine Art "Miller-Effekt" für Induktivitäten ausgenutzt, um entsprechend grosse Indukti-

vitäten zu realisieren. Der Nachteil ist jeweils, dass die zusätzlichen aktiven Komponenten das Rauschverhalten des gesamten Transimpedanzverstärkers verschlechtern.

Die Resonanzüberhöhungsmethoden kommen im Wesentlichen dann zum Einsatz, wenn niedrige Transimpedanzen erzielt werden müssen. Dann nämlich kommen einstufige Vorwärtsverstärker zum Einsatz, bei denen das beschriebene Problem der zu hohen Phasenreserve auftritt. Bei größeren Transimpedanzen muss im Allgemeinen auf mehrstufige Vorwärtsverstärker zurückgegriffen werden. Durch die erhöhte Anzahl an Polen besteht dabei vielmehr das umgekehrte Problem, den gesamten Transimpedanzverstärker ausreichend zu kompensieren, also eine zu starke Resonanzüberhöhung zu vermeiden. In Kapitel (siehe Kapitel 4.5.5) wird eine Abwandlung der kapazitiven Resonanzüberhöhung genutzt, indem durch die Folgestufe eine kapazitive Last eingeführt wird.

Im Zusammenhang mit den hier beschriebenen Methoden sei noch auf ein Problem hinsichtlich des Rauschverhaltens hingewiesen. Im vorhergehenden Kapitel wurde gezeigt, dass sowohl das durch die Rückkopplung als auch ein Teil des durch den Vorwärtsverstärker bedingten Rauschens mit der Übertragungsfunktion des Transimpedanzverstärkers zum Ausgang übertragen wird. Wenn dieser nun mit einer Resonanzüberhöhung im Frequenzgang dimensioniert wird, wie es ja bei den in diesem Kapitel beschriebenen Ansätzen angestrebt wird, kommt es folglich zu einem erhöhten Rauschanteil im Ausgangssignal. Bedingt durch die Resonanzüberhöhung bedeutet dies aber nicht zwingend ein höheres äquivalentes Eingangsrauschen, da das eigentliche Signal an den Stellen der Resonanzüberhöhung mit dem gleichen Faktor übertragen wird. Diese Tatsache wird bei der Systemanalyse im Allgemeinen vernachlässigt. Liegt beispielsweise bei der optischen Datenübertragung das Nutzsignal aufgrund einer ungünstigen Bitkombination unterhalb der Resonanzüberhöhung, so treffen die in [Smith] gemachten Betrachtungen nicht mehr zu, wenn man als Verstärkung den Maximalwert der Resonanzüberhöhung angenommen hat. Es kommt dann zu einer erhöhten Bitfehlerrate.

### 4.3.2 Verstärker mit niederohmigen Eingängen

Aus Gleichung 4.2 geht hervor, dass die Parallelschaltung  $Z_i$  aus Fotodiodenimpedanz und Eingangsimpedanz des Vorwärtsverstärkers einer der Bandbreite begrenzenden Parameter ist. Nimmt man beispielsweise für die Anordnung aus Abb. 4.1 (b) an, dass der Vorwärtsverstärker parallel zu  $C_{amp}$  einen Eingangswiderstand  $R_i$  besitzt und setzt  $A(s) = A_0$  sowie  $Z_f = R_f$ , dann erhält man

$$\begin{aligned} \frac{u_0}{i_{in}} &= \frac{A_0 R_f R_i}{(A_0 - 1)R_i - R_f} \frac{1}{1 + s \frac{R_i R_f C_i}{(A_0 - 1)R_i - R_f}} \\ &\stackrel{(|A_0| - 1)R_i \ll R_f}{=} \frac{A_0 R_f R_i}{(A_0 - 1)R_i - R_f} \frac{1}{1 + s R_i C_i}. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Nutzt man also einen Vorwärtsverstärker mit niedriger Eingangsimpedanz  $R_i$ , so ergibt sich ein Pol bei  $\omega_p \approx -\frac{1}{R_i C_i}$  und somit eine entsprechend hohe Bandbreite für den

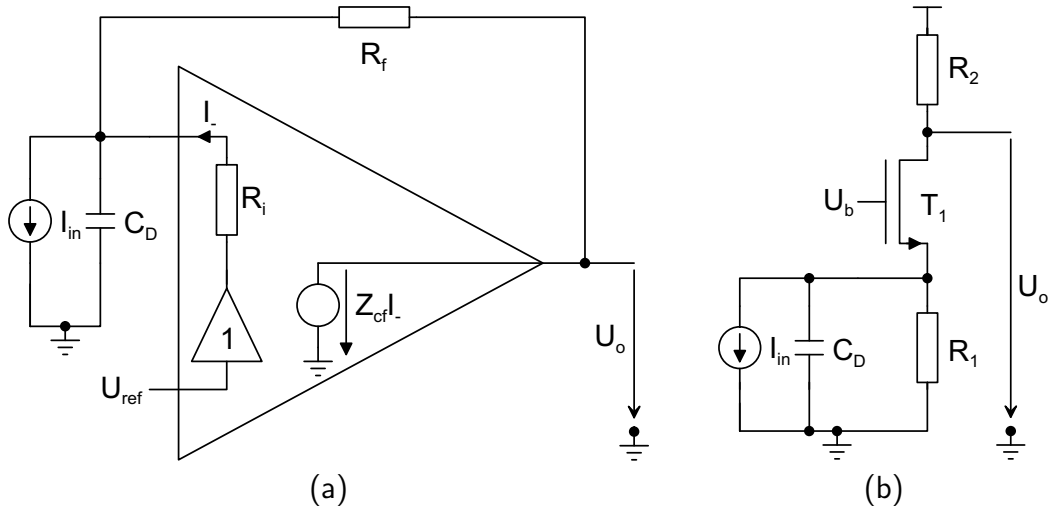


Abbildung 4.13: (a) Transimpedanzverstärker basierend auf einem Current-Feedback Verstärker und (b) Current-Mode Transimpedanzverstärker.

#### Transimpedanzverstärker.

Einen niederohmigen Eingang bieten die sogenannten **C**urrent **F**eedback Verstärker (CF-Verstärker), wie sie beispielsweise in [Kokozinski] beschrieben werden. In Abb. 4.13(a) ist das vereinfachte Blockschaltbild eines solchen Verstärkers gezeigt. Wie der "normale" Operationsverstärker besitzt auch der CF-Verstärker einen differentiellen Eingang, wobei der negative Eingang jedoch niederohmig (idealerweise verschwindend) ist. Ansonsten liegen die gleichen Eigenschaften wie beim Operationsverstärker vor, nämlich eine hohe (idealerweise unendliche) Verstärkung  $Z_{cf}$  sowie ein niedriger (idealerweise verschwindender) Ausgangswiderstand. Nutzt man nun einen CF-Verstärker als Vorwärtsverstärker für einen Transimpedanzverstärker, so ergibt sich für  $U_{ref} = 0V$  als Übertragungsfunktion

$$\frac{u_o}{i_{in}} = \frac{R_f Z_{cf}}{Z_{cf} + R_i + R_f} \frac{1}{1 + s \frac{R_i R_f C_D}{Z_{cf} + R_i + R_f}}. \quad (4.31)$$

Nimmt man ferner an, dass  $Z_{cf} = R_{cf}$  gilt, so erhält man einen Pol bei

$$\omega_{3dB,Tr,CF} = -\frac{R_{cf} + R_i + R_f}{R_i R_f C_D}. \quad (4.32)$$

Ähnlich wie in Kapitel 4.1 gezeigt, wirkt sich auch hier die Verstärkung des Vorwärtsverstärkers aus, da die Spannung über der Fotodiode eingeklemmt wird. Darüber hinaus wird von der Fotodiodenkapazität aus der Rückkopplungswiderstand parallel mit dem Eingangswiderstand  $R_i$  des CF-Verstärkers gesehen, der laut [Jung] im Bereich von 10–100Ω liegt, so dass die Bandbreite des Transimpedanzverstärkers erheblich höher als beim herkömmlichen Transimpedanzverstärker liegt.

Bei den normalen Operationsverstärkern wurde als Nachteil angeführt, dass diese einen niederfrequenten Pol besitzen, so dass darauf basierende breitbandige Transimpedanzverstärker schwer zu kompensieren sind. Bei CF-Verstärkern liegt dieses

Problem nicht vor, da bei Betrachtung der Schleifenverstärkung nun der zweite Pol durch die Fotodiodenkapazität bedingt ist und aufgrund des niedrigen Eingangswiderstandes weiter rechts liegt, als es bei Operationsverstärkern der Fall ist.

Ein ähnliches Prinzip verfolgen die unter "Current-Mode" Schaltungen bekannt gewordenen Ansätze [Vanisri]. Dabei wird mittels einer Kaskode der Fotostrom getrieben und durch einen Widerstand in eine Spannung gewandelt. Es sei darauf hingewiesen, dass im Gegensatz zu der in Abb. 4.13(a) beschriebenen, diese Konstellation anders ist als die Anordnung, die in der Literatur und auch hier Transimpedanzverstärker genannt wird. In Abb. 4.13(b) ist das Schaltbild eines Current-Mode Transimpedanzverstärkers gezeigt. Unter Berücksichtigung des Substrateffektes (der Übersichtlichkeit halber wird das gleiche Transistorsymbol wie bisher genutzt, obwohl der Bulkanschluss im Allgemeinen eingezeichnet wird, wenn  $U_{sb} \neq 0V$  ist) erhält man als Übertragungsfunktion

$$\frac{u_o}{i_{in}} = - \frac{(1 + r_{ds1}(g_m + g_{mb}))R_1 R_2}{r_{ds1}(g_m + g_{mb})R_1 + R_1 + r_{ds1} + R_2} \frac{1}{1 + s \frac{(r_{ds1} + R_2)R_1 C_D}{r_{ds1}(g_m + g_{mb})R_1 + R_1 + r_{ds1} + R_2}}. \quad (4.33)$$

Für den Grenzfall  $r_{ds1}(g_m + g_{mb}) \rightarrow \infty$  ergibt sich daraus  $\frac{u_o}{i_{in}} = -R_2$ . Um die Kaskode in einem brauchbaren Arbeitspunkt zu halten (es muss eine ausreichende Sperrspannung über der Fotodiode anliegen) müssen  $R_1$  und  $R_2$  die gleiche Größenordnung haben. Mit der Näherung  $r_{ds1}(g_m + g_{mb}) \gg 1$  ergibt sich dann für die Polstelle

$$\omega_{3dB,Tr,CM} = - \frac{r_{ds1}(g_m + g_{mb})R_1 + R_1 + R_2 + r_{ds1}}{(r_{ds1} + R_2)R_1 C_D} \approx - \frac{r_{ds1}(g_m + g_{mb})}{(r_{ds1} + R_2)C_D}. \quad (4.34)$$

Folglich erhält man nur dann eine hohe Bandbreite, wenn  $R_2$  klein ist. Dies begründet sich mit der Tatsache, dass der von der Fotodiode gesehene Eingangswiderstand der Schaltung stark abhängig von  $R_2$  ist. Sieht man  $C_D$  als Teil der Quelle an und vernachlässigt die durch die Transistoren eingeführten Kapazitäten, so ergibt sich dafür

$$R_{in} = R_1 \parallel \frac{R_2 + \frac{1}{g_{ds1}}}{1 + \frac{(g_{m1} + g_{mb1})}{g_{ds1}}}. \quad (4.35)$$

Der Eingangswiderstand ist folglich nur dann niedrig ist, wenn auch  $R_2$  klein ist. Für die hier betrachteten Anwendungen, bei denen Transimpedanzen im Bereich mehrerer Kiloohm benötigt werden, müsste man die Schaltung um entsprechende nachgeschaltete Spannungsverstärker ergänzen. Diese würden sowohl das Rauschen der ersten Stufe verstärken als auch zusätzliche Rauschanteile einführen und so den den Signal-Rauschabstand am Ausgang der Ausleseschaltung verschlechtern. Dementsprechend werden in dem Current-Mode Ansatz keine Vorteile gesehen. Ersterer Ansatz, basierend auf einem CF-Verstärker, scheint im Rahmen dieser Arbeit geeignet zu sein. Bei der Umsetzung stünde die Entwicklung eines entsprechenden CF-Verstärkers in CMOS Technologie im Vordergrund, was nicht Gegenstand dieser Arbeit sein soll, so dass das Prinzip hier nicht weiter verfolgt wird.

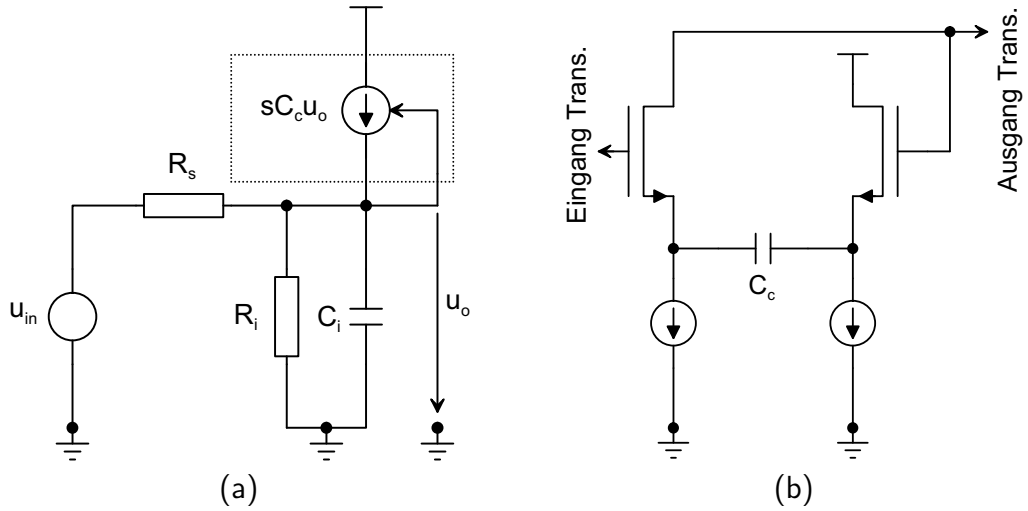


Abbildung 4.14: (a) Prinzip der Kapazitätskompensation und (b) und deren Implementierung als CMOS Schaltung.

### 4.3.3 Kompensation der Fotodiodenkapazität

Die im vorangegangenen Kapitel geschilderten Ansätze, den Einfluss der Fotodiodenkapazität auf die Bandbreite des Transimpedanzverstärkers zu reduzieren, basieren auf der Verwendung von Vorwärtsverstärkern mit niedrigen Eingangsimpedanzen. Alternative Ansätze verfolgen die Kompensation der Fotodiodenkapazität. In [Wakimoto] wurde ein Schaltungskonzept vorgestellt, mittels dessen parasitäre Kapazitäten an Ein- und Ausgang von breitbandigen Spannungsverstärkern kompensiert werden können. Dieses Prinzip wurde von [Wu] übernommen und auf Transimpedanzverstärker angewendet.

Abb. 4.14(a) zeigt das Prinzip des Ansatzes anhand eines RC Netzwerkes. Die Übertragungsfunktion der Schaltung berechnet sich zu

$$\frac{u_o}{u_{in}} = \frac{R_i}{R_i + R_s} \frac{1}{1 + s \frac{R_i R_s}{R_i + R_s} (C_i - C_c)}. \quad (4.36)$$

Durch eine geeignete Wahl der Kapazität  $C_c$  kann somit die Bandbreite des Systems vergrößert werden. In Abb. 4.14(b) ist die CMOS Implementierung Kompensationschaltung dargestellt [Wu]. Diese wurde dort genutzt, um die durch die Eingangstransistoren bedingte Eingangskapazität eines Spannungsverstärkers zu kompensieren. Dabei wurde ein Bipolarprozess genutzt, der auf die Reproduzierbarkeit fixer Transistordimensionen optimiert ist. Aus diesem Grund lässt sich die skizzierte Vorgehensweise anwenden. In CMOS Technologien sind die durch den Vorwärtsverstärker bedingten Kapazitäten stark abhängig vom Layout der Transistoren und Prozessschwankungen. Darüber hinaus sind die Prozesse nicht auf die Reproduzierbarkeit der Fotodioden optimiert, so dass auch mit Schwankungen bei deren Sperrschichtkapazität zu rechnen ist. Folglich ist die geschilderte Herangehensweise stark parameterabhängig, unter Umständen kann es durch Überkompensation auch zu Instabilitäten kommen. Letztlich wurden in [Wu] keine Messergebnisse vorgestellt, die die simulierten Ergebnisse



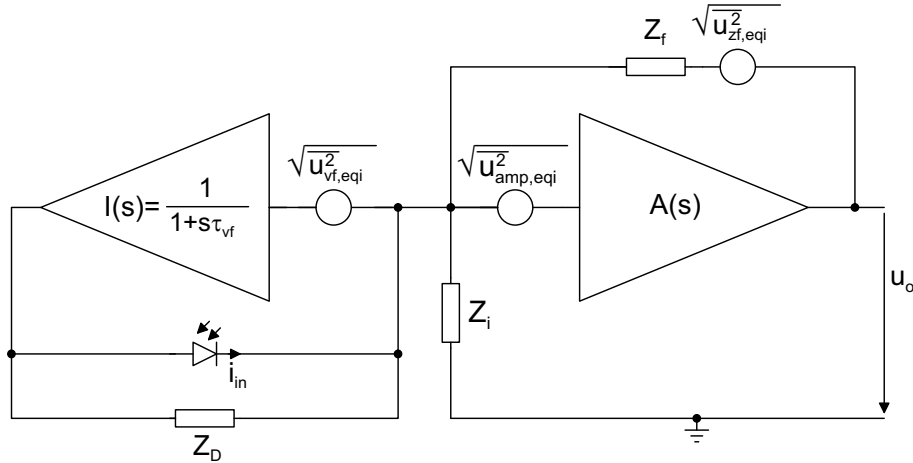


Abbildung 4.15: Blockschaltbild eines Bootstrappingverstärkers.

unterstreichen. Des Weiteren verschlechtern die zusätzlichen aktiven Komponenten im Signalpfad den Signal-Rauschabstand am Ausgang der Schaltung, so dass sich der geschilderte Ansatz nicht für rauschkritische Anwendungsgebiete eignet.

Ein Ansatz, der weniger sensitiv gegenüber Prozessschwankungen ist, wurde erstmals in [Abraham] theoretisch vorgestellt. Dabei handelt es sich um einen Bootstrappingansatz, bei dem die Fotodiode eingeschnürt wird. Ein an dieses Konzept angelehntes Blockschaltbild ist in Abb. 4.15 dargestellt. Mittels eines Spannungsfolgers wird die Fotodiode eingeschnürt, so dass die Spannung an Kathode und Anode gleich sind. Um die Funktion der Fotodiode zu gewährleisten, muss der Spannungsfolger auch eine DC Potentialverschiebung bewirken, die aber bei einer Kleinsignalanalyse unbeachtet bleiben kann. Folglich kann für den Spannungsfolger die Modellierung

$$I(s) = \frac{1}{1 + s\tau_{vf}} \quad (4.37)$$

genutzt werden. Für die Übertragungsfunktion der Gesamtschaltung ergibt sich dann

$$T_{boot}(s) = \frac{u_o}{i_{in}} = \frac{A(s)Z_f}{1 - A(s) + \frac{Z_f}{Z_i} + \frac{Z_f(1-I(s))}{Z_D}}, \quad (4.38)$$

wobei sich die Impedanz  $Z_i$  aus den Eingangsimpedanzen des Spannungsfolgers und des Vorwärtsverstärkers zusammensetzt. Nimmt man die gleiche Modellierung der einzelnen Impedanzen wie in den vorherigen Kapiteln an, also  $A(s) = A_0$ ,  $Z_f = R_f$ ,  $Z_i = \frac{1}{sC_i}$  und  $Z_D = \frac{1}{sC_D}$ , so formt sich obige Gleichung zu

$$\frac{u_o}{i_{in}} = \frac{A_0 R_f}{(A_0 - 1) \left( 1 - s \frac{R_f}{A_0 - 1} (C_i + (1 - I(s))C_D) \right)} \quad (4.39)$$

um. Man erkennt, dass der Einfluss aller den ersten Pol bestimmenden Kapazitäten wie beim Standardansatz durch die Vorwärtsverstärkung  $A_0$  abgeschwächt wird.

Darüber hinaus unterliegt die Sperrschichtkapazität der Fotodiode einer weiteren Abschwächung, bedingt durch die Einschnürung mittels des Spannungsfolgers. Dies resultiert aus der Tatsache, dass der Spannungsabfall über der Fotodiode sowohl durch den Vorwärtsverstärker als auch durch den Spannungsfolger skaliert wird. Im Fall eines idealen Spannungsfolgers, also einer Verstärkung von Eins und unendlicher Bandbreite, lässt sich der Einfluss der Fotodiodenkapazität gänzlich eliminieren. In der Realität lässt sich eine Verstärkung von Eins aber nur für niedrige Frequenzen realisieren. Für höhere Frequenzen macht sich der Frequenzgang des Spannungsfolgers bemerkbar, so dass der Einfluss der Fotodiodenkapazität wieder zunimmt. Die durch den Bootstrappingansatz erzielte Bandbreite ist aber in jedem Fall höher als die, die sich bei sonst gleichen Voraussetzungen mit der in Abb. 4.1(b) gezeigten Schaltung erreichen lässt. Ferner können Spannungsfolger, die mehrere Pikofarad Last mit ausreichend Bandbreite treiben können, problemlos realisiert werden. Zu erwähnen ist, dass nun die Eingangskapazität des Spannungsfolgers mit in  $C_i$  eingeht. Eine Verbesserung der Bandbreite des Transimpedanzverstärkers lässt sich somit nur erzielen, wenn diese kleiner als die der genutzten Fotodiode ist.

Hinsichtlich der Rauscheigenschaften ergibt sich für die äquivalente Ausgangsrauschspannung  $\sqrt{u_{o,eqi}^2}$

$$\begin{aligned} S_{u_{o,eqi}^2}(j\omega) &= \left| \frac{T_{boot}(j\omega)}{Z_f} \right|^2 S_{u_{zf,eqi}^2}(j\omega) \\ &+ \left| \frac{I(j\omega)T_{boot}(j\omega)}{Z_D} \right|^2 S_{u_{vf,eqi}^2}(j\omega) \\ &+ \left| T_{boot}(j\omega) \left( \frac{1}{Z_f} + \frac{1}{Z_{amp}} + \frac{1 - I(j\omega)}{Z_D} \right) \right|^2 S_{u_{amp,eqi}^2}(j\omega). \end{aligned} \quad (4.40)$$

Dabei bezeichnen  $\sqrt{u_{vf,eqi}^2}$  die äquivalente Eingangsrauschspannung des Spannungsfolgers und  $\sqrt{u_{amp,eqi}^2}$  die des Vorwärtsverstärkers. Bei der in Kapitel 4.1 vorgestellten Anordnung lag das Problem vor, dass die Eingangsrauschspannung des Vorwärtsverstärkers durch dessen Eingangs- und die Fotodiodenkapazität kurzgeschlossen wurde und durch den Transimpedanzverstärker verstärkt wurde. Hier zeigt sich, dass sich dieses Problem nun aufspaltet. Der durch den Vorwärtsverstärker bedingte Rauschanteil wird durch dessen Eingangskapazität und die Rückkopplungsimpedanz bestimmt. Die Fotodiodenkapazität wird durch den Spannungsfolger ausgeblendet, was sich dadurch begründet, dass  $\sqrt{u_{amp,eqi}^2}$  auf beiden Seiten der Fotodiode auftaucht. Auf der anderen Seite wird nun das äquivalente Eingangsrauschen des Spannungsfolgers durch die Fotodiodenkapazität kurzgeschlossen und entsprechend verstärkt. Hinsichtlich der Rauscheigenschaften lässt sich somit durch geeignete Dimensionierung der Schaltungen erreichen, dass gleiche Werte wie beim "normalen" Transimpedanzverstärker erzielt werden.

Bisher wurde keine Realisierung dieses Ansatzes als integrierte Schaltung publiziert. Dies begründet sich mit der Tatsache, dass Fotodioden, bei denen Anode und Kathode frei verschaltbar sind, außer in SOI-Prozessen nicht realisierbar sind, da immer

ein Stromfluss zum Substrat möglich ist. Die auf SOI-Substraten aufsetzenden Prozesse bieten im allgemeinen aber Strukturgrößen, die die Realisierung von Vorwärtsverstärkern mit ausreichend hohem Verstärkungsbandbreitenprodukt ermöglichen, so dass dabei nicht auf besondere Schaltungskonzepte zurückgegriffen werden muss. In Kapitel 3.5 wurde die p-Diffusion/n-Wannenphotodiode vorgestellt, die eine freie Kontaktierung für kurzwelliges Licht, dass für optische Speichersysteme grosse Bedeutung besitzt, ermöglicht. In Kapitel 5 wird eine neuartige Detektorarchitektur für diese Anwendungen erläutert, die die Reduzierung der Anzahl von Fotodioden einhergehend mit deren Vergrößerung ermöglicht. Der Bootstrapping Ansatz stellt dann eine geeignete Wahl als Ausleseschaltung dar und wird dementsprechend in Kapitel 4.5.4 weiterverfolgt.

## 4.4 Alternative Rückkopplungen

Bisher wurde das Rückkopplungsnetzwerk als ohmscher Widerstand betrachtet. Hinsichtlich der Linearität ist dieses der optimale Ansatz, kann aber unter Umständen diverse Nachteile bergen, die im Folgenden erörtert werden sollen.

Für Anwendungen, die Transimpedanzen von mehreren Kiloohm benötigen, ist die Implementierung der Transimpedanz als ohmscher Widerstand in Standard CMOS Prozessen nur bedingt möglich, falls keine speziellen Prozessschritte für hochohmige Widerstände vorgesehen sind. Dann nämlich müssen die Widerstände als Mäander ausgelegt werden, was zu parasitären Kapazitäten parallel zum Widerstand führt. Aus Abb. 4.4 geht hervor, dass bei großen Transimpedanzen bereits minimale Kapazitäten parallel zum Rückkopplungswiderstand zur Überkompensation des Transimpedanzverstärkers führen, also dessen Bandbreite erheblich herabsetzen. Eine Alternative bieten dann aktive Rückkopplungen, also MOS Transistoren, die im Triodenbereich betrieben werden. Ein Vorteil daran ist, dass man nun über die Gatespannung die Transimpedanz in einem gewissen Bereich regulieren kann. Gln. 4.11 zeigt, dass sich damit auch der Rückkopplungsfaktor ändert, so dass bei sonst gleicher Dimensionierung die Phasenreserve variiert. Eine Änderung der Transimpedanz kann also im Extremfall zur Instabilität bzw. zum Verlust von Bandbreite führen. Folglich eignet sich die Einstellbarkeit der Transimpedanz lediglich zur Kompensation von Prozessschwankungen nicht aber zur Verstärkungsumschaltung. Ein Nachteil ist, dass bei der aktiven Rückkopplung nur eine in erster Näherung lineare Abhängigkeit von Strom und Spannung vorliegt und man dementsprechend nichtlineare Verzerrungen erhält.

