

Fortschritt-Berichte VDI

Reihe 9

Elektronik

Dipl.-Ing. Ingo Martiny,
Halstenbek

Nr. 302

Integration und Optimierung optoelektronischer Sensoren in Standard- CMOS-Prozessen

Martiny, Ingo

Integration und Optimierung optoelektronischer Sensoren in Standard-CMOS-Prozessen

Fortschr.-Ber. VDI Reihe 9 Nr. 302. Düsseldorf: VDI Verlag 1999.

164 Seiten, 129 Bilder, 11 Tabellen.

Für die Dokumentation: Opto-ASIC – Analoge CMOS-Schaltung – IC-Design – Optoelektronik – Farbdetektor

Mit diesem Buch wird der mit dem Entwurf integrierter Anlogschaltungen vertraute Leser in die Problematik integrierter Optosensoren eingeführt. Es beschreibt den Stand der Technik und versetzt den Leser in die Lage selber integrierte optische Sensoren in Standard-CMOS-Schaltungen zu entwerfen. Zunächst werden die Ausbreitungsmechanismen der vom Licht generierten Ladungsträger im Silizium beschrieben. Daraus werden neue Ansätze entwickelt, das durch Ladungsträgerdiffusion hervorgerufene Übersprechen zwischen benachbarten Elementen zu dämpfen. Es folgen Schaltungen für die Ankopplung der Photodioden an die weitere Signalverarbeitung sowie grundlegende Betrachtungen zum Einfluß des Rauschens auf die Empfindlichkeit der Photodioden. Weiterhin wird untersucht, wie sich die verschiedenen transparenten Abdeckungen auf die Farbempfindlichkeit der Photodioden auswirken und wie die aktive Schaltung vor störenden Lichteinflüssen geschützt werden kann. Abschließend werden verschiedene Gehäuseformen vorgestellt.

Die Reihen der FORTSCHRITT-BERICHTE VDI:

- | | | | |
|----|--|----|--|
| 1 | Konstruktionstechnik/Maschinenelemente | 12 | Verkehrstechnik/Fahrzeugtechnik |
| 2 | Fertigungstechnik | 13 | Fördertechnik/Logistik |
| 3 | Verfahrenstechnik | 14 | Landtechnik/Lebensmitteltechnik |
| 4 | Bauingenieurwesen | 15 | Umwelttechnik |
| 5 | Grund- und Werkstoffe | 16 | Technik und Wirtschaft |
| 6 | Energieerzeugung | 17 | Biotechnik/Medizintechnik |
| 7 | Strömungstechnik | 18 | Mechanik/Bruchmechanik |
| 8 | Meß-, Steuerungs- und Regelungstechnik | 19 | Wärmetechnik/Kältetechnik |
| 9 | Elektronik | 20 | Rechnerunterstützte Verfahren
(CAD, CAM, CAE, CAP, CAQ, CIM, ...) |
| 10 | Informatik/Kommunikationstechnik | 21 | Elektrotechnik |
| 11 | Schwingungstechnik | | |

© VDI Verlag GmbH · Düsseldorf 1999

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe (Fotokopie, Mikrokopie), der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen, im Internet und das der Übersetzung, vorbehalten.

Als Manuskript gedruckt. Printed in Germany.

ISSN 0178-9422

ISBN 3-18-330209-8

**Integration und Optimierung
optoelektronischer Sensoren
in Standard-CMOS-Prozessen**

Vom Promotionsausschuß der
Technischen Universität Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation

von

Ingo Martiny

aus Berlin

1999

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. R.-R. Grigat

2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. J. Müller

Tag der mündlichen Prüfung: 30. April 1999

Danksagung

Diese Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne die hilfreiche Unterstützung eines großen Personenkreises.

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr.-Ing. R.-R. Grigat¹, der diese Arbeit angeregt und begutachtet hat. Weiterhin gilt er Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. J. Müller² für die Anfertigung des zweiten Gutachtens.

Den Kollegen vom Mikroelektronik Anwendungszentrum Hamburg³ aus der ASIC-Entwicklung sei Dank für die anregenden Diskussionen sowie die Möglichkeiten, die gewonnenen Ideen in die Praxis umzusetzen.

Diese ganze Arbeit wäre allerdings nicht entstanden ohne die (moralische) Unterstützung meiner Frau Ruth und meiner Kinder, die mir während der ganzen Zeit den Rücken freigehalten haben, um diese Arbeit anzufertigen. Ihnen bin ich daher ganz besonders dankbar.

¹Internet <http://www.ti1.tu-harburg.de>

²Internet <http://www.tu-harburg.de/ht>

³Internet <http://www.maz-hh.de/opto-ics/index.html>

Inhaltsverzeichnis

Verwendete Kurzzeichen und Konstanten	VII
Kurzfassung	XI
Einleitung	1
1 Physikalische Grundlagen	4
1.1 Der photoelektrische Effekt	4
1.2 Ladungstransport im Halbleiter	9
1.2.1 Die Transportgleichung des Halbleiters	9
1.2.2 Lichtstimulierte Ladungsverteilung	11
1.2.2.1 Das homogen bestrahlte Silizium	12
1.2.2.1.1 Der feldfreie Fall	13
1.2.2.1.2 Äußeres elektrisches Feld	18
1.2.2.2 Das teilweise abgedeckte Silizium	20
1.2.2.2.1 Der feldfreie Fall	21
1.2.2.2.2 Äußeres elektrisches Feld	21
2 Photodetektoren	22
2.1 Aufbau eines CMOS-Prozesses	22
2.2 Photowiderstände	24
2.3 Photodioden	27
2.3.1 Der p-n-Übergang	27
2.3.2 Kapazität einer Sperrschicht	29
2.3.3 Die Sperrschicht unter Lichteinwirkung	30
2.3.3.1 Die spektrale Empfindlichkeit der Photodiode	32
2.3.3.1.1 Bestrahlung von oben	33

2.3.3.1.2	Bestrahlung von der Seite	37
2.3.3.2	Zeitverhalten	38
2.3.3.3	Übersprechen	42
2.3.3.3.1	Abschirmung durch vertikale Zonen	44
2.3.3.3.2	Abschirmung durch Wannenisolation	44
2.3.3.3.3	Abschirmung durch Substratstrom	49
2.4	Bipolare Phototransistoren	55
2.4.1	Der vertikale Phototransistor	55
2.4.2	Der laterale Phototransistor	65
2.5	MOS-Phototransistoren	66
2.6	Streuung	67
3	Signalauskopplung	69
3.1	Kontinuierliche Signalauskopplung	69
3.1.1	Auskopplung mit Widerstandslast	69
3.1.2	Auskopplung mit Stromspiegel	71
3.1.2.1	Sättigungsbereich des MOS-Transistors	71
3.1.2.2	Linearer Bereich des MOS-Transistors	72
3.1.2.3	Subthresholdbereich des MOS-Transistors	73
3.1.3	Auskopplung mit kleinem Diodenspannungshub	77
3.2	Integrierende Signalauskopplung	81
3.3	Differenzierende Signalverarbeitung	84
3.4	Streuung der Transistorparameter	90
4	Rauschen	93
4.1	Rauscharten	93
4.1.1	Thermisches Rauschen	94
4.1.2	Schrotrauschen	95
4.1.3	Generations-Rekombinations-Rauschen	96
4.1.4	Funkelrauschen	96

INHALTSVERZEICHNIS

VII

4.1.5	Popcorn-Rauschen	97
4.2	Rauschen in Photodioden	97
4.3	Transistorrauschen	99
4.3.1	Rauschen in Bipolartransistoren	99
4.3.2	Rauschen in MOS-Transistoren	101
5	Lichtdämpfung	105
5.1	Abschirmung durch Aluminium	105
5.2	Lichtleitung im Oxid	107
5.3	Lichtdämpfung durch Reflexion	109
6	Gehäuse	120
7	Zusammenfassung	122
A	Differentialgleichungen	123
A.1	Das homogen bestrahlte Silizium	123
A.1.1	Der stationäre, feldfreie Zustand	123
A.1.2	Das Abschalten der Lichtstrahlung	124
A.1.3	Das Einschalten der Lichtstrahlung	126
A.1.4	Homogen bestrahltes Silizium im elektrischen Feld	126
A.2	Das teilweise abgedeckte Silizium	127
A.2.1	Der stationäre Zustand	127
A.2.2	Der Einfluß des elektrischen Feldes	127
A.3	Punktförmige Bestrahlung des Siliziums	128
B	MOS-Prozeß-Berechnung	134
C	Photometrische Größen	138
D	Optische Messungen	140
	Literaturverzeichnis	146

Verwendete Kurzzeichen und Konstanten

Alle Angaben beziehen sich auf eine Temperatur von $T = 300$ K, soweit nicht anders angegeben. Die Literaturangaben verweisen auf die Herkunft oder auf weiterführende Quellen.

	Umrechnung der Energieeinheiten:	$1 \text{ eV} = 0,16021892 \cdot 10^{-18} \text{ Ws}$	[93] [97]
		$1 \text{ Ws} = 6.2414657 \cdot 10^{18} \text{ eV}$	
a, a_1, a_2	Rauschgrößen		
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$c = 2,99792 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$	[93] [97]
c_L	Leitungskapazität einer Diode		
c_s	Sperrschichtkapazität einer Diode		
d	Durchmesser eines Lichtstrahls		
g, g_{\max}	Gewinn eines Photowiderstandes		
h	Plancksches Wirkungsquantum	$h = 6,62617 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2$ $= 4,1357013 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$	[93] [97] [97]
k	Boltzmann-Konstante	$k = 1,380662 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/K}$ $= 8,617347 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$	[93] [97]
k	Extinktionskoeffizient		
m	Korrekturfaktor der Exponentialfunktion		
m_{Ph}	Photonenmasse,	$m_{\text{Ph}} = E_{\text{Ph}}/c^2$	
n, n_0	Dichte freier Elektronen		
n	Brechungsindex		
n_i	intrinsische Ladungsträgerdichte	$n_i = 14,5 \cdot 10^6 \cdot 1/\text{mm}^3 \text{ in Si}$ $= 9,8 \cdot 10^6 \cdot 1/\text{mm}^3 \text{ in Si}$	[93] [97]
n_{opt}	Dichte generierter Elektronen (pro Volumen)		
n_{PD}	Photonendichte (pro Fläche)		
n_{Ph}	Photonenzahl		
n_{PSD}	Photonenstromdichte, Generationsrate / Fläche	$n_{\text{PSD}} = P_{\text{opt}} \frac{\lambda}{hc}$	
n_{Si}	Brechungsindex von Si ($n_{\text{Si}} = f(\lambda)$)	$n_{\text{Si}} = 6,5 - 3,7$	[24]
$n_{\text{Si}_3\text{N}_4}$	Brechungsindex von Siliziumnitrid	$n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 2,05$	[93]
n_{SiO_2}	Brechungsindex von Siliziumoxid	$n_{\text{SiO}_2} = 1,55$	[82]
		$n_{\text{SiO}_2} = 1,46$	[93]
p, p_0	Dichte freier Löcher		
p_{opt}	Dichte generierter Löcher (pro Volumen)		
q	Elementarladung	$q = 1,6021892 \cdot 10^{-19} \text{ As}$	[93] [97]

r	Abstand vom Mittelpunkt des Lichtstrahls		
w, w_0	Sperrschichtweite		
x, y, z	Weglängen im Silizium		
A	Diodenfläche		
C_D	Diffusionskapazität einer Diode		
C_{Ox}	spezifische Gatekapazität		
D_n	Diffusionskonstante	$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n$	[93] [97]
D_p	Diffusionskonstante	$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p$	[93] [97]
D^*	ambipolare Diffusionskonstante	$D^* = \frac{p+n}{\frac{p}{D_n} + \frac{n}{D_p}}$	[77]
E_B	Bandabstand im Halbleiter	$E_{B_{Si}} = 1,124 \text{ eV in Silizium}$	[93] [97]
E_C	Energieniveau des Leitungsbandes		
E_{opt}	Strahlungsenergie des Lichtes		
E_{Ph}	Photonenenergie	$E_{Ph} = h \frac{c}{\lambda} = \frac{1239,85}{\lambda [\text{nm}]} \text{ eV}$ $= \frac{198,64728 \cdot 10^{-18}}{\lambda [\text{nm}]} \text{ W}_S$	
E_V	Energieniveau des Valenzbandes		
\mathcal{E}, E	elektrische Feldstärke		
G	Generationsrate (Teilchen pro Zeit)		
I_D	Diodenstrom		
I_{Ph}	Photostrom		
I_s	Sperrstrom		
J, \mathcal{J}	Stromdichte		
L	Diffusionslänge		
L_n	Diffusionslänge der Elektronen (im undotierten Silizium)	$L_n = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_n \tau_n} = \sqrt{D_n \tau_n}$	[93] [97]
		$= 3,11 \text{ mm}$	
L_p	Diffusionslänge der Löcher (im undotierten Silizium)	$L_p = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_p \tau_p} = \sqrt{D_p \tau_p}$	[93] [97]
		$= 1,7 \text{ mm}$	
N_A	Akzeptordichte		
N_C	eff. Zustandsdichte des Leitungsbandes	$N_{C_{Si}} = 2,8 \cdot 10^{16} / \text{mm}^3$	[93]
N_D	Donatordichte		
P	Leistung,		
P_{opt}	opt. Leistungsdichte, spez. Bestrahlungsstärke		
R	elektrischer Widerstand		
R_n	Rekombinationsrate (Teilchen pro Zeit)		
R_{sq}	Schichtwiderstand im IC		
\mathcal{R}	Reflektionsfaktor		
T	Temperatur in K		

X

Kurzzzeichen und Konstanten

T	Transitzeit in einem Widerstand		
T_0	Temperaturnullpunkt	T_0	$= -273,15 \text{ °C}$ [97]
\mathcal{T}	Transmissionsfaktor		
U	Spannung		
U_D	Diffusionsspannung		
U_{K1}	Klemmenspannung		
U_T	Temperaturspannung	U_T	$= \frac{kT}{q} = 25,9 \text{ mV}$ [93]
V	Volumen		
V_{Th}	Schwellspannung eines MOS-Transistors		
$W(\nu)$	Rauschleistungsdichte	$W(\nu)$	$= h\nu$ [75]
α	Absorptionskoeffizient (s. S. 6)		
ε_0	elektrische Feldkonstante	ε_0	$= 8,85418782 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ [93] [97]
ε_{rSi}	relative Dielektrizitätskonstante des Siliziums	ε_{0Si}	$= 11,9$ [93]
		ε_{0Si}	$= 11,7$ [97]
ε_{rSiO_2}	relative Dielektrizitätskonstante des Siliziumdioxids	ε_{rSiO_2}	$= 3,9$ [93]
λ	Lichtwellenlänge		
λ	Parameter der Differentialgleichung		[13]
$\lambda_{\max Si}$	Absorptionsgrenzwellenlänge des Siliziums	$\lambda_{\max Si}$	$= 1,1 \mu\text{m}$
μ_n	Elektronenbeweglichkeit	μ_n	$= 0,15 \text{ m}^2/\text{Vs}$ in Si [93] $= 0,145 \text{ m}^2/\text{Vs}$ in Si [97] $= 0,85 \text{ m}^2/\text{Vs}$ in GaAs [93] $= 0,855 \text{ m}^2/\text{Vs}$ in GaAs [97]
μ_p	Löcherbeweglichkeit	μ_p	$= 0,045 \text{ m}^2/\text{Vs}$ in Si [93] $= 0,048 \text{ m}^2/\text{Vs}$ in Si [97] $= 0,04 \text{ m}^2/\text{Vs}$ in GaAs [93] [97]
ν	Lichtfrequenz,	ν	$= c/\lambda$
ϱ	spezifischer el. Widerstand		
ϱ_{Al}	spezifischer Widerstand des Al	ϱ_{Al}	$= 0,0286 \Omega\text{mm}^2/\text{m}$ [38]
σ	Effektivwert der Rauschgröße		
τ	Lebensdauer eines Paares	τ_{Si}	$= 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ in Si [93]
χ	spezifischer elektrischer Leitwert	χ	$= 1/\varrho$

Kurzfassung

Die Integration von optischen Sensoren und der dazugehörigen Signalverarbeitung auf einem Siliziumchip bietet dem Anwender viele technische und wirtschaftliche Vorteile. Insbesondere lassen sich damit Bildaufnehmer realisieren mit hohem Kontrastumfang und sehr schneller Bildauswertung. Allerdings ist der Entwurfsaufwand größer und die Flexibilität geringer als bei der Anwendung getrennter Komponenten für die Bildwandlung und die Signalverarbeitung. Insbesondere ruft das einstrahlende Licht in abgeschatteten Teilen der integrierten Schaltung unerwünschte Effekte hervor. Diese Effekte sind zwar bekannt, aber es werden kaum effiziente Wege vorgeschlagen diese Störungen zu unterdrücken.

Diese Effekte werden in der vorliegenden Arbeit theoretisch aufgearbeitet, und es werden verschiedene Ansätze gezeigt diese Störungen zu unterbinden. Für die Störunterdrückung werden realisierte, zum Teil neue Maßnahmen mit den gewonnenen Meßergebnissen vorgestellt.

Bei der Betrachtung der integrierten Phototransistoren wird gezeigt, daß der Emitter möglichst klein sein sollte, um einen maximalen Wirkungsgrad zu erreichen. Diese Aussage war auf Grund der Literatur nicht zu erwarten.

Die Stärke der integrierten optisch-elektrischen Wandler liegt in der anschließenden, zusammen mit den Sensoren auf einem Chip integrierten, Signalverarbeitung. Es werden für die verschiedenen Anforderungen optimierte, teilweise neu entwickelte Schaltungen vorgestellt.

Optische Aspekte werden in dem Kapitel über die Abschwächung des Lichtes auf dem Weg bis zur Oberfläche des Siliziums angesprochen. Dabei wird auch ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Verfahren vorgestellt, mit dem aus der Messung der spektralen Empfindlichkeit der Photodioden die Dicke der Deckschichten auf dem Silizium bestimmt werden kann.

Den Abschluß der Arbeit bildet neben den Betrachtungen über die möglichen Gehäuseformen ein Anhang mit Hinweisen zur Umrechnung physikalischer Halbleiterparameter in elektrische Größen, mit dem Vergleich zwischen radiometrischen und photometrischen Größen und mit der Beschreibung der verwendeten Meßaufbauten.

Einleitung

In den letzten Jahren wurden die Entwurfswerkzeuge für kundenspezifische integrierte Schaltungen immer leistungsfähiger. Gleichzeitig wurde das Angebot der Prototypenfertigung von den verschiedenen Halbleiterherstellern deutlich vergrößert. Dadurch ist der Einsatz kundenspezifischer integrierter Schaltungen immer wirtschaftlicher geworden; es sind mittlerweile auch Spezialschaltungen mit Stückzahlen von nur einigen tausend pro Jahr als vollintegrierte Lösung interessant. Dies gilt nicht nur für rein digitale Schaltungen, sondern auch immer mehr für gemischt analog-digitale oder sogar rein analoge Anwendungen.

Besonderes Interesse gilt dabei den aktiven Sensoren, in denen das sensorische Element zusammen mit einer Signalverarbeitungseinheit auf einem Hybrid oder in einer einzigen integrierten Schaltung angeordnet ist. Beispiele für solche Lösungen sind Detektoren für magnetische Felder, Kraftaufnehmer oder lichtempfindliche Sensoren.

Optische Sensoren mit integrierter Signalvorverarbeitung können dabei auf der Basis der CCD-Fertigungsprozesse mit zusätzlichen Prozeßschritten für die signalverarbeitende Elektronik hergestellt werden [90], oder man benutzt die standardisierten CMOS-Prozesse der Halbleiterindustrie. Es sind dabei keinerlei Eingriffe in den normalen Fertigungsablauf des Herstellers notwendig; als lichtempfindliche Elemente werden Sperrschichtdioden eingebaut. Dieses bietet vergleichsweise kostengünstige Lösungen, deren Vorteile für den Anwender auf der Hand liegen:

- Integrierte Optosensoren sind ohne Blendensteuerung für einen Kontrastumfang von mehr als sechs Dekaden einsetzbar. Zum Vergleich: Das menschliche Auge kann innerhalb des Bildfeldes einen Kontrast von etwa 1:250 auflösen [105], der Adaptionsumfang des Auges ohne Pupillensteuerung beträgt etwa 6 Dekaden [22]. Dagegen erreicht eine handelsübliche CCD-Kamera einen Umfang von weniger als drei Dekaden, Labormuster erreichen vier Dekaden.
- Die optischen Signale können zeitkontinuierlich verarbeitet werden. Bei hinreichender Bestrahlungsstärke lassen sich zeitliche Änderungen im Submikrosekundenbereich erfassen, ohne daß in der Fertigung des Halbleiters besondere (vom Standard-CMOS-Prozeß abweichende und damit teure) Maßnahmen erforderlich sind.
- Die integrierte Schaltung kann so entworfen werden, daß alle vorhandenen Sensorpunkte gleichzeitig verarbeitet werden. Die Ergebnisse stehen damit auch zeitgleich mit einer für alle Erfassungspunkte gleichen Verzögerung zur Verfügung.
- Es kann ein Analog-Digital-Wandler mit integriert werden, dessen Eigenschaften der geforderten Sensoraufgabe optimal angepaßt sind. Dabei kann beispielsweise im analogen Signalpfad eine Logarithmierung des Signals vorgesehen werden, um den großen Kontrastumfang an die nachfolgende Signalverarbeitung anzupassen.
- Nicht zuletzt gilt auch für integrierte optische Sensoren der Vorteil aller kundenspezifischen integrierten Schaltungen, nämlich ihre Nachbausicherheit.

Es gibt auch schon Ideen, komplette Kameras mit programmierbarer Signalvorverarbeitung [32] oder auch mit Algorithmen der Bildvorverarbeitung [5, 30] auf einem Chip zu integrieren.

Kameras mit auf dem Chip integrierter Signalaufbereitung sind bereits am Markt erhältlich [44], auch farbempfindliche [43, 99]. Eher wirtschaftlich orientierte Zeitschriften sagen den CMOS-Kameras einen großen Markt voraus [17, 18].

Als Nachteil sollte jedoch der bisher relativ hohe Entwurfsaufwand sowie die eingeschränkte Flexibilität der gefertigten integrierten Schaltung nicht unerwähnt bleiben.

Optische Sensoren auf der Basis von integrierten bipolaren oder CMOS-Schaltungen sind bereits seit den 60er Jahren bekannt. Durch das Erscheinen der CCD-Kameras in den 70er Jahren schwand das Interesse an den sogenannten Opto-ASICs. Erst in den letzten Jahren, mit dem Aufkommen der neuronalen Netze und der damit verbundenen Notwendigkeit, große Datenmengen parallel auf einen Chip zu bekommen, besann man sich wieder auf die optischen Möglichkeiten der CMOS-Schaltungen sowie die gemeinsame Integration von Photosensoren und der Signalverarbeitung, beispielsweise Cellulären Neuronalen Netzwerken, CNNs [27, 28, 49, 50, 67, 68, 103]. Eine Übersicht über die Grundlagen und realisierten Schaltungen der als „Vision Chips“ bezeichneten Schaltungen findet sich in [51, 73]. In Deutschland⁴ wird diese Technik beispielsweise vom *Fraunhofer-Institut für Integrierte Schaltungen IIS-A* in Erlangen [29] und Duisburg [42] und vom *Institut für Mikroelektronik Stuttgart* [36, 37] kommerziell forciert; außerdem arbeiten zusätzlich verschiedene Hochschulen auf diesem Gebiet, beispielsweise die Universitäten Dresden [50] und Heidelberg [58].

Es gibt recht umfangreiche einschlägige Literatur [49, 73, 89] über den Aufbau optischer Sensoren in CMOS-Schaltungen. Trotzdem treten beim Aufbau optoelektronischer Schaltungen störende Effekte auf. Die daraus entstandenen Fragestellungen sowie der Wunsch nach einer möglichst umfassenden Darstellung der Möglichkeiten und Grenzen von Opto-ASICs führten zu der vorliegenden Arbeit.

Diese Arbeit beschreibt die Integration optisch-elektrischer Wandler in integrierten kundenspezifischen CMOS-Schaltungen (ASIC) mit einem Herstellungsprozeß, wie er gegenwärtig von vielen Herstellern auf dem Markt angeboten wird. Gefertigt wurden die in dieser Arbeit entworfenen Schaltungen bei AMS, ATMEL-ES2 und MIETEC im Rahmen des europäischen Hochschul-Verbundprojektes *EUROCHIP*. Verwendet wurden dabei CMOS-Prozesse mit minimalen Gatelängen von 0,8 bis 2,4 μm .

Im ersten Kapitel werden die Grundlagen der optisch-elektrischen Wandlung beschrieben, soweit sie für den Entwickler eines optischen Sensor-ASICs notwendig sind. An verschiedenen Beispielen wird die Ausbreitung der vom Licht generierten Ladungsträger im Silizium gezeigt. Dieses Kapitel kann und soll allerdings kein Lehrbuch der Halbleiterphysik ersetzen, sondern die Grundlagen nur kurz anreißen, soweit sie für das Verständnis der nachfolgenden Kapitel erforderlich sind.

Im zweiten Kapitel werden die Sensorelemente Photowiderstand, Photodiode und Phototransistor mit ihren optischen und elektrischen Eigenschaften vorgestellt. Dabei wird besonders auf die Problematik des Übersprechens zwischen eng benachbarten Photodioden oder Phototransistoren eingegangen. Es werden bisher bei Opto-ASICs nicht angewandte Maßnahmen beschrieben, dieses Signalübersprechen zu dämpfen [63]. Aus diesen Dämpfungsmaßnahmen und den Kenngrößen des verwendeten Halbleiterprozesses ergibt sich dann ein minimales Raster für die

⁴Eine Übersicht über die Firmen, die sich weltweit mit dieser Thematik kommerziell beschäftigen, findet sich im Internet unter

<http://www.eleceng.adelaide.edu.au/Groups/GAAS/Bugeye/visionchips/companies.html>

EINLEITUNG

3

Anordnung der Sensorelemente auf dem Chip.

Bei der Verwendung integrierter Phototransistoren sollte die Emitterfläche möglichst von der Lichtstrahlung abgeschirmt werden, da der im Emitter generierte Photostrom den Kollektorstrom schwächt und damit den Wirkungsgrad des Phototransistors senkt. Dieser in der Literatur bisher kaum beschriebene Effekt wird in Abschnitt 2.4 ausführlich begründet.

Das dritte Kapitel ist der speziellen Schaltungstechnik gewidmet. Darin werden verschiedene Schnittstellen zwischen dem integrierten Sensorelement und der ersten Signalverarbeitungsstufe vorgestellt. Insbesondere werden getaktete Systeme den kontinuierlich arbeitenden Systemen gegenübergestellt sowie geregelte und ungeregelte Schaltungen verglichen.

Ein besonderes Problem zeitkontinuierlicher Systeme stellt das Rauschen des Sensors und der nachfolgenden Signalverarbeitung dar. Darauf geht das Kapitel 4 ein.

Den Fragen, wie man die signalverarbeitenden Teile der integrierten Schaltung vor unerwünschtem Lichteinfluß schützt und wie die Gehäuse der fertigen Schaltungen aussehen können, sind die folgenden Kapitel 5 und 6 gewidmet. Dabei wird in Abschnitt 5.3, in dem auf die Dämpfung des Lichtes vor seinem Auftreffen auf das Silizium eingegangen wird, auch eine Möglichkeit gezeigt, die Dicke des Oxides und Nitrides auf dem Silizium über einer Photodiode mit Hilfe eines Monochromators zu messen.

Für den praxisorientierten Anwender werden im Anhang schließlich Hinweise gegeben, um elektrische Größen der Halbleiterprozesse in physikalische Größen umrechnen zu können. Diese sind notwendig, um aus den elektrischen Kenngrößen des CMOS-Prozesses auf die optischen Eigenschaften der realisierten Sensoren schließen zu können. Weiter wird der Zusammenhang zwischen photometrischen und radiometrischen Größen erläutert. Den Abschluß bildet eine Übersicht über die verwendeten Meßmittel.

Alle in dieser Arbeit vorgestellten Beispiele sind mit den vorgestellten Literaturangaben und den im Anhang B vorgestellten Berechnungsverfahren für den interessierten Leser reproduzierbar. Bei Bedarf an darüber hinausgehenden Informationen bezüglich der CMOS-Prozesse möge man sich direkt an die oben genannten Hersteller wenden.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Schaltungen sind zum Teil nicht frei von Schutzrechten, auch wenn diese nicht extra gekennzeichnet sind. Markennamen sowie eingetragene Warenzeichen sind nicht besonders hervorgehoben.