Will man Transimpedanzen von mehreren hundert Kiloohm bis in den Megaohm Bereich realisieren, so eignet sich ein sogenanntes T-Rückkopplungsnetzwerk wie es in Abb. 4.16(a) dargestellt ist. Eine Analyse der Schaltung ergibt

$$\begin{aligned} \frac{u_o}{i_{in}} &= \frac{A(s)Z_i Z_f (Z_2 Z_f + Z_1 Z_f + Z_1 Z_2)}{Z_i Z_f Z_1 (A(s) - 1) - Z_f (Z_i Z_2 + Z_f Z_2 + Z_f Z_1 + Z_1 Z_2)} \\ &\stackrel{A_0 \rightarrow -\infty}{=} Z_f \left( 1 + \frac{Z_2}{Z_1} + \frac{Z_2}{Z_f} \right). \end{aligned} \quad (4.41)$$

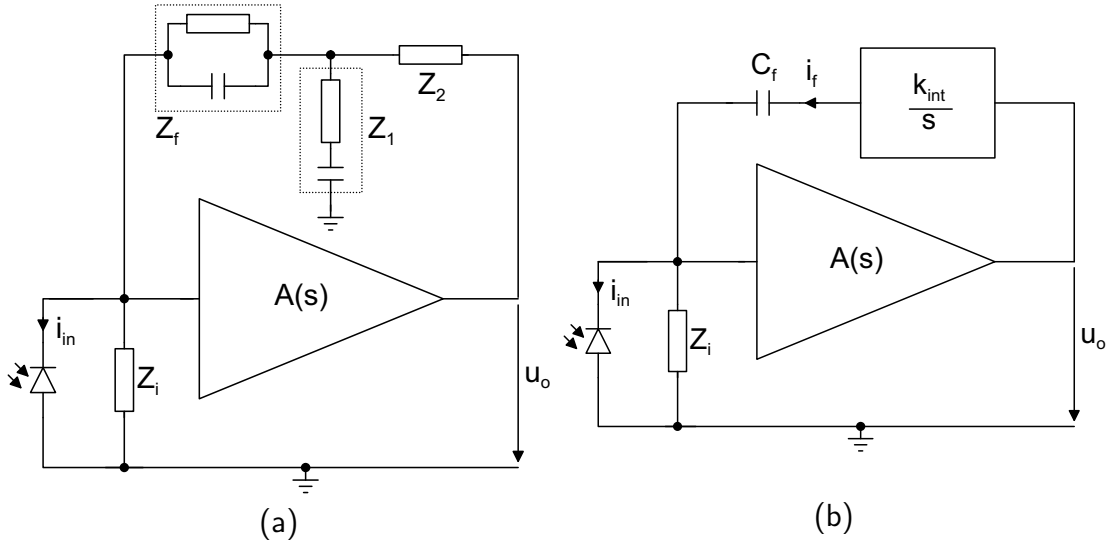


Abbildung 4.16: (a) Transimpedanzverstärker mit T-Rückkopplungsnetzwerk und der in [Barros] genutzten Implementierung der Impedanzen und (b) kapazitive Rückkopplung.

Man erkennt, dass  $Z_f$  eine "Verstärkung" durch die Impedanzen  $Z_2$  und  $Z_1$  erfährt. Dies begründet sich anschaulich damit, dass die durch  $Z_f$  gesehene und als Strom rückgekoppelte Spannung durch den Spannungsteiler bestehend aus  $Z_1$  und  $Z_2$  reduziert wird. Um nun einen Eingangsstrom auszuregeln, muss am Ausgang ein entsprechend höherer Spannungshub vorliegen als es bei der Standardrückkopplung der Fall war. Durch geeignete Wahl von  $Z_2$  und  $Z_1$  lassen sich somit sehr große, lineare Transimpedanzen realisieren.

Um die Rauscheigenschaften des Transimpedanzverstärkers zu verbessern, wurden in [Barros] zusätzlich Kapazitäten genutzt (in Abb. 4.16(a) angedeutet). Dadurch erhält man aber Frequenzgänge, die zusätzliche Pole und Nullstellen besitzen. Für den Fall, dass Signale aus einem bekannten Frequenzband verarbeitet werden sollen, eignet sich diese Vorgehensweise. Bei Anwendungen, die ein breitbandiges Spektrum aufweisen, wie es im Rahmen dieser Arbeit der Fall ist, lässt sich darauf aber nicht zurückgreifen.

Es sei hier noch eine andere Rückkopplungsstruktur vorgestellt, die von [Williams] vorgeschlagen wurde und beispielsweise von [Razavi00] zur Realisierung eines rauscharmen Transimpedanzverstärkers aufgegriffen wurde. Der Ansatz beruht auf der Idee, dass der Strom durch eine Kapazität von der zeitlichen Ableitung der anliegenden Spannung abhängt. Führt man vorher eine Integration der Spannung durch, so kann dieser Effekt kompensiert werden. Das Blockschaltbild einer möglichen Implementierung ist in Abb. 4.16(b) gezeigt. Wenn der Integrator durch  $\frac{k_{int}}{s}$  beschrieben wird, dann berechnet sich die Übertragungsfunktion der Gesamtschaltung zu

$$\frac{u_o}{i_{in}} = \frac{1}{k_{int}C_f - \frac{Z_i + Z_f}{A(s)Z_iZ_f}} \stackrel{A_0 \rightarrow \infty}{=} \frac{1}{k_{int}C_f}. \quad (4.42)$$

Man erkennt, dass der Strom um einen konstanten Faktor in eine Spannung gewan-

delt wird. Geht man davon aus, dass der Integrator auf kapazitiven Elementen basiert, so lässt sich die Strom/Spannungswandlung auf Basis eines rauscharmen Rückkopplungsnetzwerkes erreichen. Die Rauscheigenschaften der Schaltung werden dann im Wesentlichen durch den Vorwärtsverstärker bestimmt. Der Nachteil dieser Schaltung ist, dass deren Übertragungsfunktion Bandpasscharakter besitzt, sich somit ebenfalls nicht für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Anwendungen eignet. Die in Kapitel 5 vorgestellte Detektorarchitektur ermöglicht den Einsatz von Ausleseschaltungen mit einer solchen Übertragungscharakteristik im Bereich der optischen Speichersysteme, so dass langfristig der Einsatz dieses Ansatzes denkbar ist.

## 4.5 Untersuchte Schaltungskonzepte

Im Folgenden sollen verschiedene Implementierungen von Transimpedanzverstärkerschaltungen vorgestellt werden. Alle Schaltungen wurden mittels eines Standard zweiwannigen  $0,6\mu\text{m}$  CMOS Prozesses gefertigt, wobei drei Metall- und eine Polylage zu Verfügung stehen. Genauere Informationen zu diesem Prozess finden sich in Anhang B, die Versorgungsspannung beträgt bei allen Schaltungen 3,3V.

### 4.5.1 Charakterisierung der Schaltungen

Die Charakterisierung der Schaltungen wurde sowohl rein elektrisch als auch mit Hilfe von integrierten Fotodioden vorgenommen. Im letzteren Fall wurde die Stimulierung wiederum mittels einer in eine Glasfaser gekoppelten Laserdiode vorgenommen, wie es in Kapitel 3.4 beschrieben wurde. Zur Bestimmung der Frequenzgänge wurde die Laserdiode wiederum mittels eines Netzwerkanalysators in Verbindung mit einem Bias-T moduliert. Als lichtsensitives Bauelement kommt die in Kapitel 3.5 beschriebene n-Diffusionsfingerdiode mit Wannepunkten mit einer Fläche von  $33\mu\text{m} \times 33\mu\text{m}$  zum Einsatz.

Eine rein elektrische Charakterisierung ist nicht unmittelbar möglich, da die benötigten Messgeräte Spannungssignale an niederohmigen Ausgängen (im Allgemeinen  $50\Omega$ ) liefern. Die in zahlreichen Publikationen vorgestellten Resultate, die auf Messungen nach diesem Prinzip beruhen, fallen deshalb zu optimistisch aus, da die eigentlich stimulierenden Fotodioden hochohmige Stromquellen sind.

Die Netzwerktheorie besagt, dass sich Stromquellen durch äquivalente Spannungsquellen ersetzen lassen und umgekehrt. Wandelt man also mittels eines Transformationsnetzwerkes die Ausgangsimpedanz des Messgerätes, so kann eine realistische Messung vorgenommen werden. In Abb. 4.17 ist dargestellt, wie dies hier durchgeführt wurde. Mittels des  $50\Omega$  Widerstandes wird die Zuführungsleitung des Messgerätes terminiert. Die sich anschließende Serienimpedanz stellt dann die von der Schaltung gesehene Quellimpedanz da. Verzichtet man auf die Entkoppelkapazität, so kann mittels eines Bias-Ts auch ein Gleichanteil zugeführt werden. Um parasitäre Effekte niedrig zu halten, wurde wie schon bei der Charakterisierung der Fotodioden das Transforma-

tionsnetzwerk in unmittelbare Nähe der Testschaltung gebracht, indem die Schaltung auf einer Testplatine direkt auf einer Mikrowellentastspitze aufgebaut wurde. Es hat sich gezeigt, dass die elektrisch gemessenen Bandbreiten immer hinter den optisch ermittelten zurückbleiben. Dies erklärt sich damit, dass die Schaltungen für Fotodiodenkapazitäten im Bereich von 500fF ausgelegt wurden. Trotz der Minimierung der parasitären Effekte lässt sich ein solch niedriger Wert bei externer Kontaktierung nicht erreichen, da beispielsweise die Pinkapazitäten der genutzten Bauteile bereits in diesem Bereich liegen.

Mittels des abgebildeten Transformationsnetzwerkes wurden auch der Spannungshub und die Transimpedanz der jeweiligen Testschaltung ermittelt. Dazu wurde auf die Entkoppelkapazität verzichtet und zwischen Testschaltung und dem Netzwerk ein Strommessgerät geschaltet. Die Verstärkung lässt sich dann über eine Zweipunktmessung bestimmen. Bei den optisch stimulierten Frequenzgangmessungen ist keine genaue Aussage darüber möglich, wie groß der auftretende Strahlungsfluss ist, so dass sich hierbei keine Absolutwerte ermitteln ließen. Folglich wurden die Frequenzgänge auf die ermittelte Transimpedanz verschoben.

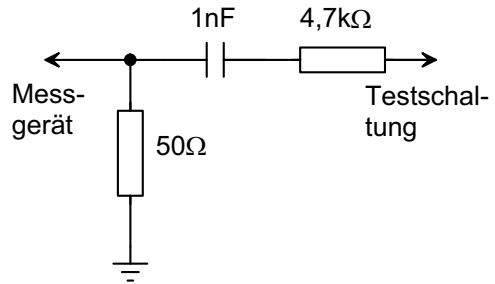


Abbildung 4.17: Transformationsnetzwerk zur elektrischen Charakterisierung der Testschaltungen.

Da man im Allgemeinen bestrebt ist, die Signalverarbeitung auf einem Detektorbaustein unterzubringen, ist es nicht nötig, dass durch die Schaltungen große Lasten getrieben werden. Aus diesem Grund werden die Ausgangssignale der Schaltungen sowohl bei der optischen als auch bei der elektrischen Stimulierung mit aktiven Tastspitzen gemessen. Diese besitzen eine Eingangskapazität im Femtofaradbereich [GGB], so dass die Belastung der Schaltung dem realen Fall entspricht. Sollen größere Lasten getrieben werden, so müssen die Schaltungen um entsprechende Stufen erweitert werden, wobei auf bekannte Schaltungskonzepte zurückgegriffen werden kann.

### 4.5.2 Dreistufiger Verstärker

Die Schaltung des Transimpedanzverstärkers ist in Abb. 4.18 gezeigt. Für den Vorwärtsverstärker wurde dabei eine Struktur aus drei kaskadierten Sourceschaltungen gewählt. Diodenlasten werden genutzt, um die Verstärkung  $A_i$  der einzelnen Stufen zu senken bzw. deren Bandbreite zu erhöhen. Eine Kleinsignalanalyse ergibt für die Übertragungsfunktion des Vorwärtsverstärkers

$$A_{inv3} = \prod_{i=1}^3 \underbrace{-\frac{g_{m1i}}{g_{ds1i} + g_{ds2i} + g_{ds3i} + g_{m3i}}}_{A_i(s)} \frac{1}{1 + \frac{sC_{ni}}{g_{ds1i} + g_{ds2i} + g_{ds3i} + g_{m3i}}} \quad (4.43)$$

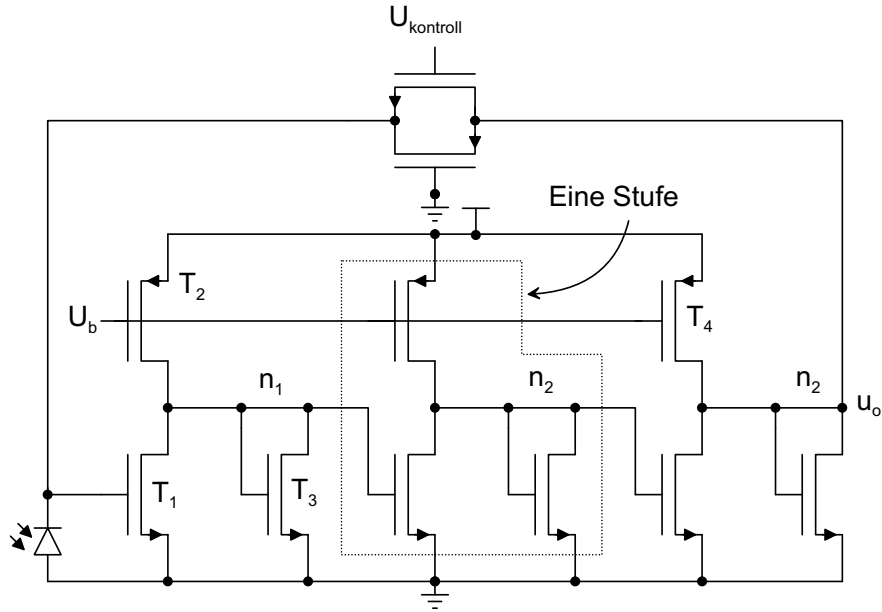


Abbildung 4.18: Schaltung eines Transimpedanzverstärkers mit dreistufigem Vorwärtsverstärker.

$$\approx \prod_{i=1}^3 -\frac{g_{m1i}}{g_{m3i}} \frac{1}{1 + \frac{sC_{ni}}{g_{m3i}}},$$

wobei  $g_{mij}$  die Steilheit des Transistors  $i$  der  $j$ -ten Stufe,  $g_{dsi}$  dessen Ausgangsleitwert und  $c_{ni}$  die am Knoten  $n_i$  gesehene Kapazität nach Masse bezeichnet. Daran wird der Vorteil der Diodenlasten deutlich, nämlich dass sowohl Verstärkung als auch Ausgangsimpedanz hauptsächlich durch die Steilheiten der Transistoren bestimmt wird. Diese unterliegen im Allgemeinen geringeren Prozessschwankungen als deren Ausgangsleitwerte.

Mittels den in Kapitel 4.1 hergeleiteten Termen können nun, ausgehend von der Fotodiodenkapazität, der Bandbreite und der benötigten Transimpedanz, die Anforderungen an den Vorwärtsverstärker berechnet werden, die wiederum auf die einzelnen Stufen des Vorwärtsverstärkers übertragen werden können. Anhand Gln. 4.43 können dann die einzelnen Transistoren dimensioniert werden. Im vorliegenden Fall wurde die zweite Stufe mit anderen Parametern als die erste und dritte versehen. Dadurch wurde das DC-Potential an Knoten  $n_2$  gesenkt, so dass Transistor T4 für größere Aussteuerungen in Sättigung bleibt, sich somit also ein größerer Dynamikbereich erzielen lässt. Die Rückkopplung wurde durch Transistoren realisiert, wobei der eigentliche Wert der Transimpedanz mit dem NMOS Transistor eingestellt wird und der PMOS lediglich zur Linearisierung dient. Diese Implementierung der Rückkopplung wird im Folgenden auch als aktive Rückkopplung bezeichnet.

Die Rauscheigenschaften der Gesamtschaltung lassen sich mittels der in Kapitel 4.2 hergeleiteten Terme durchführen. Das äquivalente Eingangsrauschen  $u_{in,eqi,3st}^2$  des

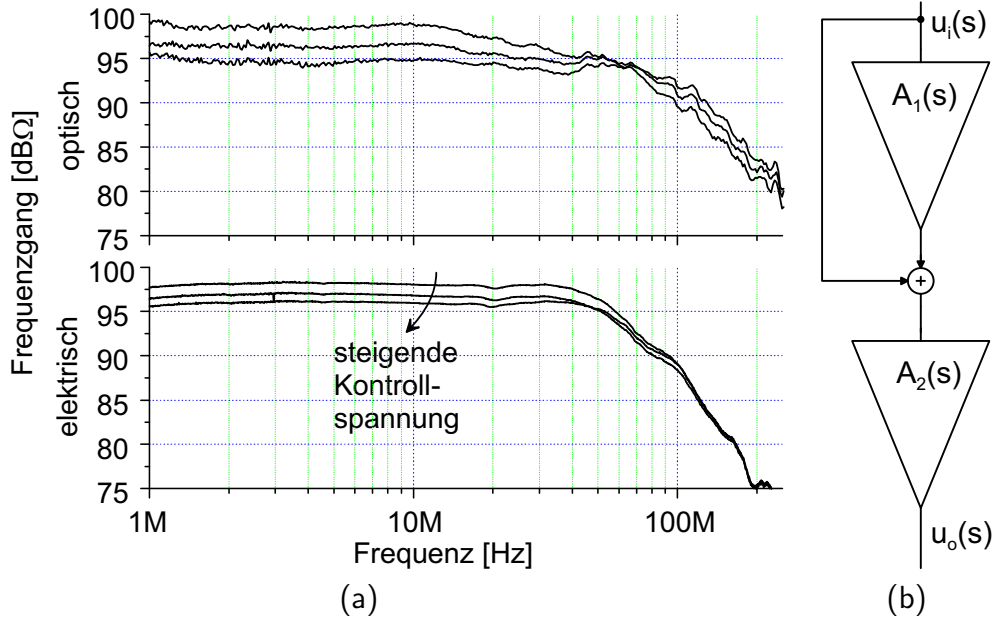


Abbildung 4.19: (a) Frequenzgänge der Schaltung aus Abb. 4.18 für Kontrollspannungen von 3,0V, 3,3V und 3,6V sowie (b) Prinzip der Feedforwardkompensation.

Vorwärtsverstärkers berechnet sich zu

$$S_{u_{in,eqi,3st}}^2(j\omega) = \frac{4kT\gamma}{2\pi} \sum_{j=1}^3 \left( \prod_{i=1}^{j-1} \frac{1}{|A_j(j\omega)|^2} \right) \frac{g_{m1j} + g_{m2j} + g_{m3j}}{g_{m1j}^2}. \quad (4.44)$$

Man erkennt, dass das Rauschen der zweiten und dritten Stufe durch die vorhergehenden Stufen unterdrückt wird, also im Wesentlichen durch die erste Stufe bestimmt ist. Aufgrund der Tatsache, dass  $g_{m1} \gg g_{m2}$  und  $g_{m1} \gg g_{m3}$  gilt, wird das Rauschverhalten der Schaltung im Wesentlichen durch Transistor T1 bestimmt, so dass sich die in Kapitel 4.2 gemachten Betrachtungen auf diese Schaltungen anwenden lassen.

Für die Realisierung (siehe Abb. D.2(a) und Anhang B) wurde als kleinste Gatelänge  $0,8\mu\text{m}$  gewählt. Ohne die Padkonfiguration beträgt die benötigte Fläche  $135\mu\text{m} \times 60\mu\text{m}$ . Die Stromaufnahme beträgt  $6,1\text{mA}$ , woraus sich ein Leistungsverbrauch von  $20,13\text{mW}$  ergibt. Als maximaler Spannungshub ergeben sich  $0,64\text{V}$ . In Abb. 4.19 sind die elektrisch und optisch ermittelten Frequenzgangmessungen der Schaltung dargestellt. Tabelle 4.1 zeigt die einzelnen Messergebnisse der optisch stimulierten Schaltung bei verschiedene Kontrollspannungen. Hier und auch bei allen im Folgenden vorgestellten Rauschmessungen wurde die Fotodiode abgedunkelt. Der äquivalente Eingangsrauschstrom  $\sqrt{i_{in}^2}$  wurde durch Quotientenbildung von Ausgangsrauschspannung  $\sqrt{u_o^2}$  und Transimpedanz  $R_f$  gebildet.

Da die Rauschmessungen bei abgedunkelter Fotodiode durchgeführt wurden, kann deren Beitrag zum Rauschverhalten vernachlässigt werden. Der durch die Rückkopplung bedingte Anteil kann durch die Gleichung  $S_{i_{R_f}}^2(f) = \frac{4kT}{R_f}$  abgeschätzt werden. Die genaue Ermittlung äquivalenten Eingangsrauschens des Vorwärtsverstärkers ist



Tabelle 4.1: Messergebnisse zur optisch stimulierten Schaltung aus Abb. 4.18.

	$U_{kontroll} = 3,0\text{V}$	$U_{kontroll} = 3,3\text{V}$	$U_{kontroll} = 3,6\text{V}$
$R_f$	71,1k $\Omega$	66,2k $\Omega$	53,1k $\Omega$
$f_{3dB}$	77,5MHz	99,4MHz	114,3MHz
$\sqrt{u_o^2}$	0,657mV <sub>rms</sub>	0,644mV <sub>rms</sub>	0,649mV <sub>rms</sub>
$\sqrt{i_{in}^2}$	9,24nA <sub>rms</sub>	9,73nA <sub>rms</sub>	12,22nA <sub>rms</sub>

insofern problematisch, als dass dabei ähnliche Integrale wie bei der Berechnung des äquivalenten Eingangsrauschstromes des Transimpedanzverstärkers auftreten. Um eine Näherung zu machen, wird eine hohe Verstärkung für den Vorwärtsverstärker angenommen. Ferner soll die Ausgangsrauschspannung durch die Bandbreite des Transimpedanzverstärkers  $f_{3dB,Tr}$  begrenzt sein. Aus Gln. 4.26 folgt dann

$$\overline{u_{o,eqi}^2} \approx \int_0^{f_{3dB,Tr}} \left( R_f^2 \frac{4kT}{R_f} + (1 + 4\pi^2 f^2 R_f^2 C_i^2) S_{u_{amp,eqi}^2}(f) \right) df. \quad (4.45)$$

Für die spektrale Zusammensetzung der äquivalenten Eingangsrauschspannung des Vorwärtsverstärkers  $S_{u_{amp,eqi}^2}(f)$  ergibt sich daraus

$$S_{u_{amp,eqi}^2}(f) = \frac{\overline{u_o^2} - R_f^2 f_{3dB,Tr} S_{i_{Rf}^2}(f)}{f_{3dB,Tr} + \frac{4}{3}\pi^2 f_{3dB,Tr}^3 R_f^2 C_i^2}. \quad (4.46)$$

Bei einer Sperrspannung von 1V besitzt die Fotodiode eine Sperrschichtkapazität von 448fF, so dass  $C_i$  mit 900fF angenähert wird. Bei einer Kontrollspannung von 3,3V ergibt sich dann ein Wert von  $\frac{2,58\text{nV}_{rms}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ .

Ein Nachteil der Schaltung ist die Tatsache, dass deren Verhalten stark durch den Arbeitspunkt beeinflusst wird. Steigt der Eingangsstrom an, so steigt die Steilheit des Lasttransistors und die Verstärkung des Vorwärtsverstärkers sinkt folglich. Gemäß Gln. 4.6 sinkt dann die Bandbreite des Transimpedanzverstärkers. Dies kann bei Eingangssignalen mit hohem Gleichanteil zu Problemen führen. Als Abhilfe kann eine balancierte Last, wie sie im nächsten Kapitel beschrieben wird, genutzt werden.

### 4.5.3 Feedforwardverstärker

Mittels Abb. 4.4 wurde gezeigt, dass das Vordrehen der Phase der Schleifenverstärkung zur Erhöhung der Phasenreserve des Transimpedanzverstärkers führt. Die dort angewandte Methode, eine Kapazität parallel zum Rückkopplungswiderstand zu nutzen, eignet sich aufgrund der starken Parametersensitivität aber nicht für hohe Transimpedanzen. Als Alternative kann hier auch die von [van Kessel] vorgeschlagene Feedforwardkompensation genutzt werden. In Abb. 4.19(b) ist das Prinzip dieser

Kompensationsmethode dargestellt. Wenn die Übertragungsfunktion des Verstärkers  $i$  durch  $A_i(s) = \frac{A_i}{1+s\tau_{amp,i}}$  gegeben ist, dann berechnet sich die Übertragungsfunktion der Gesamtschaltung zu

$$\frac{u_o(s)}{u_i(s)} = \frac{A_2(1 + s\tau_{amp,1}) + A_1A_2}{(1 + s\tau_{amp,1})(1 + s\tau_{amp,2})}. \quad (4.47)$$

Man erkennt, dass die Übertragungsfunktion eine Nullstelle bei  $\omega_z = -\frac{A_1+1}{\tau_{amp,1}}$  besitzt, die durch die Parameter des ersten Vorwärtsverstärker bestimmt wird. Mittels dieser Nullstelle kann nun die Phase zur Stabilisierung eines rückgekoppelten Systems vorgedreht werden, so dass sich insgesamt höhere Bandbreiten für das rückgekoppelte System erreichen lassen. Mit Hilfe dieses Verfahrens lassen sich auch leistungärmere Schaltungen aufbauen, da niedrigere Verstärkungsbandbreitenprodukte zur Stabilisierung der Schaltung benötigt werden.

Bevor auf die Umsetzung dieses Prinzips eingegangen wird, sei noch auf eine Problematik dieses Ansatzes hingewiesen. In [Kamath] wird der Zusammenhang zwischen Einschwingverhalten von Operationsverstärkern und deren Frequenzgang untersucht. Dort wird gezeigt, dass eine Abweichung der Frequenzen eines Pol/Nullstellenpaares erhebliche Auswirkungen auf die Einschwingdauer des Systems haben kann. So wird von einer Verdreizehnfachung der 0,01% Einschwingzeit bei einer Abweichung von 8% berichtet. Für hochpräzise Anwendungen eignet sich dieser Ansatz somit nur dann, wenn diese nicht zeitkritisch sind. Für die im Rahmen dieser Arbeit angestrebten Anwendungsgebiete sind die genannten Einschwinggrenzen jedoch nicht relevant, so dass die Problematik hier vernachlässigt werden kann.

### Zweistufiger Feedforwardverstärker

In Abb. 4.20 ist das Schaltbild einer zweistufigen Umsetzung des Feedforwardansatzes dargestellt. Die Summation findet über die Ströme am Knoten  $n_2$  statt. Die erste Stufe ist wiederum eine Sourceschaltung, deren Verstärkung durch Diodenlasten bestimmt wird. Um die im vorherigen Kapitel beschriebene Abhängigkeit vom DC Pegel zu unterdrücken, kommt hier eine balancierte Last zum Einsatz. Steigt die Spannung über Transistor T5 und damit dessen Steilheit, so sinkt die Steilheit von T6. Folglich bleibt die Summe beider Steilheiten und damit die Verstärkung der Sourceschaltung annähernd konstant. Der Sourceschaltung nachgeschaltet ist eine treibende Stufe, die im Idealfall unendlicher Verstärkung der Sourceschaltung als Sourcefolger fungiert. Zur korrekten Einstellung der Arbeitspunkte wird für T3 ein Verarmungstransistor<sup>3</sup> genutzt.

Eine Kleinsignalanalyse ergibt für die Übertragungsfunktion des Vorwärtsverstärkers  $A_{ff2}(s)$

$$A_{ff2}(s) = -\frac{g_{m3}g_{m1} + g_{m4}g_{m5,6}}{(g_{m3} + g_{ds3,4})g_{m5,6}} \frac{\left(1 + \frac{sC_{n1}g_{m4}}{g_{m3}g_{m1} + g_{m4}g_{m5,6}}\right)}{\left(1 + s\frac{C_{n1}}{g_{m5,6}}\right) \left(1 + s\frac{C_{n2}}{g_{m3} + g_{ds3,4}}\right)}, \quad (4.48)$$

<sup>3</sup>engl. Depletion Transistor

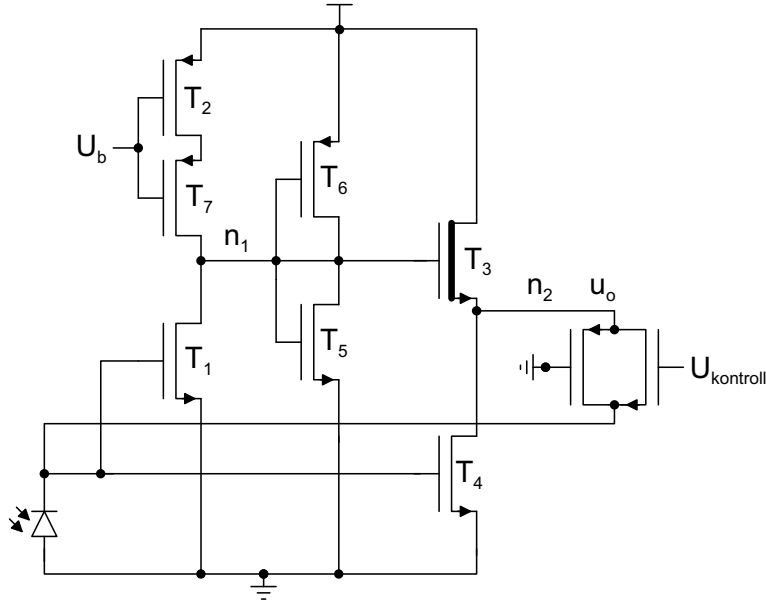


Abbildung 4.20: Schaltung eines Transimpedanzverstärkers mit zweistufigem Feedforward Vorwärtsverstärker und aktiver Rückkopplung.

wobei wiederum  $C_{ni}$  die am Knoten  $n_i$  gesehene Kapazität ist und  $g_{xi,j} = g_{xi} + g_{xj}$  gilt. Mit den Näherungen  $g_{m3} \gg g_{m4}$  und  $g_{m1} \gg g_{m5,6}$  erkennt man, dass die Lage der Nullstelle durch die Kapazität am Knoten  $n_1$  sowie die Steilheiten von Transistor 1, 3 und 4 bestimmt wird. Ferner wird der erste Pol durch den Knoten  $n_1$  festgelegt, wenn keine großen Lasten getrieben werden.