1 Physikalische Grundlagen

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit den Möglichkeiten, lichtempfindliche Elemente in CMOS-Schaltungen aus Silizium zu integrieren. Dieses Kapitel bringt eine kurze Einführung über die Wirkung der Lichtstrahlung im Silizium.

1.1 Der photoelektrische Effekt

Ein Siliziumatom besitzt vier Valenzelektronen und damit vier Bindungen zu seinen benachbarten Atomen. Diese vier Bindungselektronen sind in den Ecken eines Tetraeders angeordnet. **Bild 1.1** zeigt schematisch die tetraedische Anordnung der Bindungselektronen des Siliziums [77]. Dargestellt ist im Zentrum der Atomkern des Siliziums, die vier Punkte in den Ecken geben die Orte der Valenzelektronen und damit die Positionen der Bindungsmöglichkeiten an.

Die Siliziumatome kristallisieren in Diamantstruktur; das Raumgitter ist kubisch-flächenzentriert. Es kann als Kombination zweier kubisch-flächenzentrierter Gitter aufgefaßt werden, die gegeneinander um $1/4$ ihrer Länge in Richtung der Raumdiagonalen verschoben sind [77]. Die dazugehörige Elementarzelle ist in **Bild 1.2** dargestellt. Sie besteht aus acht Atomen in den Würfecken, 6 Atomen auf den Würfelseiten und 4 Atomen im Inneren des Würfels. Da diese Zelle jedoch die Atome in seinen Ecken und Stirnflächen mit den Nachbarn gemeinsam hat, werden sie nur zu einem Teil der Einheitszelle zugeordnet. Im Mittel besitzt so eine Siliziumeinheitszelle 8 Atome. Der Abstand der Atome im Kristall beträgt ca. 0,234 nm. Wegen dieses Kristallaufbaus wird Silizium trotz der tetraedischen Bindungen (Bild 1.1) im allgemeinen als isotrop betrachtet [77, 93].

Wird das Silizium Lichtstrahlung ausgesetzt, so ruft diese Strahlung innerhalb des Halbleiters einen Stromfluß hervor. Im folgenden werden die Grundlagen, auf denen dieser Stromfluß beruht, betrachtet.

Licht läßt sich sowohl als elektromagnetische Welle als auch als Teilchenstrom beschreiben. Im Gesamtspektrum der elektromagnetischen Wellen umfaßt das sichtbare Licht den Bereich der Frequenzen ν von ca. $385 \cdot 10^{12}$ bis ca. $790 \cdot 10^{12}$ Hz entsprechend den Wellenlängen λ (im Vakuum) von etwa 780 nm bis etwa 380 nm (s. a. die Hellempfindlichkeitskurve des adaptierten Auges in Bild C.1 auf S. 139).

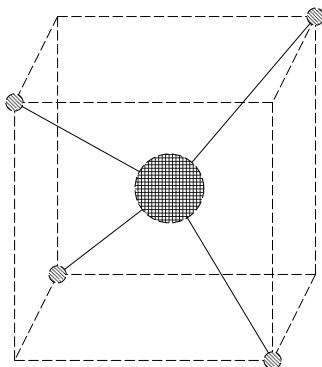
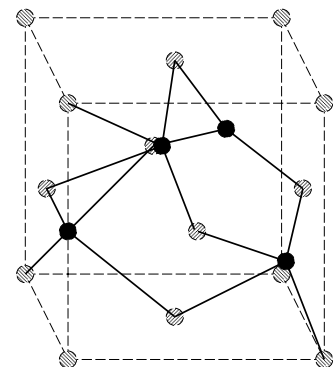


Bild 1.1: (links) Tetraedische Bindungen eines Siliziumatoms mit dem Atomkern in der Mitte und den Valenzelektronen in den Ecken [77, 93].

Bild 1.2: (rechts) Kubische Zelle der Diamantstruktur des Siliziums, aufgebaut aus $8 \cdot 1/8 + 6 \cdot 1/2 + 4 = 8$ Atomen.



Die Wellenbetrachtung ist gut geeignet zur Beschreibung der Ausbreitungsvorgänge des Lichtes; besser für die Beschreibung der Wirkung des Lichtes auf Halbleiter ist jedoch die Teilchenbetrachtung des Lichtes. Mit der Lichtgeschwindigkeit c , der Wellenlänge λ bzw. der Frequenz ν und dem Planckschen Wirkungsquantum h ergibt sich die Energie pro Photon für monochromatisches Licht zu [79, 93]

$$E_{\text{Ph}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.1)$$

oder als Zahlenwertgleichung

$$E_{\text{Ph}} = \frac{6,62617 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2 \cdot 2,99792 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{\lambda} \approx \frac{0,2}{\lambda/\text{nm}} \text{ fWs} \approx \frac{1240}{\lambda/\text{nm}} \text{ eV} . \quad (1.2)$$

Die Energie E_{opt} eines Lichtstromes ergibt sich aus der Anzahl n_{Ph} der Photonen multipliziert mit der Photonenenergie E_{Ph}

$$E_{\text{opt}} = n_{\text{Ph}} E_{\text{Ph}} \quad . \quad (1.3)$$

Gleichung 1.1 zeigt, daß kurzwelliges monochromatisches Licht (blauer Farbeindruck) bei gleicher Photonenzahl einen höheren Energiegehalt hat als langwelliges Licht (roter Farbeindruck); umgekehrt nimmt entsprechend Gleichung 1.3 bei gegebener optischer Energie E_{opt} die Anzahl der Photonen mit abnehmender Wellenlänge des monochromatischen Lichtes linear ab.

Für die Dimensionierung eines lichtempfindlichen Sensors wird die mittlere Bestrahlungsstärke P_{opt} vorgegeben als die optische Energie, die in der Zeit t auf die Fläche A auftrifft:

$$P_{\text{opt}} = \frac{E_{\text{opt}}}{t A} = \frac{E_{\text{Ph}} n_{\text{Ph}}}{t A} \quad . \quad (1.4)$$

Aus dem Quotienten der Gleichungen 1.4 und 1.1 ergibt sich die Photonendichte n_{PSD} , also die Anzahl der Photonen, die pro Zeiteinheit die Fläche A durchqueren,

$$n_{\text{PSD}} = \frac{P_{\text{opt}}}{E_{\text{Ph}}} = \frac{n_{\text{Ph}}}{t A} = P_{\text{opt}} \frac{\lambda}{hc} = \frac{n_{\text{PD}}}{t} \quad . \quad (1.5)$$

mit der Photonendichte n_{PD} . Dringen diese Photonen in das Silizium ein, so werden sie von diesem absorbiert mit der Absorptionsrate α . Die mittlere Eindringtiefe $1/\alpha$ gibt dabei den Abstand von der Oberfläche an, an dem die Photonendichte auf den $(1/e)$ -ten Teil der eintretenden Photonendichte abgesunken ist. Im Abstand x von der Oberfläche des Halbleiters beträgt die Photonendichte dann $n_{\text{PSD}}(x)$ (*Beer'sches Gesetz* [9])

$$n_{\text{PSD}}(x) = n_{\text{PSD}_0} e^{-\alpha x} \quad , \quad (1.6)$$

die Änderung der Photonendichte mit zunehmendem Abstand von der Chipoberfläche ergibt sich damit zu

$$\frac{\partial n_{\text{PSD}}(x)}{\partial x} = -n_{\text{PSD}_0} \alpha e^{-\alpha x} \quad , \quad (1.7)$$

die Photonendichte nimmt mit steigendem Abstand zur Oberfläche exponentiell ab.

Die Eindringtiefe $1/\alpha$ ist wellenlängenabhängig. **Bild 1.3** zeigt den Kehrwert des Absorptionskoeffizienten α , berechnet aus den Tabellen in [24], in guter Übereinstimmung mit den Kurven in [23, 106].

Kurzwellige Strahlung (bis ca. 400 nm) wird bereits weitgehend an der Oberfläche des Siliziums absorbiert. Dagegen dringt langwellige Strahlung (über ca. 700 nm) so tief ein, daß die in der

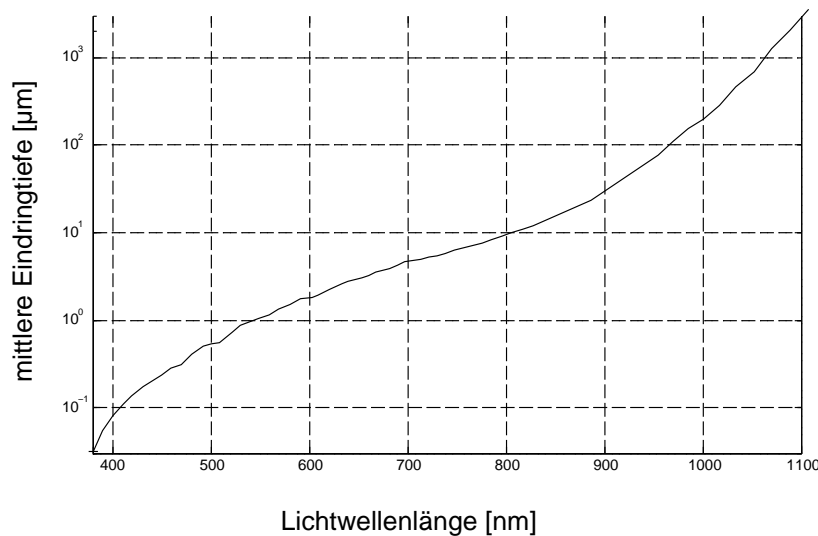


Bild 1.3: Eindringtiefe $1/\alpha$ monochromatischen Lichtes in Silizium als Funktion der Lichtwellenlänge, berechnet nach [24] mit Gleichung 5.3 (S. 106). Die gezeigte Kurve gibt einen ungefähren Anhaltspunkt, die genaue Tiefe hängt von der Temperatur und der Dotierung des Siliziums ab.

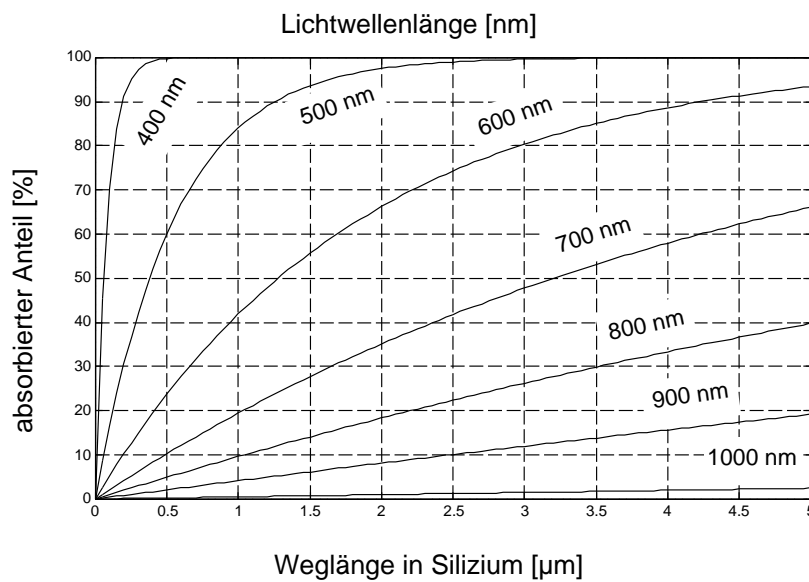


Bild 1.4: Absorptionsverlust monochromatischen Lichtes im Silizium. Dargestellt ist der Anteil des auf die Siliziumoberfläche eingestrahlten Lichtes, der auf den ersten μm Weglänge im Silizium absorbiert wird.

Technik der integrierten Schaltungen üblichen flachen Dotierungsgebiete ($0,5 - 5 \mu\text{m}$ Eindringtiefe) von einem großen Lichtanteil durchquert werden; die Photonen werden damit erst im Substrat absorbiert.

Eine andere Darstellung der Gleichung 1.6 zeigt **Bild 1.4**. Aufgetragen ist für verschiedene Wellenlängen monochromatischen Lichtes der Anteil, der im Silizium entlang der Ausbreitungsrichtung absorbiert wird. Beispielsweise werden bei einer Wellenlänge von 400 nm auf dem ersten μm bereits 85% der eingestrahlten Photonen absorbiert, bei einer Wellenlänge von 800 nm dagegen erst etwa 6% .

Bei der Absorption des Lichtes geben die Photonen ihre Energie an die Valenzelektronen des Siliziums ab. Wenn diese Energie größer ist als die Differenz zwischen der Energie eines Elektrons im Leitungsband E_C und der eines Elektrons im Valenzband E_V , der sogenannten Bandlücke $E_B = E_C - E_V$ des Siliziums, treten die Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband über, wie dies in **Bild 1.5** [106] schematisch dargestellt ist; entsprechend verbleibt ein Leitungsloch im Valenzband. Dieser Übertritt wird als *intrinsischer photoelektrischer Effekt* bezeichnet.

Sind die Valenzelektronen bereits durch Störstellen angeregt und befinden sich daher vor der Photonenabsorption bereits auf diskreten Energieniveaus in der Bandlücke, so spricht man

vom *extrinsischen photoelektrischen Effekt*. Außerdem kann die Photonenenergie auch durch freie Ladungsträger, die sich innerhalb der Bandlücke auf Grund thermischer Bewegung auf beliebigen Niveaus befinden, absorbiert werden.

Es kann für jedes absorbierte Photon genau ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband gelangen; daher bezeichnet man diese Art von Lichtaufnehmern auch als Photonendetektoren.

Gemäß Gleichung 1.1 ist die Energie eines Photons abhängig von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Diese Photonenenergie muß jedoch größer sein als die Bandlücke des Halbleiters. Daraus ergibt sich eine maximale Lichtwellenlänge, oberhalb derer kein Elektronenübergang mehr stattfindet, zu

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{E_B} \quad . \quad (1.8)$$

Die Grenzwellenlänge des Siliziums ($E_B = 1,124 \text{ eV}$ bei 300 K [93]) beträgt

$$\lambda_{\max_{\text{Si}}} = \frac{4,136 \cdot 10^{-15} \text{ eV s} \cdot 2,998 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}}{1,124 \text{ eV}} = 1,103 \mu\text{m} \quad . \quad (1.9)$$

Die Photonen von Lichtstrahlen größerer Wellenlänge als $1,1 \mu\text{m}$ können wegen der zu geringen Photonenenergie kein Elektronen-Loch-Paar erzeugen, das Silizium wird transparent.

Detektoren, die auf längere Lichtwellenlängen ansprechen sollen, müssen daher aus einem Basismaterial mit kleinerem Bandabstand aufgebaut werden. In sehr geringem Maß wird dies bereits durch die Dotierung des Siliziums mit fünfwertigen Donatoren für n-Leitung und dreiwertigen Akzeptoren für p-Leitung erreicht. Durch die Donatoren wird ein zusätzliches Energieniveau in der verbotenen Zone ca. $0,05 \text{ eV}$ unterhalb des Leitungsbandes eingebracht, durch die Akzeptoren ca. $0,05 \text{ eV}$ oberhalb des Valenzbandes. Praktisch wirkt sich jedoch diese Verringerung des Bandabstandes nicht aus; Detektoren für langwelligere Strahlung (Infrarotstrahlung) werden daher beispielsweise aus Germanium hergestellt.

Bild 1.6 zeigt als Beispiel für den spektralen Empfindlichkeitsverlauf des Siliziums die Kennlinie des Photodetektors E2R der Fa. Spindler & Hoyer. Dieser Detektor, aufgebaut mit einer Si-Photodiode, ist das Referenzelement des verwendeten Monochromators, mit dem die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der im Rahmen dieser Arbeit erstellten Photodioden und -transistoren ausgemessen wurde. Deutlich erkennbar ist der steile Abfall der Empfindlichkeit am langwelligen Ende des Spektrums. Zum Vergleich ist die relative Photonendichte als Funktion der Lichtwellenlänge gemäß Gleichung 1.5 gestrichelt eingetragen.

Die Modellvorstellung von einem homogenen Leitungs- und Valenzband nach Bild 1.5 gibt die Verhältnisse nur recht grob wieder. Sie reicht jedoch zum Verständnis der in Standard-CMOS-Prozessen integrierbaren Photodetektoren aus. Für eine genauere, quantentheoretische Betrachtung sei auf die Literatur [9, 77, 93, 106] verwiesen.

Nicht jedes auf den Halbleiter auftreffende Photon generiert ein freies Elektron. An der Oberfläche des Kristalls wird wegen des Übergangs von einem optisch dünneren Medium mit dem Brechungsindex n_2 zu einem optisch dichteren Medium mit dem Brechungsindex n_1 bei senkrechtem Lichteinfall ein Teil des Lichtes reflektiert mit dem Reflexionsfaktor \mathcal{R} , es dringt daher nur der

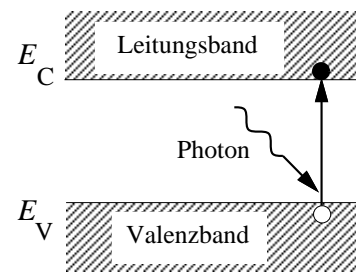


Bild 1.5: Erzeugen eines Elektronen-Loch-Paares im Halbleiter durch ein Photon (intrinsischer photoelektrischer Effekt).

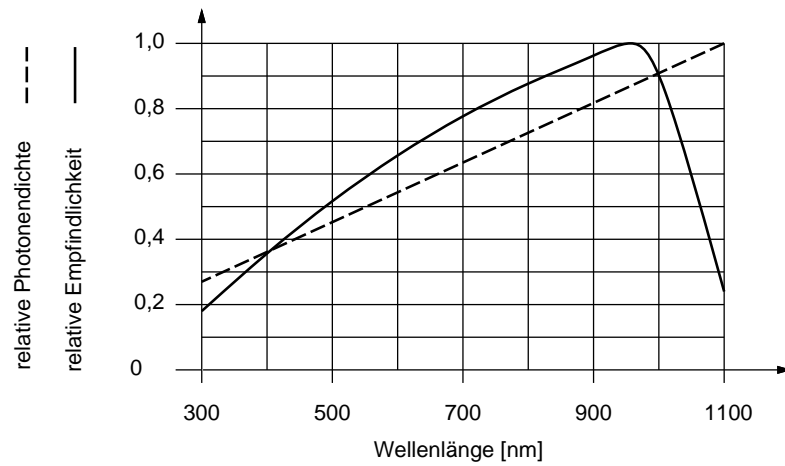


Bild 1.6: Relative spektrale Empfindlichkeit des Photodetektors E2R (Siliziumdiode), Fa. Spindler & Hoyer (durchgezogene Kurve), und relative Photonendichte nach Gleichung 1.5 (gestrichelte Kurve).

andere Teil des Lichtes mit dem Transmissionsfaktor \mathcal{T} in den Kristall ein (s. a. Abschnitt 5.1):

$$\mathcal{R} = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (1.10)$$

$$\mathcal{T} = \frac{n_2}{n_1} \frac{4n_1^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (1.11)$$

unter Vernachlässigung der Photonenabsorption in den verschiedenen Schichten. Integrierte Schaltungen aus Silizium werden an der Oberfläche mit einer Schicht aus Siliziumnitrid mit einem Brechungsindex von $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 2,05$ passiviert¹; mit $n_{\text{Luft}} = 1,00$ ergibt sich ein Reflexionsfaktor $\mathcal{R} = 0,12$ bzw. ein Transmissionsfaktor $\mathcal{T} = 0,88$. Ähnliche Übergänge liegen zwischen dem Decknitrid und dem Siliziumdioxid ($\mathcal{T} = 0,97$) und zwischen dem Siliziumdioxid und dem Silizium des Trägermaterials ($\mathcal{T} \approx 0,75$) vor. Über alle Schichten ergibt sich damit ein Transmissionsfaktor von etwa 64 % entsprechend einem Verlust von immerhin 36 % (siehe auch Abschnitt 5.3 ab S. 109). Wegen der dünnen Schichten des Nitrids und Oxids (die Dicke liegt jeweils im Bereich der Lichtwellenlänge [88]) und der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex des dotierten Siliziums ist der Transmissionsfaktor vom Auftreffen des Lichtes auf die Oberfläche bis in den Siliziumkristall hinein wellenlängenabhängig.

Das Verhältnis der Anzahl der im Halbleiter erzeugten freien Elektronen $n_{\text{opt}} \cdot V$, die zum Stromfluß beitragen, zu der Anzahl der auf seiner Oberfläche auftreffenden Photonen $n_{\text{PD}} \cdot A$ bezeichnet man als Quantenwirkungsgrad η [106]

$$\eta = \frac{n_{\text{opt}} V}{n_{\text{PD}} A} \quad , \quad (1.12)$$

unterteilt in den inneren Quantenwirkungsgrad η_i , der die Rekombinationsrate (s. Abschnitt 1.2) im Inneren des Halbleiters angibt, und den äußeren Quantenwirkungsgrad η_{ex} , der die Verluste vor der Erzeugung der Elektronen-Loch-Paare angibt. Dies sind beispielsweise Reflexionsverluste an der Halbleiteroberfläche und Abschattungsverluste durch elektrische Kontakte.

Der besseren Übersichtlichkeit wegen wird in diesem Kapitel immer von einem Wirkungsgrad $\eta = 1$ ausgegangen, die Anzahl der im Silizium erzeugten Elektronen-Loch-Paare ist immer gleich der Anzahl der auf das Silizium auftreffenden Photonen. Dabei ist mit n_{PD} die

¹Der genaue Brechungsindex des Passivierungsnitrids hängt von dem Verhältnis von Silizium und Nitrid ab sowie von den verbleibenden Wasserstoffanteilen; er kann nach [88, Kapitel 7] bei Plasmanitrid zwischen 1,8 und 2,5, abhängig von den Parametern des Herstellungsprozesses, liegen.

Photonendichte (Photonen pro Fläche) bezeichnet, n_{opt} ist die Dichte der daraus generierten Elektronen (Elektronen pro Volumen).

Der Wert von η kann auch größer als 1 werden, wenn durch innere Effekte des Detektors mehr Paare zum Stromfluß beitragen als Photonen auf den Halbleiter auftreffen. Ein Beispiel dafür ist der Phototransistor (Abschnitt 2.4).

Die Gesamtzahl der in einem Halbleiter pro Zeiteinheit generierten Elektronen-Loch-Paare bezeichnet man als Generationsrate G

$$G = \eta \frac{E_L}{t} \frac{\lambda}{hc} = \eta P_{\text{opt}} A \frac{\lambda}{hc} = \eta n_{\text{PSD}} A \quad , \quad (1.13)$$

es entstehen dabei im Zeitintervall t sowohl G freie Elektronen als auch G freie Löcher.

Im besten Fall bewirken die so erzeugten freien Ladungsträger einen Stromfluß $I_{\text{Ph}} = qG$, wenn die Elektronen und Löcher nicht bereits innerhalb des Halbleiters rekombinieren. Der Quotient aus optischer Leistung $P = P_{\text{opt}} \cdot A$ und erzeugtem Strom ist die *Empfindlichkeit* des Detektors. Mit einem Wirkungsgrad von $\eta = 1$ ergibt sie sich zu maximal (Zahlenwertgleichung)

$$\frac{I_{\text{Ph}}}{P} = \frac{qG}{P} \approx 0,81 \frac{\text{A}}{\text{W}} \cdot \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \quad . \quad (1.14)$$

Ohne innere Verstärkung kann die Empfindlichkeit beispielsweise für Strahlung der Wellenlänge 850 nm nicht größer als 0,69 A/W werden.

1.2 Ladungstransport im Halbleiter

1.2.1 Die Transportgleichung des Halbleiters

Die durch Lichteinfall im Halbleiter erzeugten Elektronen-Loch-Paare akkumulieren nun nicht im Halbleiter, sondern sie rekombinieren nach einer mittleren Lebensdauer τ , die Energie verbleibt als Wärme im Halbleiter. τ hängt stark von der Dichte der Rekombinationszentren im Halbleiter ab, also sowohl vom Material als auch von der Art und Stärke der Dotierung des Halbleiters. Im undotierten, unbelichteten Silizium liegt τ in der Größenordnung von 2,5 ms [93]. Durch das Einbringen von Störstellen im Halbleiter, mit denen zusätzliche Rekombinationszentren in der verbotenen Zone zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband eingebracht werden, läßt sich bei Bedarf die Lebensdauer der Elektronen-Loch-Paare um mehrere Zehnerpotenzen reduzieren. Damit reduziert man auch die Diffusionslänge (s. S. 13) der freien Ladungsträger im Halbleiter.

Die erhöhte Rekombinationsrate der erzeugten Ladungsträger an der Oberfläche des Siliziums ist in den folgenden Ausführungen nicht berücksichtigt.

Die im Halbleiter zu einem Zeitpunkt $t = t_0$ entstandene Dichte von freien Elektronen n_{opt} bzw. Löchern p_{opt} nimmt wegen der Rekombination exponentiell mit der Rate $1/\tau_n$ bzw. $1/\tau_p$ ab

$$\begin{aligned} n(t) &= n_{\text{opt}}(0) e^{-\frac{t-t_0}{\tau_n}} + n_0 & p(t) &= p_{\text{opt}}(0) e^{-\frac{t-t_0}{\tau_p}} + p_0 \\ \frac{dn(t)}{dt} &= -n_{\text{opt}}(0) \frac{1}{\tau_n} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_n}} = -\frac{n(t) - n_0}{\tau_n} & \frac{dp(t)}{dt} &= -p_{\text{opt}}(0) \frac{1}{\tau_p} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_p}} = -\frac{p(t) - p_0}{\tau_p} \end{aligned} \quad (1.15)$$

mit den Ladungsträgerdichten n_0 und p_0 des thermischen Gleichgewichts (intrinsische Ladungsträgerdichten), und mit n und p als den resultierenden Ladungsträgerdichten.

Außer durch die Rekombination nimmt die Teilchenzahl am Generationspunkt auch noch durch räumliche Ausbreitung ab, die Ladungsträger diffundieren innerhalb des Halbleiters in Richtung der niedrigeren Ladungsträgerkonzentrationen. Im Silizium ergeben sich die Diffusionszahlen zu (Nernst-Townsend-Einsteinsche Beziehung [77])

$$\begin{aligned} D_n &= \frac{kT}{q} \mu_n = 3,87 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \\ D_p &= \frac{kT}{q} \mu_p = 1,16 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \quad ; \end{aligned} \quad (1.16)$$

jeweils bei Raumtemperatur $T = 300\text{K}$ mit der Elementarladung $q = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{As}$, der Elektronenbeweglichkeit $\mu_n = 0,15 \text{ m}^2/\text{Vs}$, der Löcherbeweglichkeit $\mu_p = 0,045 \text{ m}^2/\text{Vs}$ und der Boltzmannkonstanten $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{Ws/K}$. Diese Werte der Diffusionszahlen gelten für eine Ladungsträgerdichte n_0 , die deutlich kleiner ist als die effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes N_C , $n_0 \ll N_C$; anderenfalls ist noch das Verhältnis der Anzahl freier Ladungsträger zur Ladungsträgerdichte zu berücksichtigen (μ_n und μ_p sind dotierungs- und temperaturabhängig).

Da die Diffusionszahlen für die erzeugten Elektronen und Löcher unterschiedlich sind, stellen sich für beide Ladungsträger verschiedene Verteilungen ein. Dies führt zu einem lokalen elektrischen Feld, welches sich zwischen den verschieden schnell diffundierten Ladungsträgertypen aufbaut. Dieses elektrische Feld übt eine Kraft auf diese Ladungsträger aus, so daß sie sich gegenseitig anziehen, die schneller diffundierenden Ladungsträger werden gebremst, die langsameren beschleunigt. Die Folge ist eine scheinbare Annäherung des Betrages der beiden Diffusionszahlen an einen zwischen beiden liegenden Wert. Daraus resultiert die *ambipolare Diffusionszahl* D^* mit dem Wert

$$D^* = \frac{p + n}{\frac{p}{D_n} + \frac{n}{D_p}} \quad . \quad (1.17)$$

In dotierten Halbleitern, in denen sich n und p um Größenordnungen unterscheiden, entspricht die ambipolare Diffusionszahl nach Gleichung 1.17 der Diffusionszahl der Minoritätsträger. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [77, Abschnitt 6.4].

Die von den Photonen erzeugten Elektronen-Loch-Paare tragen die Ladungen $-q$ für die Elektronen und q für die Löcher. Die so generierten unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen erzeugen einen Diffusionsstrom der Dichte J_D , bestehend aus den Anteilen des Elektronen- und des Löcherstromes:

$$J_D = qD_n \text{grad } n - qD_p \text{grad } p = q \left(D_n \begin{pmatrix} \frac{\partial n}{\partial x} \\ \frac{\partial n}{\partial y} \\ \frac{\partial n}{\partial z} \end{pmatrix} - D_p \begin{pmatrix} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial p}{\partial z} \end{pmatrix} \right) \quad . \quad (1.18)$$

Ein elektrisches Feld \mathcal{E} im Halbleiter bewirkt einen Driftstrom der Dichte $J_{\mathcal{E}}$,

$$J_{\mathcal{E}} = q(\mu_n n + \mu_p p) \mathcal{E} \quad . \quad (1.19)$$

Drift- und Diffusionsstrom überlagern sich innerhalb des Halbleiters,

$$\begin{aligned}
J &= J_D + J_E \\
&= q(D_n \text{grad} n - D_p \text{grad} p + (\mu_n n + \mu_p p) \mathcal{E}) \\
&= q(D_n \text{grad} n + \mu_n n \mathcal{E} - D_p \text{grad} p + \mu_p p \mathcal{E}) \\
&= J_n + J_p \quad .
\end{aligned} \tag{1.20}$$

Dies ist die Transportgleichung des Halbleiters ohne Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes und bei konstanter Temperatur. Diese Gleichung beschreibt gleichzeitig die Ausbreitung von Signalen in einem Halbleiter (im Gegensatz zur Signalausbreitung in einem metallischen Leiter).

1.2.2 Lichtstimulierte Ladungsverteilung

In einem feldfreien Halbleiter ($\mathcal{E} = 0$), der homogen dotiert und keinerlei Bestrahlung ausgesetzt ist, liegt eine gleichmäßige Verteilung der Ladungsträger vor, die Ladungsträgerdichten n_0 und p_0 ; in seinem Inneren fließt daher auch kein Strom. Wird er einer Strahlung und einem elektrischen Feld ausgesetzt, so hängt die zeitliche und räumliche Verteilung der Ladungsträger vom Ort der Bestrahlung und ihrer Intensität ab und damit von der Generationsrate G nach Gleichung 1.13, der Lebensdauer der Ladungsträger nach Gl. 1.15 und den Diffusions- und Driftströmen nach Gl. 1.20.

Die entstehende Ladungsverteilung im Silizium ergibt sich aus der folgenden Kontinuitätsgleichung [77, 93]. Diese besagt, daß die zeitliche Änderung der Ladungsträgerdichte aus der Generationsrate und der Rekombinationsrate sowie der örtlichen Ableitung der Stromdichte nach Gl. 1.20 besteht:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial G_n}{\partial V} - \frac{\partial R_n}{\partial V} + \mu_n \text{div}(n \mathcal{E}) + D_n \text{div} \text{grad} n \\
&= \frac{\partial n_{\text{opt}}}{\partial t} - \frac{n - n_0}{\tau_n} + \mu_n \left(n \left(\frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{E}_z}{\partial z} \right) + \left(\frac{\partial n}{\partial x}, \frac{\partial n}{\partial y}, \frac{\partial n}{\partial z} \right) \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \\ \mathcal{E}_z \end{pmatrix} \right) \\
&\quad + D_n \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) \\
\frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{\partial G_p}{\partial V} - \frac{\partial R_p}{\partial V} - \mu_p \text{div}(p \mathcal{E}) + D_p \text{div} \text{grad} p \\
&= \frac{\partial p_{\text{opt}}}{\partial t} - \frac{p - p_0}{\tau_p} - \mu_p \left(p \left(\frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{E}_z}{\partial z} \right) + \left(\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}, \frac{\partial p}{\partial z} \right) \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \\ \mathcal{E}_z \end{pmatrix} \right) \\
&\quad + D_p \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right)
\end{aligned} \tag{1.21}$$

mit dem Volumen V . $\mathcal{E} = \mathcal{E}_x \mathbf{e}_x + \mathcal{E}_y \mathbf{e}_y + \mathcal{E}_z \mathbf{e}_z$ ist die elektrische Feldstärke, die im Silizium vorhanden ist. Nach [93] gilt Gleichung 1.21 nur, wenn die durch das Licht generierte Ladungsträgerdichte deutlich kleiner ist als die vorhandene Majoritätsträgerdichte, die Dichte aller vorhandenen Ladungsträger also nicht deutlich erhöht wird.

Eine allgemeine analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung ist nicht möglich [77]. Daher sind im folgenden einige für die praktische Anwendung nützliche Spezialfälle beschrieben. Betrachtet wird dabei jeweils das Verhalten der generierten Elektronen. Nicht berücksichtigt ist

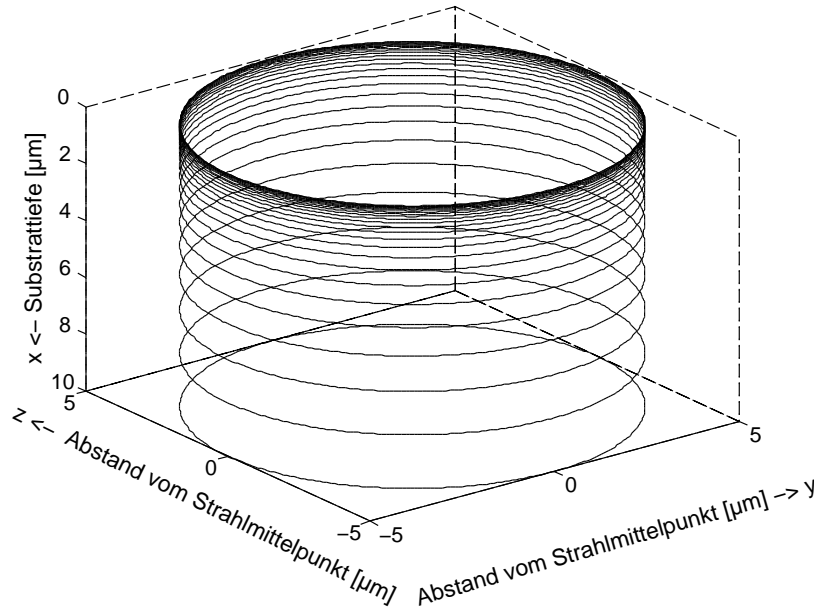


Bild 1.7: Generation von Ladungsträgern entlang der Strahlachse bei der Absorption im Silizium nach Gleichung 1.23, $1/\alpha = 2 \mu\text{m}$. Die Dichte der konzentrischen Ringe ist proportional zur Photonendichte.

dabei die höhere Rekombinationsrate an der Oberfläche des Siliziums durch die dort vorhandene höhere Störstellendichte. Ergänzend zu den Lösungen, wie sie beispielsweise in [93, 101] für eine vollständige Photonenabsorption an der Oberfläche des Siliziums angegeben sind, wird in den hier angegebenen Lösungen die endliche Absorptionsrate und damit die Ladungsträgergeneration im Silizium in von null verschiedener Entfernung von der Oberfläche berücksichtigt.

Berechnet wurden die Lösungen der Differentialgleichungen mit Hilfe von [12, 13, 83]. Im Anhang A sind Rechenwege und Umformungen aufgezeigt, um die entstehenden Spezialfälle der Kontinuitätsgleichung auf bekannte Differentialgleichungen zurückzuführen, deren Lösungen dann in [12, 13, 15, 72, 83, 84] hergeleitet sind. Für konkrete Anwendungsfälle kann die Ladungsträgerverteilung im Silizium auch numerisch simuliert werden, beispielsweise mit *SIMBA* [47].

1.2.2.1 Das homogen bestrahlte Silizium

Das Silizium wird großflächig mit monochromatischem Licht konstanter Photonendichte $n_{\text{PSD}}(0)$ bestrahlt. In Strahlungsrichtung x wird das Licht entsprechend Gleichung 1.6 gedämpft

$$n_{\text{PSD}}(x) = n_{\text{PSD}}(0) e^{-\alpha x} . \quad (1.22)$$

Im Silizium unterhalb der bestrahlten Fläche A erzeugt jedes absorbierte Photon ein Ladungsträgerpaar. Es ergibt sich daraus die zeitliche Ableitung der Dichte der generierten Elektronen n_{opt} im Silizium

$$\frac{\partial n_{\text{opt}}(t, x)}{\partial t} = \left| \frac{\partial n_{\text{PSD}}(x)}{\partial x} \right| = n_{\text{PSD}}(0) \alpha e^{-\alpha x} \quad (1.23)$$

die (negative) Ableitung der Photonendichte nach der Eindringtiefe. Dargestellt ist diese Abnahme in **Bild 1.7**.

Wegen der über der Bestrahlungsfläche als konstant angenommenen Leistungsdichte ist die Generationsrate nur abhängig vom Abstand zur Siliziumoberfläche, es findet damit keine Diffusion der Ladungsträger parallel zur Siliziumoberfläche (senkrecht zur Bestrahlungsrichtung)

statt. Auch soll ein elektrisches Feld parallel zur Siliziumoberfläche nicht existieren. Von der Kontinuitätsgleichung 1.21 braucht daher nur die Komponente in Richtung der Strahlung (x -Richtung) betrachtet werden. Damit reduziert sich die Gleichung für die Elektronendichte auf

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial n_{\text{opt}}(x, t)}{\partial t} - \frac{n(x, t) - n_0}{\tau_n} + \mu_n \frac{\partial(n(x, t)\mathcal{E}_x)}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2}. \quad (1.24)$$

Weitere Vereinfachungen ergeben sich bei der Annahme, daß im Silizium kein elektrisches Feld parallel zur Strahlungsrichtung vorhanden und die Lichtstrahlung zeitlich konstant ist.

1.2.2.1.1 Der feldfreie Fall

Im feldfreien Fall ($\mathcal{E} = 0$) vereinfacht sich die Gleichung 1.24 weiter zu

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial n_{\text{opt}}(x, t)}{\partial t} - \frac{n(x, t) - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2}. \quad (1.25)$$

- Bei zeitlich konstanter Bestrahlung ergibt sich der stationäre Fall zu

$$\frac{\partial n_{\text{opt}}(x, t)}{\partial t} - \frac{n(x, t) - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} = 0. \quad (1.26)$$

Setzt man die Generationsrate aus Gl. 1.23 ein, so erhält man die Differentialgleichung

$$\frac{n(x) - n_0}{\tau_n} - D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} = n_{\text{PSD}}(0)\alpha e^{-\alpha x} \quad (1.27)$$

mit der Lösung

$$n(x) = n_0 + n_{\text{PSD}}(0)\alpha\tau_n \frac{\sqrt{\tau_n D_n} \alpha e^{-\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}} - e^{-\alpha x}}{\tau_n D_n \alpha^2 - 1}. \quad (1.28)$$

Die Zählernullstelle bei $\alpha^2 = (\tau_n D_n)^{-1}$ wird durch die Nennernullstelle ($e^{-\alpha x} - e^{-\alpha x}$) kompensiert. Für diesen Punkt kann die Ladungsträgerdichte durch den Grenzübergang $\tau_n D_n \alpha^2 \rightarrow 1$ berechnet werden, der für links- und rechtsseitige Annäherung gleich ist.

Die Wurzel aus dem Produkt von Diffusionskoeffizient und Lebensdauer wird als Diffusionslänge L bezeichnet [79, 93]

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (1.29)$$

und liegt bei Silizium im Bereich von 10 μm bis über 1 mm, abhängig von der Dotierung. Im Bereich des sichtbaren Lichtes und bei den in integrierten CMOS-Schaltungen verwendeten Dotierkonzentrationen ist die Diffusionslänge der Ladungsträger im „Normalfall“ größer als die Eindringtiefe der Photonen. Für diesen Fall gilt dann $L_n \alpha \gg 1$.

Damit ist die Ladungsträgerdichte im homogen und stationär bestrahlten Silizium

$$n(x) = n_0 + n_{\text{PSD}}(0)\alpha\tau_n \frac{L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1}. \quad (1.30)$$

Anschaulich bedeutet die bereits oben beschriebene Unstetigkeitsstelle bei $L_n^2 \alpha^2 = 1$, daß dort die Diffusionslänge gleich der Eindringtiefe der Photonen (dem Kehrwert der Absorptionsrate) ist.

Nicht berücksichtigt ist dabei das (sehr kleine) elektrische Feld, das durch die inhomogene Verteilung der Ladungsträger innerhalb des Siliziums entsteht. Die resultierende Ladungsträgerdichte wird sowohl von der Absorptionsrate als auch von der Diffusionslänge bestimmt.

- Wenn das einstrahlende Licht vollständig an der Oberfläche des Siliziums absorbiert wird ($\alpha \rightarrow \infty$), vereinfacht sich Gl. 1.30 zu

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} n(x) = n_0 + n_{\text{PSD}}(0) \frac{\tau_n}{L_n} e^{-\frac{x}{L_n}}. \quad (1.31)$$

Gleichung 1.31 wird in der Form

$$n(x) = n_0 + \frac{n_{\text{opt}}(0) - n_0}{L_n} e^{-\frac{x}{L_n}} \quad (1.32)$$

beispielsweise in [79, 93] angegeben. Dabei ist $n_{\text{opt}}(0)$ die resultierende Ladungsträgerdichte an der Oberfläche des Siliziums.

- Der andere Extremfall ist, daß im Silizium keine Photonen absorbiert werden ($\alpha \rightarrow 0$). Aus Gl. 1.30 wird dann

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} n(x) = n_0, \quad (1.33)$$

die Ladungsträgerverteilung entspricht dann der Ladungsträgerdichte im unbestrahlten Zustand; das Silizium ist durchsichtig.

- Wenn die Diffusionslänge L_n der Ladungsträger um mindestens eine Größenordnung höher ist als die betrachtete Weglänge im Silizium (beispielsweise flache, schwachdotierte Schichten auf einer Siliziumscheibe), so verteilen sich die generierten Ladungsträger annähernd gleichmäßig über dem betrachteten Weg. Auf hinreichend kurzen Längen ($x \ll L_n$) liegen damit praktisch konstante Ladungsträgerdichten vor.
- Dagegen ergibt bei einer sehr kurzen Diffusionslänge ($x \gg L_n$) und damit kurzer Lebensdauer der generierten Ladungsträger der Verlauf der Ladungsträgerverteilung im Silizium ein genaues Abbild der Absorptionsrate des Lichtes.

Den Anwender interessiert meist der resultierende Photostrom; die Photostromdichte berechnet sich aus der örtlichen Ableitung der Ladungsträgerdichte gemäß Gl. 1.20

$$J_{\text{opt}_n}(x) = qD_n \frac{\partial n(x)}{\partial x} = n_{\text{PSD}}(0)q \frac{L_n^2 \alpha^2}{(L_n^2 \alpha^2 - 1)} (e^{-\alpha x} - e^{-\frac{x}{L_n}}). \quad (1.34)$$

In den folgenden Bildern ist der Photostrom positiv aufgetragen, wenn sich die generierten Elektronen von der Oberfläche des Siliziums wegbewegen; bei Bewegung der Elektronen in Richtung zur Oberfläche hin ist der Strom entsprechend mit einem negativen Vorzeichen versehen.

Für verschiedene Absorptionsraten von $1/\alpha_1 = 0,1 \mu\text{m}$ ($\lambda = 407 \text{ nm}$), $1/\alpha_2 = 1 \mu\text{m}$ ($\lambda = 540 \text{ nm}$) und $1/\alpha_3 = 10 \mu\text{m}$ ($\lambda = 805 \text{ nm}$) und Diffusionslängen von $L_n = 10 \mu\text{m}$, $L_n = 0,1 \text{ mm}$ und $L_n = 1 \text{ mm}$ ($\tau_n = 0,26 \mu\text{s}$, $2,58 \mu\text{s}$ und $25,8 \mu\text{s}$) sind in **Bild 1.8** die Stromdichten bei einer Bestrahlungsstärke von 1 W/m^2 an der Oberfläche des Siliziums (entsprechend Photonenstromdichten von $n_{\text{PSD}}(\lambda = 407 \text{ nm}) = 2 \cdot 10^6 / (\mu\text{m}^2\text{s})$, $n_{\text{PSD}}(\lambda = 540 \text{ nm}) = 2,7 \cdot 10^6 / (\mu\text{m}^2\text{s})$ und $n_{\text{PSD}}(\lambda = 805 \text{ nm}) = 4 \cdot 10^6 / (\mu\text{m}^2\text{s})$ nach Gl. 1.13) als Funktion des Abstandes von der Siliziumoberfläche aufgetragen.

Bei kurzen Diffusionslängen und hoher Absorptionsrate fällt die Stromdichte bereits in geringer Entfernung von der Siliziumoberfläche stark ab, dagegen erreicht die Stromdichte bei langwelligem Licht und großer Diffusionslänge erst in einem relativ großen Abstand ihr Maximum.

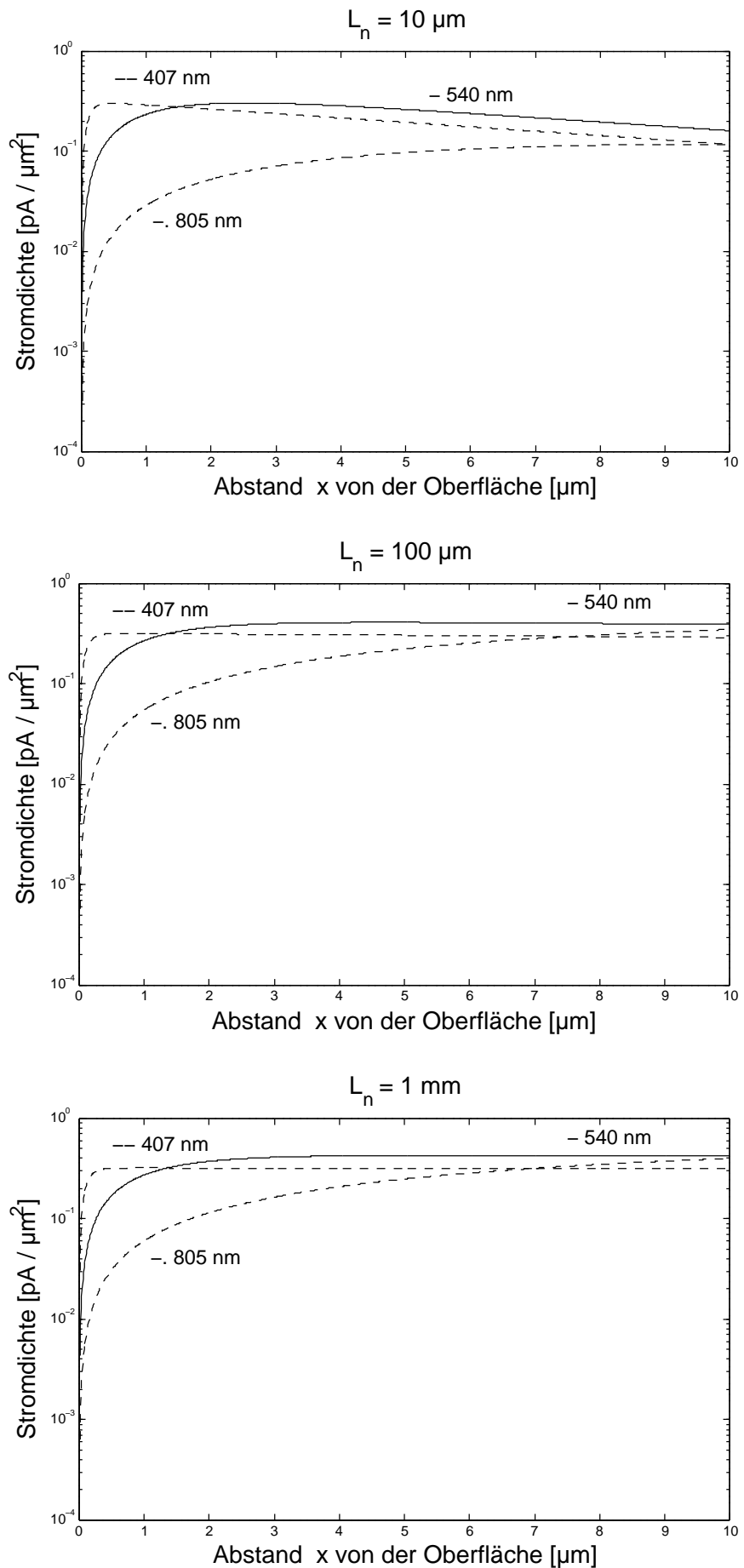


Bild 1.8: Dichte des Photostroms im Abstand x von der Siliziumoberfläche bei verschiedenen Diffusionslängen der Ladungsträger.

Aufgetragen sind die simulierten Stromdichten für die Lichtwellenlängen $\lambda = 407 \text{ nm}$, $\lambda = 540 \text{ nm}$ und $\lambda = 805 \text{ nm}$ bei einer Strahlungsleistung von 1 W/m^2 an der Kristalloberfläche. Dem entsprechen Photonenstromdichten von $2 \cdot 10^{18}/(\text{m}^2\text{s})$, $2,7 \cdot 10^{18}/(\text{m}^2\text{s})$ und $4 \cdot 10^{18}/(\text{m}^2\text{s})$ sowie Absorptionsraten von $10^7/\text{m}$, $10^6/\text{m}$ und $10^5/\text{m}$.

- In dem angeführten Beispiel werde das Licht nun abgeschaltet. Ausgehend von Gl. 1.25 wird die Generationsrate zu null ($\partial n_{\text{opt}}/\partial t = 0$), es liegt kein stationärer Zustand mehr vor. Somit gilt die Differentialgleichung (s. Gl. 1.24)

$$\tau_n \frac{\partial n(x, t)}{\partial t} + n(x, t) - L_n^2 \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} = n_0 \quad (1.35)$$

mit dem Anfangswert (Gl. 1.30)

$$n(x, 0) = n_0 + n_{\text{PSD}}(0) \alpha \tau_n \frac{L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1} \quad (1.36)$$

und den Randbedingungen

$$n(x, \infty) = n_0 \quad \text{und} \quad n(\infty, t) = n_0 \quad \text{sowie} \quad \frac{\partial n(0, t)}{\partial x} = 0. \quad (1.37)$$

Die letzte Bedingung besagt, daß die Ladungsträgerdichte an der Oberfläche des Siliziums konstant ist.

Eine Lösung der Differentialgleichung 1.35 lautet

$$\begin{aligned} n(x, t) = & n_0 + \frac{1}{2} \frac{n_{\text{PSD}}(0) \alpha \tau_n}{L_n^2 \alpha^2 - 1} \left(\operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n}} - \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} \right. \\ & - \operatorname{erfc} \left(L_n \alpha \sqrt{\frac{t}{\tau_n}} - \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) e^{((L_n^2 \alpha^2 - 1) \frac{t}{\tau_n} - \alpha x)} \\ & + \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n}} + \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) L_n \alpha e^{\frac{x}{L_n}} \\ & \left. - \operatorname{erfc} \left(L_n \alpha \sqrt{\frac{t}{\tau_n}} + \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) e^{((L_n^2 \alpha^2 - 1) \frac{t}{\tau_n} + \alpha x)} \right) \quad (1.38) \end{aligned}$$

mit der *komplementären Fehler-Funktion* $\operatorname{erfc}(\cdot) = 1 - \operatorname{erf}(\cdot)$ [13].

In diesem Fall stellt sich die Stromdichte

$$\begin{aligned} J_{\text{aus}_n}(x, t) &= q \frac{L_n^2}{\tau_n} \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \\ &= n_{\text{PSD}}(0) q \frac{1}{2} \frac{L_n^2 \alpha^2}{(L_n^2 \alpha^2 - 1)} \cdot \\ &\quad \left(\operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n}} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \frac{x}{L_n} \right) e^{-\frac{x}{L_n}} \right. \\ &\quad - L_n \alpha \operatorname{erfc} \left(L_n \alpha \sqrt{\frac{t}{\tau_n}} - \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) e^{((L_n^2 \alpha^2 - 1) \frac{t}{\tau_n} - \alpha x)} \\ &\quad - \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n}} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \frac{x}{L_n} \right) e^{\frac{x}{L_n}} \\ &\quad \left. + L_n \alpha \operatorname{erfc} \left(L_n \alpha \sqrt{\frac{t}{\tau_n}} + \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) e^{((L_n^2 \alpha^2 - 1) \frac{t}{\tau_n} + \alpha x)} \right) \quad (1.39) \end{aligned}$$

ein. Numerische Simulationen zeigen, daß der Übergang von Gl. 1.34 zu Gl. 1.39 beim Abschalten der Bestrahlung stetig verläuft, trotz der Unstetigkeitsstelle bei $t = 0$ in Gl. 1.39.

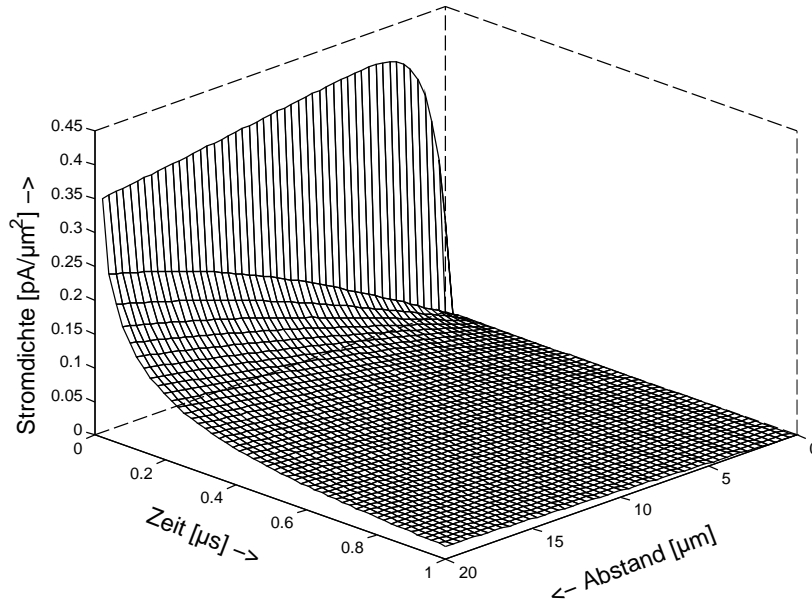


Bild 1.9: Zeitlicher und örtlicher Verlauf der Stromdichte nach dem Ausschalten des Lichtes. Bestrahlungsstärke 1 W/m^2 , $\lambda = 540 \text{ nm}$, Diffusionslänge $L = 100 \text{ μm}$. Das Raster wurde zu $0,4 \text{ μm}$ und 2 ns gewählt. Die örtliche Stromdichte im Augenblick des Ausschaltens entspricht der mittleren Kurve des mittleren Diagramms aus Bild 1.8.

Der resultierende zeitliche und örtliche Verlauf der Stromdichte ist in **Bild 1.9** aufgetragen für eine Lichtwellenlänge von 540 nm , eine Bestrahlungsstärke von 1 W/m^2 und eine Diffusionslänge von 10 μm . Der Startwert für $t = 0$ entspricht der mittleren Kurve des mittleren Diagramms aus Bild 1.8. Würde der Strom nur exponentiell entsprechend der Zeitkonstanten $\tau_n = 2,6 \text{ μs}$ abnehmen (die schon sehr kurz gewählt ist), so wäre er nach einer Mikrosekunde gerade auf zwei Drittel seines Anfangswertes gesunken. Durch die Diffusion der Ladungsträger verringert sich die Stromdichte um Größenordnungen schneller, als wenn die Ladungsträger ausschließlich durch Rekombination abgebaut werden würden.

- Das Licht wird zum Zeitpunkt $t = 0$ wieder eingeschaltet mit sprungförmigen Amplitudenverlauf. An den Stellen, an denen die Photonen absorbiert werden, stellt sich ohne Verzögerung die Ladungsträgerdichte

$$n(x, 0) = n_0 + n_{\text{PSD}}(0)\alpha\tau_n e^{-\alpha x} \quad (1.40)$$

als Anfangsbedingung der Differentialgleichung ein. Damit lautet die Differentialgleichung für das Einschalten der Lichtstrahlung

$$n(x, t) = n_{\text{PSD}}(0)\alpha\tau_n e^{-\alpha x} - \tau_n \frac{\partial n(x, t)}{\partial t} + L_n^2 \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} \quad (1.41)$$

mit der Lösung

$$n(x, t) = n_{\text{PSD}}(0)\alpha\tau_n \frac{L_n \alpha \left(e^{-\frac{t}{\tau_n}} + e^{-\frac{x}{L_n}} \right) - e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1}, \quad (1.42)$$

die für den Grenzübergang $t \rightarrow \infty$ den Randwert

$$n(x, \infty) = n_0 + n_{\text{PSD}}(0)\alpha\tau_n \frac{L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1} \quad (1.43)$$

entsprechend Gleichung 1.30 ergibt.

Die Stromdichte ergibt sich aus der Ableitung der Ladungsträgerdichte nach Gleichung 1.42 nach dem Ort zu

$$J_{\text{opt}_n}(x) = qD_n \frac{\partial n(x)}{\partial x} = n_{\text{PSD}}(0)q \frac{L_n^2 \alpha^2}{(L_n^2 \alpha^2 - 1)} \left(e^{-\alpha x} - e^{-\frac{x}{L_n}} \right). \quad (1.44)$$

der Strom fließt unmittelbar nach dem Einschalten des Lichtes in der Größe des statischen Stroms nach Gl. 1.34.