Eine Rauschanalyse ergibt für das äquivalente Eingangsrauschen des zweistufigen Feedforwardvorwärtsverstärkers

$$S_{u_{in,eqi,ff2}}^2(j\omega) = \frac{4kT\gamma}{2\pi} \left( \frac{g_{m3} + g_{m4}}{A_{ff2}(j\omega)^2(g_{ds3,4} + g_{m3} + j\omega C_{n2})^2} + \frac{g_{m1} + g_{m2} + g_{m5,6}}{g_{m1}^2} \right). \quad (4.49)$$

Man erkennt, dass entgegen der Intuition auch das Rauschen des Transistors T4 durch die Gesamtverstärkung unterdrückt wird und letztlich das gesamte Rauschverhalten durch T1 dominiert wird. Die in Kapitel 4.2 gemachten Betrachtungen lassen sich somit auch auf die Feedforwardarchitektur übertragen. Ferner zeigt sich, dass die Nutzung von zwei Lasttransistoren keine Nachteile birgt, da die Summe ihrer Steilheiten der eines einzelnen Transistors entspricht und somit der Rauschbeitrag der Gleiche ist.

Neben der Implementierung der Rückkopplung durch aktive Bauelemente wurde hier auch eine Rückkopplung mittels eines ohmschen Widerstandes realisiert, die im Folgenden als passive Rückkopplung bezeichnet wird (siehe Anhang B und Abb. D.2(b)). Die benötigte Fläche ohne Padkonfiguration für den aktiv rückgekoppelten Verstärker beträgt dabei  $52\mu\text{m} \times 68\mu\text{m}$ , für den passiv rückgekoppelten  $115\mu\text{m} \times 55\mu\text{m}$ , wobei die genutzte minimale Gatelänge jeweils bei  $0,8\mu\text{m}$  liegt. Die in letzterem Fall höhere Fläche begründet sich mit der Tatsache, dass der genutzte Widerstand nicht als

Mäander ausgelegt wurde, um parasitäre Kapazitäten parallel zum Rückkopplungswiderstand zu vermeiden (siehe Kapitel 4.1 und Abb. 4.4). Für die aktiv rückgekoppelte Schaltung beträgt die Stromaufnahme 1,52mA ( $\cong 5\text{mW}$ ), für die passiv rückgekoppelte 1,73mA ( $\cong 5,7\text{mW}$ ). Die niedrige Stromaufnahme begründet sich mit der Tatsache, dass zur Stabilisierung der Schaltung aufgrund der Feedforwardkompensation ein relativ niedriges Verstärkungsbandbreitenprodukt für den Vorwärtsverstärker benötigt wird. Bei der passiven Rückkopplung wurde ein Spannungshub von 1,95V gemessen, bei der aktiven ergeben sich 1,79V. Diese Werte liegen aber höher als der tatsächlich nutzbare Spannungshub, da die Transistoren T2 und T7 aus der Sättigung gehen. Weil keine entsprechenden Testausgänge vorhanden sind, lässt sich messtechnisch nicht bestimmen, wann dies geschieht. Laut Simulation gehen die Transistoren bei einem Spannungshub von ca. 0,7V in den Triodenbereich über.

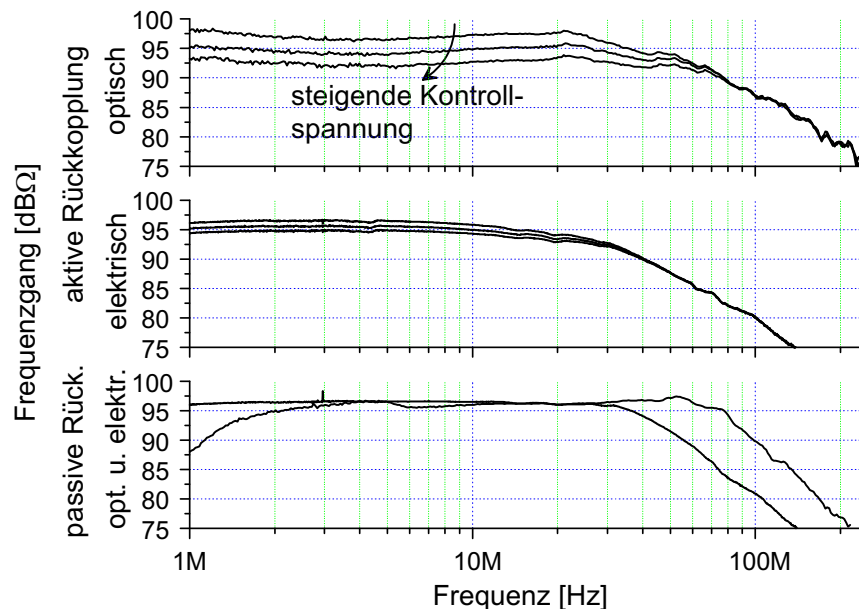


Abbildung 4.21: Frequenzgänge der Schaltung aus Abb. 4.20 mit aktiver Rückkopplung bei Kontrollspannungen von 3,0V, 3,3V und 3,6V sowie passiver Rückkopplung.

Die Frequenzgangmessungen der Schaltungen, die sowohl elektrisch als auch optisch durchgeführt wurden, sind in Abb. 4.21 dargestellt. Für die optischen Messungen an den Strukturen mit aktivem Feedback erkennt man einen leichten Abfall für Frequenzen kleiner 10MHz. Dies begründet sich durch den Frequenzgang des Messaufbaus. Messungen haben gezeigt, dass dieser abhängig vom Versorgungsstrom der Laserdiode ist. Zur Korrektur der Messungen wurden die in Kapitel 4.5.5 vorgestellten Ergebnisse herangezogen, da keine entsprechenden Messgeräte für Referenzmessungen verfügbar waren. Die Korrekturwerte standen nicht für einen kontinuierlichen Laserstrombereich zur Verfügung, so dass es zu einer leichten Überhöhung für niedrige Frequenzen kommt. Für die optische Messung an der Struktur mit passiver Rückkopplung standen keine Korrekturwerte zur Verfügung, so dass der Frequenzgang unkorrigiert dargestellt ist. Dadurch begründet sich der starke Abfall für Frequenzen unterhalb



Zu diesem Zweck wurde auch ein dreistufiger Feedforwardverstärker, wie er in Abb. 4.22 dargestellt ist, implementiert. Durch die Feedforwardkompensation ist es dabei möglich, die erste Sourceschaltung ohne Lasten zu betreiben und so eine Verbesserung der Rauscheigenschaften zu erreichen. Die Verstärkung der beiden folgenden Stufen wird wiederum durch balancierte Lasten bestimmt. Die letzte Stufe besitzt anders als der zweistufige Feedforwardverstärker eine Verstärkung größer Eins.

Eine Kleinsignalanalyse führt zur Übertragungsfunktion des Vorwärtsverstärkers  $A_{ff3}(s)$

$$A_{ff3}(s) = -\frac{g_{m6} + A'(s)g_{m7}}{g_{m8,9} + g_{ds6,7,8,9} + sC_{n3}}$$

mit  $A'(s) = \frac{g_{m1}}{\underbrace{g_{ds1,2} + sC_{n1}}_{-A_1(s)}} \frac{g_{m3}}{\underbrace{g_{m4,5} + g_{ds3,4,5,10} + sC_{n2}}_{-A_2(s)}}$ . (4.50)

Man erhält somit zwei Nullstellen, die zur Kompensation der Schaltung herangezogen werden können. Für die spektrale Zusammensetzung des äquivalenten eingangsbezogenen Rauschens des dreistufigen Feedforward Vorwärtsverstärkers ergibt sich

$$S_{u_{in,eqi,ff3}}^2(j\omega) = \frac{4kT\gamma}{2\pi} \left( \frac{g_{m6,7,8,9}}{A_{ff3}(j\omega)^2(g_{m8,9} + g_{ds6,7,8,9} + j\omega C_{n3})^2} + \frac{g_{m3,4,5,10}g_{m7}^2}{A_{ff3}(j\omega)^2(g_{m4,5} + g_{ds3,4,5,10} + j\omega C_{n2})^2(g_{m8,9} + g_{ds6,7,8,9} + j\omega C_{n3})^2} + \frac{g_{m1,2}}{g_{m1}^2} \frac{A_1(j\omega)^2 A_2(j\omega)^2 g_{m7}^2}{(g_{m6} + A_1(j\omega)A_2(j\omega)g_{m7})^2} \right). \quad (4.51)$$

$\approx 1 \quad \text{für} \quad A_1(j\omega)A_2(j\omega)g_{m7} \gg g_{m6}$

Ähnlich wie beim zweistufigen Feedforwardverstärker wird das Rauschen also auch hier durch T1 dominiert.

Die Schaltung wurde mit einer minimalen genutzten Gatelänge von  $0,8\mu\text{m}$  implementiert (siehe Anhang B und Abb. D.4), wobei ohne die Padkonfiguration eine Fläche von  $135\mu\text{m} \times 62\mu\text{m}$  benötigt wurde. Die Stromaufnahme beträgt  $11,5\text{mA}$  was einem Leistungsverbrauch von  $37,95\text{mW}$  entspricht. Dieser im Vergleich zu den zuvor vorgestellten Schaltungen hohe Wert begründet sich mit der Tatsache, dass die erste Stufe ohne Lasten zum Reduzieren der Verstärkung ausgelegt wurde, um die Rauscheigenschaften zu verbessern. Dies wird durch die Feedforwardkompensation überhaupt erst möglich, zieht aber eine entsprechend große Weite des Transistors T6 ( $\frac{W}{L} = 248$ ) nach sich, um ausreichend Phasenreserve zu erhalten. Daraus resultiert ein hoher Querstrom in der letzten Verstärkerstufe. Würde man wie bei dem zweistufigen Feedforwardverstärker ebenfalls Diodenlasten in der Eingangsstufe verwenden, so ließe sich die Stromaufnahme erheblich reduzieren. Der gemessene Spannungshub beträgt  $1,46\text{V}$ , wobei der tatsächlich nutzbare Bereich wiederum niedriger bei ca.  $0,86\text{V}$  liegt.

Da in der dritten Stufe des Vorwärtsverstärkers große Ströme geschaltet werden, ist es nötig, die Versorgungsspannung nahe an der Schaltung abzublocken. Bei den Messungen auf Waferebene standen keine Messspitzen zur Verfügung, die dies ermöglichen,

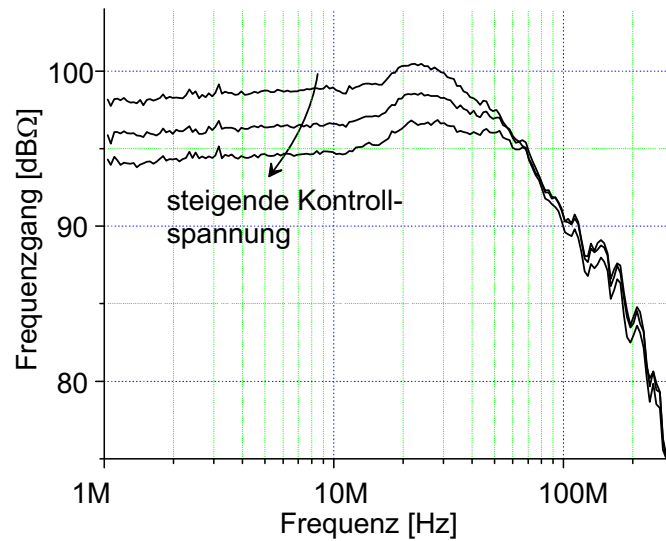


Abbildung 4.23: Frequenzgänge der Schaltung aus Abb. 4.22 mit aktiver Rückkopplung bei den Kontrollspannungen 3,0V, 3,3V und 3,6V.

Tabelle 4.3: Messergebnisse zur optisch stimulierten Schaltung aus Abb. 4.22.

	$U_{\text{kontroll}} = 3,0\text{V}$	$U_{\text{kontroll}} = 3,3\text{V}$	$U_{\text{kontroll}} = 3,6\text{V}$
$R_f$	80,7k $\Omega$	62,1k $\Omega$	51,5k $\Omega$
$f_{3dB}$	68,4MHz	78,0MHz	98,1MHz
$\sqrt{u_o^2}$	0,364mV <sub>rms</sub>	0,358mV <sub>rms</sub>	0,342mV <sub>rms</sub>
$\sqrt{i_{in}^2}$	4,51nA <sub>rms</sub>	5,76nA <sub>rms</sub>	6,64nA <sub>rms</sub>

so dass an gehäuten Bausteinen getestet wurde. Dies wiederum hat zur Folge, das keine rein elektrischen Messungen möglich waren, da die Padkonfiguration für die Mikrowellentastspitzen gleichzeitig für die Zuführung der Versorgungsspannung genutzt wurde.

In Abb. 4.23 ist der durch optische Stimulation gemessene Frequenzgang des dreistufigen Feedforwardverstärkers mit aktiver Rückkopplung für verschiedene Kontrollspannungen dargestellt. Tabelle 4.3 gibt die Messergebnisse noch einmal im Einzelnen wieder. Die Rauschmessungen wurden dabei wiederum im unbeleuchteten Fall durchgeführt. Mittels Gln. 4.46 ergibt sich für die spektrale Zusammensetzung der äquivalenten Eingangsrauschspannung des Vorwärtsverstärkers bei einer Kontrollspannung von 3,3V ein Wert von  $\frac{2,34\text{nV}_{\text{rms}}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ .

In den Simulationen zeigte dieses Schaltungskonzept das größte Geschwindigkeitspotential, wobei zum Beispiel im Vergleich zur Schaltung aus Kapitel 4.5.2 eine um 30% höhere Bandbreite erzielt wurde. Als Grund für die hinter den Erwartungen zurückbleibenden Messergebnisse, werden die in in Abb. 4.22 vom hervorgehobenen Pfad

ausgehenden parasitären Kapazitäten gesehen. Eine zusätzliche Gate–Drain Kapazität von 10fF an T6 beispielsweise reduziert in der Simulation die Bandbreite einer passiv rückgekoppelten Schaltung von 260MHz auf 85MHz. Basierend auf der Tatsache, dass beim Layout durch entsprechende Leitungsführung der kritische Pfad optimiert wurde und auf dem Layout basierende Simulationen durchgeführt wurden, muss davon ausgegangen werden, dass die Modellierung eben dieser parasitären Bauelemente ungenügend war. Dies zeigt sich auch an Messungen von ebenfalls realisierten, passiv rückgekoppelten Strukturen, welche in den Simulationen keine Resonanzüberhöhung zeigen. In den Messungen wurde ein Wert von 16dB ermittelt, die Eigenschaften weichen also stark von der Simulation ab.

Aufgrund der guten Simulationsergebnisse wird diesem Ansatz dennoch das größte Geschwindigkeitspotential zugeschrieben. Mittels einer verbesserten Modellierung sind befriedigende Ergebnisse zu erwarten. Darüber hinaus ließe sich der Einfluss der Gate–Drain Kapazitäten durch die Nutzung von Kaskodenschaltungen reduzieren. Eine entsprechende Implementierung ließ sich im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr umsetzen.

#### 4.5.4 Bootstrappingverstärker

In Kapitel 4.3.3 wurde bereits der Bootstrappingansatz als Methode zur Bandbreitenerweiterung vorgestellt. Mittels der in Kapitel 3.5 vorgestellten p–Diffusion/n–Wannenphotodiode steht ein lichtempfindliches Bauelement zur Verfügung, bei dem im Fall der Stimulierung mit kurzzeitigem Licht, beide Anschlüsse frei beschaltbar sind. Mittels dieser Fotodiode kann der Bootstrappingansatz also in einer CMOS Technologie implementiert werden.

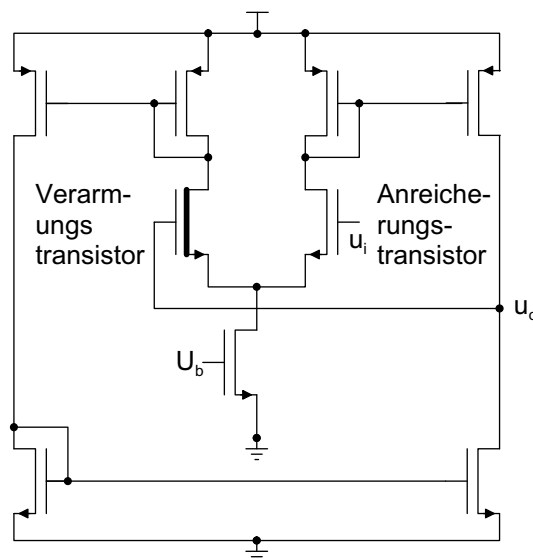


Abbildung 4.24: Schaltung zur Realisierung eines Spannungsfolgers mit DC Potentialverschiebung.

Gemäß Abb. 4.15 müssen dazu zwei Schaltungsblöcke, nämlich ein Transimpedanz-



verstärker und ein Spannungsfolger realisiert werden. Auf Großsignalebene betrachtet, muss der Spannungsfolger auch eine Verschiebung des DC Potentials bewirken, um eine Sperrspannung über der Fotodiode zu generieren. Zu diesem Zweck wurde die in Abb. 4.24 gezeigte Schaltung genutzt. Es handelt sich dabei um einen als Spannungsfolger geschalteten symmetrischen Transkonduktanzverstärker. In der Eingangsstufe wurde dabei ein Verarmungstransistor und ein Anreicherungstransistor genutzt und auf diese Weise eine vorsätzliche Fehlanpassung der Transistoren eingeführt, die man im Normalfall mit allen Mitteln zu umgehen versucht. Die Ausgangsspannung wird auf diese Weise der Eingangsspannung um die Differenz der Schwellspannungen angeglichen. Der Vorteil dieser Schaltung ist, dass sich damit die Verstärkung von Eins besser annähern lässt, als es beispielsweise mit einem Sourcefolger möglich ist. Der Nachteil ist, dass der Absolutwert der Pegelverschiebung abhängig von den Schwellspannungen ist und somit Prozessschwankungen unterliegt. Im vorliegenden Fall stellt dieses aber kein Problem dar, da die Sperrspannung über der Fotodiode nicht präzise eingestellt werden muss. Für den Transimpedanzverstärker wurde aufgrund der guten Simulationsergebnisse der dreistufige Feedforwardverstärker aus Abb. 4.22 genutzt.

Für die Realisierung mittels des in Anhang B beschriebenen Prozesses wurde wiederum eine minimale Gatelänge von  $0,8\mu\text{m}$  sowie das Layout des im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Transimpedanzverstärkers genutzt (siehe Abb. D.3). Die benötigte Fläche für die komplette Schaltung ohne Padkonfiguration beträgt dann  $135\mu\text{m} \times 62\mu\text{m} + 84\mu\text{m} \times 66\mu\text{m}$ , wobei der letzte Summand die Fläche des Spannungsfolgers ist. Die Stromaufnahme liegt bei  $13,9\text{mA}$ , was einer Leistungsaufnahme von  $45,87\text{mW}$  entspricht, Spannungshub und Transimpedanzen entsprechen den in Kapitel 4.5.3 gegebenen Werten. Um eine definierte Erhöhung der Fotodiodenkapazität zu erzielen, wurden der Fotodiode Polykondensatoren (siehe Anhang B) von  $2\text{pF}$  und  $4\text{pF}$  parallel geschaltet. Da wiederum eine effiziente Entkopplung der Versorgungsspannung von Nöten ist, wurden die Messungen nur optisch an gehäuteten Bausteinen durchgeführt. Bei abgedunkelter Fotodiode beträgt die Ausgangsrauschspannung an der Schaltung ohne zusätzliche Kapazität  $0,572\text{mV}_{\text{rms}}$ . Mit einer Transimpedanz von  $62,1\text{k}\Omega$  ergibt sich daraus ein äquivalenter Eingangsrauschstrom von  $9,21\text{nA}_{\text{rms}}$ .

In Abb. 4.25 sind Frequenzgänge der Schaltung bei einer Kontrollspannung von  $3,3\text{V}$  und unterschiedlichen zugeschalteten Kondensatoren dargestellt. Für die alleinige Fotodiode ergibt sich eine Bandbreite von  $73,0\text{MHz}$ , bei zwei Pikofarad zusätzlicher Kapazität  $75,4\text{MHz}$  und bei vier Pikofarad ebenfalls  $75,4\text{MHz}$ . In Simulationen bricht die Bandbreite des dreistufigen Feedforwardverstärkers in "normaler" Konfiguration bei einer Erhöhung der Fotodiodenkapazität um  $4\text{pF}$  um  $72,3\%$  ein. Die Bandbreite des Gesamtsystems kann somit als stabil gegenüber Änderungen der Fotodiodenkapazität betrachtet werden. Mit dem vorgestellten Schaltungskonzept steht somit eine Methode zur Verfügung, großflächige Fotodetektoren breitbandig auszulesen. Diese Problematik liegt beispielsweise bei der in Kapitel 5.6 beschriebenen Architektur vor, für die der Bootstrappingansatz als geeignete Wahl für die Auslese angesehen wird.

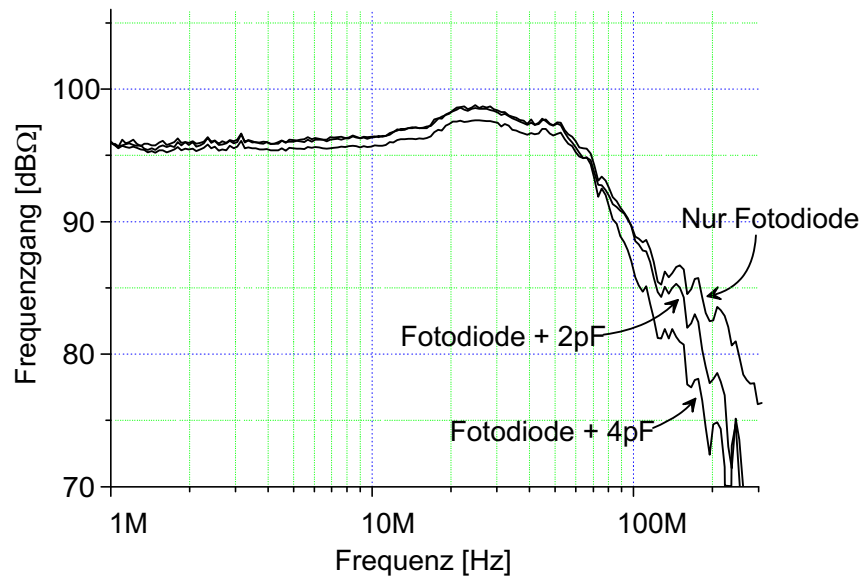


Abbildung 4.25: Frequenzgang der Schaltung aus Abb. 4.15 bei einer Kontrollspannung von 3,3V und zusätzlichen Kapazitäten von 2pF und 4pF.

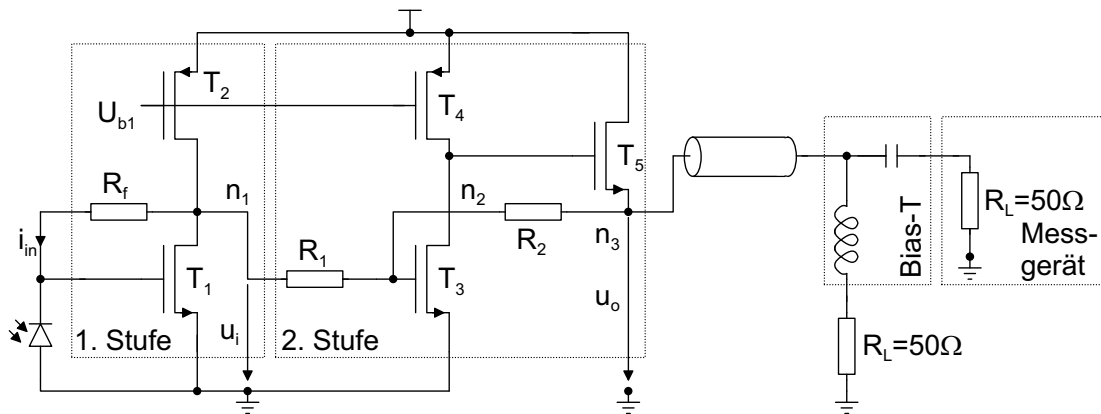


Abbildung 4.26: Transimpedanzverstärker für Gigabitübertragungsstrecken.

### 4.5.5 Gigabitverstärker

Bei allen bisher vorgestellten Schaltungen wurden Transimpedanzen im zweistelligen Kiloohmbereich realisiert. In Abb. 4.26 ist ein Transimpedanzverstärker mit einer an Knoten  $n_3$  gesehenen Transimpedanz von  $1,63\text{k}\Omega$  dargestellt. Dieser eignet sich zur Verarbeitung größerer Fotoströme, wie sie beispielsweise in der optischen Nachrichtentechnik vorkommen.

Die gesamte Schaltung besteht aus zwei Stufen, wobei der eigentliche Transimpedanzverstärker aus einer rückgekoppelten Sourceschaltung gebildet wird. Wenn  $Z_{i2}$  die Eingangsimpedanz der zweiten Stufe bezeichnet, kann die Dimensionierung des

Vorwärtsverstärkers der ersten Stufe mittels der Gleichung

$$A'(s) = -\frac{g_{m1}}{g_{ds1} + g_{ds2} + \frac{1}{Z_{i2}}} \frac{1}{1 + s \frac{sC_{n1}}{g_{ds1} + g_{ds2} + \frac{1}{Z_{i2}}}} \quad (4.52)$$

vorgenommen werden. Für die Rückkopplung  $R_f$  wurde ein  $2k\Omega$  Widerstand genutzt, was eingesetzt in die Gleichung für die rückgekoppelte Schaltung auf eine an Knoten  $n_1$  gesehene Transimpedanz von ca.  $1,2k\Omega$  führt. Dem Transimpedanzverstärker ist ein Spannungsverstärker (Faktor 1,4) nachgeschaltet, der das Signal in eine  $50\Omega$  Last treibt. Deren Eingangsstufe wurde so ausgelegt, dass diese durch ihre kapazitive Belastung eine Resonanzüberhöhung im Frequenzgang des Transimpedanzverstärkers bewirkt (siehe Kapitel 4.3.1). Wenn  $Z_{o1}$  die Ausgangsimpedanz der ersten Stufe bezeichnet (siehe Gln. 4.8 in Verbindung mit  $Z_o = \frac{1}{g_{m1} + g_{ds1,2} + sC_{n1}}$ ), ergibt sich für die Übertragungsfunktion der nachgeschalteten Stufe

$$A_{2st}(s) = \frac{u_o}{u_i} = -\frac{R_2}{R_1 + Z_{o1} - \frac{R_1 + Z_{o1} + R_2}{A''(s)}} \quad (\text{rückgekoppelte Schaltung}) \quad (4.53)$$

mit

$$A''(s) = -\frac{g_{m3}g_{m5}}{g_{ds3,4} \left( g_{m3} + g_{ds5} + \frac{1}{R_L} \right)} \frac{1}{\left( 1 + \frac{sC_{n2}}{g_{ds3,4}} \right) \left( 1 + \frac{sC_{n3}}{g_{m5} + g_{ds5} + \frac{1}{R_L}} \right)} \quad (\text{Vorwärtstv.}) \quad (4.54)$$

Die Terminierung  $R_L$  muss dabei extern angebracht werden. Für die Messungen wurde dazu der Eingang des Messgerätes in Verbindung mit einem Bias-T genutzt. Mit der obigen Gleichung lässt sich auch der in Gln. 4.52 verwendete Eingangswiderstand der zweiten Stufe  $Z_{i2}$  berechnen. Dieser ist durch

$$Z_{i2} = \frac{1}{R_1 - \frac{R_2}{A''(s)-1}} \quad (4.55)$$

gegeben. Das Rauschverhalten lässt sich durch die erste Stufe approximieren und berechnet sich zu

$$S_{u_{in,eqi,gig}^2}(j\omega) \approx \frac{4kT\gamma}{2\pi} \frac{g_{m1} + g_{m2}}{g_{m1}^2}. \quad (4.56)$$

Für die Realisierung (siehe Anhang B und Abb. D.5) wurde als minimale Gatelänge  $0,6\mu\text{m}$  genutzt. Alle Widerstände wurden als Polywiderstände realisiert, die benötigte Fläche beträgt  $205\mu\text{m} \times 60\mu\text{m}$ . Da auf eine negative Versorgungsspannung verzichtet wurde, also das Massepotential gleichzeitig niedrigstes Potential ist, fließt durch T5 ein sehr hoher Strom (ca.  $20\text{mA}$ ), der die Gesamtstromaufnahme bestimmt. Diese ist folglich stark abhängig von der Ausgangsspannung und liegt im unbeleuchteten Fall (dann ist die Ausgangsspannung am höchsten) bei  $29,7\text{mA}$ , was einer Leistungsaufnahme von  $98,01\text{mW}$  entspricht. Im Fall der Nutzung einer negativen Versorgungsspannung fallen die Spannungshübe über  $R_L$  niedriger aus, so dass die Gesamtstromaufnahme erheblich gesenkt werden kann. Der maximale Spannungshub der Schaltung beträgt  $0,9\text{V}$ .

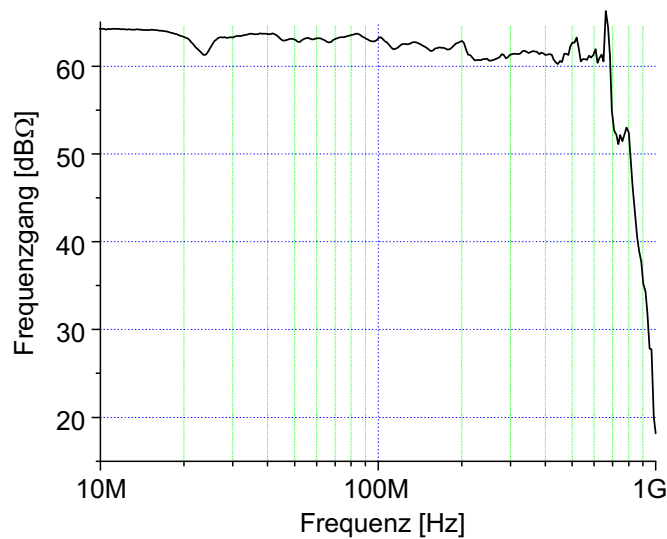


Abbildung 4.27: Frequenzgang der Schaltung aus Abb. 4.26 bei optischer Stimulation mit 405nm Wellenlänge.

Abb. 4.27 zeigt den optisch gemessenen Frequenzgang der Schaltung. Da keine Messgeräte für Referenzmessungen zur Verfügung standen, ist dieser nicht korrigiert und enthält somit auch Pole und Nullstellen, die durch den Versuchsaufbau bedingt sind. Vor allem die Laserdiode selbst, deren Fassung und das zur Modulation genutzte Bias-T werden als Grund für den leichten Abfall des Frequenzgangs im Bereich von 10MHz bis 500MHz gesehen. Der Einbruch bei 23MHz begründet sich mit einer Fehlertermi- nierung durch T5, die durch Messung des Streuparameters  $S_{22}$  nachgewiesen wurde. Als -3dB-Bandbreite ergibt sich eine Frequenz von 680MHz. Elektrische Frequenz- gangmessungen ließen sich nicht sinnvoll durchführen, da sich bei diesen Messungen die Spannungsversorgung nicht befriedigend bewerkstelligen ließ.

Für das Rauschen am Ausgang ergibt sich bei abgedunkelter Fotodiode ein Wert von  $0,685\text{mV}_{\text{rms}}$  und dementsprechend ein äquivalenter Eingangsrauschstrom von  $420,25\text{nA}_{\text{rms}}$ . Geht man von einer Verstärkung der zweiten Stufe von 1,4 aus, so erhält man am Ausgang der ersten Stufe eine Ausgangsrauschspannung von  $0,489\text{mV}$ . Mittels Gln. 4.46 resultiert daraus für die spektrale Zusammensetzung der äquivalen- ten Eingangsrauschspannung des Vorwärtsverstärkers der ersten Stufe ein Wert von  $\frac{5,71\text{nV}_{\text{rms}}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ , wobei für  $R_f$  der tatsächliche Wert von  $2\text{k}\Omega$  eingesetzt wurde. Dies kann aber nur als Näherungswert angesehen werden, da die der Gleichung zugrunde liegende Annahme, dass der Vorwärtsverstärker der ersten Stufe eine Verstärkung weit größer Eins besitzt, hier nur bedingt zutrifft und die zweite Stufe als rauschfrei betrachtet wurde.

Hinsichtlich der Bandbreite eignet sich die vorgestellte Schaltung für die optische Da- tenübertragung im Gigabitbereich, da bei Daten im Non-Return-to-Zero Format die erreichbare Übertragungsrate (in Mb/s) der doppelten Bandbreite der Ausleseschal-

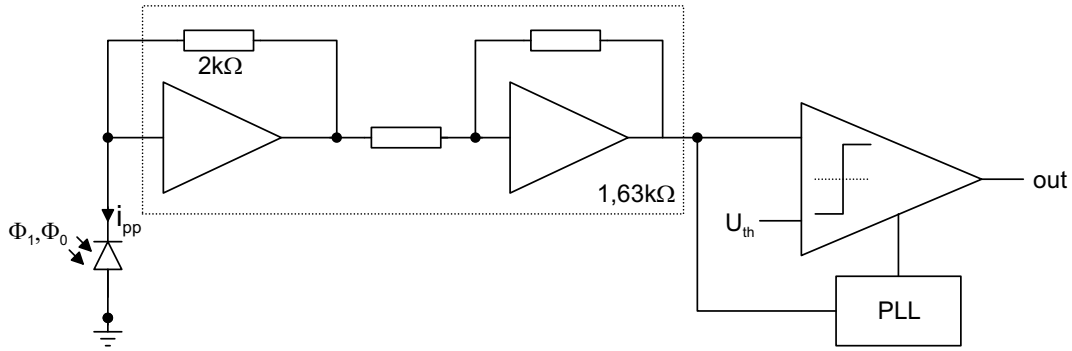


Abbildung 4.28: Blockschaltbild eines synchronen optischen Empfängers.

tung (in MHz) entspricht. Der Standard SONET<sup>4</sup> basiert auf Übertragungsraten, die Vielfache von 51,85Mb/s sind [Savoj]. Etabliert hat sich beispielsweise SONET STS-24, wobei mit dem 24fachen eine Übertragungsrate von 1,244Gb/s zum Einsatz kommt, so dass die beschriebene Schaltung dafür eingesetzt werden kann.

In Abb. 4.28 ist ein synchroner, digitaler optischer Empfänger basierend auf der vorgestellten Schaltung dargestellt. Das Lichtsignal wird in eine Spannung gewandelt und einem Entscheider zugeführt. Dieser wird durch das aus dem Signal extrahierten Takt angesteuert. Das Rauschen der einzelnen Komponenten verursacht nun Fehlentscheidungen, die als Bitfehler am Ausgang sichtbar werden. Ein wichtiges Qualitätsmaß stellt die Empfindlichkeit des Empfängers dar. Diese bestimmt, wie gering der mittlere Strahlungsfluss  $\Phi_{avg}$  werden darf, bevor eine bestimmte Bitfehlerrate  $BER$  überschritten wird. Nach [Williams] stehen der äquivalente Eingangsrauschstrom am Eingang des Transimpedanzverstärkers  $\sqrt{i_{in}^2}$  und die Bitfehlerrate über den Parameter  $Q$  in Zusammenhang, für den

$$BER(Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_Q^\infty e^{-\frac{x^2}{2}} dx \quad \text{und} \quad i_{pp} = 2Q\sqrt{i_{in}^2}. \quad (4.57)$$

gilt. Dabei bezeichnet  $i_{pp}$  die Amplitudendifferenz des Fotostroms. Mit den Größen  $\Phi_1$  und  $\Phi_0$ , die den Strahlungsfluss im Fall einer logischen Eins bzw. Null symbolisieren, berechnet sich  $i_{pp}$  zu

$$i_{pp} = S(\lambda)(\Phi_1 - \Phi_0). \quad (4.58)$$

Wenn  $r_e$  die sogenannte Extinction Ratio, also das Verhältnis von  $\Phi_1$  und  $\Phi_0$ , bezeichnet, dann berechnet sich bei Gleichverteilung von Nullen und Einsen der mittlere Strahlungsfluss zu

$$\Phi_{avg} = \frac{(\Phi_1 - \Phi_0)(r_e + 1)}{2(r_e - 1)} = \frac{Q\sqrt{i_{in}^2}(r_e + 1)}{S(\lambda)(r_e - 1)}. \quad (4.59)$$

<sup>4</sup>Synchronous Optical **NET**work

Für eine gegebene Bitfehlerrate und einem bekannten äquivalenten Eingangsrauschstrom kann somit aus Gl. 4.57 der Parameter  $Q$  bestimmt werden und in Verbindung mit dem in den Standards festgelegten  $r_e$  dann die Empfindlichkeit des Empfängers ermittelt werden. Laut [Maxim01] und [Maxim03] fordert SONET eine Bitfehlerrate von  $10^{-10}$  und ein minimales  $r_e$  von 6,6. Mittels der in [Williams] gegebenen Werte ergibt sich ferner  $Q \approx 6,5$ . Geht man außerdem davon aus, dass der äquivalente Eingangsrauschstrom vom Transimpedanzverstärker bestimmt wird, so ergibt sich für eine Wellenlänge von 405nm eine Empfindlichkeit von -15,1dBm. Würde man die Schaltung in Verbindung mit der p-Diffusion/n-Wannenfotodiode nutzen, so könnte auch bei höheren Wellenlängen gearbeitet werden. Aufgrund der niedrigen spektralen Empfindlichkeit ergibt sich bei 670nm dann eine Empfindlichkeit von -9,5dBm.

Zu erwähnen ist, dass die angegebenen Empfindlichkeiten bei Wellenlängen ermittelt wurden, die außerhalb der optischen Fenster liegen (siehe Abb. 2.14). Dies stellt insofern kein Problem dar, als dass mit der vorgestellten Schaltung nicht auf die Langstreckenübertragung abgezielt wird, wo aufgrund des günstigen Dämpfungsverhalten der Fasern eben innerhalb dieser Fenster gearbeitet wird. Die Folge dabei sind Empfängerbausteine, die auf teuren III/V Technologien basieren [Infineon].

Im Bereich der Kurzstreckenübertragung kann auf kürzere Wellenlängen zurückgegriffen werden, da das Dämpfungsverhalten der Faser keine Rolle spielt. Aufgrund der Tatsache, dass sich für die parallele optische Kurzstreckenübertragung zukünftig ein breiter Markt bieten wird (siehe Kapitel 2.4.2), wird der Bedarf an Produkten aus dem Niedrigpreissektor steigen. Wegen der Verfügbarkeit entsprechender kostengünstiger Lichtquellen und der Möglichkeit, Silizium Technologien nutzen zu können, wird nach [Kuchta] der Trend in Richtung sichtbaren Lichtes gehen. Dort werden Untersuchungen zur Nutzung von 670nm Wellenlänge gemacht, wobei ein BiCMOS Prozess genutzt wurde. Bei einer Übertragungsrate von 622,08Mb/s und eine Bitfehlerrate von  $10^{-10}$  wurde eine Empfindlichkeit von -16,6dBm erzielt, wobei keine Angaben über die Extinction Ratio gemacht werden. In [Woodward] wird eine kommerzielle  $0,35\mu\text{m}$  CMOS Technologie und Licht der Wellenlänge 850nm genutzt. Bei einer Übertragungsrate von 1Gb/s liegt die erzielte Empfindlichkeit für eine Bitfehlerrate von  $10^{-9}$  bei -6,3dBm.

#### 4.5.6 Vergleich der verschiedenen Schaltungskonzepte

Zum Vergleich der oben vorgestellten Architekturen sind in Tabelle 4.4 noch einmal einige Charakteristika der Schaltungen aufgeführt. Für die Schaltungen mit aktiver Rückkopplung wurden dabei die Werte bei einer Kontrollspannung von 3,3V gewählt. Ferner wurde eine Güteziffer berechnet, die neben dem Verstärkungsbandbreitenprodukt die Fotodiodenkapazität  $C_D$  und den Leistungsverbrauch  $P$  beinhaltet:

$$FOM = \frac{R_f f_{3dB} C_D}{P}. \quad (4.60)$$

Da bei allen Schaltungen die Fotodiode eine ähnliche Sperrspannung besitzt, wurde überall die Sperrschichtkapazität bei 1V, nämlich 448fF, genutzt. Weil keine Sperr-

schichtkapazitäten für die p-Diffusion/n-Wannenphotodiode ermittelt wurden, wird deren Sperrschichtkapazität mit demselben Wert angenähert.

Tabelle 4.4: Messergebnisse der vorgestellten Transimpedanzverstärker wobei die Fläche in  $\mu\text{m}^2$ ,  $R_f$  in  $\text{k}\Omega$ ,  $f_{3dB}$  in MHz,  $P$  in mW,  $\sqrt{i_{in}^2}$  in  $\text{nA}_{\text{rms}}$  und  $FOM$  in  $\frac{\Omega}{\text{sWF}}$  gegeben ist.

	Fläche	$R_f$	$f_{3dB}$	$P$	$\sqrt{i_{in}^2}$	$FOM$
inv3 (Kap. 4.5.2)	8100	66,2	99,4	20,13	9,73	146,4
ff2 aktiv (Kap. 4.5.3)	3536	57,3	70,6	1,52	10,49	1192,3
ff2 passiv (Kap. 4.5.3)	6325	63,1	83,7	1,73	8,49	1367,7
ff3 aktiv (Kap. 4.5.3)	8370	62,1	78,0	37,95	5,76	57,2
boot 0p (Kap. 4.5.4)	13914	62,1	73,0	45,87	9,21	44,3
boot 2p (Kap. 4.5.4)	13914	62,1	75,4	45,87	nicht bestimmt	249,9
boot 4p (Kap. 4.5.4)	13914	62,1	75,4	45,87	nicht bestimmt	454,0
gig (Kap. 4.5.5)	12300	1,63	680	98,01	420,25	5,1

Die höchste Gütezahl ergibt sich für die zweistufigen Feedforwardansätze, was sich vor allem durch deren niedrigen Leistungsverbrauch begründet. Die Vorteile des Feedforwardansatzes spiegeln sich beim dreistufigen Feedforwardverstärker im besseren Rauschverhalten wieder. Wie in Kapitel 4.5.2 erwähnt, kann das Prinzip aber auch hier zur Verbesserung der Leistungsaufnahme genutzt werden, so dass man bei gleicher Leistungsaufnahme wie beim dreistufigen Verstärker aus Kapitel 4.5.2 eine im Vergleich dazu höhere Gütezahl erwarten kann. In Anbetracht der Tatsache, dass die Bootstrappingverstärker auf dem dreistufigen Feedforwardverstärker basieren, zeigt ein Vergleich der Gütezahlen der Verstärker, dass mittels des Bootstrappingansatzes das Potential eines gegebenen Vorwärtsverstärkers vervielfacht werden kann.

Ein Vergleich des Gigabitverstärkers mit den restlichen Schaltungen ist insofern problematisch, als dass dabei ein anderer Verstärkungs- und Bandbreitenbereich angestrebt wurde. Wegen der hohen Leistungsaufnahme fällt die Gütezahl der Schaltung sehr niedrig aus. Durch die Nutzung einer negativen Versorgungsspannung lässt sich dieser Wert ohne die Verschlechterung der sonstigen Eigenschaften erheblich verbessern.





# Kapitel 5

## Systemanwendung

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die beiden Schlüsselkomponenten zum Aufbau optoelektronischer Systeme, nämlich Sensoren in Form von Fotodioden und Transimpedanzverstärkern als Ausleseschaltungen detailliert untersucht. Dabei wurde die Eignung von CMOS Technologien zum Aufbau von Detektorsystemen, die im Megahertzbereich operieren und dabei Strahlungsflüsse in der Größenordnung von einigen Mikrowatt verarbeiten, festgestellt. Ein Anwendungsgebiet solcher Detektoren sind die in Kapitel 2.4.1 vorgestellten optischen Speichersysteme. Im Folgenden soll nun eine neuartige Detektorarchitektur für diesen Bereich vorgestellt werden, die auf den bisherigen Betrachtungen aufsetzt und auf einem Standard CMOS Prozess basiert.

### 5.1 Standarddetektorarchitekturen und deren Funktionsweise

Der Detektor ist, wie in Abb. 2.12 angedeutet, Bestandteil des Abtastkopfes. Ihm kommt dabei im Wesentlichen die Aufgabe zu, das auftreffende Licht in ein elektrische Signal zu wandeln. Bevor die Signale durch einen digitalen Signalprozessor weiterverarbeitet werden, findet eine Vorverarbeitung mittels eines beispielsweise in [Marchese] oder [Yamamoto] beschriebenen, dedizierten analogen Front-End Prozessors statt. Neben der Entzerrung der Signale ist deren Hauptaufgabe, Servosignale zur Ansteuerung der Aktoren des Speichersystems zu liefern. Zum einen wird hier ein Fokussignal benötigt, das den Abstand zwischen Optik und Speichermedium regelt. Zum anderen bedarf es eines Spurführungssignals, welches dafür sorgt, dass der Lichtstrahl zum Auslesen der Daten nicht die Datenspur verlässt. Die Signale sind von Nöten, da es bereits bei der Fertigung des Laufwerks zu Fehljustierungen und Schwankungen in der Dicke des Speichermediumsubstrats kommt, die Verschiebungen im Strahlengang hervorrufen. Die Speichermedien besitzen außerdem Exzentrizitäten und durch mechanische Unzulänglichkeiten kommt es zu Verkippen. Letztlich unterliegt das Gesamtsystem auch Umwelteinflüssen wie thermischen Driften und externer Krafteinwirkung durch Beschleunigungen oder Stöße. Gemäß [Mansuripur] müssen beispiels-

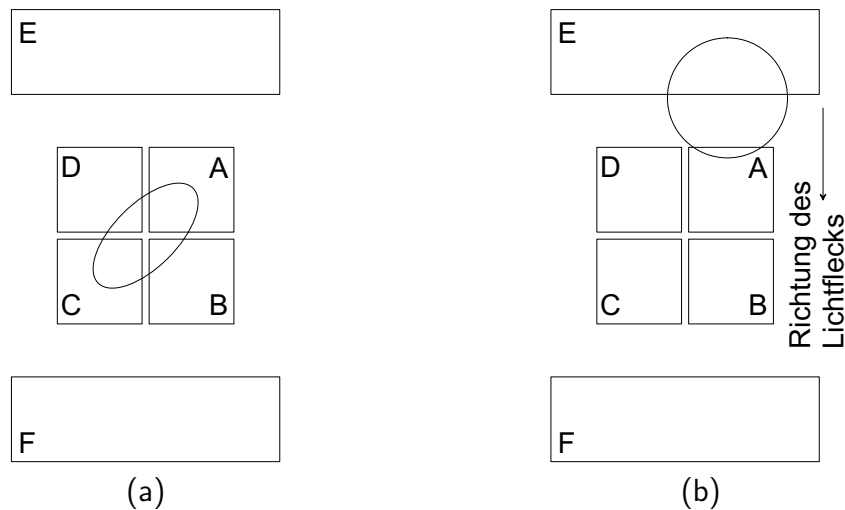


Abbildung 5.1: Standarddetektorarchitektur mit (a) Fokusfehler und (b) Spurfehler.

weise bei einem DVD Laufwerk sowohl beim Fokus– als auch beim Spurführungssignal Schwankungen von  $\pm 100\mu\text{m}$  auf einen Mikrometer genau geregelt werden.

Um die Generierung der Servosignale zu ermöglichen, sind Detektoren mit mehreren Auslesebereichen in Verbindung mit entsprechenden Optiken von Nöten. In der Literatur sind verschiedene Methoden zur Servosignalgewinnung bekannt, die auf unterschiedlichen Optiken aufsetzen und dementsprechend verschiedene Fotodiodenarrangierungen nach sich ziehen. In [Ura] beispielsweise ist ein Detektor beschrieben, bei dem die optischen Komponenten wie Wellenleiter und Gitter zusammen mit Fotodioden auf einem Siliziumsubstrat untergebracht sind. Dabei werden vier L-förmige Fotodioden, von denen zwei übereinander gestapelt und jeweils gespiegelt sind, verwendet. In [Freeman] wurden unterschiedliche Methoden zur Fokussignalgenerierung experimentell untersucht, die auf vier parallele Streifendioden unterschiedlicher Breite aufsetzen.

In den industriellen Standards hat sich der Vierquadrantendetektor aus Abb. 5.1 durchgesetzt, der nicht notwendigerweise von zusätzlichen Fotodioden umgeben ist. Unterschieden wird dabei zwischen Fotodioden, die mit Bandbreiten im Megahertzbereich und Fotodioden, die mit einer Bandbreite im Kilohertzbereich ausgelesen werden. Erstere werden zur Demodulation des Lichtsignals genutzt und werden im Folgenden kurz PDDR<sup>1</sup> genannt. Letztere werden genutzt, um durch Tiefpassfilterung den mittleren Strahlungsfluss an deren Stelle zu ermitteln und werden daher mit PDID<sup>2</sup> abgekürzt. Anders als bei der in den folgenden Kapiteln vorgestellten Architektur, ist die physikalische Realisierung der PDDRs und PDIDs bei Standarddetektoren im Allgemeinen gleich. Die Unterschiede bestehen in der Bandbreite und Verstärkung der Ausleseelektronik.

Die Rückgewinnung der Daten erfolgt auf Basis des Summensignals aller vier Quadranten. Das Fokussierungssignal wird beim Vierquadrantendetektor durch die Nut-

<sup>1</sup>Photodiodes for **D**ata **R**ecovery

<sup>2</sup>Photodiodes for **I**ntensity **D**etection

zung einer zylindrischen Astigmatismuslinse gewonnen. Diese hat die Eigenschaft, einen kreisförmigen Lichtstrahl elliptisch abzubilden, wenn das Bild außerhalb des Fokus aufgenommen wird. Je nach Richtung der Defokussierung konzentriert sich das Licht auf die Quadranten A und C bzw. B und D (siehe Abb. 5.1(a)). Folglich kann  $FE = (A + C) - (B + D)$  als Maß für den Fokussierungsfehler herangezogen werden.

Bei der Generierung des Spurführungssignals haben sich verschiedene Verfahren durchgesetzt. Hier seien kurz die beiden wichtigsten Verfahren erläutert. Bei der CD-ROM kommt das sogenannte Dreistrahlverfahren zum Einsatz. Dabei wird der auslesende Strahl aufgeteilt und neben der aktuell auszulesenden Spur auch die benachbarten Spuren ausgelesen. Die beiden zusätzlichen Signale werden mit den Fotodioden E und F detektiert. Solange sich der Lichtstrahl auf der Spur befindet, werden E und F mit gleicher Intensität beleuchtet. Verlässt nun der Laserstrahl die Spur, so kommt es zu einer asymmetrischen Bestrahlung, die mittels des Fehlersignals  $TE_{3B} = E - F$  detektiert werden kann. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass es auch bei unbeschriebenen für den ersten Schreibvorgang genutzt werden kann, da die Medien eine strukturierte Oberfläche besitzen (siehe [Huang]).

Im Fall des Auslesens beschriebener Medien hat sich das differentielle Phasendetektionsverfahren durchgesetzt. Es beruht auf der Tatsache, dass beim Verlassen einer Spur der Lichtfleck die Detektorfläche seitlich verlässt. Da sich das Lichtsignal aufgrund der Rotation des Speichermediums in die Detektorfläche hinein bewegt, kommt es, wie in Abb. 5.1(b) skizziert, zur zeitabhängigen Stimulation der Quadranten. Aufgrund dessen kann die Phasendifferenz der Signale  $A + C$  und  $B + D$  zur Spurregelung herangezogen werden. Verglichen mit dem oben beschriebenen Dreistrahlverfahren hat sich dieses Verfahren als effizienter erwiesen, so dass heute im Allgemeinen beide Verfahren innerhalb eines Systems eingesetzt werden, wobei das Dreistrahlverfahren nur für Schreibvorgänge zum Einsatz kommt.

Im Allgemeinen basiert die Realisierung solcher integrierter Detektoren auf BiCMOS Prozessen ([Zimmermann99a], [de Jong], [Kieschnick]) oder modifizierten CMOS Prozessen ([Capella]). Ferner sind alle auf der geschilderten Detektorarchitektur basierenden Ansätze zur Generierung der Servosignale sensitiv gegenüber den bereits oben erwähnten Einflüssen, die die Regelung nötig machen. Die Folge sind die Verwendung von qualitativ hochwertigen optischen Komponenten und ein teurer Fertigungsprozess, da präzise Justageschritte von Nöten sind. Aus diesen Gründen soll im nächsten Kapitel ein Detektor vorgestellt werden, der die bisherige Funktionalität erweitert und auf einem Standard CMOS Prozess basiert.

## 5.2 Detektorarchitektur mit integrierter Bildaufnahme

Ein wesentlicher Grund für die Empfindlichkeit der Standarddetektoren gegenüber diverser Einflüsse ist, dass deren Auflösung sehr grob ist. Die nahe liegende Methode, die Auflösung der Detektoren zu erhöhen, verbietet sich aus verschiedenen Gründen.

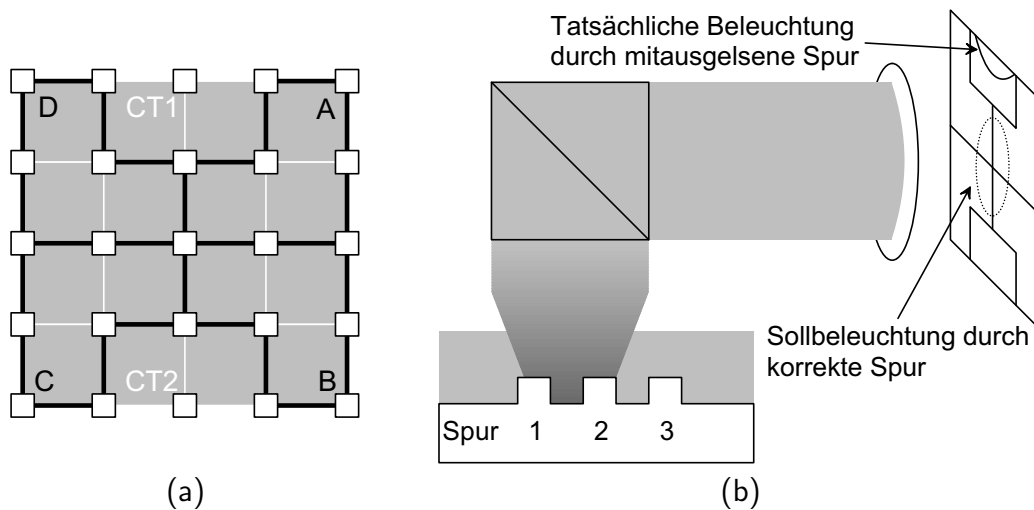


Abbildung 5.2: (a) Alternative Detektorarchitektur (weiße Rechtecke symbolisieren PDID, graue PDDR) und (b) Spurübersprechen aufgrund gleichzeitiger Auslese zweier Spuren.