1.2.2.1.2 Äußeres elektrisches Feld

Wird im Fall der großflächigen stationären Bestrahlung im Silizium ein konstantes elektrisches Feld in Richtung des einfallenden Lichtstrahls von außen angelegt, so wird die Gleichung 1.27 um den Feldanteil erweitert

$$\tau_n n_{\text{PSD}}(0) \alpha e^{-\alpha x} - n(x) + n_0 + \mu_n \tau_n \mathcal{E} \frac{\partial n(x)}{\partial x} + L_n^2 \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} = 0. \quad (1.45)$$

Wenn das Feld parallel zur Richtung des Lichtstrahls angelegt wird (mit dem positiven Pol an der Oberfläche des Siliziums), so werden die negativ geladenen Ladungsträger zur Oberfläche hin abgelenkt. Damit gilt die Randbedingung

$$\lim_{\substack{x \rightarrow \infty \\ \mathcal{E} > 0}} n(x) = n_0 \quad (1.46)$$

unabhängig von der Tatsache, daß wegen der exponentiellen Abnahme auch im feldfreien Silizium die Dichte der erzeugten Ladungsträger mit wachsender Entfernung von der Oberfläche gegen null strebt.

Eine weitere Randbedingung ist, daß im feldfreien Fall, also $\mathcal{E} = 0$, die Verteilung der Ladungsträger der Gleichung 1.30 entspricht. Als Lösung für die Verteilung unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes ergibt sich dann

$$n(x) = n_0 + n_{\text{PSD}}(0) \alpha \tau_n \frac{e^{-\alpha x} - L_n \alpha e^{-\frac{1}{2} \frac{\mu_n \tau_n \mathcal{E} + \sqrt{(\mu_n \tau_n \mathcal{E})^2 + 4L_n^2}}{L_n^2}} x}}{1 - L_n^2 \alpha^2 + \alpha \mu_n \tau_n \mathcal{E}}. \quad (1.47)$$

Aus der Verteilung der Ladungsträgerdichte folgt wiederum die Photostromdichte unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes zu

$$J_{\text{opt}_n}(x, \mathcal{E}) = \frac{1}{2} n_{\text{PSD}}(0) q \alpha^2 L_n \left(\frac{\mu_n \tau_n \mathcal{E} + \sqrt{(\mu_n \tau_n \mathcal{E})^2 + 4L_n^2} e^{-\frac{1}{2} \frac{\mu_n \tau_n \mathcal{E} + \sqrt{(\mu_n \tau_n \mathcal{E})^2 + 4L_n^2}}{L_n^2}} x} - 2L_n e^{-\alpha x}}{1 + \alpha(\mu_n \tau_n \mathcal{E} - \alpha L_n^2)} \right). \quad (1.48)$$

Gleichung 1.48 besitzt eine Nullstelle sowie eine Unstetigkeitsstelle, die jedoch nicht identisch sind. Damit gibt es eine elektrische Feldstärke, bei der sich, abhängig von der Diffusionslänge, der Absorptionsrate und dem Abstand zur Siliziumoberfläche, die Stromrichtung im Silizium umkehrt. Für kleine Feldstärken überwiegt der durch die Diffusion hervorgerufene Photostrom, erst bei größeren Feldstärken überwiegt der entgegengesetzte Driftanteil.

Den Verlauf der Photostromdichte über dem Ort als Funktion der angelegten elektrischen Feldstärke zeigt **Bild 1.10**. Simuliert wurde wiederum mit einer Bestrahlungsstärke von 1 W/m^2 , einer Lichtwellenlänge von $\lambda = 540 \text{ nm}$ und einer Diffusionslänge von $L = 100 \text{ }\mu\text{m}$. Im oberen

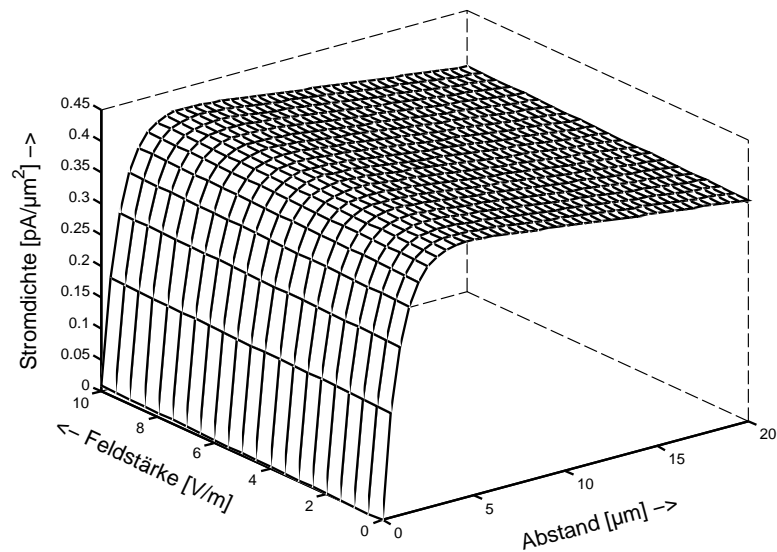


Bild 1.10: Photostromdichte als Funktion des Abstandes von der Siliziumoberfläche und der von außen angelegten elektrischen Feldstärke. Bestrahlungsstärke $1 \text{ W}/\text{m}^2$, $\lambda = 540 \text{ nm}$, Diffusionslänge $L = 100 \mu\text{m}$. Das obere Bild zeigt den Einfluß eines schwachen elektrischen Feldes, der Photostrom bleibt praktisch unverändert gegenüber dem feldfreien Zustand. Das untere Bild zeigt den resultierenden Strom unter dem Einfluß eines starken elektrischen Feldes, die Stromrichtung kehrt sich um und die größte (betragsmäßige) Stromdichte herrscht direkt unter der Siliziumoberfläche.

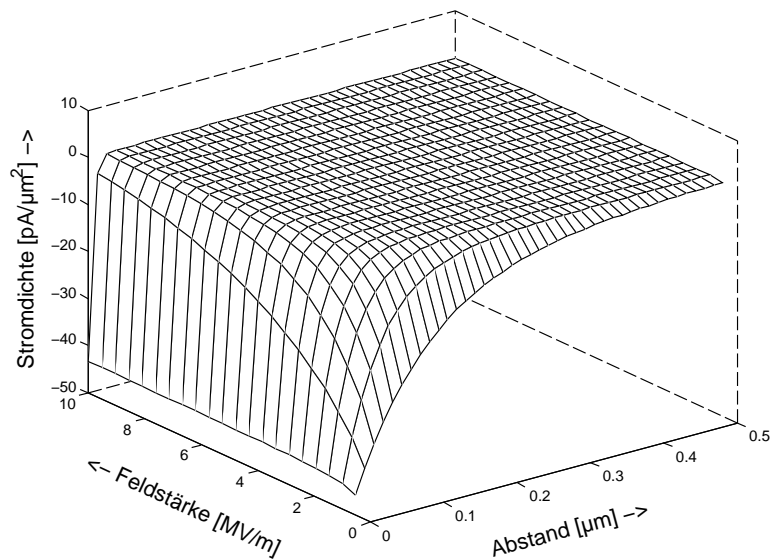


Bild ist der Verlauf der Stromdichte bei kleinen Feldstärken von wenigen V/m aufgezeigt, im unteren dagegen der Verlauf bei Feldstärken im Bereich von MV/m , wie sie beispielsweise in den Sperrschichten der Photodioden auftreten können. Bei großen Feldstärken fließt der überwiegende Teil des Photostroms an der Oberfläche des Siliziums, schon in geringer Entfernung fällt die Stromdichte stark ab.

Wird die Feldrichtung umgepolt, dann zeigen Drift- und Diffusionsstrom von der Siliziumoberfläche weg.

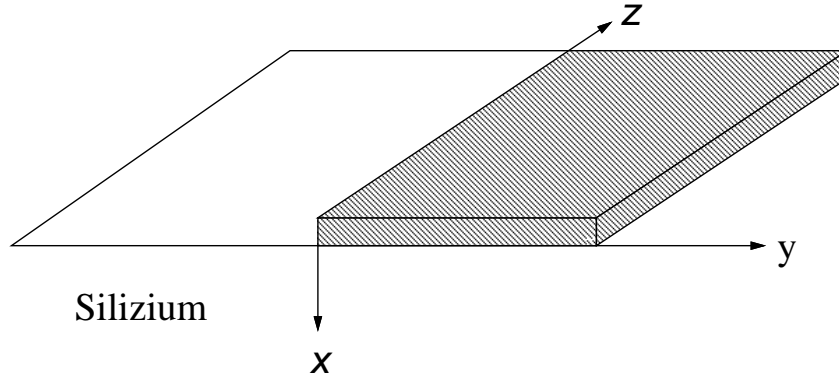


Bild 1.11: Teilweise Abdeckung des Siliziums durch eine halbebenenförmige Blende. Die Blendenkante verläuft parallel zur z -Achse, für positive y -Werte wird das einfallende Licht vollständig absorbiert.

Wenn das Produkt aus elektrischer Feldstärke, Ladungsträgerlebensdauer und Elektronenbeweglichkeit betragsmäßig groß ist gegenüber der Diffusionslänge, so reicht für eine grobe Abschätzung eine vereinfachte Form der Gl. 1.48

$$\begin{aligned}
 J_{\text{opt}_n}(x, \mathcal{E}) &\approx n_{\text{PSD}}(0)q\alpha^2 L_n \frac{\mu_n \tau_n \mathcal{E}}{1 - \alpha^2 L_n^2 + \alpha \mu_n \tau_n \mathcal{E}} & | \mu_n \tau_n \mathcal{E} \gg L_n, x = 0, \\
 &\approx 0 & | \mu_n \tau_n \mathcal{E} \gg L_n, x > 0, \\
 &\approx 0 & | \mu_n \tau_n \mathcal{E} \ll -L_n.
 \end{aligned} \tag{1.49}$$

Bei großer positiver elektrischer Feldstärke fließt der gesamte Photostrom an der Oberfläche des Siliziums, bei großer negativer Feldstärke strebt die Stromdichte dagegen im gesamten Volumen gegen null.

In dem bisher gezeigten (eindimensionalen) Beispiel ist gut die Wirkung des Lichtes auf die Ladungsverteilung sowie auf den damit generierten Photostrom innerhalb des Siliziums zu erkennen. Das folgende Beispiel bezieht auch die laterale Wirkung parallel zur Oberfläche des Siliziums mit ein.

1.2.2.2 Das teilweise abgedeckte Silizium

Das homogen bestrahlte Silizium werde nun durch eine Blende teilweise abgedeckt. Die Blende wird durch eine Halbebene nach **Bild 1.11** beschrieben, deren Kante parallel zur z -Achse verläuft. Für positive y -Werte wird das Licht vollständig absorbiert, für negative y -Werte dagegen trifft das Licht ungeschwächt auf das Silizium. Beugungseffekte an der Blendenkante seien vernachlässigt, das Silizium unter der Abdeckung sei damit völlig lichtfrei. Die Ladungsverteilung im bestrahlten Teil des Siliziums ist durch die Gleichungen ab 1.28 beschrieben.

In diesem Beispiel wird die Ladungsverteilung im abgedeckten Teil des Siliziums behandelt. Entlang der z -Achse treten keine Änderungen auf, betrachtet wird deswegen nur die Abhängigkeit der Ladungsverteilung vom Abstand zur Blendenkante (y -Richtung) und vom Abstand zur Siliziumoberfläche (x -Richtung).

1.2 LADUNGSTRANSPORT IM HALBLEITER

21

1.2.2.2.1 Der feldfreie Fall

Im stationären, feldfreien Fall gilt außerhalb der Abdeckung die Randbedingung

$$n(x, y \leq 0) = n_0 + n_{\text{PSD}} \alpha \tau_n \frac{L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1}, \quad (1.50)$$

außerdem strebt die Dichte der erzeugten Ladungsträger in großem Abstand von der Kante gegen null

$$n(x \rightarrow \infty, y) = n(x, y \rightarrow \infty) = n_0. \quad (1.51)$$

Unterhalb der Abdeckung nimmt die Ladungsträgerdichte exponentiell ab; für die dortige Ladungsträgerdichte gilt die Differentialgleichung

$$n(x, y) = L_n^2 \left(\frac{\partial^2 n(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n(x, y)}{\partial y^2} \right) - n_{\text{PSD}} L_n \alpha^2 \tau_n \frac{e^{-\frac{x}{L_n}} - L_n \alpha e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1} e^{-\frac{y}{L_n}} \quad (1.52)$$

mit der Lösung

$$n(x, y) = n_0 + n_{\text{PSD}} \alpha \tau_n \frac{L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1} e^{-\frac{y}{L_n}}, y \geq 0. \quad (1.53)$$

Damit befinden sich auch unterhalb der Blende im Silizium Ladungsträger, die durch die Lichtstrahlung generiert werden.

1.2.2.2.2 Äußeres elektrisches Feld

Im Silizium wird nun ein elektrisches Feld \mathcal{E} konstanter Stärke in Richtung der y -Achse parallel zur Oberfläche angelegt. Die Ladungsträgerverteilung ergibt sich dann zu

$$n(x, y) = n_0 + n_{\text{PSD}} \tau_n \frac{L_n^2 \alpha^2}{L_n^2 \alpha^2 - 1} \left(\frac{1}{L_n - \tau_n \mu_n \mathcal{E}} e^{-\frac{x}{L_n}} - \frac{L_n \alpha}{L_n^3 \alpha^2 - \tau_n \mu_n \mathcal{E}} e^{-\alpha x} \right) e^{-\frac{y}{L_n}} \quad (1.54)$$

mit Unstetigkeitsstellen bei $\tau_n \mu_n \mathcal{E} = L_n$ und $\tau_n \mu_n \mathcal{E} = L_n^3 \alpha^2$. Dieses elektrische Feld kann beispielsweise durch einen zusätzlichen, in Sperrichtung vorgespannten p-n-Übergang (Abschnitt 2.3.3.3.2, S. 44) oder durch einen zusätzlichen Strom im Substrat (Abschnitt 2.3.3.3.3, S. 49) erzeugt werden.

Das Beispiel mit der Blende zeigt, daß auch in dem Teil des Siliziums, der nicht der Lichtstrahlung ausgesetzt ist, immer auch vom Licht generierte Ladungsträger vorhanden sind. Über ein elektrisches Feld kann der Abfall der Ladungsträgerdichte unter der Blende gesteuert werden. Bei entsprechend großen Feldern wird die Zone, in der die Ladungsträgerdichte deutlich über der intrinsischen Ladungsträgerdichte liegt, sehr schmal, aber vermeiden läßt sich dieses Übersprechen nicht.

2 Photodetektoren

Photoasics stellen eine zweiteilige Kettenschaltung entsprechend **Bild 2.1** dar, bestehend aus dem optisch-elektrischen Wandler V_1 und der Signalaufbereitung V_2 . Das Wandlerelement wandelt das lichttechnische Signal in eine elektrische Größe um. In dem hier behandelten CMOS-Halbleiterprozeß, wie er standardmäßig von vielen Halbleiterherstellern angeboten wird, sind als lichtempfindliche Elemente Photowiderstände, Photodioden und Phototransistoren realisierbar. Diese werden im folgenden in jeweils eigenen Abschnitten mit ihren charakteristischen Eigenschaften vorgestellt.

Die elektrische Signalaufbereitung als Schnittstelle zwischen dem Wandlerelement und der außerhalb der integrierten Schaltung liegenden weiteren Signalverarbeitung wird in Kapitel 3 am Beispiel der Signalauskopplung aus einer Photodiode beschrieben.

Um die Messungen aus den Abschnitten 2.3 und 2.4 und die dabei gemachten theoretischen Überlegungen zu überprüfen, wurde der Simulator *SIMBA* der Technischen Universität Dresden [47] benutzt. Dieser Simulator bildet das innerelektronische Verhalten von Halbleiterstrukturen dreidimensional nach, er ist jedoch nicht speziell für die photoelektrischen Prozesse optimiert. Aus Gründen der besseren Konvergenz wurde in der vorliegenden Arbeit nur die zweidimensionale Option des Simulators ausgenutzt; nach den Ausführungen in Abschnitt 1.2 sowie aus den Messungen an den erstellten Chips ist ersichtlich, daß eine Übertragung auf dreidimensionale Modelle ohne Einschränkung möglich ist. Alle Vergleiche zwischen den gemessenen und simulierten Werten sind nur qualitativ zu betrachten, die realen Absolutwerte können um Faktoren, jedoch nicht um Zehnerpotenzen, von den hier gezeigten abweichen.

Die physikalischen Prozeßdaten wurden entweder entsprechend Anhang B abgeschätzt oder direkt den Datenblättern [1] entnommen. Um mit dem Simulator eine bessere Konvergenz zu erreichen, wurden die Dotierungsprofile an den pn-Übergängen gaußförmig genähert.

Den Abschluß dieses Kapitels bildet ein Abschnitt über die in integrierten Photodetektoren auftretenden Streuungen.

Zunächst wird jedoch der Aufbau eines „Standard“-Prozesses erläutert.

2.1 Aufbau eines CMOS-Prozesses

Als Ausgangsmaterial für eine integrierte Schaltung in CMOS-Technik dient eine Scheibe aus hochreinem Silizium. Zur Verfügung standen ausschließlich Prozesse, in denen diese Scheiben, das sogenannte Substrat, mit einer schwachen p-Dotierung hergestellt wurden. **Bild 2.2** zeigt den Aufbau eines hier verwendeten CMOS-Schaltkreises.

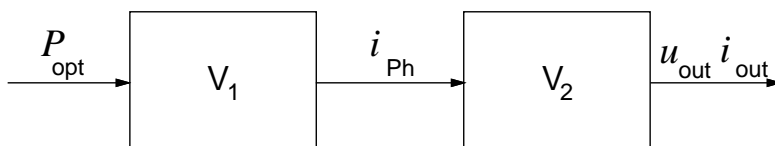


Bild 2.1: Signalweg innerhalb der integrierten Schaltung mit optoelektrischem Wandler V_1 und Signalauskopplung V_2 [57].

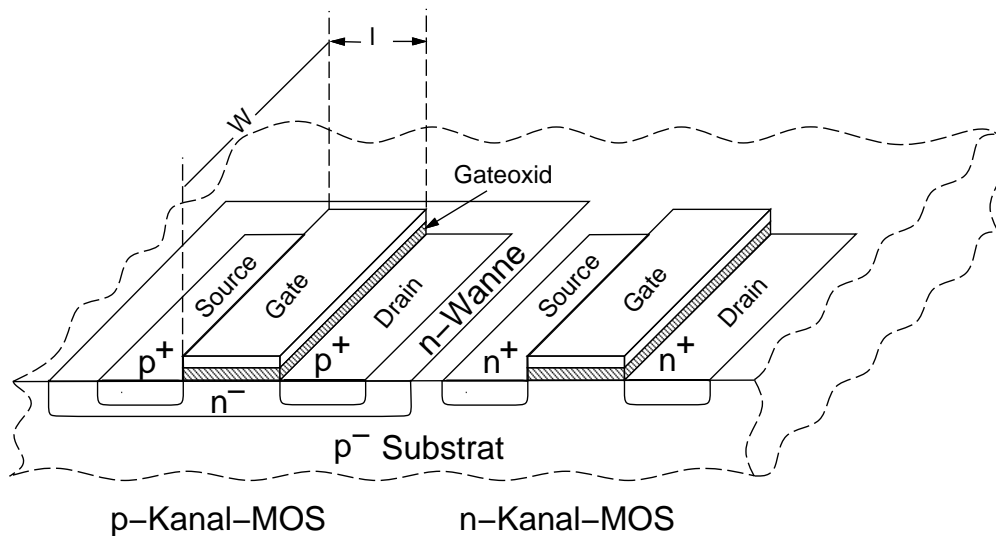


Bild 2.2: Schematischer Aufbau eines n-Wannen-CMOS-Prozesses

In das Substrat wird mittels verschiedener Prozesse [88] an jeder Stelle, die einen p-Kanal-Transistor enthalten soll, eine n-leitende Wanne erzeugt. Die Herstellung dieser Wanne kann durch Diffusion oder Implantation erfolgen; die technologische Ausführung dieses Arbeitsgangs ist jedoch für die hier angestellten Betrachtungen nicht entscheidend. Deswegen wird dieser Schritt im weiteren immer als Diffusion bezeichnet. Zwischen dieser Wanne und dem Substrat bildet sich eine Sperrschicht aus. Diese wird in Sperrichtung elektrisch vorgespannt, sie ist damit elektrisch vom umliegenden Substrat isoliert und entkoppelt somit den in dieser Wanne eingebauten Transistor vom Substrat. In diese Wanne werden in geringem Abstand l zwei flache p-Zonen der Breite w eindiffundiert. Die Fläche zwischen diesen Zonen bildet den Kanal eines p-Kanal-MOS-Transistors mit der Länge l und der Breite w . Über diesem Kanal ist eine leitfähige Schicht aus Polysilizium aufgetragen, die das Gate für den Transistor bildet. (Tatsächlich ist die Reihenfolge der Prozessschritte etwas komplexer; es wird erst das Gate des Transistors definiert und daraus dann Drain und Source hergeleitet, funktionell ändert sich dadurch aber nichts.) Damit die Sperrschicht zwischen den Elektroden des p-Kanal-Transistors und der umgebenden n-Wanne elektrisch gesperrt ist, darf das Potential an Source und Drain des Transistors nicht höher sein als das Potential der n-Wanne. Ein nicht maßstabsgerechter Schnitt durch einen p-Kanal-Transistor ist im linken Teil des Bildes 2.2 dargestellt.

Das Substrat liegt am niedrigsten vorkommenden Potential, daher kann ein n-Kanal-MOS-Transistor ohne isolierende Wanne direkt in das Substrat implementiert werden. Analog zum p-Kanal-Transistor besteht er aus zwei flachen n-Diffusionen, deren Zwischenraum den n-Kanal bildet, und dem über dem Kanal liegenden Gate. Einen Schnitt durch einen n-Kanal-Transistor zeigt der rechte Teil des Bildes 2.2. Die Trägerkonzentrationen in den verschiedenen Dotierungsgebieten lassen sich mit den in Anhang B angegebenen Formeln abschätzen. Oberhalb der hier gezeigten Transistoren liegt die Verdrahtung in einer oder mehreren Lagen aus Polysilizium und Metall (meist Aluminium, schwach mit Kupfer und Silizium legiert). Als charakteristische Größe für die MOS-Technologie wird häufig die minimal mögliche Gatelänge in μm oder (seltener) die Gateoxidstärke in Ångström angegeben.

Für die Lichtempfindlichkeit der CMOS-Schaltungen sind sowohl die verschiedenen Diffusionsgebiete als lichtempfindlicher Widerstand als auch die Sperrschichten zwischen den Diffusions-

gebieten entscheidend. Die Lichtempfindlichkeit der in integrierten CMOS-Schaltungen verwendeten Widerstände wird im Kapitel 2.2 betrachtet; auf die Sperrschichten wird in Kapitel 2.3 näher eingegangen.

Außer den MOS-Transistoren bilden sich in einem CMOS-Schaltkreis noch parasitäre bipolare Transistoren aus. Zum einen ist dies der vertikale PNP-Transistor unterhalb des p-Kanal-MOS-Transistors mit der Source- oder Drain-Elektrode als Emitter, der n-Wanne als Basis und dem immer an Masse liegenden Substrat als Kollektor. Die Basisweite ist dabei die Dicke der n-Wanne unterhalb des p-Kanal-Transistors.

Dagegen bildet sich ein lateraler PNP-Transistor aus, wenn ein p-Kanal-Transistor gesperrt wird. Dabei werden Source oder Drain zum Emitter, die jeweils andere Elektrode zum Kollektor; die Kanallänge des MOS-Transistors entspricht dann der Basisweite des bipolaren Transistors. Einen lateralen NPN-Transistor erhält man, wenn man zwei n-Kanal-Transistoren direkt nebeneinander plaziert; das Substrat zwischen den Transistoren bildet die Basis, Drain oder Source des einen Transistors ist der Emitter und Drain oder Source des anderen Transistors ist der Kollektor. Wenn das Substrat niederohmig an Masse angeschlossen ist, ist dieser Transistor immer gesperrt. Die Lichtempfindlichkeit der parasitären bipolaren Transistoren in einem CMOS-Prozeß wird im Abschnitt 2.4 behandelt.

2.2 Photowiderstände

In einem CMOS-Prozeß sind grundsätzlich zwei Typen von Widerständen möglich. Es sind dies die diffundierten Widerstände, die von ihrer Umgebung durch eine Sperrschicht isoliert sind, und die Polysilizium-Widerstände, die außerhalb der Anschlußkontakte vollständig von Oxid eingeschlossen werden. In jedem Fall werden die Widerstände in einem CMOS-Prozeß als dotierte Halbleiterschichten realisiert. Im folgenden wird die Lichtabhängigkeit der Widerstandsbahn beschrieben; auf das optische Verhalten von Halbleitersperrschichten wird in Abschnitt 2.3 näher eingegangen.

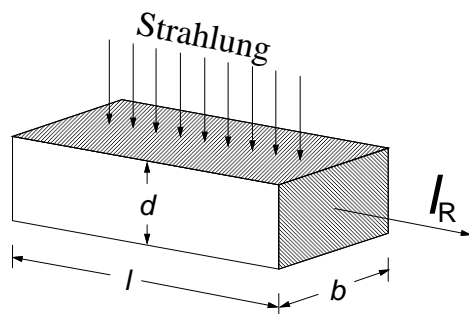


Bild 2.3: Prinzipieller Aufbau eines Photowiderstandes.

Das einfachste lichtempfindliche Element in einer integrierten Schaltung ist ein Widerstand aus stark n- oder p-dotiertem Polysilizium. Polysilizium wird auf der oxidierten Oberfläche des Siliziums abgeschieden [88]; anschließend erfolgt eine weitere Oxidation, so daß die Polysiliciumbahn allseitig von Oxid umgeben ist. Der Widerstand kann daher als ein Körper mit homogener Ladungsträgerverteilung entsprechend **Bild 2.3** angenommen werden.

Legt man an diesen Widerstand R der Länge l eine Spannung U an, so bildet sich entlang des Widerstandes ein elektrisches Feld $E = U / l$ aus, es fließt ein Strom I_R durch den Widerstand:

$$\begin{aligned}
 I_R &= \mathcal{J}_R bd \\
 &= q(\mu_n n + \mu_p p) E bd \\
 &= q(\mu_n n + \mu_p p) U \frac{bd}{l}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

2.2 PHOTOWIDERSTÄNDE

25

mit der Stromdichte \mathcal{J}_R im homogenen Widerstand, der Breite b und der Dicke d der Leitbahn und der Anzahl n und p der freien Ladungsträger pro Volumen. Damit besitzt dieser Widerstand den Wert

$$R_{\text{dunkel}} = \frac{U}{I_R} = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_p p)} \frac{l}{bd} = \varrho \frac{l}{bd} \quad (2.2)$$

Wird dieser Widerstand auf seiner ganzen Fläche $A = b \cdot l$ homogen mit Licht bestrahlt, so vergrößert sich die Anzahl der freien Ladungsträger durch die von den absorbierten Photonen erzeugten Elektronen-Loch-Paare. Diese zusätzlichen freien Ladungsträger sind wegen der vorausgesetzten homogenen Bestrahlung gleichmäßig über die Fläche des Widerstandes verteilt; es findet daher keine Diffusion innerhalb des Widerstandes senkrecht zur Bestrahlungsrichtung statt. Die Anzahl der zusätzlichen Ladungsträger pro Zeiteinheit im gesamten Widerstand ergibt sich zu

$$G = \eta P_{\text{opt}} A \frac{\lambda}{hc} \quad , \quad (2.3)$$

wenn das gesamte Licht absorbiert wird. Pro Volumenanteil sind dies dann pro Zeiteinheit im Mittel

$$\frac{n_{\text{opt}}}{t} = \frac{p_{\text{opt}}}{t} = \eta \frac{P_{\text{opt}}}{d} \frac{\lambda}{hc} \quad . \quad (2.4)$$

Durch diese zusätzlichen Ladungsträger wird der spezifische Widerstand ϱ reduziert.