Mit jeder Erhöhung der Anzahl der Detektorflächen sinkt das generierte minimale Signal, da sich der einfallende Strahlungsfluss auf die Gesamtzahl der Detektorelemente aufteilt. Dementsprechend wird es mit zunehmender Detektorauflösung schwerer den benötigten Signal-Rauschabstand zu erreichen. Da man bereits bei der bisherigen Auflösung von 2x2 an Machbarkeitsgrenzen stößt, kann eine Erhöhung der Detektorflächenanzahl nur sehr gering ausfallen. Ein weiteres Problem stellt die höhere Anzahl an Auslesepfaden dar. Bedingt durch die Breitbandigkeit der auszulesenden Signale, lassen sich diese nicht auf einen Ausgang multiplexen. Da die Aufbereitung der Signale nicht auf dem Detektor stattfindet sondern im sich anschließenden analogen Front-End erfolgt, wäre es demzufolge nötig, die Anzahl der Ausgänge zu erhöhen. Bei Massenprodukten, zu denen gemäß Kapitel 2.4.1 optische Speicher zu zählen sind, verbietet sich dies aber aus wirtschaftlichen Gründen. Letztlich basieren auch alle optischen Speichersysteme auf Standards. Eine Änderung der Detektorarchitektur sollte somit kompatibel zu den existierenden Standards sein. Bei einer Erhöhung der Detektorflächenanzahl, ließe sich dies nur mit zusätzlichen Signalverarbeitungskomponenten, die auf dem Detektor integriert werden, erreichen.

Hier soll somit ein alternativer Ansatz verfolgt werden. Da alle Effekte, die die Leistungsfähigkeit der Servosignalgenerierung negativ beeinflussen, nämlich Driften, Fehljustierungen usw., niederfrequenter Natur sind ( $<10\text{kHz}$ ), ist eine Erweiterung der Funktionalität auch nur in diesem Frequenzbereich sinnvoll. Konsequenterweise wird hier der Ansatz verfolgt, die Auflösung des Detektors nur im niederen Frequenzbereich zu erhöhen. Dies hat den Vorteil, dass die Standarddetektorarchitektur davon unberührt bleiben kann. In Abb. 5.2(a) ist dargestellt, wie dies realisiert werden kann [Hehemann02a].

Die bisherige 2x2 Matrix wird auf eine 4x4 Matrix erweitert. An den sich ergebenden Kreuzungsstellen werden nun PDID eingeführt, so dass eine 5x5 Matrix dieses

Fotodiodentyps entsteht. Da die Erhöhung der PDDR aus oben erwähnten Gründen problematisch ist, werden diese wieder zu größeren Arealen zusammengefasst. Die dabei gebildeten vier punktsymmetrischen Gebiete korrelieren mit den Fotodioden A–D des Standarddetektors, so dass die neue Anordnung kompatibel dazu ist (hellgraue Rechtecke in Abb. 5.2(a)).

Bei allen Speichermedien ist es oberstes Ziel, eine hohe Speicherdichte zu erzielen, d. h. die gespeicherten Daten räumlich möglichst eng niederzulegen. Bei optischen Speichersystemen sind dabei aufgrund der endlichen Ausdehnung des zum Auslesen genutzten Lichtflecks Grenzen gesetzt. Bedingt durch eine zu enge Anordnung der Spuren bzw. zu starken Ausdehnung des Lichtflecks kommt es aufgrund der gleichzeitigen Auslese zweier benachbarter Spuren zu einem optischen Übersprechen. Wie in Abb. 5.2(b) dargestellt, führt dies zur Stimulierung des Detektors an der Ober– bzw. Unterseite. Mittels eines Standarddetektors kann diese fehlerhafte Stimulation nicht von der durch die korrekte Spur unterschieden werden, so dass es hier zu Fehlentscheidungen, also zu einer Erhöhung der Bitfehlerrate kommt. Bei der neuen Architektur werden deshalb zwei zusätzliche Gebiete an den Stellen eingeführt, an denen es zu der fehlerhaften Stimulierung kommen kann, so dass deren Detektion möglich ist (dunkelgraue Rechtecke in Abb. 5.2(a) mit CT1 und CT2 bezeichnet).

Mittels dieser Architektur kann somit neben der Demodulation des Lichtsignals gleichzeitig die Bestimmung der mittleren Strahlungsflussverteilung auf dem Detektor durchgeführt werden. Dies entspricht einer Bildaufnahme mit einer Auflösung von  $5 \times 5$ . Da es sich dabei um niederfrequente Signale handelt, lassen sich diese auf einen Ausgang multiplexen.

## 5.3 Realisierung der Fotodiodenmatrix

Idealerweise sind Detektoren für optische Speicher in verschiedenen Systemen nutzbar. So strebt man beispielsweise an, Komponenten zu entwickeln, die sowohl den derzeitigen (siehe [Ross]) als auch den zukünftigen Standards genügen (siehe [Sony]). Das bedeutet, dass verschiedene Wellenlängen, in diesem Fall 650nm und 405nm, detektiert werden müssen. Ansätze, die den CD–ROM Standard (780nm) mit aktuellen DVD Standards kombinieren, sind bereits kommerziell erhältlich [Capella].

Das Problem, das sich dabei ergibt, ist, dass pn–Fotodioden im Allgemeinen den in Kapitel 3.3 hergeleiteten und in Abb. 3.2 gezeigten qualitativen Verlauf besitzen. Bedingt durch qualitativ unterschiedliche Speichermedien und unterschiedlichen Betriebsmodi wie Schreib– und Lesevorgängen, die Strahlungsflussschwankungen von ca. 40dB für eine Wellenlänge nach sich ziehen, benötigen die Ausleseschaltungen verschiedene Verstärkungsstufen. In Kombination mit den unterschiedlichen spektralen Empfindlichkeiten der Fotodioden kommt es somit zu einer Vielzahl an Verstärkungsstufen, die in der Ausleseschaltung implementiert werden müssen. Bei der Realisierung der lichtsensitiven Fläche der neuen Detektorarchitektur wurde aus diesen Gründen angestrebt, durch entsprechende Layoutmaßnahmen die Empfindlichkeitskennlinie in Abhängigkeit der Wellenlänge möglichst flach zu halten.

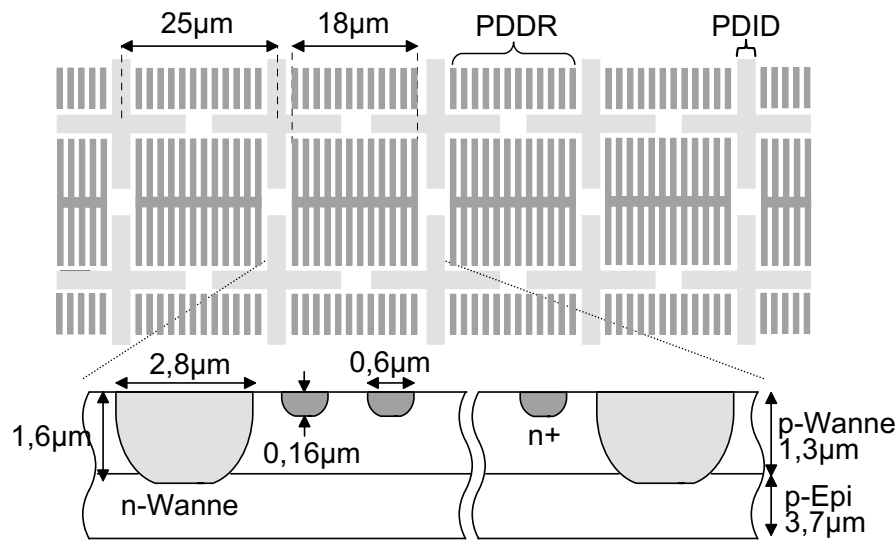


Abbildung 5.3: Layout und Technologiequerschnitt der für den Detektor genutzten Fotodioden.

Abb. 5.3 zeigt die Implementierung einer Zeile der in Abb. 5.2 gezeigten Struktur [Hehemann02b]. Die PDID sind als n-Wannen Kreuzstrukturen realisiert, die die PDDR einschließen. Letztere wurden als n-Diffusionsfingerdioden implementiert. Die mittels der PDID aufgebauten Ringstrukturen bilden für PDDR eine Guardring ähnliche Anordnung. Aus dem Technologiequerschnitt wird unmittelbar deutlich, dass sie die PDDR lateral abschirmen. Das hat den Vorteil, dass Ladungsträger nicht über verschiedene Areale hinweg diffundieren können und so ein Übersprechen zwischen den einzelnen Gebieten verhindert wird. Auf das durch die PDID generierten Signale haben die diffundierenden Ladungsträger keinen negativen Einfluss, da dieses ohnehin durch die Ausleseschaltung gemittelt wird (siehe nächstes Kapitel). Aus dem Layout ist nicht direkt erkennbar, dass die PDID die PDDR auch vertikal abschirmen. Dies lässt sich aus der Bauteilsimulation in Abb. 5.4 erkennen. Die Pfeile geben die Diffusions- bzw. Driftrichtung der thermisch generierten Elektronen an und werden als Indikator für den Fotostrom genutzt. Man erkennt, dass der Großteil der unterhalb von  $2\mu\text{m}$  unter der Si/SiO<sub>2</sub> Oberfläche generierten Ladungsträger durch die PDID absorbiert werden. Dementsprechend wird der Diffusionsstromanteil in dem von den PDDR generierten Fotostrom reduziert. Dies entspricht dem in Kapitel 3.5 genutzten Verfahren der Isolierung durch n-Wannenpunkte.

Zieht man den Verlauf der Ladungsträgergeneration im Halbleitersubstrat für den Lichteinfall bei verschiedenen Wellenlängen in Betracht (siehe Abb. 2.6(b)) und berücksichtigt ferner, dass bei konstantem Strahlungsfluss für höhere Wellenlängen mehr Lichtquanten auftreffen, so zeigt sich, dass die Anzahl der Photonen, die in einem konstantem Volumen direkt unter der Halbleiteroberfläche generiert werden, nur eine schwache Abhängigkeit von der Wellenlänge zeigt. Da aber lediglich diese Ladungsträger von der PDDR absorbiert werden, ist zu erwarten, dass die Abhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit der PDDR von der Wellenlänge schwächer ausfällt, als

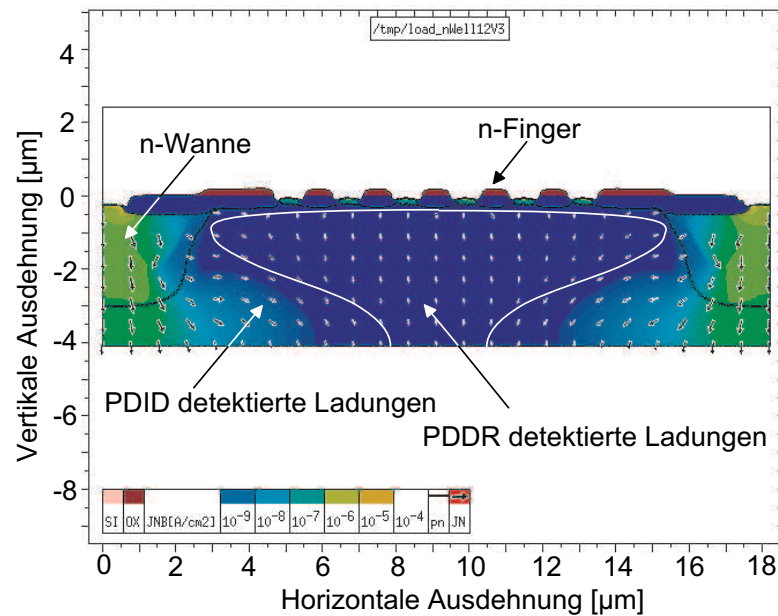


Abbildung 5.4: Bauteilsimulation der in Abb. 5.3 gezeigten Struktur.

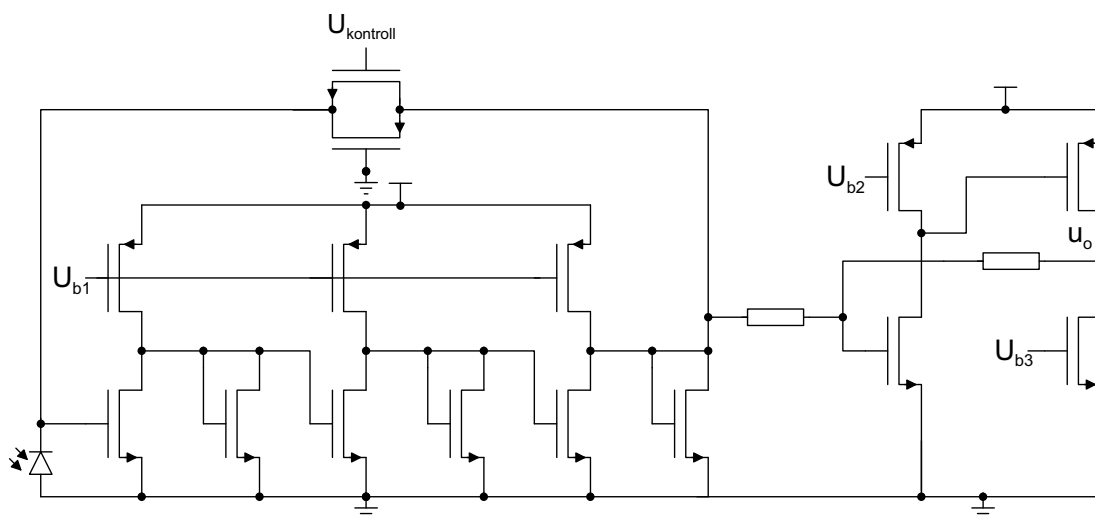


Abbildung 5.5: Ausleseschaltung der PDDR.

es ohne die benachbarten PDID der Fall wäre [Hehemann02d].

## 5.4 Realisierung der Ausleseschaltungen

Die Auslese der PDDR kann mit den in Kapitel 4 detailliert beschriebenen Schaltungen erfolgen. Hier wurde der dreistufige Vorwärtsverstärker mit aktiver Rückkopplung aus Abb. 4.18 gewählt. Da die Signale vom Detektorbaustein in größere Lasten getrie-

ben werden müssen, wurde dieser um eine Treiberstufe erweitert. Damit lassen sich kapazitive Lasten treiben und es wird eine zusätzliche Verstärkung um den Faktor 2,5 bewirkt. Die gesamte Schaltung ist in Abb. 5.5 dargestellt.

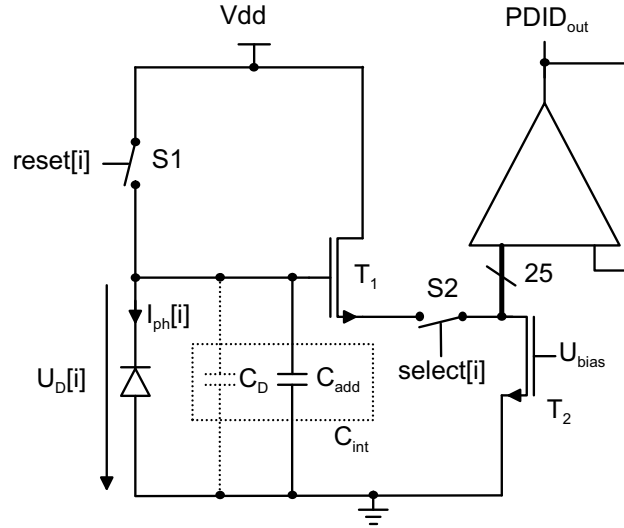


Abbildung 5.6: Ausleseschaltung der PDID.

Für die Auslese der PDID wurde ein integrierender Ansatz gewählt. Die Ausleseschaltung der  $i$ -ten PDID ist in Abb. 5.6 gezeigt. Zur Ansteuerung der Schalter ist auf dem Detektor ein Taktgenerator integriert, der aus einem Eingangstakt  $f_{clk}$  25 verschobene Pulse erzeugt. Mittels des  $i+1$ -ten Pulses wird nun über den Resetschalter S1 die  $i$ -te Fotodiode auf die positive Versorgungsspannung vorgespannt. Nach Öffnung des Schalters wird dann der Fotostrom auf einer Integrationskapazität aufintegriert. Wenn  $t_{Reset}$  den Zeitpunkt des Resets bezeichnet, berechnet sich die Spannung über der  $i$ -ten Fotodiode  $U_i(t)$  zum Zeitpunkt  $t$  zu

$$U_i(t) = Vdd - \int_{t_{Reset}}^t \frac{S(\lambda)\Phi_{\lambda, in}(\tau)}{C_{int}} d\tau. \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet  $S(\lambda)$  die spektrale Empfindlichkeit der Fotodiode,  $\Phi_{\lambda, in}(\tau)$  den Strahlungsfluss der Wellenlänge  $\lambda$  am Ort der Fotodiode zum Zeitpunkt  $\tau$  und  $C_{int}$  die Integrationskapazität der Fotodiode. Die Spannung über der Fotodiode ist gleichzeitig Eingangsspannung für einen Sourcefolger bestehend aus T1 und T2. Dessen Ausgangssignal wird über den Selectschalter S2 mittels des  $i$ -ten Ansteuerimpulses auf den Eingang des Spannungsfolgers gemultiplext. Dementsprechend gilt die Integrationszeit  $T_{int} = 23 \frac{1}{f_{clk}}$ . Geht man von kleinen Spannungshüben aus, so kann man die Integrationskapazität und die spektrale Empfindlichkeit als konstant ansehen. Geht man ferner von einem konstanten Strahlungsfluss aus, so gilt für die Ausgangsspannung am Ende der Integrationsphase

$$PDID_{out} = VDD - \frac{T_{int} S(\lambda) \Phi_{in}}{C_{int}}. \quad (5.2)$$



Eine genaue Analyse, die Spannungsabhängigkeiten berücksichtigt, findet sich beispielsweise in [Huppertz]. Abhängig von den Linearitätsanforderungen kann eine anschließende Korrektur mittels algorithmischer Signalverarbeitung erfolgen [Hammerschmidt].

Im Bereich der optischen Speicher unterliegt der Strahlungsfluss einem Dynamikbereich von 40dB. Nach [Huppertz] besitzt die Schaltung aus Abb. 5.6 einen Dynamikbereich von

$$DR = 20 \log \left( \sqrt{\frac{C_{int} U_{int,max}^2}{e U_T}} \right), \quad (5.3)$$

wobei  $e$  die Elementarladung,  $U_T = \frac{kT}{e}$  die Temperaturspannung und  $U_{int,max}$  die maximale Integrationsspannung bezeichnet. Daraus wird deutlich, dass der Dynamikbereich durch Vergrößerung der maximalen Integrationsspannung und/oder durch Vergrößerung der Integrationskapazität erweitert werden kann. Während  $U_{int,max}$  durch die Dimensionen von T1 und T2 sowie dem Spannungsfolger bestimmt ist, kann  $C_{int}$  durch eine zusätzliche Kapazität  $C_{add}$  parallel zur Fotodiode vergrößert werden. Der Maximalwert der zusätzlichen Kapazität wird durch die maximal akzeptable Rauschladung bestimmt.

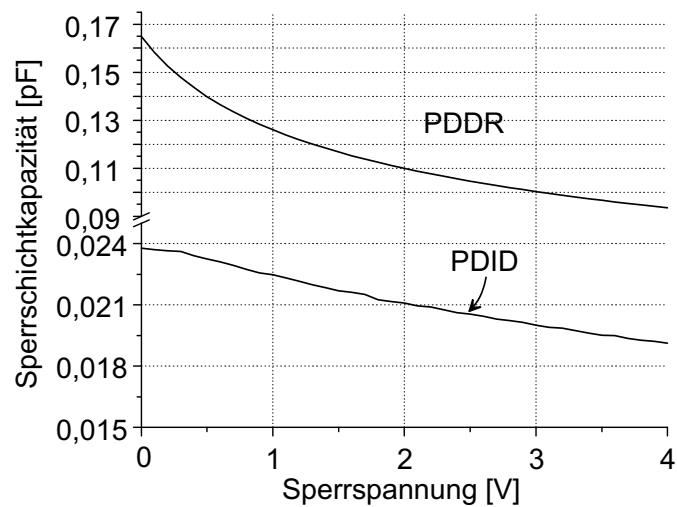
Betrachtet man die oben geschilderte Art der Auslese als Abtastvorgang, so wird jede PDID mit einer Abtastrate von  $\frac{f_{clk}}{25}$  ausgelesen. Gemäß des Shannon Theorems lassen sich dann alle niederfrequenten Informationen unterhalb einer Frequenz von  $\frac{f_{clk}}{50}$  mittels der PDID gewinnen.

## 5.5 Messergebnisse

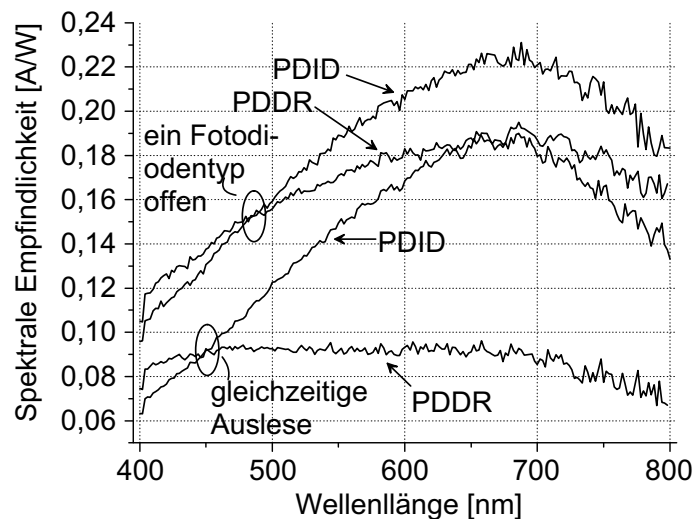
Die vorgestellte Architektur wurde in der gleichen Technologie wie alle zuvor vorgestellten Schaltungen realisiert, also einem  $0,6\mu\text{m}$  Standard CMOS Prozess mit zwei Wannen, drei Metall- und einer Polylage (siehe Anhang B und Abb. D.1) [Hehemann03a]. Die Charakterisierung der Fotodiodenmatrix erfolgte an einer auf  $20 \times 28$  PDDR und  $22 \times 30$  PDID Anordnung, wobei es sich um die isolierten Fotodioden handelt, nicht um die in Abb. 5.2 gezeigten Areale A–D bzw. CT1,2.

Die Ergebnisse der mit einem CV-Meter durchgeführten Kapazitätsmessungen sind in Abb. 5.7(a) dargestellt. Man erkennt, dass die Sperrschichtkapazität der PDDR im Bereich der Betriebsspannung zwischen 98fF bei 3,3V und 165fF bei 0,1V variiert. Bei einer Sperrspannung von 1V liegt der Wert bei ca. 123fF, so dass man für die Areale A–D eine Sperrschichtkapazität von 349fF und für die Areale CT1 und CT2 einen Wert von 246fF erhält. In dem Bereich, in dem die Integration erfolgt, also von 3,3V bis 0,6V, ändert sich die Kapazität der PDID von 19,7fF auf 23,1fF.

Abb. 5.7(b) zeigt die spektrale Empfindlichkeit beider Fotodiodentypen. Die beiden Kennlinien mit den hohen spektralen Empfindlichkeiten ergeben sich, wenn bei der Messung jeweils ein Diodentyp unkontaktiert bleibt. Deren elektrisches Feld in der Verarmungszone baut sich durch absorbierte Ladungsträger ab, so dass diese in einen



(a)



(b)

Abbildung 5.7: (a) Sperrschichtkapazität in Abhängigkeit der Sperrspannung und (b) spektrale Empfindlichkeit der PDID und PDDR.

Sättigungszustand laufen. Bis auf die rekombinierten Ladungsträger werden dann alle anderen vom jeweils angeschlossenen Diodentyp detektiert. In diesem Fall erkennt man den für Siliziumfotodioden typischen Verlauf, beginnend mit einer moderaten Empfindlichkeit für ultraviolettes Licht, ansteigend bis zu einem Maximum bei ca. 680nm Wellenlänge und dann wieder abfallend im infraroten Bereich. Für die PD-DR zeigen sich im blauen Bereich unter 480nm höhere spektrale Empfindlichkeiten als für die PDID. Dies begründet sich mit der geringen Eindringtiefe der Photonen bei diesem Wellenlängenbereich und der Fingerstruktur der PDDR. Für höhere Wellenlängen besitzen die PDID einen höheren Wert, da die tief im Substrat generierten Ladungsträger aufgrund der Feldeinwirkung der PDID zu diesen Fotodioden diffundieren. Werden beide Fotodiodentypen parallel ausgelesen, so ergeben sich die beiden

Kennlinien mit den niedrigeren Verläufen aus Abb. 5.7(b). Da nun beide Fotodiodentypen um die Ladungsträger konkurrieren, liegen die Werte entsprechend tiefer. Für die PDID ergibt sich erneut der typische Kennlinienverlauf. Die PDDR hingegen zeigen nun einen flachen Verlauf, mit einer Standardabweichung von  $\pm 7,4\%$  vom Mittelwert. Dies begründet sich mit der in Kapitel 5.3 erläuterten Aufteilung der Ladungsträger auf die beiden Fotodiodentypen.

Der gesamte Detektor wurde einschließlich der Padkonfiguration und der kompletten Ausleseschaltungen auf einer Fläche von  $1,78 \times 1,58 \text{ mm}^2$  implementiert (siehe Anhang Abb. D.1). Der Stromverbrauch liegt bei  $70 \text{ mA}$ , was einem Leistungsverbrauch von  $231 \text{ mW}$  entspricht. Die Charakterisierung der PDDR Auslesepfade wurde mit dem in Kapitel 4.5 beschriebenen Auf-

bau durchgeführt, wobei Licht der Wellenlänge  $405 \text{ nm}$  verwendet wurde. Bei einer Rückkopplungskontrollspannung von  $3,3 \text{ V}$  ergeben sich für die Pfade A und Pfade CT2 die in Abb. 5.8 gezeigten Frequenzgänge, wobei hier die Übertragungsfunktion  $\frac{U_o}{\Phi_{in}}$  betrachtet wird. Um die Angabe in Dezibel zu ermöglichen, wurden diese zuvor auf die Einheit  $\frac{\text{mV}}{\mu\text{W}}$  normiert. Der Abfall der Frequenzgänge der Pfade A–D bei ca.  $40 \text{ MHz}$  ist durch einen Fotodiodenpol bedingt. Der (mehrfache) Pol der Ausleseschaltung liegt bei ca.  $130 \text{ MHz}$ , so dass sich insgesamt eine Bandbreite von  $85 \text{ MHz}$  ergibt. Da bei den CTx Pfaden die Fotodiodenkapazität nur zwei Drittel der Pfade A–D beträgt, kommt es in der Ausleseschaltung zu einer Resonanzüberhöhung, die den Fotodiodenpol kompensiert. Die gesamte  $-3 \text{ dB}$ -Bandbreite ergibt sich dadurch zu  $135 \text{ MHz}$ . Bei der Vermessung des Frequenzganges der Fotodioden ohne Ausleseschaltung nach dem in Kapitel 3.4 beschriebenen Prinzip ergab sich für  $405 \text{ nm}$  eine Bandbreite von über  $600 \text{ MHz}$ .

Der Unterschied zu den obigen Ergebnissen erklärt sich damit, dass aufgrund eines leichten Übersprechens zwischen den PDID und den PDDR während der Resetphase der PDID, die PDID Auslese während der Frequenzgangmessung nicht getaktet wurde. Dies führt dazu, dass die PDID nicht vorgespannt sind und die entsprechenden Raumladungszonen volllaufen. Dadurch ergibt sich eine feldfreie Strecke von  $6,8 \mu\text{m}$ , über die die Ladungsträger diffundieren, so dass der Frequenzgang bei  $40 \text{ MHz}$  abknickt. Dieses Verhalten konnte bei der Vermessung der alleinigen Fotodioden rekonstruiert werden.

Die Empfindlichkeit eines gesamten Auslesepfades ist definiert als Ausgangsspannungshub geteilt durch den einfallenden Strahlungsfluss. Bei der Beleuchtung mit  $405 \text{ nm}$  Wellenlänge variiert diese zwischen  $12,7 \frac{\text{mV}}{\mu\text{W}}$  bei  $3,6 \text{ V}$  Kontrollspannung und

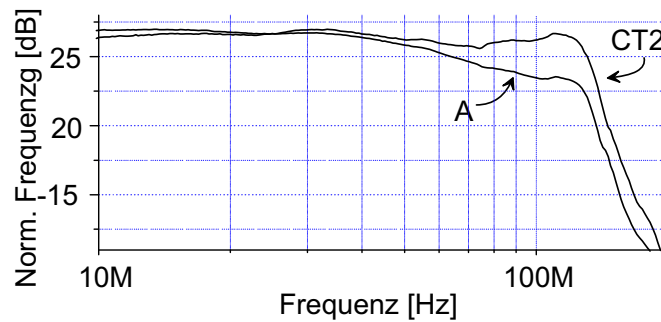


Abbildung 5.8: Frequenzgänge der Pfade A und CT2 normiert auf  $\frac{\text{mV}}{\mu\text{W}}$ .

$18,7 \frac{\text{mV}}{\mu\text{W}}$  bei 3,0V. Für 650nm erhält man Werte zwischen  $22,3 \frac{\text{mV}}{\mu\text{W}}$  bei 3,6V und  $26,1 \frac{\text{mV}}{\mu\text{W}}$  bei 3,0V. Die Abhängigkeit dieser Werte von der Wellenlänge begründet sich mit der Tatsache, dass diese Werte an einem Detektor aufgenommen wurden, der auf einer gegenüber der in Abb. 5.3 gezeigten Anordnung modifizierten Fotodiodenmatrix basiert. Um die spektrale Empfindlichkeit der PDDR zu erhöhen, wurde die Ausdehnung der PDID verringert, was auch deren abflachende Wirkung auf die spektrale Empfindlichkeit der PDDR reduziert.

Ohne Beleuchtung wurde bei einer Kontrollspannung von 3,3V eine Ausgangsrauschspannung von  $1,52\text{mV}_{\text{rms}}$  für die Pfade A–D und  $1,49\text{mV}_{\text{rms}}$  für die CTx Pfade ermittelt. Da keine Teststrukturen für die alleinigen Ausleseschaltungen zur Verfügung standen, lässt sich ein äquivalenter Eingangsrauschstrom nur mit der simulierten Transimpedanz von  $150\text{k}\Omega$  berechnen. Dieser liegt dann bei  $10,13\text{nA}_{\text{rms}}$  für erstere Auslesepfade und bei  $9,93\text{nA}_{\text{rms}}$  für letztere Pfade. Alternativ lässt sich die äquivalente Rauschleistung  $NEP$  berechnen. Diese ergibt sich als Quotient aus Ausgangsrauschspannung und der Empfindlichkeit des Auslesepfades. Für die Pfade A–D ergibt sich bei einer Kontrollspannung von 3,0V bei 405nm Wellenlänge ein Wert von  $81,3\text{nW}$ , bei 650nm Wellenlänge  $58,2\text{nW}$ .

Die PDID Auslese lässt sich mit max. 20MHz takten, was zu einer Ausleserate von 800kHz für jede PDID führt. Der maximale Hub der PDID Auslese beträgt 1,6V. Die Empfindlichkeit des Auslesepfades lässt sich nicht direkt bestimmen. Legt man die an den Teststrukturen für die Fotodioden gemessenen Werte zugrunde, so ergibt sich mittels Gl. 5.2  $\frac{\Delta U_o}{\Phi_{in}} = \frac{3,16 \cdot 10^{12}}{f_{clk}} \frac{\text{V}}{\text{sW}}$  bei 405nm und  $\frac{\Delta U_o}{\Phi_{in}} = \frac{8,37 \cdot 10^{12}}{f_{clk}} \frac{\text{V}}{\text{sW}}$  bei 650nm.

In Abb. 5.9 ist die Gesamtfunktionalität des Detektors illustriert. Der Detektor wurde dabei partiell stimuliert, wobei das Lichtsignal mit einer 20MHz Sinusschwingung moduliert wurde. In der dreidimensionalen Abbildung ist der auf Eins normalisierte Spannungshub der PDID Auslese dargestellt. Daraus lässt sich entnehmen, dass bei der Messung der Intensitätsschwerpunkt der Beleuchtung bei den Koordinaten (4,4) lag. In der zweidimensionalen Abbildung sind die Signale A, CT1 und CT2 gezeigt, welche den hervorgehobenen Arealen in der dreidimensionalen Abbildung entsprechen. Man erkennt, dass die Amplituden der einzelnen Sinusschwingungen mit der Lage des Intensitätsmaximums übereinstimmen.

## 5.6 Einbindung in ein Gesamtsystem

Im Folgenden soll aufgezeigt werden, wie der beschriebene Detektor innerhalb von optischen Speichersystemen genutzt werden kann, um die Systeme robuster gegenüber diversen Einflüssen zu machen. Nach [Baird] beinhalten die Signalspektren A–D eines Standard Detektors unterhalb von 10kHz nur Informationen zur Servosignalgenerierung, also keine zur Datenrückgewinnung nötigen Anteile. Da mit der hier vorgeschlagenen Architektur diese Information mittels der PDID gewonnen werden kann, ist es nicht notwendig, die PDDR auch für tiefe Frequenzen auszulesen. Dadurch können die Rauscheigenschaften der Ausleseschaltung erheblich verbessert werden. Zum einem

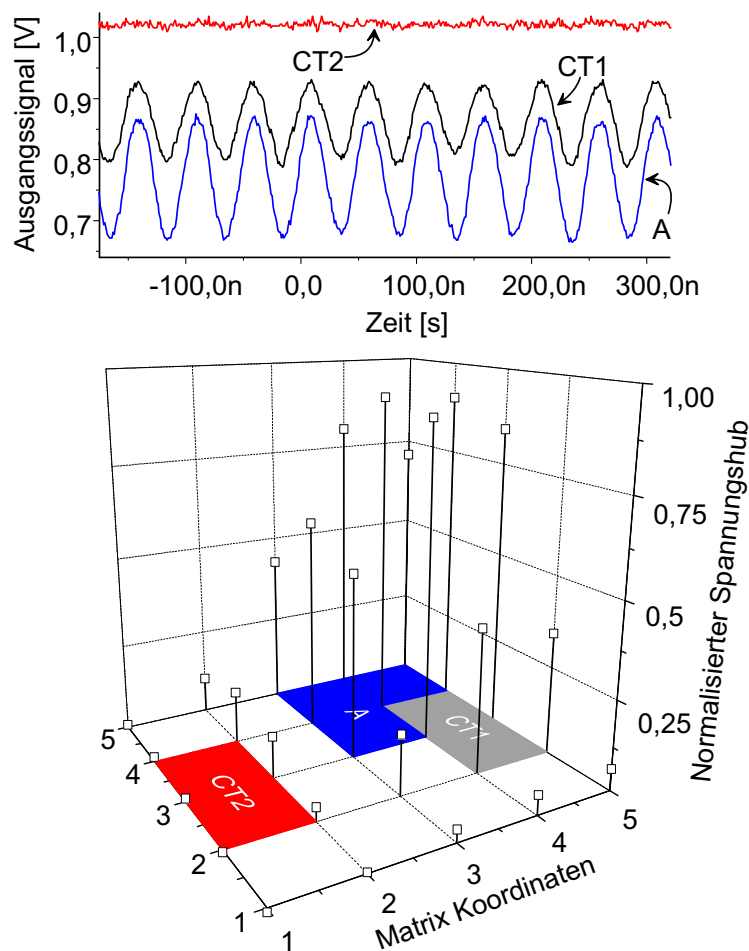


Abbildung 5.9: Gesamtfunktionalität des Detektors.

kann das  $\frac{1}{f}$ -Rauschen der Transistoren unterdrückt werden und zum anderen lassen sich alternative Rückkopplungstopologien mit Bandpasscharakter, wie sie in Kapitel 4.4 vorgestellt wurden, nutzen.

Des Weiteren ist die Unterteilung des Standard Detektors in unterschiedliche Quadranten nur nötig, um die Servosignalgenerierung zu ermöglichen. Für die Datenrückgewinnung wird das Summensignal aller Quadranten genutzt. Greift man in Verbindung mit der vorgeschlagenen Architektur bei der Servosignalgenerierung lediglich auf die PDID zurück, so kann die Anzahl der PDDR reduziert werden. Im Extremfall kann auf eine Fotodiode (drei, falls die Areale CTx bestehen bleiben sollen) zurückgegriffen werden. Hierdurch reduzieren sich die Rauschanforderungen an die Ausleseschaltungen, da dies einen größeren Signalstrom nach sich zieht. Außerdem entspannt sich dadurch auch die Offsetproblematik der Ausleseschaltungen. Bei Standard Detektoren müssen diese sehr niedrig gehalten und spezielle Vorkehrungen getroffen werden, um die Ausbeute bei der Fertigung hoch zu halten.

Es wurde bereits erwähnt, dass der Fertigungsprozess von optischen Speichersystemen



In Abb. 5.10 ist das Blockschaltbild eines beispielhaften Abtastkopfes für optische Speichersysteme dargestellt, der auf dem erweiterten Detektor aufsetzt [Hehemann03b]. Es wird davon ausgegangen, dass die Architektur mit den sechs Ausleseelementen genutzt wird. Dies ermöglicht auch die standardmäßige Datenrückgewinnung, die optional zugeschaltet werden kann (**Standard Algorithmus**). Dies wäre nicht möglich, wenn, wie oben dargelegt, nur noch ein Areal zur Demodulierung genutzt wird. Zur Auslese der Signale werden Schaltungen mit Bandpassverhalten verwendet (I/V). Die Signale werden im Folgenden aufsummiert ( $\sum A-D, CTx$ ) und dann mittels eines einstellbaren Verstärkers (**Variable Gain Amplifier**) verstärkt. Daran schließt sich ein Entzerrer (**Equalizer**) zur Laufzeitkorrektur an. Das entzerrte Signal steuert zum einem einen Schwellwertdetektor (**Peak Detector**.) an, mittels dessen wiederum die Verstärkung des einstellbaren Verstärkers festgelegt wird. Zum anderen schließt sich ein Entscheider (**Slicer**) an, der die digitalen Daten extrahiert. Dieser wird von einem Phasenregelkreises (PLL) zur Taktextraktion angesteuert, die Entscheidungsschwelle bestimmt sich durch die Spannungshübe des Eingangssignals. Kommt es zu einer Stimulation der CTx Signale, so wird diese in der Entscheidungsschwelle berücksichtigt um Bitfehler zu vermeiden (**Crosstalk Detection**).

Das durch die PDID gewonnene analoge Signal wird digital gewandelt und im Anschluss mittels eines digitalen Signalprozessors weiterverarbeitet. Bei der Inbetriebnahme werden die außerhalb der PDDR Fläche liegenden PDID analysiert und eine elektronische Justage durchgeführt (**Initial Adjustment**). Im laufenden Betrieb werden die innerhalb der PDDR Fläche liegenden PDID zur Fokus- und Spurregelung ausgewertet. Der Fokusfehler wird über die elliptische Entartung des Lichtflecks detektiert (**Ellipse Detection**.). Zur Spurregelung wird das Maximum des Strahlungsflusses ermittelt (**Gravity Detection**.). Bei andauernder Ermittlung kann so die Bewegungstrajektorie des Lichtflecks auf dem Detektor erfasst werden und durch Ansteuerung der Aktoren kompensiert werden (**Trajectory Detection**.).

Die hier erstmalig vorgeschlagene Kombination von integrierender Auslese und Demodulation lässt sich auch auf andere Gebiete anwenden. Bei der in 2.4.2 vorgestellten parallelen optischen Datenübertragung sind ebenfalls aufwendige und präzise Justageschritte nötig, um den Strahlengang präzise auf die Auslesematrix auszurichten. Kleine Verschiebungen können zur Stimulierung zweier Auslesekanäle durch einen Datenkanal führen. Fügt man zusätzliche Fotodioden in den Zwischenräumen ein, so kann die fehlerhafte Stimulation detektiert und entsprechende Kanäle ausgeblendet bzw. Entscheidungsschwellen modifiziert werden.

Ein anderes mögliches Anwendungsgebiet findet sich ebenfalls im Bereich der optischen Nachrichtentechnik. Da Bandbreite und Rauscheigenschaften der zur Rückwandlung der Lichtsignale genutzten Ausleseschaltung von der Fotodiodensperrschichtkapazität abhängen (siehe Gln. 4.6 und Gln. 4.20), kann die Fotodiode nicht beliebig groß gemacht werden. An der Schnittstelle zwischen Glasfaser und Detektor bedarf es deshalb einer genauen Positionierung der Glasfaser über dem Detektor. Aus diesem Grund ist ein entsprechender Justageschritt bei der Fertigung von Nöten, der sich als aufwendig und kostenintensiv erweist, so dass die Einsparung des entsprechenden Fertigungsschrittes erstrebenswert ist [Linten]. In Abb. 5.11 ist dargestellt,

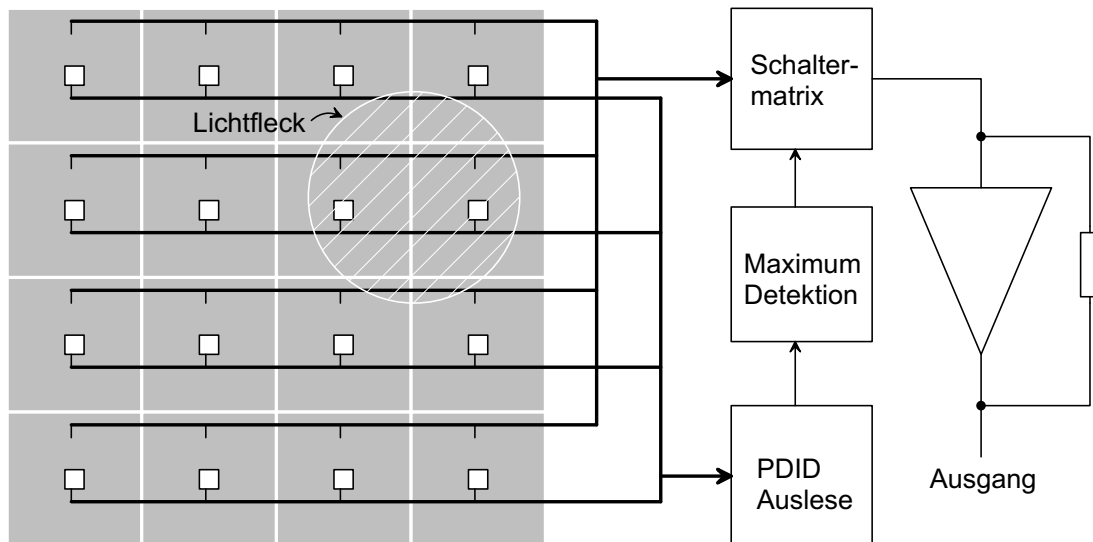


Abbildung 5.11: Beispielanwendung der kombinierten demodulierenden und integrierenden Auslese zur elektronischen Justage im Bereich der optischen Datenübertragung.

wie der Justageschritt mittels der Nutzung des oben beschriebenen Detektorprinzips elektronisch durchgeführt werden kann. Als lichtempfindliche Fläche wird dabei ein Gebiet genutzt, über das ohne aufwendige Fertigungsschritte die Glasfaser mit hinreichender Genauigkeit platziert werden kann. Wie beim oben beschriebenen Detektor wird die Fläche wieder in eine Matrix von PDDR unterteilt. Die Auslese jeder einzelnen PDDR ist aus Rausch- und Platzgründen nicht durchführbar. Aus diesem Grund wird jede PDDR mit einer PDID versehen, die entsprechend dem obigen Ansatz ausgelesen werden. Mittels einer einfachen Signalverarbeitungseinrichtung lässt sich dann die Lage des Schwerpunkts der Intensitätsverteilung bestimmen. Mit dieser Information können die relevanten Fotodioden auf eine Ausleseschaltung geschaltet werden.



# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

In den letzten Jahren hat die CMOS Technologie breiten Einzug in den Bereich der Optoelektronik erhalten und sich einen großen Marktanteil auf diesem Gebiet sichern können. Bisher beschränken sich die Anwendungsgebiete aber auf niederfrequente Bereiche wie etwa Bildsensoren für Kamerasysteme oder Röntgendetektoren. Schnelle Anwendungen sind bis heute hybriden Techniken, III/V–, Bipolarprozessen oder stark modifizierten CMOS Technologien vorbehalten. Da aber in diesem Bereich sehr großes Marktpotential vorhanden ist, ist gerade hier die Nutzung von Standard CMOS Prozessen aufgrund ihrer Kostenvorteile wünschens– und erstrebenswert. Aus diesem Grund wurde das Potential von CMOS Prozessen hinsichtlich der Eignung für schnelle Anwendungen untersucht. Zu diesem Zweck wurden die zum Aufbau von optoelektronischen Systemen benötigten Komponenten, nämlich entsprechende Sensorelemente und Ausleseschaltungen detailliert untersucht.

Als prädestiniertes Bauelement zur Wandlung des Lichtsignals hat sich die Fotodiode herausgestellt. Für deren Verhalten wurde ein Modell hergeleitet, mit Hilfe dessen sich verschiedene Prozesse hinsichtlich ihres Potentials zur Fertigung von Fotodioden analysieren lassen. Durch ein neuartiges Messverfahren wurden verschiedene, in einem Standard CMOS Prozess gefertigte Strukturen bei verschiedenen Wellenlängen untersucht und miteinander verglichen. Mit der vertikalen Isolierung durch Wannenkpunkte wurde ein einfaches Layoutverfahren vorgeschlagen, mittels dessen sich die Bandbreite der Fotodioden verbessern lässt. Für die beiden Anwendungsgebiete auf die diese Arbeit abzielt, nämlich die optischen Speichersysteme und die parallele optische Kurzstreckenübertragung, konnte jeweils eine geeignete Fotodiode gefunden werden.

Als Ausleseschaltung wurde die Transimpedanzverstärkerkonfiguration analysiert. Für diese Struktur wurde ein Satz von Gleichungen hergeleitet, der den systematischen Entwurf zulässt. Darauf basierend wurde ein Algorithmus formuliert, mittels dessen sich ein Optimum hinsichtlich Verstärkung, Rauschverhalten, Bandbreite und Leistungsverbrauch finden lässt. Es wurden unterschiedliche zum Teil neuartige Schaltungskonzepte vorgeschlagen, analysiert, implementiert und erfolgreich getestet. Mit den Feedforwardansätzen wurden dabei sehr gute Ergebnisse hinsichtlich der Rausch-

genschaften und der Leistungsaufnahme erzielt. Ferner hat sich gezeigt, dass sich mit dem Bootstrappingkonzept das Potential eines gegebenen Vorwärtsverstärkers vervielfachen lässt. Sowohl für optische Speichersysteme als auch für die optische Kurzstreckenübertragung konnten Ausleseschaltungen mit ausreichenden Charakteristika gefunden werden, wobei zum Teil das Potential der Technologie noch nicht komplett ausgenutzt wurde. Durch die Nutzung von Minimaltransistoren ist eine weitere Verbesserung der Ergebnisse zu erwarten.

Als Beispiel für eine Systemanwendung wurde ein neuartiger Detektor für optische Speichersysteme vorgestellt. Dieser wurde in einem Standard CMOS Prozess gefertigt und erfolgreich getestet. Erstmals werden dabei integrierende und demodulierende Auslese örtlich und zeitlich parallel durchgeführt. Dadurch ergeben sich neue Ansätze für die gesamte Signalverarbeitung, die effizientere und robustere Algorithmen zulassen. Letztlich können damit die Anforderungen an den Fertigungsprozess des Systems und die genutzten Komponenten reduziert werden, was in erheblichen Kostenersparnissen resultiert.

Ein Empfängerbaustein für die parallele optische Datenübertragung ähnelt in seinem prinzipiellen Aufbau dem vorgestellten Detektor, jedoch sind die Anforderungen hinsichtlich Bandbreite und Verstärkung der Ausleseschaltungen unterschiedlich. Mit der p-Diffusion/n-Wannenfotodiode und dem Gigabitverstärker wurde die Realisierbarkeit der nötigen Komponenten in einem Standard CMOS Prozess gezeigt. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit zur Fertigung von Produkten für den Niedrigpreissektor beispielsweise für den PC Markt, was für die weite Verbreitung einer Technologie heute zwingend notwendig ist. Die Einbindung der einzelnen Komponenten in eine mehrdimensionale Matrix birgt aber zusätzliche Probleme, die Gegenstand weiterführender Arbeiten sein sollten.

Interessant ist dabei, inwieweit aus der parallelen integrierenden und demodulierenden Auslese Vorteile gezogen werden können. Bei der beispielhaften Einbindung des Detektors in ein Gesamtsystem wurde kurz angerissen, wie neue Signalverarbeitungsalgorithmen zur Servosignalerzeugung in optischen Speichersystemen aussehen können. Die konkrete Umsetzung sowie die Untersuchung der Auswirkung auf die Systemleistungsfähigkeit steht aber noch aus. Für die Anwendung des Prinzips auf andere Bereiche wurden einige Beispiele genannt. Hier sind sicherlich noch viele weitere Ansätze denkbar, deren Umsetzung zur Verbesserung bestehender Verfahren bzw. Findung neuer Möglichkeiten führen kann.

# Anhang A

## Symbol– und Abkürzungsverzeichnis

$a$	beliebiger positiver Faktor
$A$	Anodenanschluss, Halbleiterquerschnittsfläche
$A_{0,1,2,i}$	Leerlaufverstärkungen
$A_x(s)$	Übertragungsfunktion des Vorwärtsverstärkers $x$
$A_{blende}$	Blendenfläche
$A_D$	Fläche des Drainanschlusses
$A_{opt,akt}$	optisch aktive Fläche
APD	Avalanche Photodiode
$A_S$	Fläche des Sourceanschlusses
$B$	Bulkanschluss
BER	Bitfehlerrate (Bit–Error–Rate)
BiCMOS	Bipolar Complementary Metal Oxide Semiconductor
$c$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $\approx 2.9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
$C_{amp}$	Eingangskapazität eines Verstärkers
$C_c$	Kompensationskapazität
$C_D$	Sperrschichtkapazität einer Diode
$C_{db}$	Drain–Bulk Kapazität
$C_{gb}$	Gate–Bulk Kapazität
$C_{gd}$	Gate–Drain Kapazität
$C_{gs}$	Gate–Source Kapazität
$C_i$	Eingangskapazität
$C_{nx}$	am Knoten $x$ gegen Bezugspotential gesehene Kapazität
$C_{ox}$	Gatekapazitätsbelag
$C_{pn}$	Sperrschichtkapazität des pn–Übergangs
$C_{sb}$	Source–Bulk Kapazität
CD–ROM	Compact Disc Read Only Memory
CF	Current Feedback
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CT $x$	Crosstalk $x$
$D$	Drainanschluss
$D_{n,p}$	Elektronen– bzw. Löcherdiffusionskoeffizient

$D'_{n,p}$	komplexer Elektronen- bzw. Löcherdiffusionskoeffizient
$dB\Omega$	$x\Omega$ entspricht $20 \log \left( \frac{x}{1\Omega} \right)$ in $dB\Omega$
DC	Gleichanteil (Direct Current)
DR	Dynamikbereich (Dynamic Range)
DVD	Digital Versatile Disc
$e$	Elementarladung $\approx 1,602 \cdot 10^{-19}$ As oder Eulersche Zahl $\approx 2,718281$
$E$	Energie
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$\vec{E}_{sat}$	elektrische Sättigungsfeldstärke
$E_{ph}$	Photonenenergie
$f$	Frequenz
$f_{3dB,x}$	-3dB-Bandbreite des Systems $x$
$FE$	Fokusfehler (focus error)
$FOM$	Gütemaß (Figure of Merit)
$\hat{g}$	Ladungsträgergenerationsamplitude
$g_{dsx}$	Drain-Source Leitwert des Transistors $x$
$g_{mx}$	Transistorsteilheit des Transistors $x$
$g_{mb}$	Substratsteilheit
$G$	Gateanschluss, Generationsrate allgemein
$G_{n,p}$	Elektronen- bzw. Löchergenerationsrate
$GBW$	Verstärkungsbandbreiteprodukt (gain bandwidth product)
$h$	Plancksches Wirkungsquantum $\approx 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js
$H(f), H(s)$	Übertragungsfunktion eines linear zeitinvarianten Systems
$H_{noise,amp}(j\omega)$	Übertragungsfunktion der äquiv. Eingangsrauschspannung des Vorwärtsverstärkers zum Ausgang des Transimpedanzverstärkers
$H_{noise,Z_f}(j\omega)$	Übertragungsfunktion des von der Rückkopplung verursachten Rauschstroms zum Ausgang des Transimpedanzverstärkers
$i_{dunkel}$	Dunkelstrom
$i_f$	rückgekoppelter Strom
$i_i$	Eingangsstrom
$i_{in,eqi}$	äquivalente Eingangsrauschleistung
$i_K$	Kollektorstrom
$\overline{i_n^2}$	mittlere Rauschleistungsichte
$i_o$	Ausgangsstrom
$i_{ph}, I_{ph}$	Fotostrom
$i_{Z_f}^2$	äquivalente Rauschleistung einer Rückkopplung
$I_B$	Basisstrom
$I_D$	Drainstrom
$I_{D,beleuchtet}$	Diodenstrom im beleuchteten Fall
$I_{D,unbeleuchtet}$	Diodenstrom im unbeleuchteten Fall
$I_{diff,np}$	Elektronendiffusionsstrom im p-Gebiet
$I_{diff,pn}$	Löcherdiffusionsstrom im n-Gebiet
$I_{drift,n,p}$	Driftstrom im n- bzw. p-Gebiet
$I_s$	Sättigungsstrom

$\vec{j}, \vec{j}_{n,p}$	Gesamtstromdichte, Elektronen– bzw. Löcherstromdichte
$k$	Korrekturfaktor oder Boltzmannkonstante $\approx 1,38066 \cdot 10^{-23}$ J/K
$k_{int}$	Verstärkungsfaktor der Integration
$K_x$	bel. Konstante
$K$	Kathodenanschluss
$K_{n,p}$	$\frac{1}{f}$ –Rauschkonstante des N– bzw. PMOS
$K_{ref}$	Anteil des reflektierten Lichtes
$L$	effektive Gatelänge, Induktivität
Laser	Light amplification by stimulated emission of radiation
$L_{n,p}$	Elektronen– bzw. Löcherdiffusionslänge
$L_{ov}$	Länge der Überlappung von Gate und Diffusionsgebieten
$M_i$	Kapazität des Systems $i$
MOS	Metal Oxide Semiconductor
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
MSM	Metal Semiconductor Metal
$n$	Elektronendichte
$n_p, n_{p0}, \hat{n}_p$	Elektronendichte im p–Gebiet
$n_i$	intrinsische Ladungsträgerdichte
$N_A$	Akzeptorendotierung
$N_B$	Dotierung des Bulks
$N_D$	Donatorendotierung
$N_G$	Dotierung des Gates
$NA_x$	Numerische Apertur des Systems $x$
$NEP$	äquivalente Rauschleistung (noise equivalent Power)
$OH^-$	Natriumhydroxidionen
OTA	Transkonduktanzverstärker (Operational Transconductance Amplifier)
$p$	Löcherdichte
$p_n, p_{n0}, \hat{p}_n$	Löcherdichte im n–Gebiet
$P, P_{max}$	(maximaler) Leistungsverbrauch
PDDR	Fotodiode zur Demodulation
PDID	Fotodiode zur Intensitätsbestimmung
PLL	Phasenregelkreis (phase locked loop)
$PM$	Phasenreserve (phase margin)
$Q$	Parameter zur Berechnung von Bitfehlerraten
$r_D$	Diodenbahnwiderstand
$r_e$	Verhältnis der Strahlungsflüsse von logischer Eins zu Null
$r_s$	Zuführungswiderstand
$R_{cf}$	Verstärkung eines CF–Verstärkers
$R_f$	Rückkopplungswiderstand
$R_s$	Quellwiderstand
$R_{1,2}$	beliebiger Widerstand
Reset;	i–ter Resetimpuls
$s$	komplexe Frequenz
$S$	Sourceanschluss
$S(\lambda)$	spektrale Empfindlichkeit