Diese Ladungsträger erzeugen den Photostrom, der zusätzlich zu dem Dunkelstrom durch den Widerstand fließt. Wenn jeder erzeugte Ladungsträger zum Stromfluß beiträgt ($\eta = 1$), so ergibt sich der Photostrom $I_{\text{Ph}_{\text{max}}}$ durch Einsetzen von Gl 2.4 in Gl 2.1 zu

$$I_{\text{Ph}_{\text{max}}} = P_{\text{opt}} \frac{\lambda}{hc} q(\mu_n + \mu_p) U \frac{b}{l} \quad . \quad (2.5)$$

Es wird jedoch nur ein Teil des Lichtes absorbiert, abhängig von dessen Wellenlänge (Abb. 1.3, S. 6), dies wird in dem Wirkungsgrad η berücksichtigt. Beispielsweise beträgt bei einer Wellenlänge des einstrahlenden Lichtes von 600 nm (rot) die Eindringtiefe $1/\alpha$ etwa 2 μm . Bei einer Schichtdicke des Polysiliziums von etwa 0,5 μm [88] durchdringt nach Gleichung 1.6 (S. 5) ein Lichtanteil von

$$\frac{\text{Teilchendichte unter dem Polysilizium}}{\text{Teilchendichte an der Oberfläche}} = \frac{n_{\text{PSD}}(0,5\mu\text{m})}{n_{\text{PSD}}(0\mu\text{m})} = e^{-\frac{0,5\mu\text{m}}{2\mu\text{m}}} = 0,78 \quad (2.6)$$

die Widerstandsbahn, es werden in dem Widerstand nur etwa 22 % der Lichtenergie absorbiert (s. a. Bild 1.4, S. 6). Zusammen mit einem Reflektionsfaktor von 0,3 (Gl. 1.10, S. 8) an der Oberfläche des Siliziums berechnet sich der Wirkungsgrad zu bestenfalls 15 %, wenn jedes im Polysilizium absorbierte Photon auch ein Elektronen-Loch-Paar erzeugt.

Die Ladungsträger bewegen sich nur mit endlicher Driftgeschwindigkeit innerhalb des elektrischen Feldes des Halbleiters. Für das Durchqueren des Widerstandes benötigen sie maximal die Transitzeiten

$$\begin{aligned} T_n &= \frac{l}{\mu_n E} = \frac{l^2}{\mu_n U} \\ T_p &= \frac{l}{\mu_p E} = \frac{l^2}{\mu_p U} \quad . \end{aligned} \quad (2.7)$$

Dabei treffen sie auf Träger entgegengesetzter Polarität, mit denen sie rekombinieren können und damit zum Stromfluß nicht mehr beitragen. Dies wird in den mittleren Trägerlebensdauern τ_n und τ_p berücksichtigt. Aus der Kontinuitätsgleichung 1.21 ergeben sich im stationären Zustand die zusätzlichen Ladungsträgerdichten [106]

$$\begin{aligned} n_{\text{opt}} &= \frac{P_{\text{opt}}}{d} \eta \frac{\lambda}{hc} \tau_n \left(1 - \frac{\tau_n}{T_n} (1 - e^{-\frac{T_n}{\tau_n}}) \right) \\ p_{\text{opt}} &= \frac{P_{\text{opt}}}{d} \eta \frac{\lambda}{hc} \tau_p \left(1 - \frac{\tau_p}{T_p} (1 - e^{-\frac{T_p}{\tau_p}}) \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

und daraus der Photostrom

$$\begin{aligned} I_{\text{Ph}} &= q(\mu_n n_{\text{opt}} + \mu_p p_{\text{opt}}) U \frac{bd}{l} \\ &= P_{\text{opt}} \eta \frac{\lambda}{hc} q \left(\mu_n \tau_n \left(1 - \frac{\tau_n}{T_n} (1 - e^{-\frac{T_n}{\tau_n}}) \right) + \mu_p \tau_p \left(1 - \frac{\tau_p}{T_p} (1 - e^{-\frac{T_p}{\tau_p}}) \right) \right) U \frac{b}{l}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

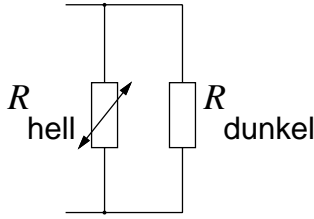


Bild 2.4: Parallelschaltung des Dunkelwiderstandes und des bestrahlungsabhängigen Anteils.

Damit die Ladungsträger nicht auf ihrem Weg durch den Widerstand rekombinieren, sollte die Widerstandslänge möglichst gering gewählt werden bei gleichzeitig hoher Spannung über dem Widerstand. Die so erzielte hohe Geschwindigkeit der Ladungsträger im Widerstand zusammen mit einer kurzen Widerstandsbahn ergeben kurze mittlere Transitzeiten T_n und T_p der Träger im Widerstand. Das Verhältnis von Ladungsträgerlebensdauer zur Transitzeit durch den Widerstand wird häufig als *Photoverstärkung* [93] oder Gewinn g [106] bezeichnet. Je nachdem, ob innerhalb der Zeit τ bis zur Rekombination des erzeugten Ladungsträgerpaares weniger oder mehr als ein Ladungsträger durch den Photowiderstand driften, ist der Wert kleiner oder größer als eins. Jedoch kann der Gewinn den Grenzwert von

$$g_{\text{max}} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\mu_{\text{Maj}}}{\mu_{\text{Min}}} \right) \quad (2.10)$$

nicht überschreiten [106]. Dabei sind μ_{Maj} und μ_{Min} die Beweglichkeiten der Majoritäts- und der Minoritätsträger.

Somit stellt ein Halbleiter einen bestrahlungsabhängigen Widerstand dar, dessen Leitwert (bei hinreichend hohem Dunkelwiderstand, also geringer Eigenleitung) mit steigender Bestrahlungsstärke und wachsender Breite linear zunimmt.

Entsprechend den Gleichungen 2.2 und 2.10 wird der Gesamtwiderstand modelliert als eine Parallelschaltung eines lichtabhängigen Widerstandes R_{hell} und eines Dunkelwiderstandes R_{dunkel} (**Bild 2.4**).

Der lichtabhängige Anteil berechnet sich aus Gleichung 2.10 zu

$$\begin{aligned} R_{\text{hell}} &= \frac{U}{I_{\text{Ph}}} \\ &= \frac{1}{P_{\text{opt}} \eta} \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{q \left(\mu_n \tau_n \left(1 - \frac{\tau_n}{T_n} (1 - e^{-\frac{T_n}{\tau_n}}) \right) + \mu_p \tau_p \left(1 - \frac{\tau_p}{T_p} (1 - e^{-\frac{T_p}{\tau_p}}) \right) \right)} \frac{l}{b}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Sind die Transitzeiten deutlich größer als die Lebensdauern, $T_p > T_n \gg \tau_n = \tau_p = \tau$, vereinfacht sich Gleichung 2.11 zu

$$R_{\text{hell}} = \frac{1}{P_{\text{opt}}\eta} \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{q} \frac{l}{b} \frac{1}{\tau(\mu_n + \mu_p)}, \quad (2.12)$$

die Widerstandsdicke d ist dabei bereits in dem Wirkungsgrad η berücksichtigt. Durch die Parallelschaltung des lichtabhängigen und des lichtunabhängigen Widerstandsanteils fließt der Gesamtstrom

$$I_{\text{ges}} = I_R + I_{\text{Ph}} = U \frac{b}{l} q \left(d(\mu_n n + \mu_p p) + P_{\text{opt}} \eta \frac{\lambda}{hc} \tau (\mu_n + \mu_p) \right). \quad (2.13)$$

Für Meßzwecke wurde in einen MOS-Chip ein Widerstand aus Polysilizium (Schichtwiderstand $R_{\text{sq}} = 22 \Omega$) mit einer Länge von 2 mm und einer Breite von $2 \mu\text{m}$ integriert. Die Ladungsträgerlebensdauer liegt in dem hoch dotierten Polysilizium im Bereich von ns (genaue Zeiten konnten nicht ermittelt werden und lagen auch beim Halbleiterhersteller nicht vor), die mittlere Transitzeit T ergibt sich nach Gleichung 2.7 bei einer Spannung von 1 V zu etwa $20 \mu\text{s}$. Damit gilt $T \gg \tau$, der Gewinn dieses Widerstandes liegt im Bereich von Promille. Messungen an diesem Chip ergaben bei einem Dunkelwiderstand von $15 \text{ k}\Omega$ keine Widerstandsverminderung bei Beleuchtung.

Ein Vorteil dieser geringen Lichtempfindlichkeit ist die Möglichkeit, Leitungen aus polykristallinem Silizium auch in den Bereichen, die der Lichtstrahlung ausgesetzt sind, zur Verdrahtung zu benutzen.

2.3 Photodioden

2.3.1 Der p-n-Übergang

Alle in einem CMOS-Halbleiterprozeß vorkommenden p-n-Sperrschichten sind potentiell Photodioden. Der einfachste Typ ist entsprechend **Bild 2.5** aus einer n-leitenden Wanne aufgebaut, die in das p-dotierte Substrat eindiffundiert ist. Der Übergang zwischen diesen beiden Zonen sei dabei als abrupt angenommen. An der Grenze dieser beiden Dotierungsgebiete herrschen starke Konzentrationsgefälle der Elektronen und der Löcher. Dadurch diffundieren entsprechend Gleichung 1.18 freie Elektronen aus dem n-Gebiet in das p-Substrat und umgekehrt freie Löcher vom p-Gebiet in die n-Wanne.

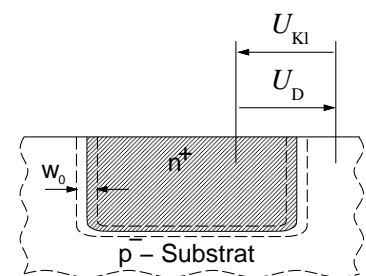


Bild 2.5: Prinzipieller Aufbau eines p-n-Übergangs.

Durch die Diffusion der Ladungsträger entsteht an der Sperrschicht ein elektrisches Feld; die n-Wanne wird durch den Elektronenabfluß und den Löcherzufluß positiv, das Substrat entsprechend negativ. Gemäß Gleichung 1.19 erzeugt dieses Feld einen Driftstrom, der entgegengesetzt zum Diffusionsstrom fließt. Es bildet sich dabei ein dynamisches Gleichgewicht zwischen dem Driftstrom und dem Diffusionsstrom aus, beide Ströme sind vom Betrag her gleich groß, haben aber entgegengesetztes Vorzeichen.

Das Linienintegral der elektrischen Feldstärke über der Sperrschicht ist die sogenannte *Diffusionsspannung* U_D

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

n_i ist die Eigenleitungsdichte und N_A und N_D sind die Akzeptor- bzw. Donatorkonzentrationen, die n-Wanne bildet den positiveren Pol der Spannung. Für den in Tabelle B.1 (Seite 136) vorgestellten Prozeß ergibt sich beispielsweise bei einer Temperatur von $T = 300\text{K}$ eine Diffusionsspannung von $U_D = 638\text{ mV}$ für die Sperrschicht zwischen n-Wanne und Substrat. Die entsprechenden Werte für die Sperrschichten zwischen der flachen n-Diffusion und dem Substrat sind $U_D = 741\text{ mV}$ und $U_D = 843\text{ mV}$ für den Übergang zwischen der flachen p-Diffusion und der n-Wanne.

Selbst wenn es technologisch möglich wäre, eine abrupte Grenze zwischen den verschiedenen Dotierungsgebieten herzustellen, würde dieser Übergang durch die Diffusion der Ladungsträger wieder stetig erfolgen [97]. Man definiert einen scharf abgegrenzten Bereich, in dem die Konzentration der Ladungsträger um mehrere Zehnerpotenzen niedriger ist als in den Diffusionsgebieten. Dieser Bereich wird als *Sperrschicht*, *Raumladungszone* oder *Verarmungszone* bezeichnet und hat die Breite w_0 (Bild 2.5) [97]:

$$w_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon U_D}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} = \sqrt{\frac{2\varepsilon kT}{q^2} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right)} \quad . \quad (2.15)$$

Sie hängt also direkt von den beiden Dotierungen ab und dehnt sich überwiegend in Richtung der niedrigeren Dotierung aus. Für den oben angegebenen Herstellungsprozeß ergeben sich bei Raumtemperatur Sperrschichtweiten von $w_0 = 0,89\ \mu\text{m}$ für den Übergang n-Wanne \rightarrow Substrat und $w_0 = 0,35\ \mu\text{m}$ zwischen der flachen p-Diffusion und der n-Wanne.

Diese Sperrschichtweite gilt für den elektrisch neutralen Zustand ohne Anlegen einer äußeren Spannung unter der Voraussetzung einer homogenen Verteilung der Dotieratome im Silizium, also kein Abfall der Dotierungskonzentration zu den Rändern hin. Eine äußere Spannung U_{KI} an den Klemmen der Diode verschiebt das Gleichgewicht zwischen dem Drift- und dem Diffusionsstrom. Die Spannung sei mit dem positiven Pol an das p-Substrat, mit dem negativen Pol an die n-Wanne angelegt. Damit wirkt die äußere Spannung U_{KI} der Diffusionsspannung U_D entgegen, die Gleichung 2.15 geht dann über in

$$w(U_{\text{KI}}) = \sqrt{\frac{2\varepsilon(U_D - U_{\text{KI}})}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad . \quad (2.16)$$

Bei negativer Klemmenspannung wächst die Sperrschichtweite proportional zur Wurzel aus der Differenz von Klemmenspannung und Diffusionsspannung. Durch die negativ vorgespannte Sperrschicht fließt nur noch ein Reststrom I_S (siehe unten Gleichung 2.18) hindurch.

Legt man an diesen p-n-Übergang eine Spannung U_{KI} in Durchlaßrichtung an, also den positiven Pol an das p-Gebiet, so wird die Sperrschicht leitend. Kommt die Klemmenspannung betragsmäßig in die Größenordnung der Diffusionsspannung, so sinkt die Sperrschichtweite gegen null; der Strom durch die Diode wird dann von den ohmschen Anteilen der Bahngebiete bestimmt. Können die Bahnwiderstände vernachlässigt werden, so fließt durch die Diode der Diodenstrom I_D , bestehend aus dem Sperrstrom I_S verstärkt um die Exponentialfunktion der

Klemmenspannung

$$I_D(U_{KI}) = I_s \left(e^{\frac{U_{KI}}{mU_T}} - 1 \right) \approx I_s e^{\frac{U_{KI}}{mU_T}} \quad \text{für} \quad U \gg U_T \quad (2.17)$$

mit dem Korrekturfaktor $m = 1 \dots 2$ als Abweichung von der idealen exponentiellen Kennlinie.

In CMOS-Schaltungen liegen sogenannte „kurze“ Dioden vor, die Länge der Dotierungsgebiete ist deutlich kleiner als die Diffusionslänge der Elektronen und Löcher im Silizium. Damit findet die Rekombination der Ladungsträger nicht auf der gesamten Diffusionslänge statt, sondern nur in dem zur Verfügung stehenden Bahngebiet. Der Sperrstrom des pn-Übergangs ergibt sich damit bei einer Diodenfläche A zu [97]

$$I_s = A \left(\frac{\mu_n kT}{x_p} \frac{n_i^2}{N_A} + \frac{\mu_p kT}{x_n} \frac{n_i^2}{N_D} \right) \quad (2.18)$$

Dabei sind x_n und x_p die Bahnlängen im Silizium zwischen der Sperrschichtkante und dem Anschlußkontakt des Diffusionsgebietes. Für die Diode, bestehend aus der flachen n-Wanne und dem Substrat, ergibt sich in dem Halbleiterprozeß nach Tabelle B.1 ein Sperrstrom von etwa $0,15 \text{ aA}/\mu\text{m}^2$. Von den Halbleiterherstellern werden Sperrströme in der Größenordnung von $1 \text{ fA}/\mu\text{m}^2$ angegeben.

2.3.2 Kapazität einer Sperrschicht

Ähnlich wie bei einem Plattenkondensator läßt sich über die Sperrschichtweite eine differentielle Sperrschichtkapazität c_s der in Sperrichtung vorgespannten Diode definieren. Diese ergibt sich analog zum Plattenkondensator zu

$$\begin{aligned} c_s &= \frac{dQ}{dU} = \varepsilon \frac{A}{w(U_{KI})} \\ &= A \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{rsi} q N_A N_D}{2(N_A + N_D)(U_D - U_{KI})}} \end{aligned} \quad (2.19)$$

mit der Sperrschichtfläche A , der Dielektrizitätskonstanten $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_{rsi}$ und der (in Sperrichtung negativ gezählten) Klemmenspannung U_{KI} [97]. Dies ist die mittlere wirksame Kapazität der Diode in einem gewählten Arbeitspunkt U_{sp} bei Kleinsignalaussteuerung. Sie nimmt näherungsweise mit der Wurzel der angelegten Sperrspannung ab.

Die Gesamtfläche der Diode muß gegebenenfalls aufgeteilt werden in die Grundfläche und die Seitenanteile. Die Seitenwandkapazität hängt von der Eindringtiefe der dotierten Schicht und von dem Umfang des Kondensators ab. Die Eindringtiefe kann von dem Anwender nicht geändert werden. Die Halbleiterhersteller geben im allgemeinen sowohl die Bodenkapazität in $\text{fF}/\mu\text{m}^2$ als auch die Wandkapazität in $\text{fF}/\mu\text{m}$ an.

Wird die Diode in Durchlaßrichtung betrieben, so tritt zusätzlich zu der Sperrschichtkapazität in der Sperrschicht eine weitere Speicherwirkung in den Bahngebieten auf. Vergrößert man die Klemmenspannung dem Betrag nach, so vergrößert sich jeweils die Zahl der Minoritätsträger im Bahngebiet. Diese Minoritätsträger werden im Bahngebiet bis zu ihrer Rekombination gespeichert; dies entspricht einem kapazitiven Verhalten. Daher wird einer in Flußrichtung gepolten Sperrschicht eine *Diffusionskapazität* zugeordnet. Es ergibt sich eine differentielle Diffusionskapazität c_D

$$c_D = \frac{dQ}{dU} = \text{konst} \cdot I_s \cdot e^{\frac{U_{KI}}{mU_T}} = I_D \cdot \text{konst} \quad (2.20)$$

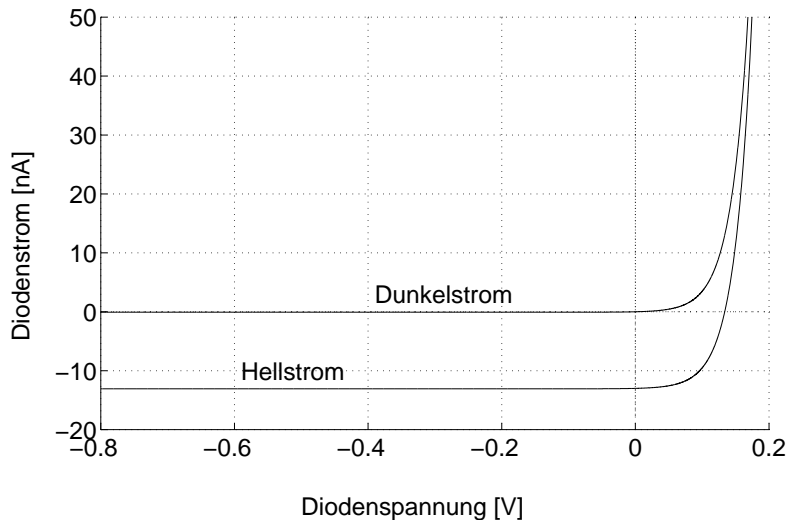


Bild 2.6: Simulierte Strom-Spannungs-Kennlinie einer p-n-Diode des Prozesses nach Tabelle B.1 (Seite 136) mit einer Fläche von $100 \mu\text{m}^2$. Die obere Kurve zeigt den Dunkelstrom, die untere den Strom bei Bestrahlung mit einer Lichtleistung von 500 W/m^2 bei einer Wellenlänge von 650 nm (rot) und einem Wirkungsgrad von 50% .

In der Konstanten *konst* steckt die frequenzabhängige Proportionalitätskonstante zwischen Diodenstrom und Diffusionskapazität. Diese Diffusionskapazität tritt beispielsweise als Basis-Emitter-Kapazität in einem Phototransistor nach Abschnitt 2.4 in Erscheinung.

2.3.3 Die Sperrschicht unter Lichteinwirkung

Treffen auf das dotierte Silizium der integrierten Schaltung Photonen auf, so generieren sie dort Elektronen-Loch-Paare, wie im Abschnitt 1.1 beschrieben. Die erzeugten Majoritätsträger (Löcher im p-leitenden, Elektronen im n-leitenden Gebiet) gehen in der Masse der vorhandenen Majoritätsträger unter, die Minoritätsträger dagegen diffundieren vom Ort ihrer Entstehung aus in alle Richtungen, sofern am Generationsort kein elektrisches Feld wirkt. Innerhalb ihrer Diffusionslänge L können sie dabei auch die oben beschriebenen Sperrschichten durchqueren. In dem dahinter liegenden Gebiet verbleiben sie dann als Majoritätsträger.

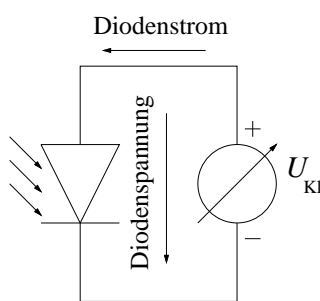


Bild 2.7: Meßschaltung für die Photodiode.

Der so entstehende Photostrom fließt innerhalb der Diode entgegengesetzt zum internen Diffusionsstrom. Damit verschiebt sich die Kennlinie der Photodiode um den Photostrom gegenüber der Kennlinie der unbestrahlten Diode. Aus **Bild 2.7** gehen die Vorzeichen zur Aufnahme der Diodenkennlinie hervor, die in **Bild 2.6** gezeigt ist. Sie ist nach Gleichung 2.17 für eine Diode mit einer Fläche von $100 \mu\text{m}^2$ berechnet, in der oberen Kurve ohne Beleuchtung, in der unteren Kurve mit einer zusätzlichen Bestrahlung von 500 W/m^2 entsprechend einem Photostrom von 13 nA . Bei Vorspannung der Diode in Sperrichtung fließt der gesamte Photostrom als Sperrstrom durch die Diode.

Die Simulation und Messung einer Licht-Strom-Kennlinie von Photodioden aus einem $1,0 \mu\text{m}$ -Prozeß zeigt **Bild 2.8**. Im oberen Teil ist das simulierte Dotierungsprofil einer Photodiode, bestehend aus einer n-Wanne in einem p-Substrat, dargestellt; bestrahlt wurde von oben. Der untere Teil des Bildes zeigt den simulierten und gemessenen Photo- und Dunkelstrom dieser Diode.

Simuliert wurde mit einer Lichtwellenlänge von 640 nm ; die maximalen Dotierungen wurden in der Simulation entsprechend **Tabelle 2.1** angenommen. Gemessen wurde mit einer fokussierten

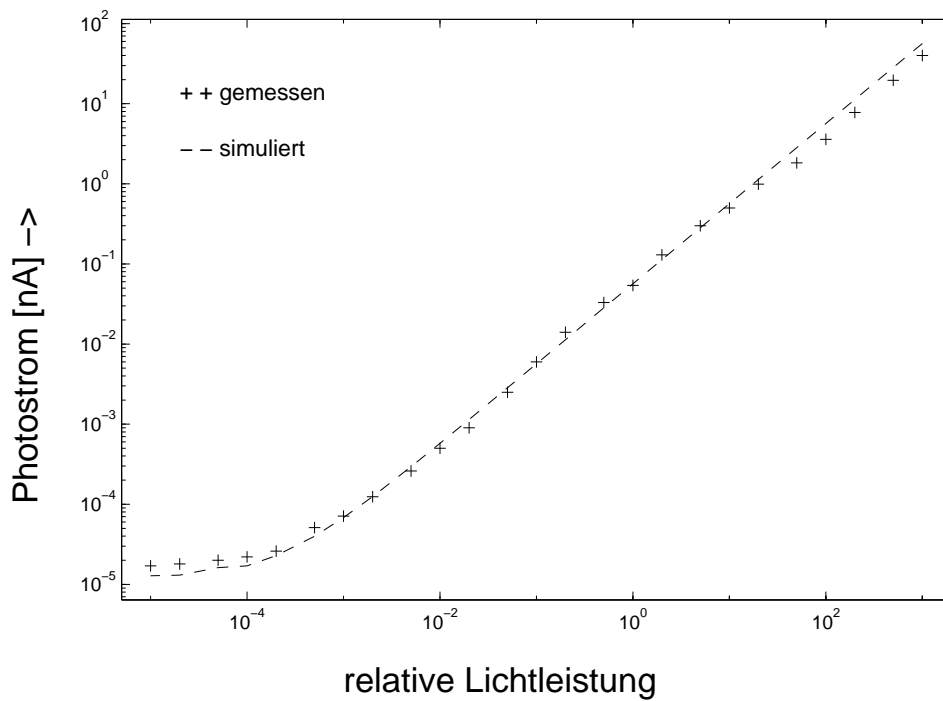
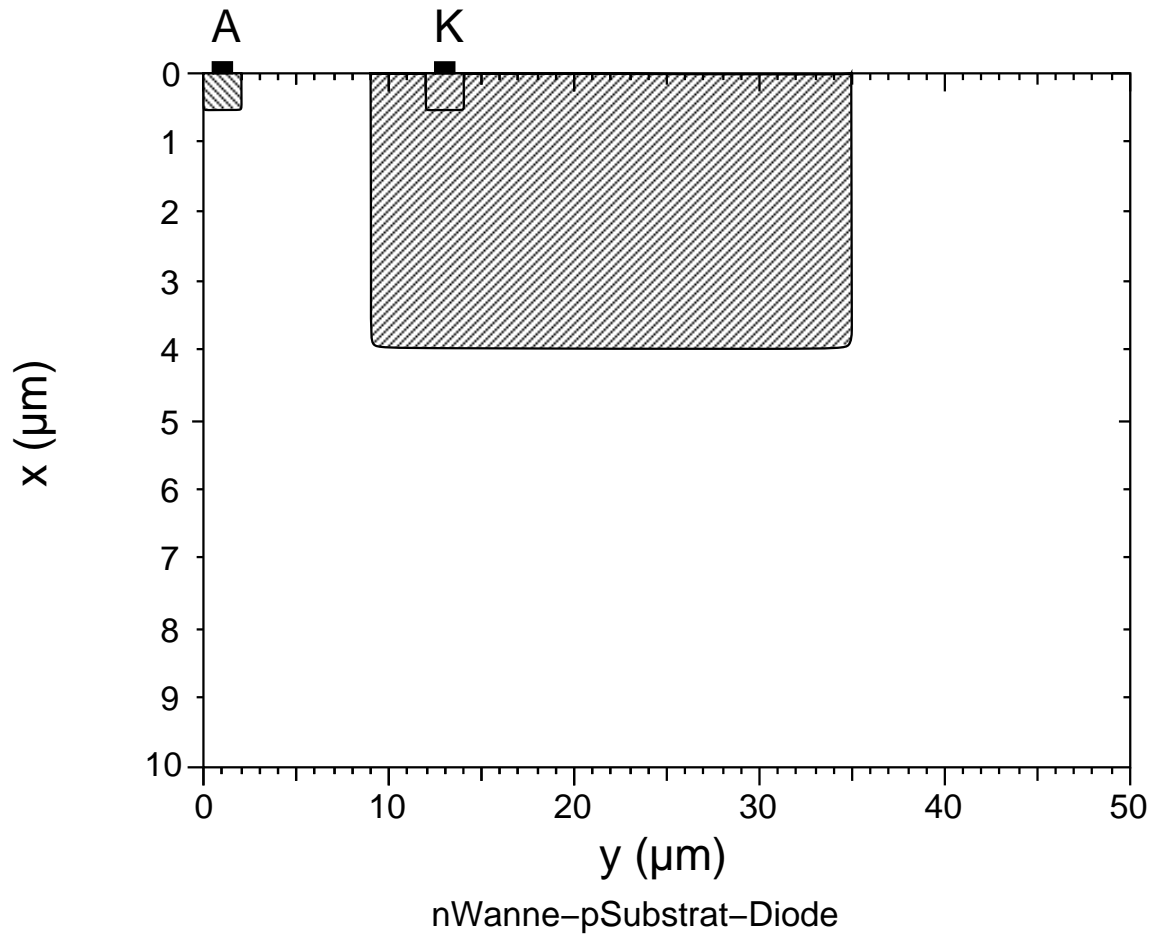


Bild 2.8: Simuliertes Dotierungsprofil (oberes Bild) sowie simulierter und gemessener Photo- und Dunkelstrom (unteres Bild) einer Photodiode, bestehend aus einer n-Wanne im p-Substrat. Löcherleitende Gebiete sind mit negativen Dotierungskonzentrationen dargestellt, Elektronenüberschuß entsprechend mit positiven.

Tabelle 2.1: Für die Simulation abgeschätzte Dotierungen eines $1,0 \mu\text{m}$ CMOS-Prozesses.

Schicht:	Substrat	n-well	flache p	flache n
Dotierung in $1/\text{cm}^3$:	$1 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{20}$	$1 \cdot 10^{20}$

HP-Leuchtdiode HLMP-8103 nach Anhang D.

Die Untergrenze ist durch den unvermeidlichen Dunkelstrom der Diode gegeben (Siehe Abschnitt 4.2 *Diodenrauschen*). Nach oben hin wird die Detektionsfähigkeit der Photodiode durch den elektrischen Widerstand der Dotierzone, die in Reihe mit der Sperrschicht liegt, und gegebenenfalls durch thermische Zerstörung des Halbleiters wegen lokaler Überhitzung begrenzt. Obwohl dieser Punkt in den hier gezeigten Messungen nicht erreicht wurde, konnte ein Dynamikumfang von mehr als 6 Dekaden überstrichen werden.

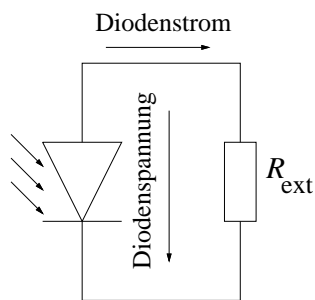


Bild 2.9: Betrieb einer Photodiode ohne Vorspannung nur mit externer Last.

Gemessen wurde ein Feld von 1024 ($32 \cdot 32$) parallelgeschalteten Photodioden; der resultierende Photostrom wurde dann auf eine Diode herunterskaliert. Die auf den Chip auftreffende Lichtleistung konnte nicht direkt gemessen werden, sie wurde daher durch einen konstanten Faktor so verschoben, daß sie mit der simulierten Kurve weitgehend zur Deckung kam. Ihre Steilheit wurde jedoch nicht geändert.

Bei Vorspannung in Vorwärtsrichtung ist der Photostrom dagegen kaum nachweisbar durch den exponentiellen Anstieg des Diodenstroms bei steigender Diodenspannung.

Wird die Diode dagegen ohne äußere Vorspannung nur mit externer Last nach **Bild 2.9** betrieben, so liegt der Arbeitspunkt im rechten unteren Quadranten des Bildes 2.6, die Diode arbeitet als aktives Photoelement.

Im Leerlauf wirken die zusätzlich erzeugten Ladungsträgerpaare wie eine Erhöhung der Akzeptor- bzw. Donorkonzentrationen nach Gl. 2.14, die Leerlaufspannung der Photodiode steigt mit dem Logarithmus der erzeugten Ladungsträgerpaare an. Entnimmt man der so betriebenen Photodiode über eine externe Last einen Strom, so stellt sich ein neuer interner Gleichgewichtszustand ein, die Diodenspannung verringert sich entsprechend.

Für eine optimale Signaldetektion strebt man ein möglichst großes Verhältnis von Hellstrom zu Dunkelstrom an. Daher legt man den Arbeitspunkt in den linken unteren Quadranten der Kennlinie, betreibt die Photodiode also in Sperrichtung. Außerdem fällt dort praktisch die gesamte angelegte Spannung über der Sperrschicht ab, die Diffusionsgebiete außerhalb der Sperrschicht sind wegen des relativ geringen Photostroms und des im Vergleich zur Sperrschicht geringen Bahnwiderstandes fast feldfrei.

2.3.3.1 Die spektrale Empfindlichkeit der Photodiode

Der Photostrom hängt einerseits über die Generationsrate G von der Leistung der einfallenden Strahlung ab. Andererseits diffundiert ein Teil der Minoritätsträger aus der Umgebung in die Sperrschicht hinein. Auf diesem Weg rekombinieren einige Minoritätsträger und tragen nicht mehr zum außen meßbaren Photostrom bei. Der Photostrom hängt also auch noch von dem Ort

des Strahlungseinfalls ab. Einen maximalen Photostrom $I_{\text{Ph}_{\text{max}}}$ liefert die Diode bei Absorption aller Photonen (s. Gl. 1.13, S. 9) in der Sperrschicht,

$$I_{\text{Ph}_{\text{max}}} = qG = \eta n_{\text{PSD}} A \quad (2.21)$$

mit der Diodenfläche A . Da die Sperrschichtweite entsprechend Gleichung 2.15 (S. 28) in etwa mit der Wurzel der angelegten Sperrspannung steigt, sollte die Sperrspannung möglichst hoch gewählt werden.

In der Sperrschicht werden die generierten Ladungsträger durch das in Sperrichtung angelegte elektrische Feld getrennt; die Elektronen driften dann in Richtung n-Gebiet, die Löcher in Richtung p-Gebiet. Ein Ladungsträgertransport durch Drift findet in den Dotierungsgebieten außerhalb der Sperrschicht wegen des geringen elektrischen Feldes (kleiner Diodenstrom, relativ geringer Bahnwiderstand) kaum statt. Die Ladungsträger diffundieren von der Sperrschichtkante weg in das jeweils angrenzende Dotierungsgebiet.

Werden die Elektronen-Loch-Paare im n-Diffusionsgebiet erzeugt, so diffundieren die Löcher vom Erzeugungsort weg; ein Teil trifft dann auch auf die Sperrschicht und durchquert diese. Der Löcheranteil, der nicht auf die Sperrschicht trifft, rekombiniert innerhalb des n-Gebietes und trägt damit nicht zum Photostrom bei. Entsprechendes gilt für die im p-Gebiet erzeugten Elektronen. Die Photostromdichte nimmt exponentiell mit dem Abstand zum Generationspunkt ab:

$$\frac{I_{\text{Ph}}}{A} = \frac{I_{\text{Ph}_{\text{max}}}}{A} e^{-\frac{x}{L}} \quad (2.22)$$

mit dem Abstand x zwischen dem Generationspunkt und dem Rand der Sperrschicht und der Diffusionslänge L in dem jeweiligen Dotierungsgebiet. Für einen hohen Wirkungsgrad der Photodioden konzentriert man daher die optische Leistung auf die Sperrschicht. Deswegen sollte die Sperrschicht möglichst weit, die Bahngebiete zwischen Kontaktanschluß und Sperrschicht möglichst kurz gehalten werden. Dies gilt sowohl für die Abstände in der Einfallsrichtung des Lichts als auch für die Abstände parallel zur Chipoberfläche.

2.3.3.1.1 Bestrahlung von oben

In einem standardisierten CMOS-Prozeß, der als Grundlage aller dieser Untersuchungen Voraussetzung war, hat der Anwender nach der Festlegung auf einen Halbleiterprozeß keine Möglichkeit, die Breite der Diffusionsgebiete in Richtung des Lichteinfalls (also senkrecht zur Halbleiteroberfläche) und die Breite der Sperrschicht gemäß Gleichung 2.15 durch gezielte Änderung der Dotierung der verschiedenen Schichten zu beeinflussen. Es können nur verschiedene Sperrschichten zwischen den Diffusionszonen ausgewählt werden; damit legt man dann auch die Lichtwellenlänge maximaler Empfindlichkeit nach Bild 1.3 (S. 6) fest. Einzig über die Sperrspannung der Photodiode ist die Weite der Sperrschicht nach Gleichung 2.16 (S. 28) steuerbar.

Die **Bilder 2.10 bis 2.14** zeigen die Abhängigkeit des Photostroms einer flachen (direkt unter der Chipoberfläche liegende p⁺-dotierte Schicht gegen n-Wanne) und einer tiefen (n-Wanne gegen Substrat) Diode von der Wellenlänge des einstrahlenden Lichtes. Die Messung im Bereich der kurzen und der langen Wellenlängen ist wegen der Übertragungsfunktion des Monochromators (Bild D.2, S. 141) sehr unsicher. Einerseits ist die Empfindlichkeit der verwendeten Referenzdiode in diesen Bereichen gering, andererseits ist der Anteil der Strahlung der verwendeten Xenonlampe im Bereich kurzer Wellenlängen klein. Es liegen keine Angaben vor, wie groß der Fehler in diesen Bereichen tatsächlich ist.

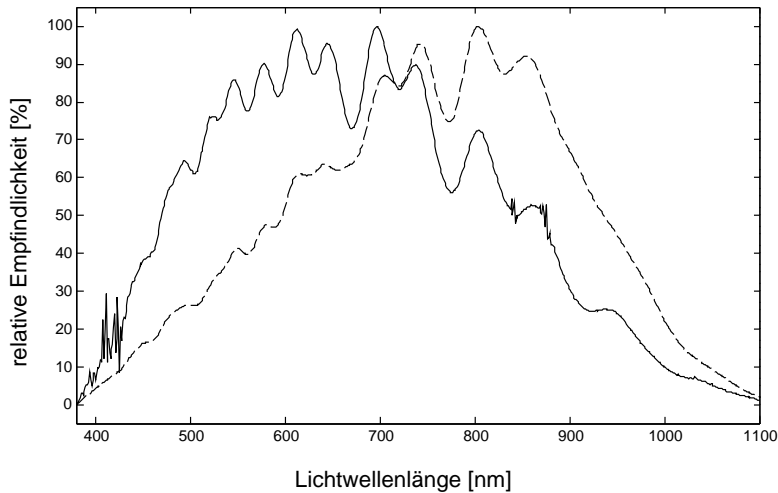
Spektrale Empfindlichkeit eines 2.4 μm CMOS-Prozesses

Bild 2.10: Farbempfindlichkeit des Photodiodenstromes eines 2,4 μm -Prozesses. Die durchgezogene Kurve zeigt die relative Empfindlichkeit der flachen Diode aus der p^+ -Dotierung und der n-Wanne, die gestrichelte Linie zeigt die Empfindlichkeit der tiefen Diode aus n-Wanne und Substrat. Der verwendete Prozeß besitzt eine Spannungsfestigkeit von 12 V, somit sind die Sperrschichten nach Gleichung 2.16 weiter als in einem 5 V-Prozeß. Damit ist die spektrale Bandbreite größer als in den Prozessen, die nur für 5 V oder 3,3 V Spannungsversorgung geeignet sind.

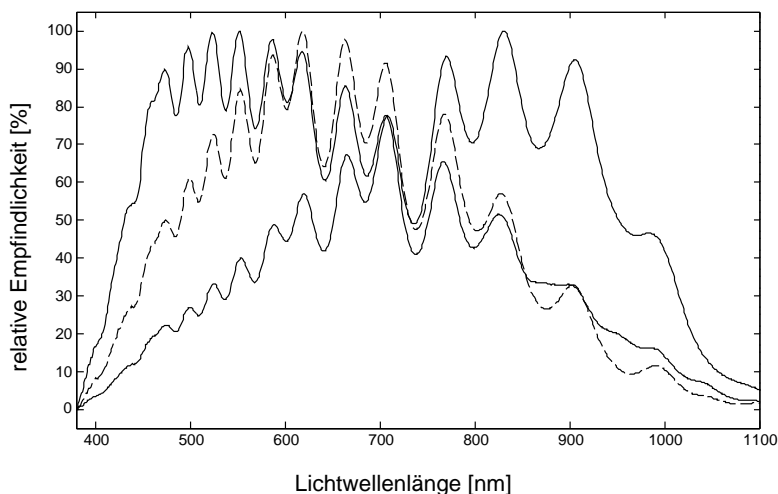
Spektrale Empfindlichkeit eines 2.0 μm CMOS-Prozesses

Bild 2.11: Farbempfindlichkeit des Photodiodenstromes eines 2,0 μm -Hoch-Volt-Prozesses. In diesem Prozeß ist in der tiefliegenden n-Wanne eine zusätzliche p-Wanne eingebracht, so daß von der Oberfläche aus gesehen vier Dotierungsgebiete mit drei Sperrschichten hintereinander liegen. Die durchgezogene Kurve zeigt die relative Empfindlichkeit der flachen Diode aus der n^+ -Dotierung und der p-Wanne, die gestrichelte Linie zeigt die Empfindlichkeit der mittleren Diode aus n-Wanne und p-Wanne und die strichpunktierter Kurve zeigt die Empfindlichkeit der tiefen Diode.

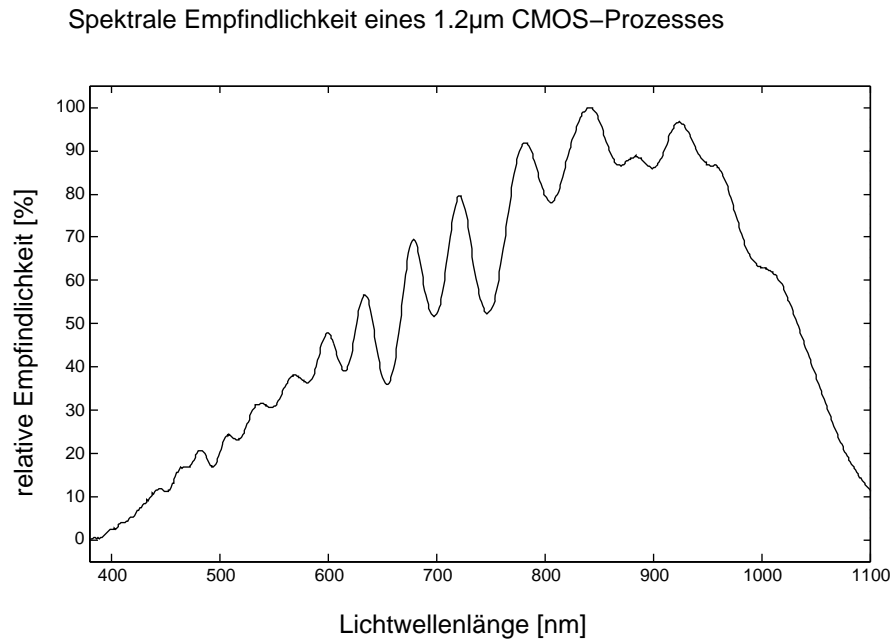


Bild 2.12: Farbempfindlichkeit des Photodiodenstromes eines 1,2 μm -Prozesses. Die Kurve zeigt die Empfindlichkeit der tiefen Diode aus n-Wanne und Substrat.

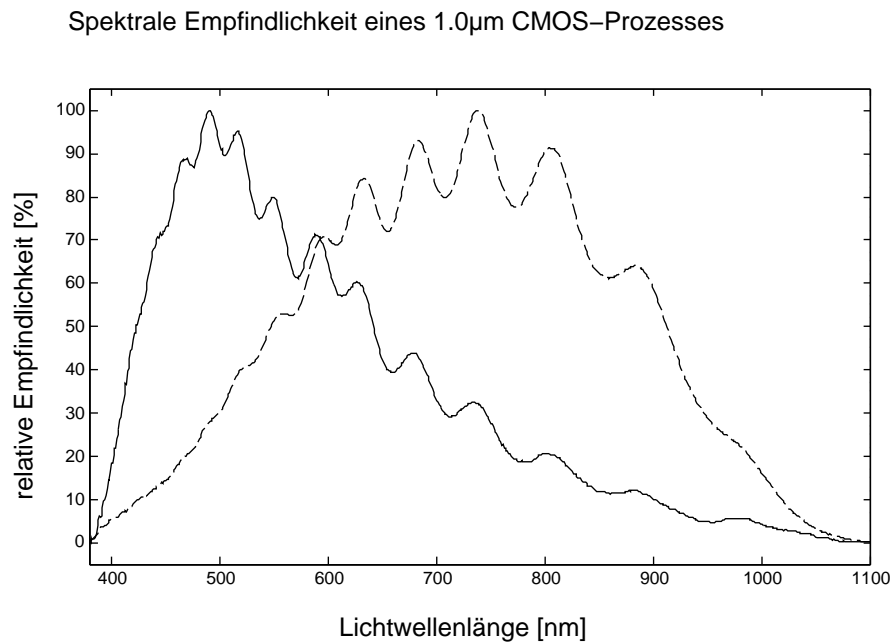


Bild 2.13: Farbempfindlichkeit des Photodiodenstromes eines 1,0 μm -Prozesses. Die durchgezogene Kurve zeigt die Empfindlichkeit der flachen Diode, die gestrichelte die der tief liegenden Diode.

Spektrale Empfindlichkeit eines 0.8µm CMOS-Prozesses

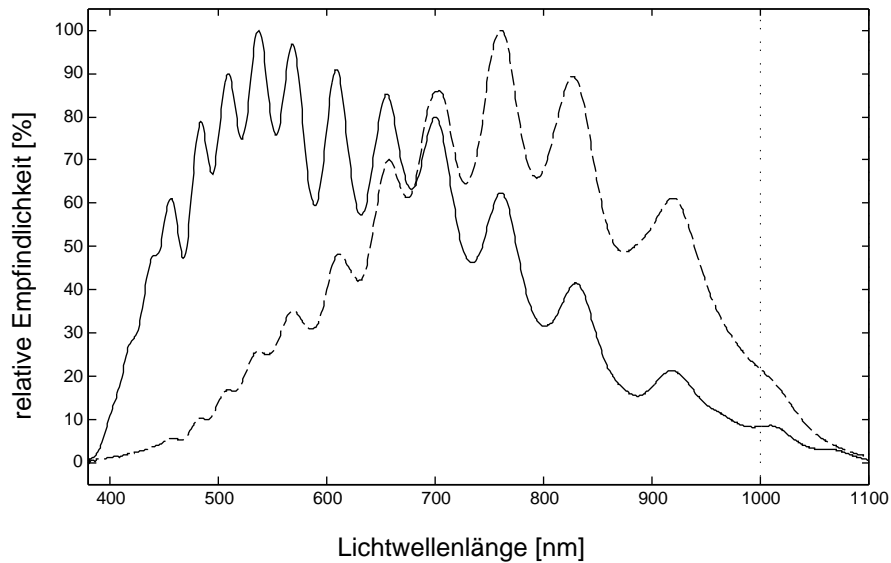


Bild 2.14: Farbempfindlichkeit des Photodiodenstromes eines 0,8 µm-Prozesses. Die durchgezogene Kurve zeigt die Empfindlichkeit der flachen Diode, die gestrichelte Kurve zeigt die Empfindlichkeit der tiefen Diode aus n-Wanne und Substrat.

Simulierte und gemessene Empfindlichkeit

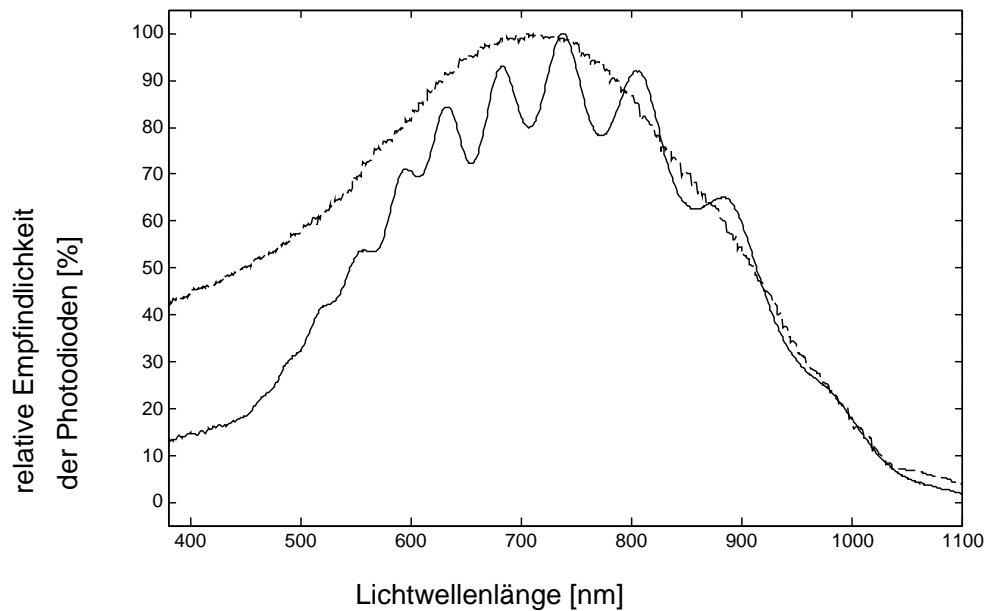


Bild 2.15: Vergleich zwischen der simulierten und der gemessenen Farbempfindlichkeit des Photodiodenstromes eines 1,0 µm-Prozesses. Die durchgezogene Kurve zeigt die gemessene Empfindlichkeit der tiefen Diode, die gestrichelte zeigt die simulierte relative Empfindlichkeit der Diode aus Bild 2.8 (S. 31).

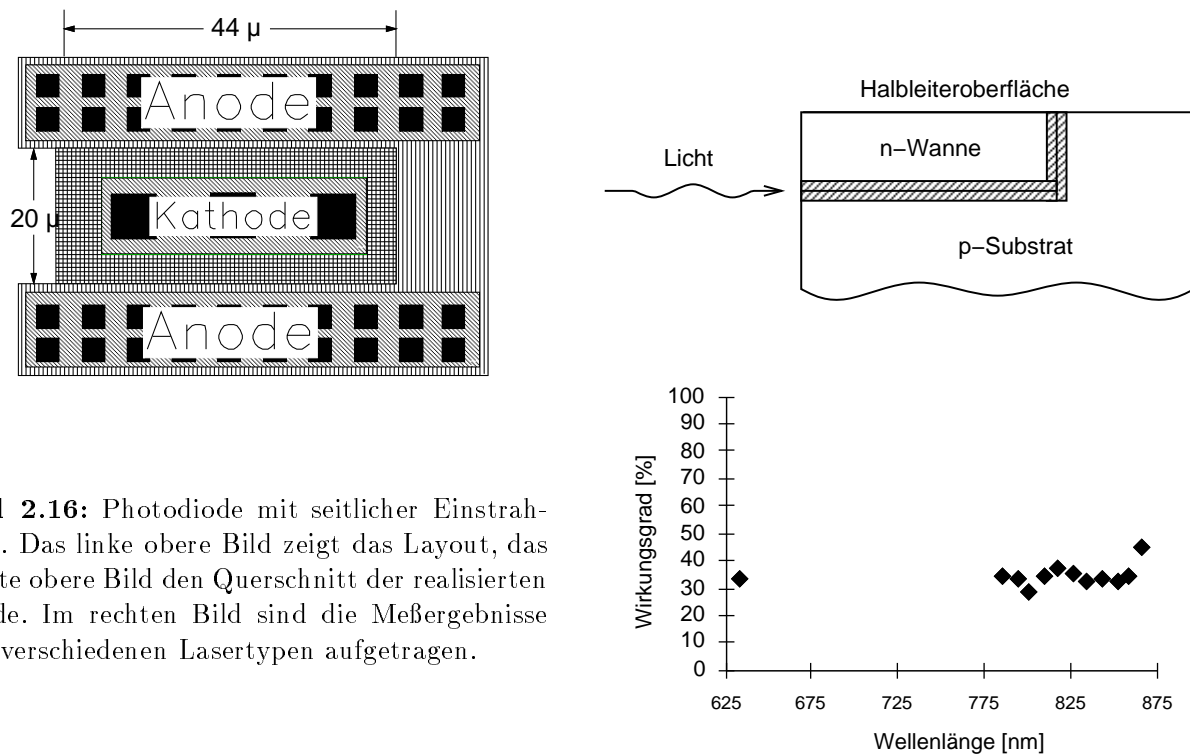


Bild 2.16: Photodiode mit seitlicher Einstrahlung. Das linke obere Bild zeigt das Layout, das rechte obere Bild den Querschnitt der realisierten Diode. Im rechten Bild sind die Meßergebnisse mit verschiedenen Lasertypen aufgetragen.

Die Welligkeit der gezeigten Meßkurven wird in Abschnitt 5.3 (S. 109) erläutert.

Eine Besonderheit ist in **Bild 2.11** dargestellt. Die Dioden wurden in einem CMOS-Prozeß hergestellt, der eine zusätzliche Wanne beinhaltet, um eine für Kraftfahrzeugelektronik geeignete Spannungsfestigkeit zu erhalten. Dies führt zu einer besonders tief liegenden Wanne, deren maximale Empfindlichkeit damit im Bereich des infraroten Bereichs liegt. Will man dagegen Photodioden für den blauen bis ultravioletten Bereich integrieren, so sind sehr aufwendige zusätzliche Prozeßschritte notwendig [10]. Von den verfügbaren Halbleiterherstellern hatte jedoch keiner diese Optionen im Angebot.

Den Vergleich zwischen einer gemessenen und einer simulierten Kurve zeigt **Bild 2.15**. Dabei ist die Reflexion der Lichtstrahlung am Deckoxid und -nitrid nicht im Simulator enthalten. Zumindest im roten und infraroten Lichtstrahlungsbereich stimmen die gemessene und die simulierte Empfindlichkeit gut überein.

2.3.3.1.2 Bestrahlung von der Seite

Um eine große spektrale Bandbreite der Photodioden zu erzielen, kann man das Licht seitlich in die integrierte Schaltung einstrahlen. Die Hauptstrahlrichtung verläuft dann nicht senkrecht, sondern parallel zur Sperrschicht. Im Rahmen eines vom BMBF geförderten Verbundprojektes¹ wurde eine Photodiode nach **Bild 2.16**, oben links, integriert. In der Mitte ist die n-Wanne mit Kontaktierung (Kathode) zu sehen, eingeschlossen oben und unten von zusätzlichen Substratkontakten (Anode). Nach rechts hin kann das elektrische Signal abgenommen werden, an die linke Seite wird das Licht über eine Glasfaser eingespeist. Für diese Glasfaser wurde eine zusätzliche Ätzmaske hergestellt, um in das Silizium eine Führungsnut einätzen zu können. Da-

¹BMBF-Förderungskonzept „Laser 2000“, Leitprojekt „Laseroptische Meß- und Prüfverfahren für die Produktion und Umweltmeßtechnik“, Verbundprojekt „Grundlagen der robusten optischen Formprüfung im Genauigkeitsbereich von wenigen Mikrometern - Kohärenzradar“, Förderkennzeichen 13N6669/1

mit kann die Stirnseite der Glasfaser bis an die Kante der n-Wanne geführt werden; das Licht gelangt dann mit nur geringer Dämpfung direkt in die Sperrschicht. Durch die Führungsnut wird eine einfache Justage der Faser ermöglicht.

Die Ätzarbeiten selbst mit anschließender Oberflächenversiegelung wurden an den vom Autor entworfenen und vom Halbleiterhersteller fertiggestellten Chips im Arbeitsbereich „Halbleitertechnologie“ der Technischen Universität Hamburg-Harburg durchgeführt. Dies zeigt auch gleich die Einschränkungen dieser Technik: sie erfordert zusätzliche Präparationsschritte, die zumindest eine Abweichung von einem Standard-CMOS-Prozeß darstellen.

Die Messungen, ebenfalls im Bereich „Halbleitertechnologie“ durchgeführt, konnten wegen des geringen Koppelwirkungsgrades zwischen Monochromator und Glasfaser nur mit Laserlichtquellen verschiedener Wellenlängen vorgenommen werden. Die Ergebnisse sind im rechten Teil des Bildes 2.16 aufgetragen und zeigen nur einen geringen Abfall der spektralen Empfindlichkeit über die betrachteten Wellenlängen. Ermittelt wurde der Wirkungsgrad durch den Vergleich des in der integrierten Schaltung generierten Photostroms mit der in die Faser eingestrahlten Laserleistung. Der Wirkungsgrad läßt sich insgesamt durch Optimierung der Einkopplung noch verbessern; beachtlich ist an den Messungen die relativ kleine Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes im Vergleich zu den Photodioden, die senkrecht zu ihrer Sperrschicht bestrahlt werden.

2.3.3.2 Zeitverhalten

Das Zeitverhalten einer Photodiode wird einerseits von Laufzeiteffekten innerhalb des Halbleiters bestimmt und andererseits von der äußeren Beschaltung [2, 34].

Wird in einer in Sperrichtung vorgespannten Photodiode durch ein Photon ein Elektronen-Loch-Paar in der Sperrschicht erzeugt, so driften die Elektronen im elektrischen Feld zum n-Gebiet, die Löcher entsprechend zum p-Gebiet. Das zeitliche Integral des so an den Kanten der Sperrschicht erzeugten Stromimpulses entspricht genau einer Elementarladung q , $\int I dt = q$, durch die Diffusion innerhalb des Siliziums findet ein Verschmieren des Impulses statt. Sind die Ladungsträger an den Kanten der Sperrschicht angekommen, so müssen sie sich noch jeweils durch die Dotierungsgebiete zu den Kontakten hindurch bewegen. Dies geschieht einerseits durch Drift in einem elektrischen Feld; da das Driffeld wegen des kleinen Sperrstroms der Diode und des niedrigen Bahnwiderstandes sehr klein ist, ist seine Wirkung sehr gering. Andererseits herrscht an den Kanten der Sperrschicht ein Überschuß an Elektronen im n-Gebiet und Löchern im p-Gebiet; diese Ladungsträger bewegen sich durch Diffusion von der Sperrschicht weg. Die resultierende Laufzeit kann damit nach Gleichung 1.38 (S. 16) berechnet werden. Sie liegt geometrie- und prozeßabhängig im ns-Bereich.