$S_x(f)$	spektrale Zusammensetzung der Größe $x$
$S_{i2}(f)$	spektrale Leistungsdichte des Eingangssignals
$S_{i1/f}^2(f)$	$\frac{1}{f}$ -Rauschleistungsdichteanteil im Strom
$S_{i_{Schrot}}^2(f)$	spektrale Zusammensetzung des Schrot-rauschleistungsdichteanteils im Strom
$S_{i_{thermisch}}^2(f)$	spektrale Zusammensetzung des thermischen Rauschleistungsdichteanteils im Strom
$S_{o2}(f)$	spektrale Leistungsdichte des Ausgangssignals
Select <sub>i</sub>	i-ter Selectimpuls
SDM	Spatial Division Multiplexing
SML	Spatial Modulated Light
SNR	Signal-Rauschabstand
$S_o(f)$	spektrale Zusammensetzung der Rauschleistungsdichte des Ausgangssignals
SOI	Silicon on Insulator
$t$	Zeit
$t_{tr}$	Transitzeit durch eine Raumladungszone
$T$	absolute Temperatur in Kelvin
$T_x$	Transistor x
$T_{boot}(s)$	Übertragungsfunktion des Bootstrappingverstärkers
$TE$	Spurfehler (tracking error)
$TE_{3b}$	Spurfehler beim Dreistrahilverfahren (tracking error)
$T_{int}$	Integrationszeit
$u_i, u_o, u_1, U, U_o$	allgemeine Spannung
$u_{x,eqi}^2$	äquivalente Eingangsrauschleistung des Systems x
$u_{o,x,eqi}^2$	äquivalente Ausgangsrauschleistung des System x
$u_{o,eqi,amp}^2$	durch den Vorwärtsverstärker bedingter Anteil an der äquivalenten Ausgangsrauschleistung
$U_{b1}, U_{b2}, U_{b3}$	Biasspannungen
$U_{bs}$	Bulk-Source Spannung
$U_D$	Diodendurchlassspannung
$U_{db}$	Drain-Bulk Spannung
$U_{ds}$	Drain-Source Spannung
$U_{gs}$	Gate-Source Spannung
$U_{int,max}$	maximale Integrationsspannung
$U_T$	Temperaturspannung
$U_{Th}$	Threshold Voltage, Schwellspannung
$U_{Th0}$	Schwellspannung mit $U_{sb} = 0$
$\vec{V}_{n,p}$	Geschwindigkeit von Elektronen bzw. Löchern
$\vec{V}_{sat,n,p}$	Sättigungsgeschwindigkeit von Elektronen bzw. Löchern
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser
VDD	positive Versorgungsspannung
VGA	Verstärker mit variabler Verstärkung (variable gain amplifier)
W	Weite des Transistors

$W_{n,p}$	Ausdehnung der Raumladungszone im n- bzw. p-Gebiet
$x$	Ortsvariable, allgemeine Variable
$x_{pn}$	Tiefe des pn-Übergangs
$X(s)$	Eingangsgröße eines rückgekoppelten Systems
$y$	Ortsvariable
$Y(s)$	Ausgangsgröße eines rückgekoppelten Systems
$Z_{1,2}$	beliebige Impedanz
$Z_{cf}$	Verstärkung eines CF-Verstärkers
$Z_i$	Eingangsimpedanz
$Z_f$	Rückkopplungsimpedanz
$\alpha$	Absorptionskoeffizient
$Z_o, Z_{out}$	Ausgangsimpedanz
$\beta$	Stromverstärkung
$\beta(s)$	Rückkopplungsfaktor
$\Delta$	Differenz
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante $\approx 8,854 \cdot 10^{-12} \text{C}/(\text{Vm})$
$\epsilon_r$	relative Dielektrizitätskonstante
$\gamma$	Substrateffektkonstante, technologiespezifischer Rauschüberhöhungsfaktor
$\lambda$	Kanallängenmodulationsfaktor oder Wellenlänge des Lichtes
$\lambda_x$	Wellenlänge des im System x genutzten Lichtes
$\lambda_{min}$	minimale absorbierte Wellenlänge
$\mu_{n,p}$	Elektronen- bzw. Löcherbeweglichkeit
$\eta$	Quantenwirkungsgrad
$\eta_o$	optischer Quantenwirkungsgrad
$\eta_i$	interner Quantenwirkungsgrad
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_{3dB,x}$	erster Pol des Systems x
$\omega_{px}$	Kreisfrequenz des Pols x
$\omega_u$	Transitkreisfrequenz
$\omega_z$	Kreisfrequenz einer Nullstelle
$\hat{\phi}$	Strahlungsflussamplitude
$\phi_0$	Anteil des statischen Strahlungslusses
$\Phi_{1,0}$	Strahlungsfluss im Fall einer logischen Eins oder Null
$\Phi_{aus,mess}$	ausgekoppelter Strahlungsfluss während der Messung
$\Phi_{aus,ref}$	ausgekoppelter Strahlungsfluss während der Referenzmessung
$\Phi_{ein}$	einfallender Strahlungsfluss
$\Phi_F$	Fermipotential
$\Phi_{\lambda,ein}$	Strahlungsfluss der Wellenlänge $\lambda$
$\Phi_{messobj}$	Strahlungsfluss auf Messobjekt
$\Phi_{ref}$	reflektierter Strahlungsfluss
$\Phi_{tra}$	transmittierter Strahlungsfluss
$\pi$	Kreiszahl $\approx 3,141592$
$\tau_{amp}$	Zeitkonstante eines Verstärkers
$\tau_{drift,n,p}$	Zeitkonstante des Elektronen- bzw. Löcherdriftstroms

$\tau_{n,p}, \tau$	Elektronen- bzw. Löcherlebensdauer, Lebensdauer allgemein
$\tau'_{n,p}$	komplexe Elektronen- bzw. Löcherlebensdauer
$\tau_{vf}$	Zeitkonstante eines Spannungsfolgers
$g_{xi}$	Parameter $x$ des Transistors $i$
$g_{xi,j}$	Summe der Werte $g_{xi}$ und $g_{xj}$
$\nabla$	Nablaoperator
$\angle$	Argument einer komplexen Zahl

Der Hochindex <sup>0</sup> kennzeichnet den zeitunabhängigen Fall.

**Definition:** Sei  $f : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$  mit  $n \in \mathbb{N}$  eine Funktion der Variablen  $x_1, x_2, \dots, x_n$  und eineindeutig hinsichtlich der Variablen  $x_i$  mit  $i \in \mathbb{N}$  und  $i \leq n$ . Dann bezeichne  $f^{-1}_{x_i} : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$  deren Umkehrfunktion hinsichtlich der Variablen  $x_i$ , es gilt also  $f^{-1}_{x_i}(x_1, \dots, x_{i-1}, x_{i+1}, \dots, x_n, f(x_1, x_2, \dots, x_n)) = x_i$ .



## Anhang B

### Technologiedaten und Absorptionskoeffizient

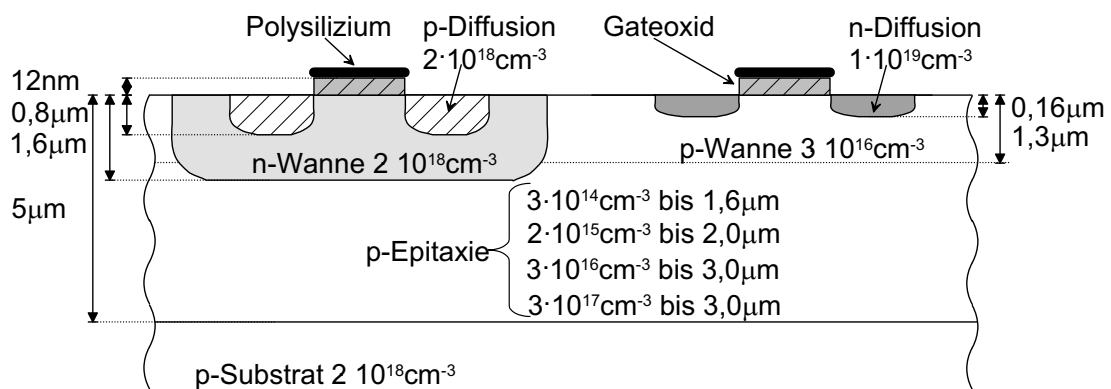


Abbildung B.1: Technologiequerschnitt des genutzten Standard 0,6 µm CMOS Prozesses.

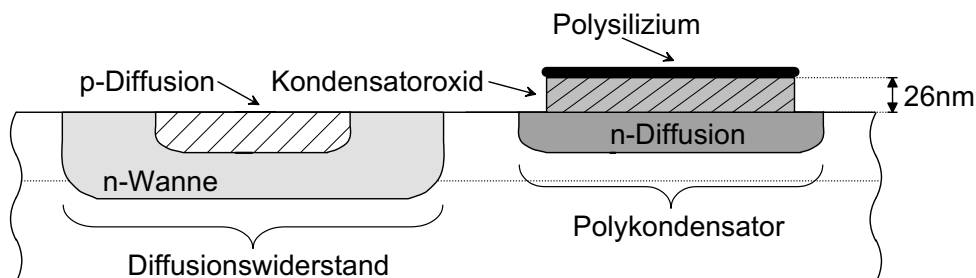


Abbildung B.2: Technologiequerschnitt eines p-Diffusionswiderstandes und eines Polykondensators in der genutzten Technologie.

Tabelle B.1: Übersicht über die wichtigsten Technologiedaten. Umfassende Werte finden sich in [IMSa] und [IMSB].

Größe	Wert
Minimale Gatelänge	$0,6\mu\text{m}$
Anzahl Polylagen	Eine
Anzahl Metalllagen	Drei
Versorgungsspannung	$3,3\text{V}$
Threshold Spannung eines NMOS mit $\frac{W}{L} = \frac{20}{0,6}$	$0,65\text{V}$
Threshold Spannung eines PMOS mit $\frac{W}{L} = \frac{20}{0,6}$	$-0,7\text{V}$
Threshold Spannung eines Verarmungstransistors NMOS mit $\frac{W}{L} = \frac{20}{0,6}$	$-0,25\text{V}$
$\frac{\mu_n C_{ox} W}{2L}$ eines NMOS mit $\frac{W}{L} = \frac{20}{0,6}$	$135 \frac{\mu\text{A}}{\text{V}^2}$
$\frac{\mu_n C_{ox} W}{2L}$ eines PMOS mit $\frac{W}{L} = \frac{20}{0,6}$	$37 \frac{\mu\text{A}}{\text{V}^2}$
$\frac{\mu_n C_{ox} W}{2L}$ eines Verarmungstransistors NMOS mit $\frac{W}{L} = \frac{20}{0,6}$	$132 \frac{\mu\text{A}}{\text{V}^2}$
Kapazitätsbelag des Gate	$2,9 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2}$
Kapazitätsbelag des Polykondensators	$1,4 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2}$
Widerstandsbelag Polysilizium	$43 \frac{\Omega}{\square}$
Widerstandsbelag n-Diffusion	$90 \frac{\Omega}{\square}$
Widerstandsbelag p-Diffusion	$200 \frac{\Omega}{\square}$

Tabelle B.3: Absorptionskoeffizient von Silizium (aus [Zimmermann00]).

Wellenlänge [nm]	Absorptionskoeffizient [ $\mu\text{m}^{-1}$ ]
980	0,0065
850	0,06
780	0,12
680	0,24
635	0,38
565	0,73
465	3,6
430	5,7

Wie aus der Abb. B.3 ersichtlich ist, besitzt der Absorptionskoeffizient von Silizium im Wellenlängenbereich von 400nm bis 800nm einen annähernd linearen Verlauf. Da es sich dabei um eine logarithmische Abbildung handelt, lässt sich der Verlauf durch ein Exponentialpolynom annähern. Dies führt auf

$$\alpha(\lambda) = 10^{7-0,005(\frac{\lambda}{10^{-9}}-400)} \quad \text{in } \text{m}^{-1}. \quad (\text{B.1})$$

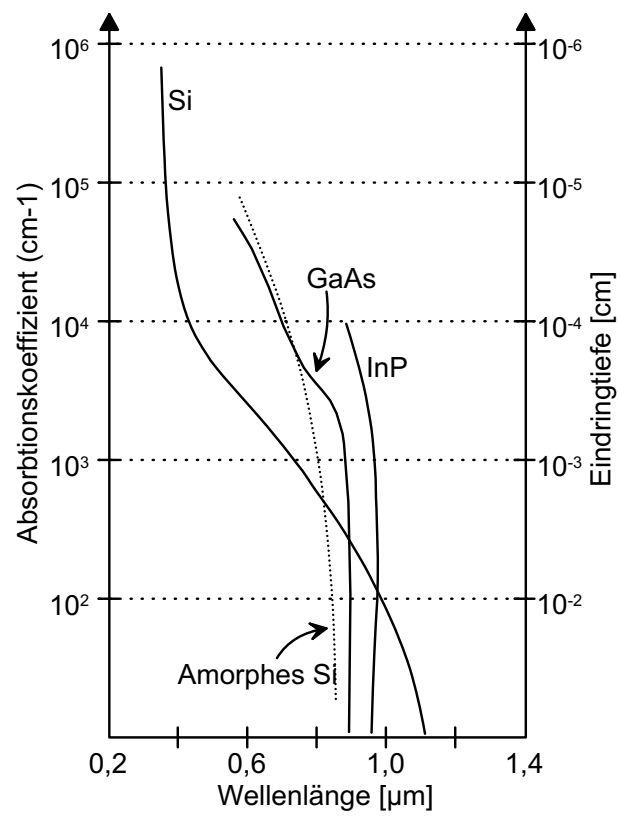


Abbildung B.3: Absorptionskoeffizient einiger wichtiger Halbleitersubstrate (aus [Singh]).



# Anhang C

## Mathematische Herleitungen

### C.1 Herleitung der Terme zum systematischen Entwurf von Transimpedanzverstärkern

Aus Gln. 4.6 berechnet sich die DC-Verstärkung  $A_0$  zu

$$A_0 = -(R_f C_i \omega_{3dB,Tr} + 1) \approx -R_f C_i \omega_{3dB,Tr}. \quad (C.1)$$

Für einen Vorwärtsverstärker gemäß Gln. 4.16 mit  $n = 0$  gilt

$$H(s)\beta(s) = \frac{A_0}{(1 + sR_f C_i)(1 + s\tau_{amp})}. \quad (C.2)$$

Die Durchtrittskreisfrequenz  $\omega_u$  berechnet sich dann wie folgt:

$$\begin{aligned} 1 &= |H(j\omega_u)\beta(j\omega_u)| \\ \Rightarrow 1 &= \frac{A_0^2}{(1 + R_f^2 C_i^2 \omega_u^2)(1 + \tau_{amp}^2 \omega_u^2)} \\ \Rightarrow 1 &= 1 - A_0^2 + \omega_u^2 (R_f^2 C_i^2 + \tau_{amp}^2) + R_f^2 C_i^2 \tau_{amp}^2 \omega_u^4 \\ \Rightarrow 0 &= \omega_u^4 + \omega_u^2 \underbrace{\frac{R_f^2 C_i^2 + \tau_{amp}^2}{R_f^2 C_i^2 \tau_{amp}^2}}_p + \underbrace{\frac{1 - A_0^2}{R_f^2 C_i^2 \tau_{amp}^2}}_q. \end{aligned} \quad (C.3)$$

Da  $A_0^2 \gg 1$  und bei Breitbandverstärkern  $R_f C_i \gg \tau_{amp}$  gilt, vereinfachen sich  $p$  und  $q$  zu

$$p \approx \frac{1}{\tau_{amp}^2} \quad \text{und} \quad q \approx \frac{-A_0^2}{R_f^2 C_i^2 \tau_{amp}^2}. \quad (C.4)$$

Da durch Plausibilitätsbetrachtungen drei Lösungen der Gln. C.3 ausgeschlossen werden können, berechnet sich die Durchtrittskreisfrequenz zu

$$\omega_u = \sqrt{-\frac{1}{2\tau_{amp}^2} + \sqrt{\frac{1}{4\tau_{amp}^4} + \frac{A_0^2}{R_f^2 C_i^2 \tau_{amp}^2}}}$$

$$\begin{aligned}
A_0 \approx -R_f C_i \omega_{3dB,Tr} &\Rightarrow \omega_u = \sqrt{-\frac{1}{2\tau_{amp}^2} + \sqrt{\frac{R_f^2 C_i^2 + 4\tau_{amp}^2 R_f^2 C_i^2 \omega_{3dB,Tr}^2}{4\tau_{amp}^4 R_f^2 C_i^2}}} \\
\omega_u &= \sqrt{-\frac{1}{2\tau_{amp}^2} \left(1 - \sqrt{1 + 4\tau_{amp}^2 \omega_{3dB,Tr}^2}\right)}. \quad (C.5)
\end{aligned}$$

Die Phasenreserve  $PM$  ist definiert als

$$PM = \pi + \angle H(j\omega_u)\beta(j\omega_u). \quad (C.6)$$

Einsetzen des Argumentes der Schleifenverstärkung liefert

$$\begin{aligned}
PM &= \pi - \underbrace{\arctan(\omega_u R_f C_i)}_{\approx \frac{\pi}{2}} - \arctan(\omega_u \tau_{amp}) \\
&= \frac{\pi}{2} - \arctan(\omega_u \tau_{amp}). \quad (C.7)
\end{aligned}$$

Durch Umformung ergibt sich daraus

$$\begin{aligned}
\tau_{amp} \omega_u &= \tan\left(\frac{\pi}{2} - PM\right) \\
\Rightarrow 2\tau_{amp}^2 \omega_u^2 &= 2\tan^2\left(\frac{\pi}{2} - PM\right) \quad (C.8)
\end{aligned}$$

und durch Einsetzen von Gln. C.5 folgt

$$-1 + \sqrt{1 + 4\tau_{amp}^2 \omega_{3dB,Tr}^2} = 2\tan^2\left(\frac{\pi}{2} - PM\right). \quad (C.9)$$

Umgeformt nach  $\tau_{amp}$  ergibt sich daraus für die Zeitkonstante des Vorwärtsverstärkers

$$\tau_{amp} = \frac{\sqrt{(2\tan^2(\frac{\pi}{2} - PM) + 1)^2 - 1}}{2\omega_{3dB,Tr}}. \quad (C.10)$$

## C.2 Lösung der Differentialgleichungen zur Fotostrommodellierung

Die zu lösende Differentialgleichung lautet

$$D_p \frac{\partial^2 p_n^0(x)}{\partial x^2} - \overbrace{\frac{p_n(x)^0 - p_{n0}}{\tau_p}}^{\Delta p_n^0(x)} + G^0(x) = 0, \quad (C.11)$$

wobei der Lösungsansatz

$$\Delta p_n^0(x) = K_1^0 e^{\frac{x}{L_p}} + K_2^0 e^{-\frac{x}{L_p}} + K_3^0 e^{-\alpha(x_{pn}+x)} \quad (C.12)$$

gemacht wird. Für die zweite Ableitung von  $P_n^0(x)$  nach  $x$  ergibt sich

$$\frac{\partial^2 P_n^0(x)}{\partial x^2} = \frac{K_1^0}{L_p^2} e^{\frac{x}{L_p}} + \frac{K_2^0}{L_p^2} e^{-\frac{x}{L_p}} + K_3^0 \alpha^2 e^{-\alpha(x_{pn}+x)}. \quad (C.13)$$

Durch Einsetzen der obigen Gln. in Gln. C.11 und Verwendung der Beziehung  $L_p^2 = D_p \tau_p$  ergibt sich

$$e^{-\alpha(x_{pn}+x)} \left( D_p K_3^0 \alpha^2 - \frac{K_3^0}{\tau_p} + \frac{P_{tra} \alpha}{A h f} \right) = 0. \quad (C.14)$$

Damit bestimmt sich  $K_3^0$  zu

$$K_3^0 = \frac{P_{tra} \lambda}{A h c} \frac{1}{D_p \alpha \left( \frac{1}{L_p^2 \alpha^2} - 1 \right)}. \quad (C.15)$$

Durch Einsetzen der Randbedingung  $\Delta p_n^0(-x_{pn}) = 0$  ergibt sich

$$K_1^0 e^{-\frac{x_{pn}}{L_p}} + K_2^0 e^{\frac{x_{pn}}{L_p}} + K_3^0 = 0 \quad (C.16)$$

was sich zu

$$K_2^0 = -K_3^0 e^{-\frac{x_{pn}}{L_p}} - K_1^0 e^{-\frac{2x_{pn}}{L_p}} \quad (C.17)$$

umformt. Anwenden der Randbedingung  $\Delta p_n^0(-W_n) = p_{n0} \left( e^{\frac{-eU}{kT}} - 1 \right)$  und Einsetzen der obigen Gleichungen führt zu

$$\Delta p_n^0(-W_n) = K_1^0 e^{-\frac{W_n}{L_p}} - \left( K_3^0 e^{-\frac{x_{pn}}{L_p}} K_1^0 e^{-\frac{2x_{pn}}{L_p}} \right) e^{\frac{W_n}{L_p}} + K_3^0 e^{-\alpha(x_{pn}-W_n)}. \quad (C.18)$$

Hieraus lässt sich  $K_1^0$  zu

$$K_1^0 = \frac{\Delta p_n^0(-W_n) + K_3^0 \left( e^{-\frac{x_{pn}+W_n}{L_p}} - e^{-\alpha(x_{pn}-W_n)} \right)}{e^{-\frac{W_n}{L_p}} - e^{-\frac{2x_{pn}+W_n}{L_p}}} \quad (C.19)$$

bestimmen.

Für den Diffusionsstrom aus dem p-Gebiet lautet die Differentialgleichung gleich, lediglich  $n$  und  $p$  sind vertauscht:

$$D_n \frac{\partial^2 n_p^0(x)}{\partial x^2} - \overbrace{\frac{n_p(x)^0 - n_{p0}}{\tau_n}}^{\Delta n_p^0(x)} + G^0(x) = 0. \quad (C.20)$$

Der zu Gln. C.12 analoge Lösungsansatz lautet

$$\Delta n_p^0(x) = K_4^0 e^{\frac{x}{L_n}} + K_5^0 e^{-\frac{x}{L_n}} + K_6^0 e^{-\alpha(x_{pn}+x)}. \quad (C.21)$$

Analog zu Gln. C.19 ergibt sich für  $K_6^0$

$$K_6^0 = \frac{P_{tra}\lambda}{A\hbar c} \frac{1}{D_n\alpha \left( \frac{1}{L_n^2\alpha^2} - 1 \right)}. \quad (\text{C.22})$$

Die Forderung  $\Delta n_p^0(\infty) = 0$  resultiert in  $K_4^0 = 0$ . Anwenden der zweiten Randbedingung  $\Delta n_p^0(W_p) = n_{p0} \left( e^{\frac{-eU}{kT}} - 1 \right)$  und Einsetzen von  $K_4^0 = 0$  führt zu

$$\Delta n_p^0(W_p) = K_5^0 e^{-\frac{W_p}{L_n}} + K_6^0 e^{-\alpha(x_{pn}+x)}, \quad (\text{C.23})$$

was sich letztlich zu

$$K_5^0 = \left( \Delta n_p^0(W_p) - K_6^0 e^{-\alpha(x_{pn}+W_p)} \right) e^{\frac{W_p}{L_n}} \quad (\text{C.24})$$

umformt.



## Anhang D

### Chipfotos der Verstärkerteststrukturen

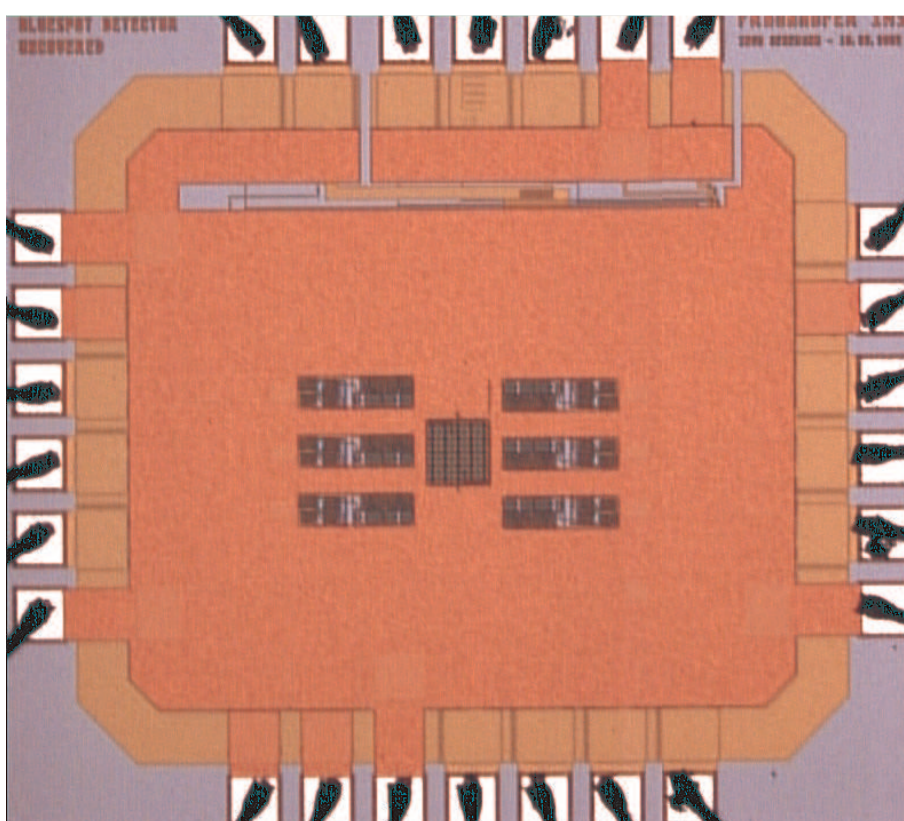


Abbildung D.1: Chipfoto des Detektors mit kombinierter integrierender und demodulierender Auslese (siehe Kapitel 5).

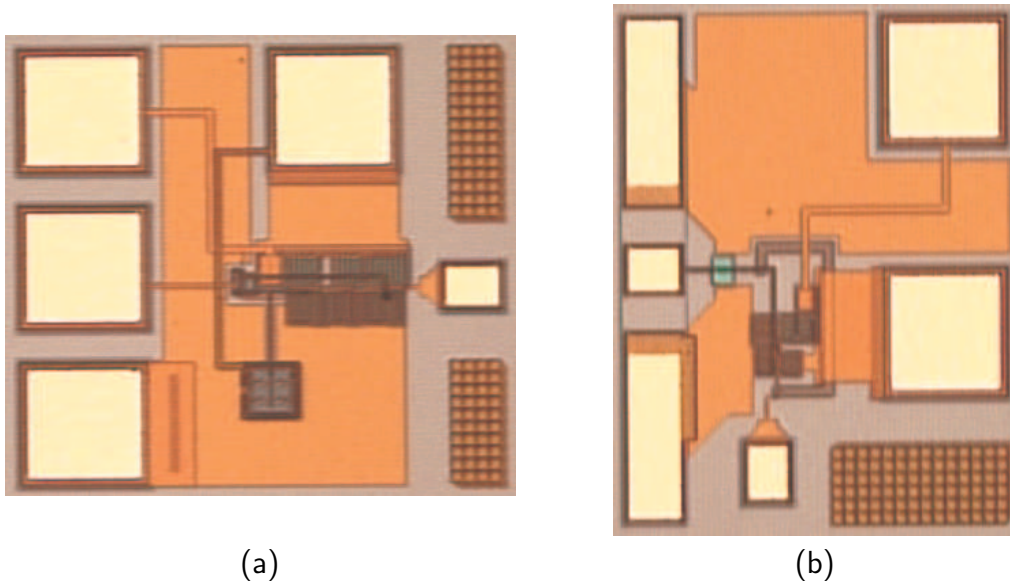


Abbildung D.2: (a) Chipfoto des optisch stimulierten dreistufigen Verstärkers (siehe Kapitel 4.5.2) und (b) Chipfoto des elektrisch stimulierten zweistufigen Feedforwardverstärkers mit passiver Rückkopplung (siehe Kapitel 4.5.3).