Die **Bilder 2.17 bis 2.20** zeigen die mit SIMBA simulierte Laufzeiten innerhalb der tiefen Diode (Sperrschichttiefe $4 \mu\text{m}$) nach Bild 2.8 mit den Bestrahlungsstärken 10 W/m^2 und 1 kW/m^2 . Simuliert wurde mit breitbandiger Strahlung konstanter spektraler Leistungsdichte im Bereich von 206 nm bis $2,479 \mu\text{m}$ (Standardwerte des Simulators) sowie zusätzlich mit monochromatischer Strahlung von 400 nm und 800 nm . Im Rahmen der Simulationsgenauigkeit sind keine Abhängigkeiten der Laufzeit innerhalb des Siliziums von der Bestrahlungsstärke oder der Lichtwellenlänge zu erkennen. Dazu zeigt **Bild 2.19** die Differenz der relativen Amplituden bei Bestrahlung mit 1 kW/m^2 und 10 W/m^2 .

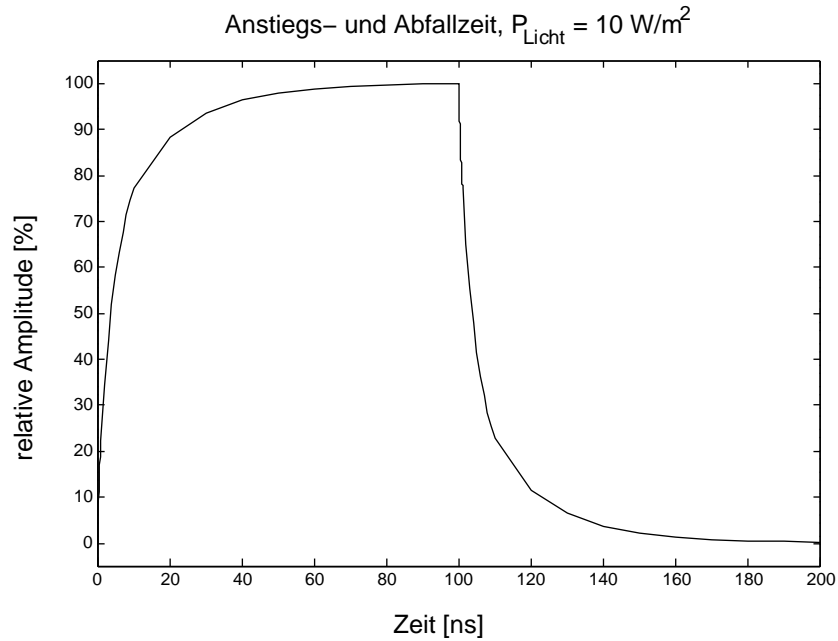


Bild 2.17: Simulierte Verzögerungszeit innerhalb der Diode nach Bild 2.8, Sperrschichttiefe $4 \mu\text{m}$, mit einer Bestrahlungsstärke von 10 W/m^2 Weißlicht.

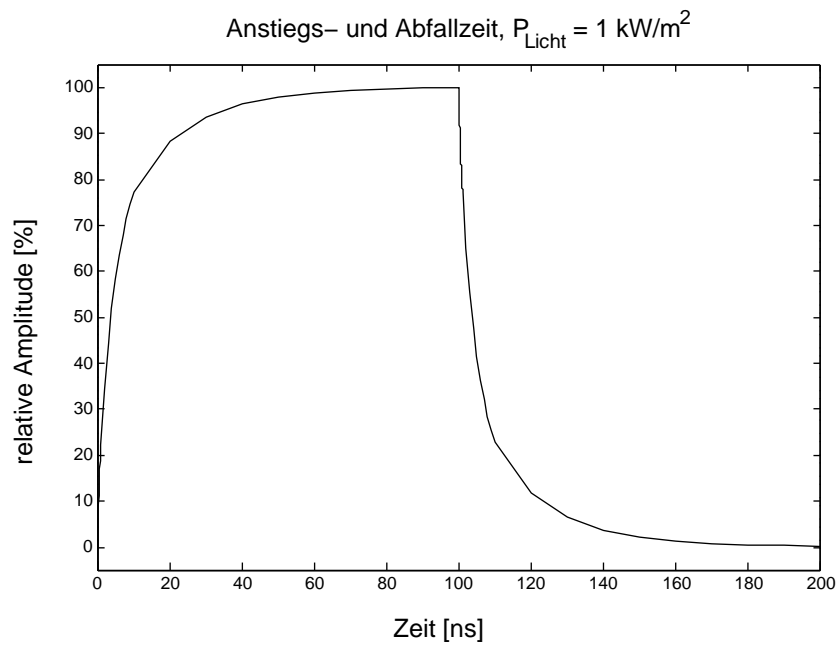


Bild 2.18: Wie Bild 2.17, jedoch Bestrahlungsstärke 1 kW/m^2 .

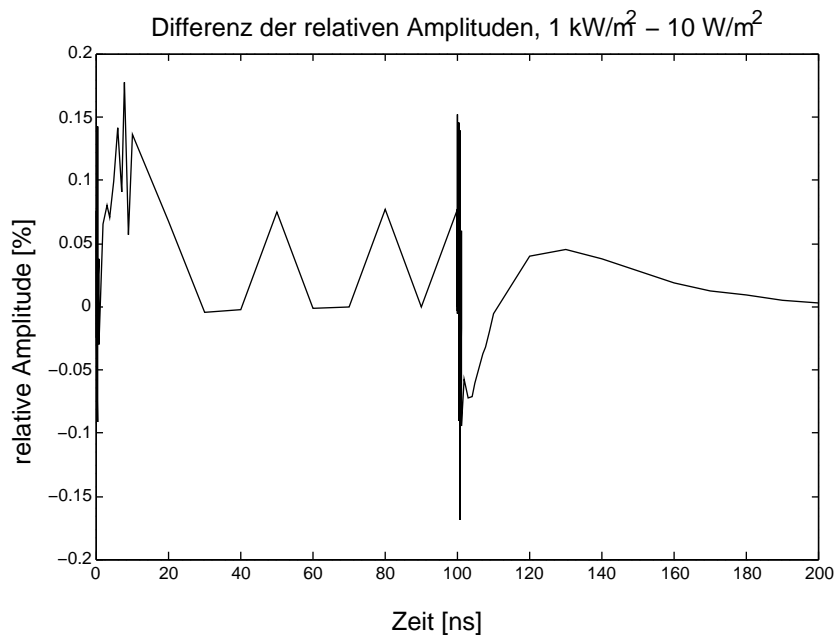


Bild 2.19: Amplitudendifferenz zwischen Bild 2.18 und Bild 2.17.

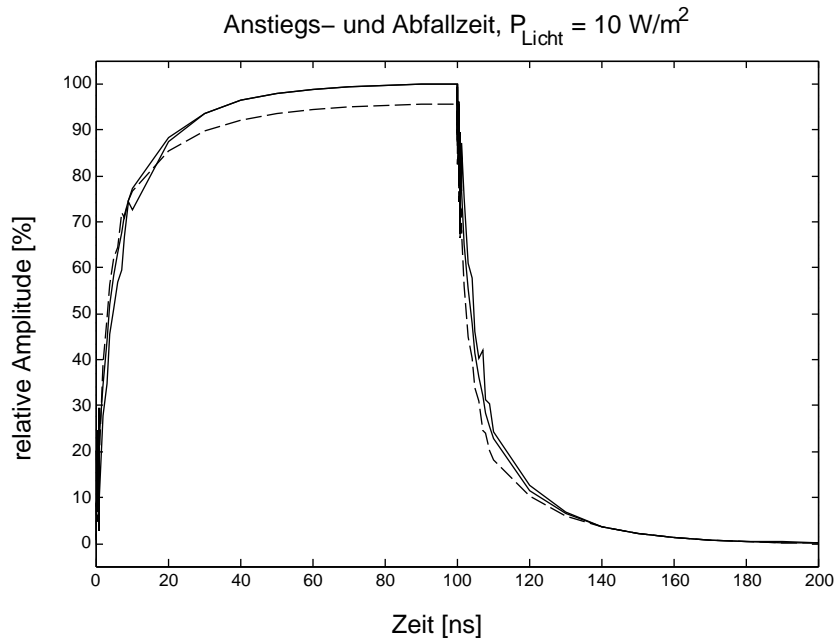


Bild 2.20: Wie Bild 2.17. Die strichpunktierte Kurve zeigt zusätzlich die Bestrahlung mit rotem Licht ($\lambda = 800 \text{ nm}$), die gestrichelte Kurve mit blauem Licht ($\lambda = 400 \text{ nm}$).

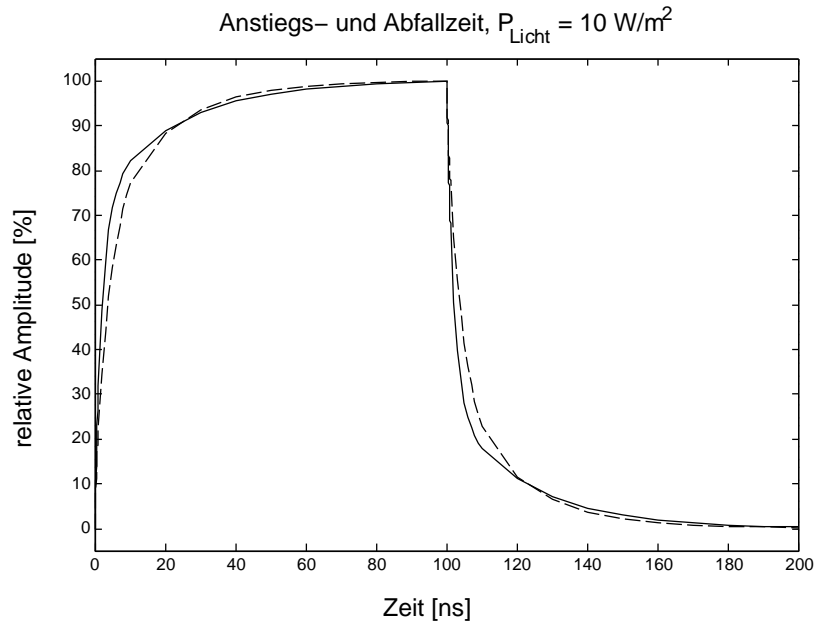


Bild 2.21: Die durchgezogene Kurve zeigt den simulierten Stromverlauf einer n-Wannen-Diode, deren Sperrschicht nur halb so tief ($2 \mu\text{m}$) liegt wie die der Diode aus Bild 2.17. Zum Vergleich ist die Kurve aus Bild 2.17 strichpunktiert eingetragen.

In der Simulation, deren Ergebnis in **Bild 2.21** dargestellt ist, wurde die Eindringtiefe der n-Wanne von $4 \mu\text{m}$ auf $2 \mu\text{m}$ reduziert. Die durchgezogene Kurve zeigt den resultierenden Verlauf des Photodiodenstroms; zum Vergleich ist der Stromverlauf der Diode mit der tiefen n-Wanne gestrichelt eingetragen. Dabei steigt und fällt der Photostrom der flachen Diode nach dem Schalten deutlich schneller als der Photostrom der tiefen Diode; die relativen zeitlichen Verläufe der beiden Diodenströme gleichen sich bei 90 % bzw. 10 % der Amplitude wieder an. Ob dies auf Sättigungseffekte zurückzuführen ist, konnte jedoch nicht geklärt werden.

Zu der Laufzeit innerhalb der Diode kommt noch die Wirkung der Diodenkapazität zusammen mit den Kapazitäten der angeschlossenen Bauelemente. Um ein Ansteigen des Photodiodenstroms in einem in Serie geschalteten Stromspiegel zu messen, ist eine Gatespannungsänderung des Spiegeltransistors notwendig. Diese ergibt sich aus der Kennlinie des Transistors, beim Betrieb im Subthreshold-Bereich ergibt beispielsweise ein Anstieg des Stroms um den Faktor 10 ein Ansteigen der Gatespannung um 60 mV. Eine Photodiode aus n-Wanne und p-Substrat nach Tabelle B.1 (S. 136) mit $25 \mu\text{m}$ Kantenlänge besitzt eine Kapazität von etwa $0,1 \text{ pF}$; die Eingangskapazität des Stromspiegels aus zwei Gates und der Drain-Wannen-Strecke liegt in der gleichen Größenordnung. Bei einem Anstieg der Bestrahlung der Diode auf 1 W/m^2 Lichtleistung der Wellenlänge 625 nm und einem Wirkungsgrad der Diodenanordnung von 50 % fließt nach Gleichung 1.14 (S. 9) ein Photostrom von etwa 150 pA . Mit

$$t = \frac{CU}{I} \quad (2.23)$$

ergibt sich für eine Spannungserhöhung von 60 mV auf den resultierenden Kapazitäten eine Ladezeit von 0,8 ms. Diese Zeit ist somit deutlich größer als die Laufzeit innerhalb des Siliziums, die in den Bildern 2.17 bis 2.21 gezeigt ist. Möglichkeiten, den Spannungshub auf der Photodiode zu vermindern und damit die Geschwindigkeit zu erhöhen, werden in Abschnitt 3.1.3 vorgestellt.

Eine Erhöhung der Lichtleistung oder Verringerung der spezifischen Kapazität bewirkt kürzere Signallaufzeiten durch die Dioden. Kapazitätsarme Dioden wie pin-Dioden sind in Standard-CMOS-Prozessen nicht möglich, einer Verringerung der Kapazitäten durch hohe Spannungen sind in den modernen Prozessen durch die niedrigen zulässigen Sperrspannungen recht enge Grenzen gesetzt. Eine Verringerung der Diodenfläche verringert in gleichem Maße den erzeugten Photostrom; wegen der Seitenkapazität, die nur mit dem Umfang der Diode und nicht mit ihrer Fläche zurückgeht, und wegen der konstanten Eingangskapazität des Stromspiegels wächst die Zeitkonstante bei kleinen Photodioden sogar an.

2.3.3.3 Übersprechen

In Abschnitt 1.2.2 wurde gezeigt, daß die durch Licht erzeugten Ladungsträger vom Erzeugungsort weg in alle Richtungen diffundieren. Das Licht wird daher nicht nur in dem Punkt registriert, in dem es auf das Silizium auftrifft, sondern auch in dessen Umgebung. Ein Beispiel für diesen Effekt zeigt in **Bild 2.22** das Übersprechen zwischen benachbarten Elementen einer Photodiodenzeile.

Bei der Anordnung mehrerer Dioden in Form einer Zeile oder eines Feldes auf einem Chip mit einem Rastermaß in der Größenordnung der Diffusionslänge des Siliziums diffundieren die erzeugten Elektronen-Loch-Paare nicht nur in die dem Generationsort nächstgelegene Diodensperrschicht, sondern auch in die Sperrschichten benachbarter Dioden. Dies führt dann zu einem Übersprechen zwischen benachbarten Signalen, das sich sogar über mehrere Dioden hinweg auswirken kann.

Bild 2.23 zeigt das Ergebnis einer statischen Messung des Diodenstroms an einer Diodensperrschicht nach Bild 2.5. Der Lichtpunkt von etwa $10\ \mu\text{m}$ Durchmesser wurde dabei in Schritten von ebenfalls $10\ \mu\text{m}$ von der Sperrschicht weg an der Oberfläche der integrierten Schaltung bewegt. Der Meßaufbau ist in Bild D.6 (S. 144) gezeigt. Deutlich zu sehen ist der relativ flache Empfindlichkeitsabfall des Diodenstroms, das Licht in $0,1\ \text{mm}$ Abstand von der Sperrschicht ruft immer noch fast ein Drittel des Maximalstroms hervor. Damit entspricht das Ergebnis dieser Messung den Erwartungen aus Abschnitt 1.2.2.

Eine Möglichkeit, das Übersprechen zu vermindern, ist die Anordnung der Photodioden in großen Abständen (deutlich größer als die Diffusionslänge) auf dem Chip mit zusätzlicher Verwendung von Mikrolinsen [4, 25].

Eine andere Möglichkeit ist die Kompensation des Übersprechens. Dabei wird von dem Signal einer Photodiode der gewichtete Signalanteil der sie umgebenden Photodioden abgezogen. Die Gewichtung hängt dabei von der Diodenfläche und der Diffusionslänge ab. Der Signalstrom S_1 einer Diode D_1 ergibt sich dann zu

$$S_1 = I_{D_1} - \sum_{k=2}^n g_k I_{D_k} \quad (2.24)$$

mit $(n - 1)$ umgebenden Dioden und den Gewichten g_k .

Im folgenden werden dagegen Methoden beschrieben, mit den Mitteln des Standard-CMOS-Prozesses das Übersprechen nicht zu kompensieren, sondern bereits beim Entstehen zu dämpfen.

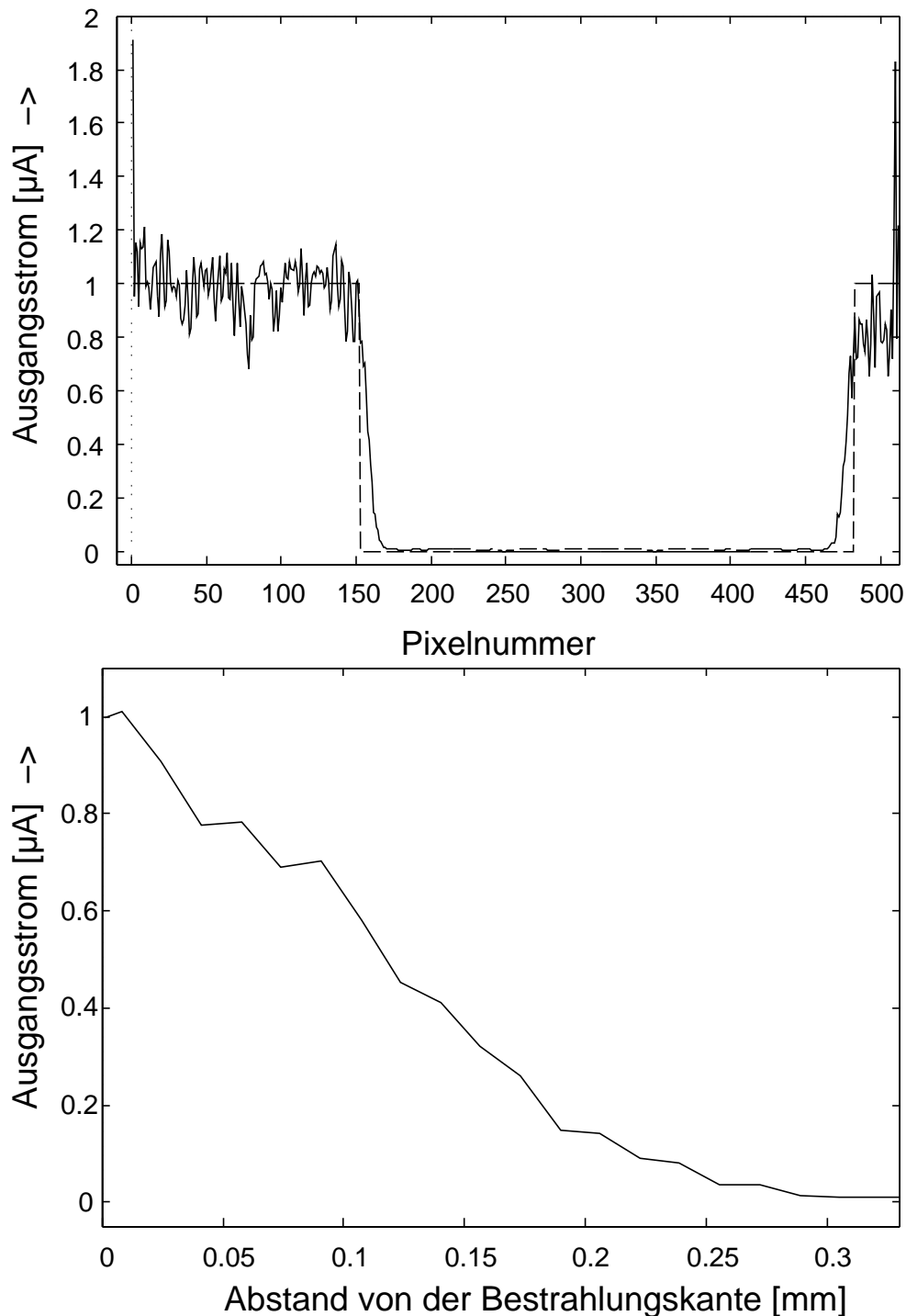


Bild 2.22: Photoströme einer Zeile aus 512 Elementen. Der mittlere Teil der Zeile war schwarz abgedeckt mit einer scharfen Kante (gestrichelte Linie), so daß nur die Randbereiche Licht empfangen haben. Das obere Bild zeigt die verstärkten Ausgangsströme aller Elemente; die Ursache des Pixelrauschens wurde nicht untersucht. Die beiden am Rand liegenden Elemente detektieren zusätzlich Ladungsträger, die außerhalb der Zeile im Silizium durch das Licht generiert werden. Das untere Bild zeigt einen Ausschnitt mit den Elemente 150 - 170. Die gesamte Zeile wurde homogen mit Weißlicht bestrahlt. Jedes Element war $16,5 \mu\text{m}$ breit. Das Übersprechen innerhalb dieser Photodiodenzeile war der Grund für die im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten Maßnahmen zur Übersprechdämpfung.

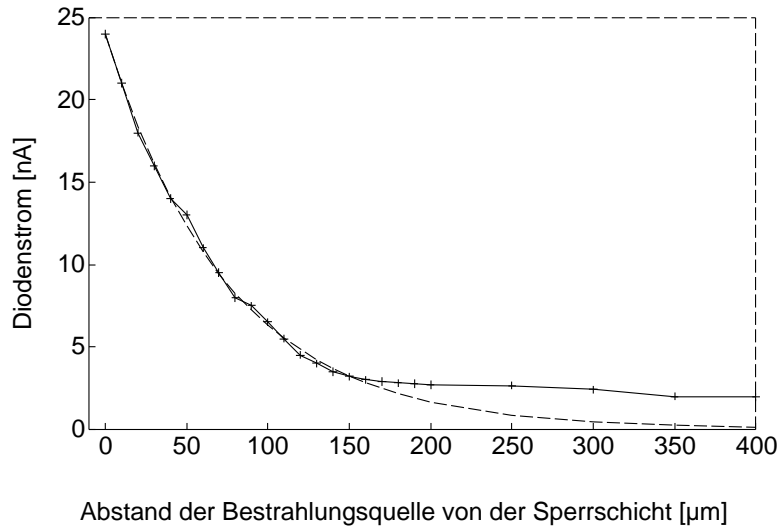


Bild 2.23: Gemessener Sperrstrom einer Photodiode als Funktion des Bestrahlungsabstandes. Bestrahlt wurde mit einem Lichtpunkt von $10 \mu\text{m}$ Durchmesser, der in Schritten von $10 \mu\text{m}$ verschoben wurde. Die gestrichelte Linie zeigt die gemäß Gleichung 2.22 (S. 33) ermittelte Kurve mit einer Diffusionslänge $L_n = 75 \mu\text{m}$ in Übereinstimmung mit den Ausführungen in Abschnitt 1.2.2.2.

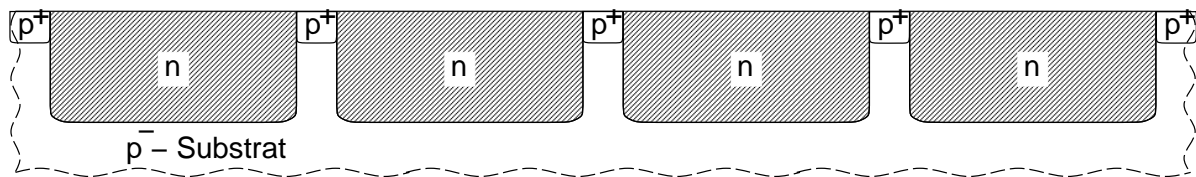


Bild 2.24: Schematischer Querschnitt durch eine Zeile von n-Wannen-Photodioden, die durch niederohmige p-dotierte Zonen getrennt sind.

2.3.3.3.1 Abschirmung durch vertikale Zonen

Um den Einfluß der in großer Entfernung von der aktiven Sperrschicht einfallenden Photonen auf die Diodensperrschicht zu verringern, wird in der Literatur [19, 53] der Einbau von vertikalen Diffusionsschichten zum Abfangen der weit diffundierenden Ladungsträger vorgeschlagen. Eine solche Anordnung ist prinzipiell in **Bild 2.24** gezeigt, bestehend aus n-Wannen-p-Substrat-Dioden, die durch niederohmige flache p-Dotierungen getrennt sind. Diese p-Dotierungen werden zusätzlich mit dem Substrat elektrisch verbunden. Die n-Wannen sind alle einzeln über Stromspiegel (Kapitel 3.1.2) mit der positiven Spannungsversorgung verbunden.

Bild 2.22 (S. 43) zeigt die Wirkung dieser Maßnahme. Aufgetragen ist der (verstärkte) Ausgangsstrom der einzelnen Elemente (durchgezogene Linie) sowie als Rechteck die idealisierte Lichtverteilung auf der Zeile (strichpunktierte Linie) ohne Berücksichtigung der Beugung an der abdeckenden Kante. Bei einem DiodenraSTERmaß von $16,5 \mu\text{m}$ ist der Amplitudenabfall entlang der Diffusionsrichtung in der gleichen Größenordnung wie in Bild 2.23 gezeigt. Damit werden die Aussagen in [19] über die relativ geringe Wirkung dieser Maßnahme bestätigt.

Andere Autoren [45] schlagen den Einbau vertikaler Gräben oder vergrabener Oxidschichten vor, was jeweils einen großen Eingriff in den Herstellungsablauf eines CMOS-Prozesses darstellt.

2.3.3.3.2 Abschirmung durch Wannenisolation

Eine andere Möglichkeit bietet das Einbetten der Photodiode in eine isolierende Wanne [39, 63], wie sie in **Bild 2.25** skizziert ist.

Die von der n^- -Wanne umschlossene, flache p^+ -Insel ist durch die Quelle U_1 negativ gegenüber der n^- -Wanne vorgespannt, diese wiederum durch die Quelle U_2 positiv gegenüber dem umgebenden Substrat; beide Sperrschichten sind somit in Sperrichtung vorgespannt. Die im Bereich der flachen p^+ -dotierten Schicht eintreffenden Photonen generieren dort die Ladungsträgerpaare. Die Elektronen als Minoritätsträger diffundieren durch die Sperrschicht zur n^- -Wanne hindurch und generieren in der Spannungsquelle U_1 den Photostrom. Durch die nächste Sperrschicht (zwischen der n^- -Wanne und dem p^- -Substrat) können sie nicht weiter diffundieren, da sie dann die Energiebarriere des elektrischen Feldes in der Sperrschicht, hervorgerufen durch die Quelle U_2 , überwinden müßten.

Die auf die n^- -Wanne auftreffenden Photonen erzeugen dort Ladungsträger, deren Löcher als Minoritätsträger zu beiden Sperrschichten hin diffundieren. Wegen der kleinen Amplitude der entstehenden Ströme kann das Innere der Wanne als elektrisch feldfrei angesetzt werden, eine zusätzliche Drift der Ladungsträger wird daher vernachlässigt. Wenn der Abstand w zwischen den beiden Sperrschichten klein ist gegenüber der Diffusionslänge L , so verhalten sich die Ströme durch die Sperrschichten umgekehrt proportional zum Abstand der Sperrschichtkanten vom Generationspunkt; kommt w in die Größe der Diffusionslänge, so ist der exponentielle Amplitudenabfall entlang des Diffusionsweges zu berücksichtigen.

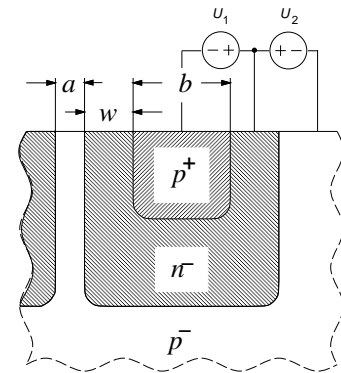


Bild 2.25: Einbettung einer Photodiode in eine isolierende Wanne.

Für eine eindimensionale Betrachtung in y -Richtung parallel zur Siliziumoberfläche kann Gleichung 1.53 linearisiert werden zu

$$n(y) = n(0)\left(1 - \frac{y}{w}\right), \quad 0 \leq y \leq w \quad (2.25)$$

mit dem Abstand y zwischen dem Generationspunkt und der betrachteten Sperrschichtkante. Damit verhalten sich die Photoströme durch die beiden Sperrschichten umgekehrt proportional zum Abstand zwischen dem Generationspunkt und dem Sperrschichttrand.