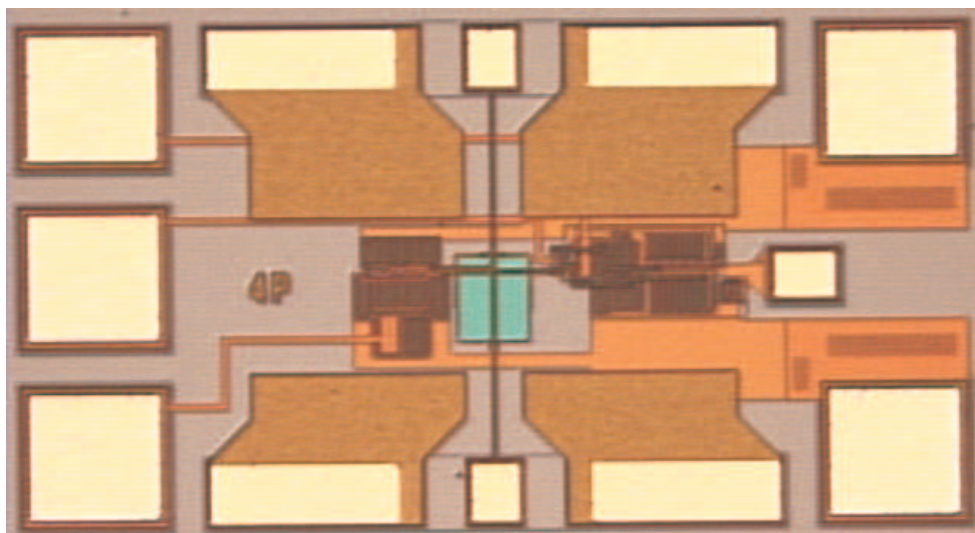


Abbildung D.3: Chipfoto des Bootstrappingverstärkers (siehe Kapitel 4.5.4).

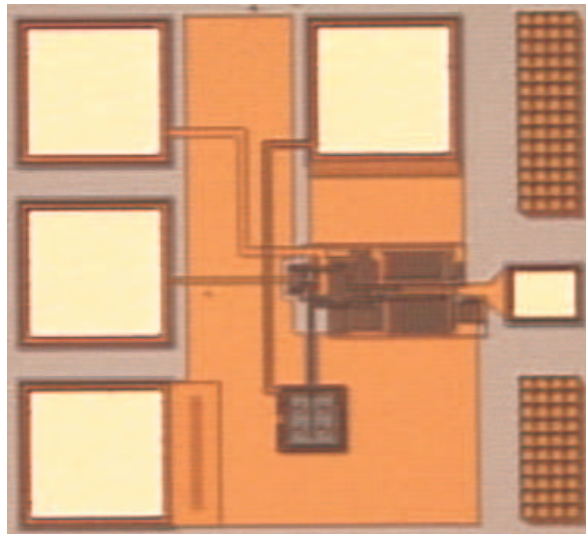


Abbildung D.4: Chipfoto des optisch stimulierten dreistufigen Feedforwardverstärkers (siehe Kapitel 4.5.3).

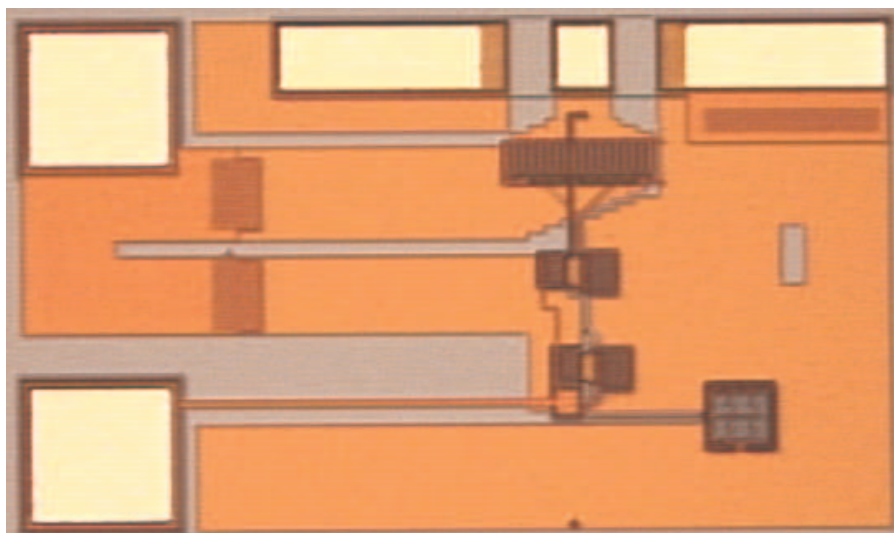


Abbildung D.5: Chipfoto des optisch stimulierten Gigabitverstärkers (siehe Kapitel 4.5.5).

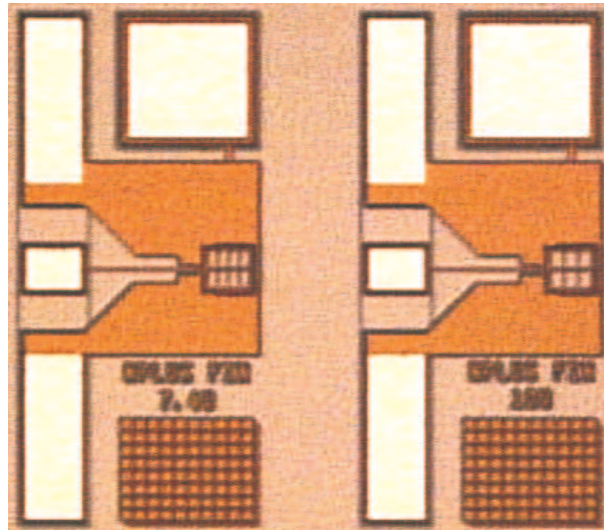


Abbildung D.6: Chipfoto zweier n-Diffusionsfingerdioden (siehe Kapitel 3.5).

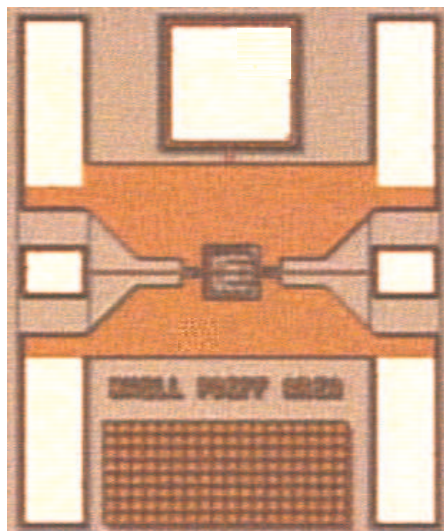


Abbildung D.7: Chipfoto der n-Diffusion/p-Wannenfotodiode (siehe Kapitel 3.5).

# Literaturverzeichnis

- [Abidi] A. A. Abidi, "High-Frequency Noise Measurements on FETs with Small Dimensions", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 33, no. 11, pp. 1801–1805, 1986
- [Abraham] M. Abraham, "Design of Butterworth-Type Transimpedance and Bootstrap-Transimpedance Preamplifiers for Fiber-Optic Receivers", IEEE Transactions on Circuits and Systems, vol. CAS-29, no. 6, pp. 375–382, 1982
- [Andonovic] I. Andonovic, D. Uttamchandani, "Principles of Modern Optical Systems", Artech House, 1989
- [Baird] R. Baird et al., "A Mixed-Signal 120MSamples/s PRML Solution for DVD Systems, ISSCC Digest of Technical Papers, pp. 38–39, 1999
- [Banwell] T. C. Banwell et al., "VCSE Laser Transmitters for Parallel Data Links", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 29, no. 2, pp. 635–644, 1991
- [Barros] M. A. M. Barros, "Low-Noise InSb Photodetector for the Infrared", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 17, no. 4, pp. 761–766, 1982
- [Bates] A. K. Bates, M. Mansuripur, "Optical Devices Having Array Detectors with Light Receiving Photo Arrays Larger than an Incident Laser Beam Cross-Section", United States Patent 5566151, 1996
- [Biber] A. Biber et al., "Avalanche Photodiode Image Sensor in Standard BiCMOS Technology", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 47, no. 11, pp. 2241–2243. 2000
- [Buckingham] M. J. Buckingham, "Noise in Electronic Devices and Systems", Ellis Horwood Limited, 1983
- [Burm] J. Burm et al., "Optimization of High-Speed Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 6, no. 6, pp. 722–724, 1994
- [Chang91] Z. Y. Chang, W. Sansen, "Low-Noise Wide-Band Amplifiers in Bipolar and CMOS Technologies", Kluwer Academic Publishers, 1991

- [Chang94] J. Chang et al., "Flicker Noise in CMOS Transistors from Subthreshold to Strong Inversion at Various Temperatures", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 41, no. 11, pp. 1965–1971, 1994
- [Capella] Capella Microsystems, "CM1207 Integrated PD+TIA", Datenblatt, 2001
- [Cheng99] Y. Cheng, C. Hu, "MOSFET Modeling & BSIM3 User's Guide", Kluwer Academic Publishers, 1999
- [Cheng02] Y. Cheng, "High-Frequency Small Signal AC and Noise Modelling of MOSFETs for RF IC Design", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 49, no. 3, pp. 400–408, 2002
- [Chien] F. T. Chien, Y. J. Chan, "Bandwidth Enhancement of Transimpedance Amplifier by a Capacitive Peaking Design", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 34, no. 8, pp. 1167–1170, 1999
- [Csutak] S. M. Csutak et al., "CMOS-Compatible High-Speed Planar Silicon Photodiodes Fabricated on SOI Substrates", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 38, no.2, pp. 193–196, 2002
- [de Jong] G. W. de Jong et al. "A DC-to-250MHz Current Pre-Amplifier with Integrated Photo-Diodes in Standard CBiMOS, for Optical-Storage Systems", ISSCC Digest of Technical Papers, pp. 362–363, 2002
- [Dereniak] W. L. Dereniak, D. G. Crowe, "Optical Radiation Detectors", John Wiley&Sons, 1984
- [Dipert] B. Dipert, "Upward Spiral: Optical Storage (R)evolves to Higher Capacities", EDN Europe, pp. 46–54, 2003
- [DLR] Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, "EUREKA-Verbundprojekt Blue-SPOT", <http://www.dlr.de/PT-DLR/kt/eureka.html>, 2003
- [EG&G] EG&G Optoelectronics, "Avalanche Photodiodes: A User's Guide", <http://www.lasercomponents.de/pdf/pe/apdusrgd.pdf>, 2003
- [Engel] T. Engel, "Einbindung von Modellen optisch empfindlicher Bauelemente in das CADENCE Design Framework", Studienarbeit an der Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, 1996
- [Enz] C. Enz, "MOS Transistor Modeling for RF IC Design", Advanced Engineering Course on RF Analog IC Design, Mead Education, 2001
- [Freeman] M. O. Freeman et al., "Robust Focus and Tracking Detection for Holographic Digital Versatile Disc Optical Pickup-Head Modules", Japanese Journal of Applied Physics, vol. 38, pp. 1755–1760, 1999
- [Garrett] L. D. Garrett et al., "A Silicon-Based Integrated NMOS-p-i-n Photoreceiver", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 43, no. 3, pp. 411–416, 1996

- [GGB] GGB Industries, "Picoprobe Model 12C", Datenblatt, 2003
- [Ghioni] M. Ghioni et al., "A VLSI-Compatible High-Speed Silicon Photodetector for Optical Data Link Applications", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 43, no. 7, pp. 1054–1060, 1996
- [Gray] P. Gray et al., "Analysis and Design of Analog Integrated Circuits", 4<sup>th</sup> Ed., John Wiley&Sons, 2001
- [Genoe] J. Genoe et al., "Calculation of the Current Response of the Spatially Modulated Light CMOS Detector", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 48, no. 9, pp. 1892–1901, 2001
- [Gregorian] R. Gregorian, G. Temes, "Analog MOS Integrated Circuits for Signal Processing", John Wiley&Sons, 1986
- [Hammerschmidt] D. Hammerschmidt, "Integrierte CMOS-Signalverarbeitungssysteme zur Korrektur nichtidealer Sensorkennlinien", VDI Verlag, 1996
- [Hehemann02a] I. Hehemann et al., "Optikerfassungseinrichtung", Deutsches Patent 10223201.6-53, 2002
- [Hehemann02b] I. Hehemann et al., "Photodiode", Deutsche Patentanmeldung 10223202.4, 2002
- [Hehemann02c] I. Hehemann et al., "A New Detector Architecture for Optical Pickup Units in DVD Systems", Proceedings of the IEEE International Symposium on Circuits and Systems, pp. IV-41–IV-42, 2002
- [Hehemann02d] I. Hehemann et al., "A CMOS Photodiode Array with Linearized Spectral Response and Spatially Distributed Light Intensity Detection for the Use in Optical Storage Systems", Proceedings of the 32<sup>nd</sup> European Solid-State Device Research Conference, pp. 431–434, 2002
- [Hehemann03a] I. Hehemann et al., "A New Single Chip Optical CMOS Detector for Next Generation Optical Storage Systems", Symposium on VLSI Circuits Digest of Papers, pp. 165–168, 2003
- [Hehemann03b] I. Hehemann et al., "A CMOS Detector with Combined In-Situ Demodulation and Image Acquisition", Proceedings of SPIE Optical Systems Design, pp. 217–224, 2003
- [HP86] Hewlett Packard, "Semiconductor Parameter Analyzer HP4145B", Datenblatt, 1986
- [HP97] Hewlett Packard, "Semiconductor Parameter Analyzer HP4155B", Datenblatt, 1997



- [Hietala] V. M. Hietala et al., "Two-Dimensional 8x8 Photoreceiver Array and VCSEL Drivers for High-Throughput Optical Data Links", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 36, no. 9 pp. 1297–1302, 2001
- [Huang] D. R. Huang et al., "A Novel Pickup Head Design for DVD-Multi System", Japanese Journal of Applied Physics, vol. 40, pp. 1768–1770, 2001
- [Huppertz] J. Huppertz, "2-D CMOS Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung", Fraunhofer IRB Verlag, 2000
- [Imanaka] R. Imanaka, "The IT Society and Optical Memory in 2030s", OITDA Opto Newsletter no. 16, 2002
- [IMSa] Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme, "Geometrical Designrules C0512M+", 2001
- [IMSB] Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme, "Design-Manual C0512M+", 2001
- [Infineon] Infineon Technologies, "Ternary PIN Photodiode with Integrated Peramplifier IC SRP00264x", 2003 Datenblatt,
- [Ingels] M. Ingels, M. S. J. Steyaert, "A 1-Gb/s, 0.7- $\mu$ m CMOS Optical Receiver with Full Rail-To-Rail Output Swing", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 34, no. 7, pp. 971–977, 1999
- [Jung] W. G. Jung et al., "Op Amp Applications", Analog Devices, 2002
- [Kawanishi] S. Kawanishi et al., "Wide-Band Frequency-Response Measurement of Optical Receivers Using Optical Heterodyne Detection", Journal of Lightwave Technology, vol. 7, no. 1, pp. 92–98, 1989
- [Kamath] B. Y. Kamath et al., "Relationship Between Frequency Response and Settling Time of Operational Amplifiers", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. SC-9, no. 6, pp. 347–352, 1974
- [Keithley] Keithley Instruments, "Keithley 590 CV Analyzer", Datenblatt, 1986
- [Kieschnick] K. Kieschnick, H. Zimmermann, "High-Sensitivity BiCMOS OEIC for Optical Storage Systems", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 38, no. 4, pp. 579–584, 2003
- [Kimura] S. Kimura et al., "Photodetectors Monolithically Integrated on SOI Substrate for Optical Pickup Using Blue or Near-Infrared Semiconductor Laser", IEEE Transaction on Electron Devices, vol. 49, no. 6, pp. 997–1003, 2002
- [Kokozinski] R. Kokozinski, "Analoge CMOS-Hochfrequenz-Schaltungstechnik für niedrige Versorgungsspannungen", Fortschrittberichte VDI, 1997



- [Kuchta] D. M. Kuchta et al., "Performance of Fiber–Optic Data Links Using 670–nm cw VCSELs and a Monolithic Si Photodetector and CMOS Preamplifier", IBM Journal Research and Development, vol. 39, no. 1/2, pp. 63–72, 1995
- [Kuijk] M. Kuijk et al., "Spatially Modulated Light Detector in CMOS with Sense–Amplifier Receiver Operating at 180Mb/s for optical Data Link Applications and Parallel Optical Interconnects Between Chips", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 4, no. 6, pp. 1040–1045, 1998
- [Laker] K. R. Laker, W. M. C Sansen, "Design of Analog Integrated Circuits and Systems", McGrawHill, 1994
- [Linten] D. Linten et al. "Integrated Optical Receiver with Beam Localisation", IEE Electronics Letters, vol. 38, no. 10, pp. 456–458, 2002
- [Liu] M. Y. Liu et al., "140–GHz Metal–Semiconductor–Metal photodetectors on Silicon–On–Insulator Substrate with a Scaled Active Layer", Applied Physics Letters 65 (7), pp. 887–888, 1994
- [Long] J. Long, "Passive Components and RF/MMIC Design", EPFL Course on RF Analog Design, 2001
- [Lu] C. H. Lu et al., "Bandwidth Enhancement Techniques for Transimpedance Amplifiers in CMOS Technologies", European Solid–State Circuits Conference, pp. 196–200, 2001
- [Mansuripur] M. Mansuripur, "R&D Activities in Optical Data Storage Media" WTEC Panel on The Future of Data Storage Technologies – Final Report, pp. 35–58, 1999
- [Marchese] S. Marchese et al., "A BiCMOS 1X to 5X Combined Analog Frontend IC for DVD–ROM & Movie Players", IEEE Custom Integrated Circuits Conference, pp. 333–336, 1999
- [Matsuda] T. Matsuda et al., "62x42.7Gbit/s (2.5Tbit/s) WDM Signal Transmission Over 2200km With Broadband Distributed Raman Amplification", IEE Electronics Letters, vol. 38, no. 15, pp. 818–819, 2002
- [Maxim01] Maxim Integrated Products, "Accurately Estimating Optical Receivers Sensitivity", Application Note HFAN–3.0.0, 2001
- [Maxim03] Maxim Integrated Products, "Optical Receiver Performance Evaluation", Application Note HFAN–3.0.2, 2003
- [Morifuji] E. Morifuji et al., "Future Perspective and Scaling Down Roadmap for RF–CMOS", Symposium on VLSI Circuits Digest of Papers, p. 165–166, 1999
- [Oh] Y. H. Oh et al., "A 2.5Gb/s CMOS Transimpedance Amplifier Using Novel Active Inductor Load", European Solid–State Circuits Conference, pp. 192–196, 2001

- [Ohtsu] M. Ohtsu, "Optical Recording by Optical Near Field", OITDA Opto Newsletter no. 17, 2002
- [Pauchard99] A. Pauchard et al., "A Silicon Blue/UV Selective Stripe-Shaped Photodiode", Sensors and Actuators A, vol. 76, pp. 172–177, 1999
- [Pauchard00] A. Pauchard et al., "Ultraviolet-Selective Avalanche Photodiode", Sensors and Actuators A, vol. 82, pp. 128–134, 2000
- [Philips] Philips Semiconductors, "TZA3043, TZA 3043B: Gigabit Ethernet/Fibre Channel Transimpedance Amplifier", Datenblatt, 2001
- [Plant] D. V. Plant, "256-Channel Bidirectional Optical Interconnect Using VCSELs and Photodiodes on CMOS", IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 19, no. 8, pp. 1093–1103, 2001
- [Razavi94] B. Razavi et al., "Impact of Distributed Gate Resistance on the Performance of MOS Devices", IEEE Transactions on Circuits and Systems – I, vol. 41, no. 11, pp. 750–754, 1994
- [Razavi00] B. Razavi, "A 622Mb/s 4.5pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$  CMOS Transimpedance Amplifier, ISSCC Digest of Technical Papers, pp. 162–163, 2000
- [Razavi01] B. Razavi, "Design of Analog CMOS Integrated Circuits", McGraw-Hill, 2001
- [Reinhold] M. Reinhold et al., "A Fully-Integrated 40 Gb/s Clock and Data Recovery / 1:4 DEMUX IC in SiGe Technology", ISSCC Digest of Technical Papers, pp. 76–77, 2001
- [Rieth] J. S. Rieh et al., "Monolithically Integrated SiGe-Si PIN-HBT Front-End Photoreceivers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, pp. 415–417, 1998
- [Rochas] A. Rochas et al., "Low-Noise Silicon Avalanche Photodiodes Fabricated in Conventional CMOS Technologies", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 49, no. 3, pp. 387–393, 2002
- [Ross] J. Ross, "DVD Player Fundamentals", Prompt Publications, 2000
- [Sah] C. T. Sah, "Evolution of the MOS Transistor – From Concept to VLSI", Proceedings of the IEEE, vol. 76, no. 10, pp. 1280–1326, 1988
- [Sandel] D. Sandel et al., "PMD Compensation in 2x40Gbit/s, 212km, CS-RZ Polarization Multiplexed Transmission Experiment", Proceedings of the ECOC – Post Deadline Papers, pp. 74–75, 2001
- [Sarpeshkar] R. Sarpeshkar et al., "White Noise in MOS Transistors and Resistors", IEEE Circuits and Devices, pp. 23–29, Nov. 1993

- [Seegebrecht] P. Seegebrecht, M. Hohenbild, "Entwicklung von OEICs für ein DVD-System auf Basis von blau/violettem Licht", EUREKA Projekt BlueSPOT, 6<sup>th</sup> Status Seminar on Optical Data Storage, 2001
- [Schanz97] M. Schanz et al., "Smart CMOS Image Sensor Arrays", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 44 no. 10 pp. 1699–1705, 1997
- [Schanz98] M. Schanz, "Eindimensionale CMOS Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung", Dissertation an der Gerhard-Mercator-Universität-Gesamthochschule Duisburg, 1998
- [Savoj] J. Savoj, B. Razavi, "High-Speed CMOS Circuits for Optical Receivers", Kluwer Academic Publishers, 2001
- [Schlachetzki] A. Schlachetzki, "Halbleiter-Elektronik", Teubner Studienbücher Angewandte Physik, 1990
- [Schulz] W. Schulz, "Chips kommunizieren künftig optisch", VDI nachrichten, Nr. 48, S. 32, 2001
- [Shockley] W. Shockley, "The Path to the Conception of the Junction Transistor", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 31, no. 11, 1984
- [Singh] J. Singh, "Semiconductor Optoelectronics", McGraw-Hill, 1995
- [Smith] R. G. Smith, S. D. Personick, "Receiver Design for Optical Fiber Communication Systems", Topics in Applied Physics: Semiconductor Devices for Optical Communication, 2<sup>nd</sup> Ed., Springer-Verlag, 1987
- [Sony] Sony Corporation, "Blu-ray website", <http://www.blu-ray.org/>, 2003
- [Steadman] R. Steadman et al., "A CMOS Photodiode Array With In-Pixel Data Acquisition System", Proceedings of the European Solid-State Circuits Conference, pp. 117–120, 2003
- [Sze] S. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley&Sons, 1981
- [Thomas] S. G. Thomas et al., "CMOS-Compatible Photodetector Fabricated on Thick SOI Having Deep Implanted Electrodes", IEE Electronics Letters, vol. 38, no. 20, pp. 1202–1204. 2002
- [Tenhunen] H. Tenhunen, "Introduction to Electrical Issues in SoC/SoP Design", ESSCIRC Tutorial Electrical Issues in SoC/SoP Design, 2002
- [Triantis] D. P. Triantis et al., "Thermal Noise Modeling for Short-Channel MOS-FET's", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 43, no. 11, pp. 1950–1955, 1996
- [Tsividis] Y. P. Tsividis, "Operating and Modeling of the MOS Transistor", 2<sup>nd</sup> Ed., McGraw-Hill Book Company, 1999

- [Unbehauen] R. Unbehauen, "Systemtheorie: Grundlagen für Ingenieure", Oldenbourg Verlag, 1990
- [Ura] S. Ura et al., "An Integrated-Optic Disk Pickup Device", IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. LT-4, no. 7, pp. 913–918, 1986
- [Vadipour] M. Vadipour, J. Savoj, "A Low-Power 20-Gb/s CMOS 2:1 Multiplexer/Driver", Proceedings of the ESSCIRC, pp. 231–234, 2002
- [van Kessel] T. J. van Kessel, "An Integrated Operational Amplifier with Novel HF Behaviour", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. SC-3, no. 4, pp. 348–352, 1968
- [Vanisri] T. Vanisiri, Chris Toumazou, "On the Design of Low-Noise Current-Mode Optical Preamplifiers", Analog Integrated Circuits and Signal Processing 2, pp. 179–195, 1992
- [Vogel] H. Vogel, "Gerthsen Physik", 18. Auflage, Springer Verlag, 1995
- [Volk] M. Volk, "Einführung in die Informatik", Vorlesung an ZHW/Dolmetscherschule Zürich, <http://home.zhwin.ch/~vlk/inf.1/>, 2002
- [Wakimoto] T. Wakimoto, Y. Akazawa, "A Low-Power Wide-Band Amplifier Using a New Parasitic Capacitance Compensation Technique", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 25, no. 1, pp. 200–206, 1990
- [Warneke] C. Warneke, "Aufbau und Inbetriebnahme eines Beleuchtungssystems Empfindlichkeitsbestimmung von Photosensoren", Studienarbeit an der Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, 2001
- [Winstel] G. Winstel, C. Weyrich, "Optoelektronik II", Springer-Verlag, 1986
- [Williams] G. F. Williams, "Lightwave Receivers", Topics in Lightwave Transmission Systems, Academic Press Inc., 1989
- [Woerlee] P. H. Woerlee et al., "RF CMOS Performance Trends", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 48, no. 8, pp. 1776–1782, 2001
- [Woodward] T. K. Woodward and A. 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, pp. 146–156, 1999
- [Wu] W. C. Wu et al., "CMOS Transimpedance Amplifier for DVD Applications", Proceedings of the IEEE International Symposium on Circuits and Systems, pp. I-304–I-307, 2001
- [Yamamoto] T. Yamamoto et al., "A Mixed-Signal 0.18 $\mu$ m CMOS SoC for DVD Systems With 432-MSamples/s PRML Read Channel and 16-Mb Embedded DRAM", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 36, no. 11, pp. 1785–1794, 2001

- [Yang] M. Yang et al., "A High-Speed, High-Sensitivity Silicon Lateral Trench Photodetector", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 23, no. 7, pp. 395–397, 2002
- [Yano] H. Yano et al., "16x16 Two-Dimensional Optoelectronic Integrated Receiver Array for Highly Parallel Interprocessor Networks", IEICE Transactions on Electronics, vol. E80-C, no. 5, pp. 689–694, 1997
- [Zhang] W. Zhang et al., "A novel high-gain CMOS image sensor using floating N-well/gate tied PMOSFET", IEDM Digest of Technical Papers, pp. 1023–1025, 1998
- [Zimmermann99a] H. Zimmermann et al., "High-Bandwidth BiCMOS OEIC for Optical Storage Systems", ISSCC Digest of Technical Papers, pp. 384–385, 1999
- [Zimmermann99b] H. Zimmermann et al., "Monolithic High-Speed CMOS-Photoreceiver", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, pp. 254–256, 1999
- [Zimmermann00] H. Zimmermann, "Integrated Silicon Optoelectronics", Springer Verlag, 2000