Für im p^- -Substrat generierte Ladungsträger gilt wiederum das gleiche wie für die in der flachen p^+ -Schicht generierten; die Elektronen können nur bis zu der n^- -Wanne diffundieren, nicht aber über die von der Quelle U_1 vorgespannte Sperrschicht zwischen der n^- -Wanne und der p^+ -Schicht. Damit können sie den Signalstrom der allseitig von einer n^- -Wanne umschlossenen flachen p -dotierten Schicht nicht stören.

In **Bild 2.26** sind die Meßkurve der örtlichen Empfindlichkeit einer Diode mit einfacher Sperrschicht (vergl. Bild 2.23) und die einer mit doppelter Sperrschicht nach Bild 2.25 in normierter Form gegenüber gestellt. Aufgenommen wurden diese Kurven mit dem Meßaufbau nach Bild D.6 (S. 144) mit einem Lichtpunkt von etwa $10 \mu\text{m}$ Durchmesser, dessen Leuchtdichteverteilung jedoch nicht bekannt war. Der vertikale Abstand der beiden Sperrschichten in Bild 2.25 betrug $w = 24 \mu\text{m}$. Die Sperrschichtweiten der Dioden waren klein gegen den Durchmesser des Lichtpunktes (Tabelle B.1)

Deutlich erkennbar ist der wesentlich steilere Stromabfall der eingebetteten Diode als Funktion des Abstandes von der „aktiven“ Sperrschicht. Das außerhalb der zweiten Sperrschicht auftreffende Licht wird praktisch nicht mehr registriert; mit den vorhandenen Meßmitteln (nA-Meter mit 10 pA Auflösung) konnte zumindestens kein signifikanter Strom, dessen Ursache in der Lichteinwirkung begründet war, nachgewiesen werden. Statt dessen floß ein Photostrom in der erwarteten Größe durch den Anschluß der n^- -Wanne. Zwischen den Messungen an ei-

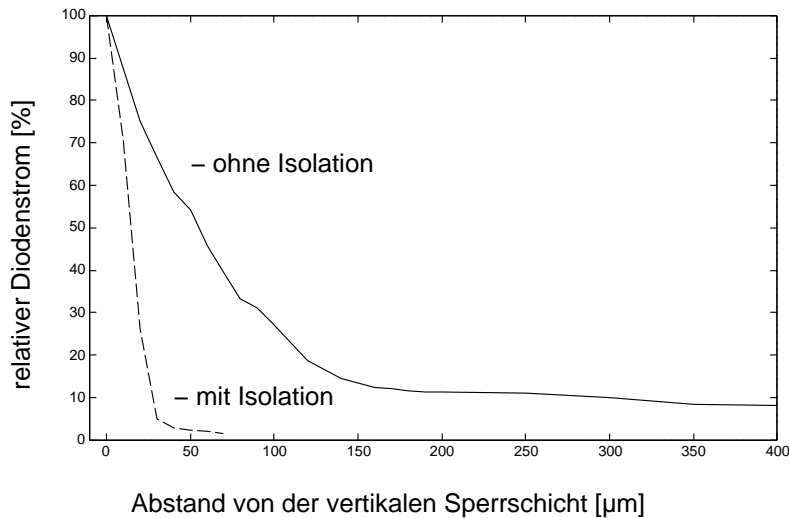


Bild 2.26: Gemessene örtliche Abhängigkeit des Photodiodenstroms mit und ohne isolierender Sperrschicht. Die Kurve „ohne Isolation“ ist die Meßkurve einer Diode mit einem Aufbau nach Bild 2.5 (S. 27), die Kurve „mit Isolation“ zeigt dagegen die Messung der p^+n^- -Diode nach Bild 2.25. Angegeben ist der Abstand zwischen dem Bestrahlungspunkt außerhalb der Diode und der Diodenkante (Skalennullpunkt).

nem $2,4 \mu\text{m}$ -CMOS-Prozeß und einem $1,0 \mu\text{m}$ -CMOS-Prozeß zeigten sich keine Unterschiede bezüglich dieses Verhaltens.

Der deutlich größere Dunkelstrom der Diode mit einfacher Sperrschicht resultiert einerseits aus dem Restlicht der Meßanordnung. Der Lichtpunkt hatte zwar subjektiv einen deutlichen Rand, tatsächlich war aber auch in dem „dunklen“ Bereich noch Strahlung vorhanden. Diese wurde sowohl von der betrachteten Sperrschicht als auch von ihrer Umgebung eingefangen und in der Messung erfaßt. Nach dem Abschalten der Strahlungsquelle sank der Photostrom der einfachen Diode nochmals deutlich. Von dieser Reststrahlung wurde dagegen bei der isolierten Diode nur der Anteil erfaßt, der auf den aktiven Teil der Diode einstrahlte.

Andererseits war die Fläche der Diode zwischen der n -Wanne und dem Substrat deutlich größer als die Fläche der isolierten Diode, so daß nach Gl. 2.18 auch ein deutlich größerer Sperrstrom zu erwarten war.

Zusätzlich zu den Messungen wurde eine Diodenanordnung nach **Bild 2.27** simuliert. Diese entspricht einer Platzierung dreier Dioden nach Bild 2.25 (S. 45) mit einer maximal möglichen Anodenbreite b von $19 \mu\text{m}$, einem Kathodenabstand a von $7 \mu\text{m}$ und einer Überlappung der Kathodenzone über die Anode von $3 \mu\text{m}$. Ein Lichtpunkt von $10 \mu\text{m}$ Durchmesser wurde in Schritten von $5 \mu\text{m}$ von links nach rechts über die Dioden geführt und bei einer Kathodenspannung von 5 V jeweils der Diodenstrom aufgenommen. Die Wellenlänge des Lichtes betrug 600 nm . Die resultierenden Diodenströme sind in **Bild 2.28** und **Bild 2.29** dargestellt.

Zunächst fällt auf, daß der Stromabfall der Dioden bei Beleuchtung außerhalb der Dotierungsgebiete sehr viel steiler verläuft als die Messungen an den gefertigten Schaltungen gezeigt haben. Selbst Änderungen an den Parametereinstellungen des Simulators (Vergrößerung der Ladungsträgerlebensdauern) näherten das Simulationsergebnis nicht den Messungen an. Ursache kann eine unzureichende Modellierung der Photoeffekte im Simulationsprogramm sein, nach Auskunft des Programmbetreibers ist das verwendete Programm nicht auf diesen Punkt hin optimiert. Für diese Annahme spricht die Kreuzung der Kurven des Anoden- und des Kathodenstroms aller Dioden, wenn sich der Lichtpunkt relativ weit von der entsprechenden Diode entfernt befindet. Besonders deutlich wird dies bei der Diode 2 im mittleren Teil des Bildes 2.28.

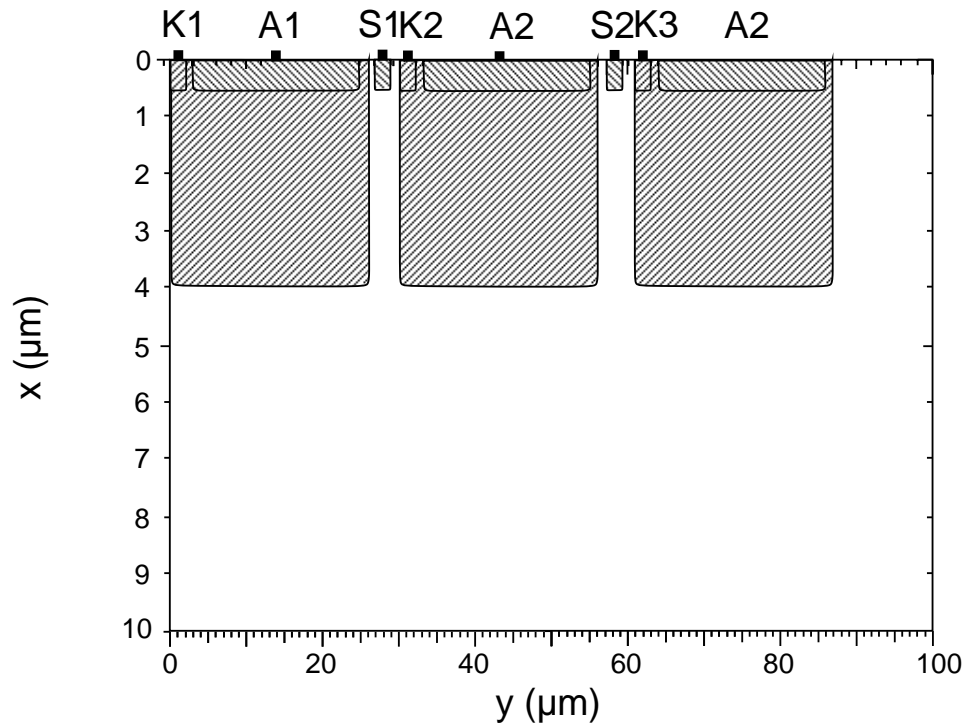


Bild 2.27: Das für die Simulation angenommene Dotierungsprofil dreier Photodioden.

Möglich sind jedoch auch Unzulänglichkeiten im Meßaufbau nach Bild D.6 (S. 144); insbesondere war der Aufbau elektrisch nicht so weit geschirmt, daß Ströme im unteren pA-Bereich und kleiner gemessen werden konnten. Auch war der Aufbau weder gekühlt noch gegen die Hintergrundstrahlung geschirmt. Die prinzipielle Abschirmwirkung der zusätzlichen Sperrschicht um die Diode herum konnte jedoch auch in der Simulation nachgewiesen werden; der Stromabfall des Kathodenstroms bei Bestrahlung außerhalb der Sperrschicht verläuft auch in der Simulation deutlich flacher als der Stromabfall des Anodenstroms.

Eine verfeinerte Simulation zeigt Bild 2.29. Wegen der besseren Übersichtlichkeit wurden dabei nur die Ströme der linken Diode dargestellt. Die obere Kurve zeigt den Kathodenstrom, die untere den Anodenstrom. Dabei wurde die Breite des Lichtstrahls auf $1 \mu\text{m}$ reduziert und der Strahl mit einer Schrittweite von $1 \mu\text{m}$ verfahren. Bei gleicher spezifischer Bestrahlungsstärke wie in Bild 2.28, $1 \text{ kW}/\text{m}^2$, geht der Diodenstrom wegen der kleineren Strahlbreite um den Faktor 10 zurück. Wie auch in Bild 2.27 zu erkennen ist, befindet sich bei $28,5 \mu\text{m}$, $33 \mu\text{m}$ und $44 \mu\text{m}$ jeweils ein metallischer Kontakt der Breite $1 \mu\text{m}$, der den Lichtstrahl abschirmt. Am Kontakt bei $28,5 \mu\text{m}$, an dem der Lichtstrahl vollständig unterbrochen ist, werden beide Ströme gleich klein. Die anderen beiden Kontakte halbieren jeweils nur die Breite des Lichtstrahls; die Dämpfung des Lichtes ist nur noch im Kathodenstrom in Form schwacher Ausbeulungen zu bemerken.

Ein Nachteil dieser Anordnung ist der deutlich größere Platzbedarf durch die notwendige Isolierung der Wannen zweier nebeneinanderliegender Photodioden. Dieser Isolationsabstand nimmt mit sinkenden Gatelängen der MOS-Prozesse nicht proportional ab. In **Tabelle 2.2** sind für unterschiedliche CMOS-Prozesse verschiedener Halbleiterhersteller die minimalen Abmessungen entsprechend Bild 2.25 (Stand 1997) zusammengestellt, soweit sie dem Autor zugänglich waren. Als charakteristische Größe wird von den Herstellern häufig die minimale Gatelänge eines MOS-Transistors angegeben; diese wurde daher auch in der Tabelle zur Klassifizierung

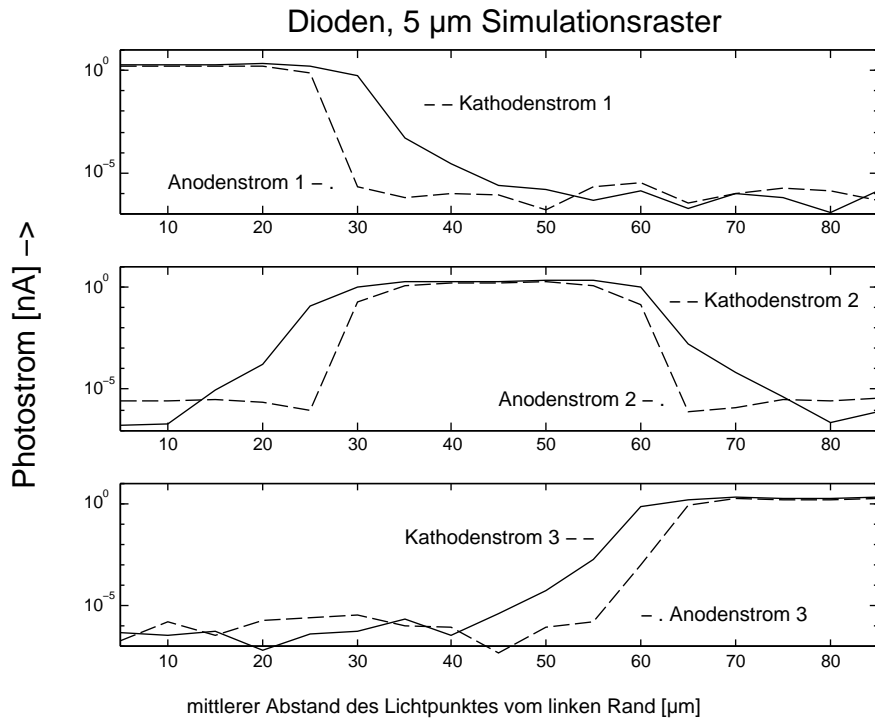


Bild 2.28: Simulierte Beträge der Anoden- und Kathodenströme der drei Photodioden. Dazu wurde ein Lichtstrahl von 10 μm Breite in Schritten von 5 μm von links nach rechts über die Anordnung nach Bild 2.27 geführt und die Ströme der Dioden aufgenommen.

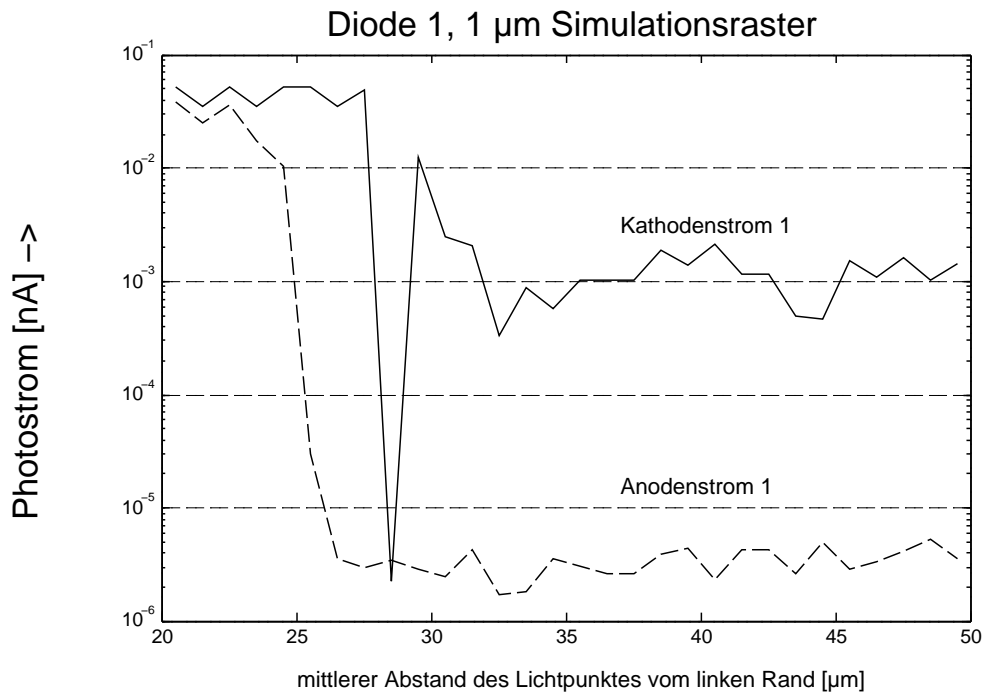


Bild 2.29: Diode 1 aus Bild 2.28, Lichtstrahlbreite 1 μm , Schrittweite 1 μm .

Tabelle 2.2: Minimale Breite der Dotierungsgebiete, minimale Abstände gleich dotierter Gebiete und minimale Überlappung der n-Wanne über die flache p-Zone von CMOS-Prozessen mit verschiedenen minimalen Gatelängen. Die Abstände a , b und w beziehen sich auf Bild 2.25 (S. 45). Angegeben sind jeweils die lateralen Maße nach Herstellervorschrift.

Gate- länge μm	n^- -Wanne		flache p^+ - Dotierung		Über- lappung $n^- - p^+$ w	minimales Raster	
	Breite	Abstand	Breite	Abstand		isolierter	einfacher
	μm	a μm	b μm	μm	μm	Dioden μm	μm
0,35	1,7	2,1	0,4	0,7	1,1	4,7	1,1
0,5	2,4	3,0	0,6	1,0	1,7	7	1,6
0,7	3,0	5,0	1,0	1,4	2,4	10,8	2,4
0,8	4,0	6,4	0,8	1,6	2,4	12	2,4
1,0	5,0	8,0	1,0	2,0	3,0	15	3,0
1,2	5,0	7,0	2,0	1,8	3,0	15	3,8
2,4	4,8	11,2	2,4	3,2	1,6	16,8	5,6
3,0	6,0	14,0	3,0	4,0	2,0	21	7,0

verwendet. Das angegebene Raster für isolierte Photodioden ergibt sich als Summe aus dem Wannabstand a , der doppelten minimalen Überlappung w der n^- -Wanne über die flache Diffusion p^+ und der minimalen Breite der flachen Diffusion. Das minimale Raster einfacher Dioden ist die Summe aus der Breite und dem Abstand der flachen p^+ -Diffusion.

Die Lichtstrahlung, die zwischen den flachen p^+ -dotierten Zonen in die n-Wannen eindringt, trägt entsprechend Gleichung 2.25 (S. 45) nur teilweise zum Signalstrom in den flachen Photodioden bei; das zwischen den n-Wannen im Silizium absorbierte Licht findet sich im Signal nicht wieder. Um diese Verluste möglichst gering zu halten, kann der Anwender die Flächen der flachen Zonen groß auslegen. Bei hinreichend großen Photodioden wird das Raster dann nicht mehr durch die Isolation zwischen den Dioden bestimmt, sondern im wesentlichen durch die Größe der aktiven Flächen.

Ein prinzipieller Nachteil flacher Photodioden ist die schwache Rotempfindlichkeit, wie sie bereits in Abschnitt 2.3.3.1 beschrieben wurde.

Eine Möglichkeit, die Signale tief liegender Dioden hinreichend zu entkoppeln, wird im folgenden Abschnitt 2.3.3.3.3 beschrieben.

2.3.3.3.3 Abschirmung durch Substratstrom

Eine weitere Möglichkeit, das Übersprechen zwischen benachbarten Photodioden zu verringern, ist die Injektion eines zwischen den Dioden in das Substrat hineinfließenden Stromes [66].

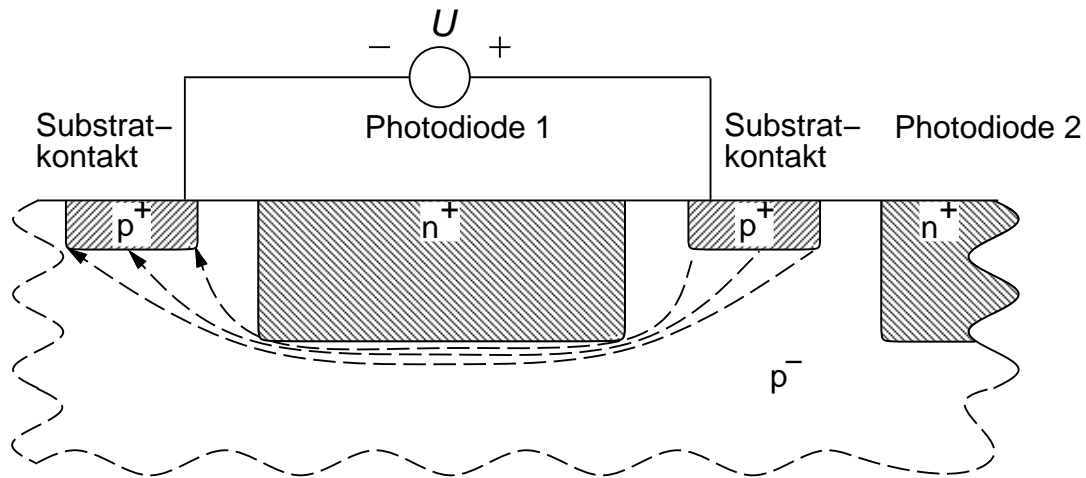


Bild 2.30: Übersprechdämpfung durch Erzeugen eines Substratstromes. Der Strom unter der Photodiode 1 bewirkt ein Driftfeld, durch welches der Diffusionsstrom aus dem Substrat und aus der benachbarten Photodiode 2 von der Photodiode 1 abgelenkt wird.

Bild 2.30 skizziert die grundlegende Idee am Beispiel einer Photodiodenzeile.

Zwischen den Photodioden werden Substratkontakte angeordnet. Diese werden abwechselnd an die negative Versorgung (GND) und an eine Stromquelle geschaltet. Damit fließt ein Guardstrom unter den Photodioden hindurch, der im Substrat ein elektrisches Feld aufbaut. In Bild 2.30 ist der Feldlinienverlauf unter der Photodiode 1 durch entsprechende Pfeile angedeutet. Zwischen den beiden Substratkontakten wird ein statisches elektrisches Feld

$$\mathcal{E} = \frac{U}{d} \quad (2.26)$$

angelegt mit der Spannung U zwischen den beiden Substratkontakten und der Länge d der Feldlinien unterhalb der n-Wanne, die durch die Spannung U erzeugt werden. Die abschirmende Wirkung kommt gemäß Gleichung 1.54 (S. 21) dadurch zustande, daß das elektrische Feld die Dichte der störenden Ladungsträger reduziert.

Bei großflächigen Dioden reicht die mit einer Anordnung nach Bild 2.30 erreichbare Feldstärke nicht mehr für eine wirksame Übersprechdämpfung aus. Da die durch Licht erzeugte Ladungsträgerdichte von der Siliziumoberfläche aus abnimmt, diffundieren die erzeugten Ladungsträger immer von der bestrahlten Siliziumoberfläche weg; im ungünstigsten Fall parallel zu der Fläche. Damit reicht es aus, zwischen den Dioden ein elektrisches Feld einzubringen, welches die laterale Diffusion dämpft. Ein solches Feld zwischen den Photodioden wird mit einer Anordnung nach **Bild 2.31** erzeugt. Darin sind zwischen den Dioden einfache vertikale pnp-Transistoren platziert. Der Kollektor wird niederohmig an das negative Ende der Versorgungsspannung U angeschlossen, in den Basis-Emitter-Kreis wird ein Basisstrom I eingepreßt. Dann bildet sich das elektrische Feld zwischen der Unterkante des Transistors, der Basis-Kollektor-Sperrschicht, und den Kollektoranschlüssen aus; die Spannung fällt fast ausschließlich über der relativ hochohmigen Substratstrecke ab.

Das Layout der realisierten Schaltung zeigt **Bild 2.32**, bestehend aus einer $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ großen Photodiode, umgeben von einem Streifen mit vertikalen pnp-Transistoren. Dabei sind als zusätzliche Vereinfachung Basis und Kollektor der vertikalen Transistoren kurzgeschlossen; der Dämpfungstrom wird direkt in den Emitter eingepreßt. An der Oberkante des Bildes liegt der Rand des Siliziumchips, dort ist keine Abschirmung notwendig.

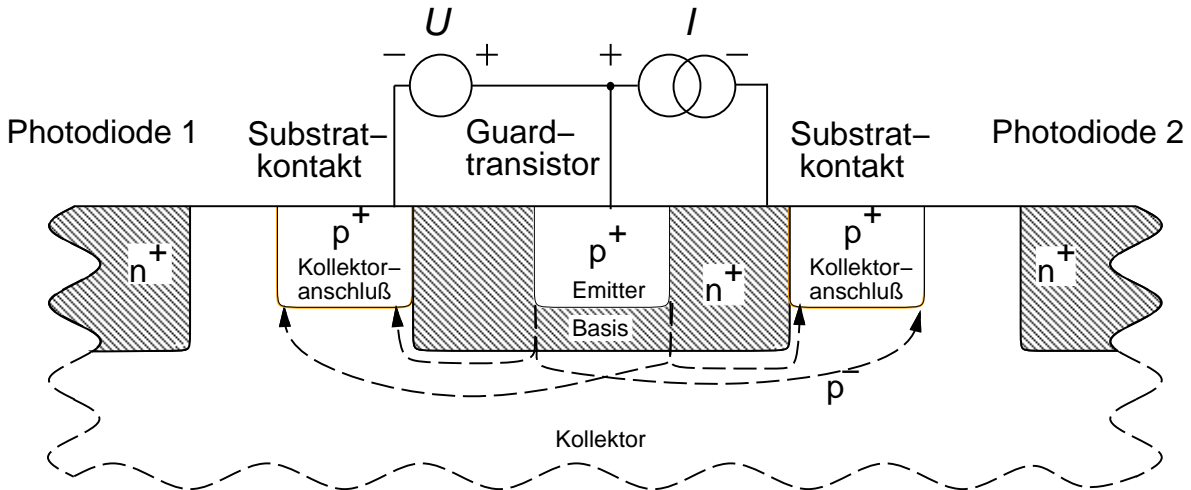


Bild 2.31: Übersprechdämpfung durch Einbringen eines elektrischen Feldes mittels vertikaler Transistoren.

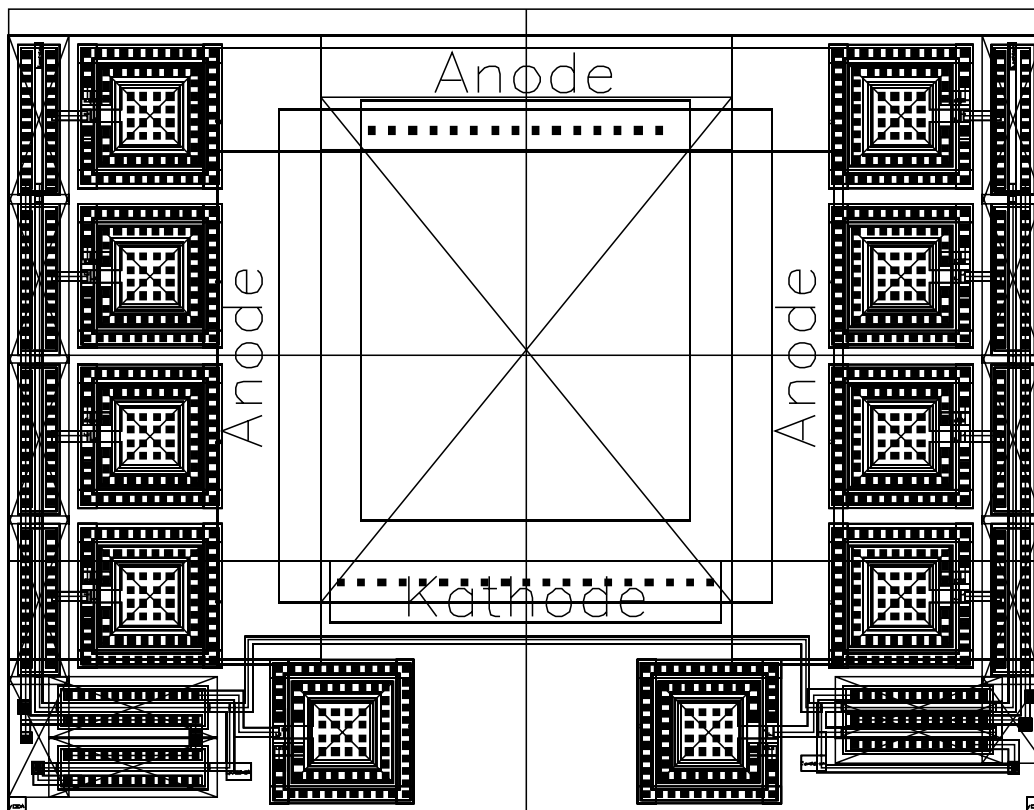


Bild 2.32: Layout einer $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ großen Photodiode, deren Umgebung durch vertikale pnp-Transistoren vor diffundierenden Ladungsträgern geschützt wird.

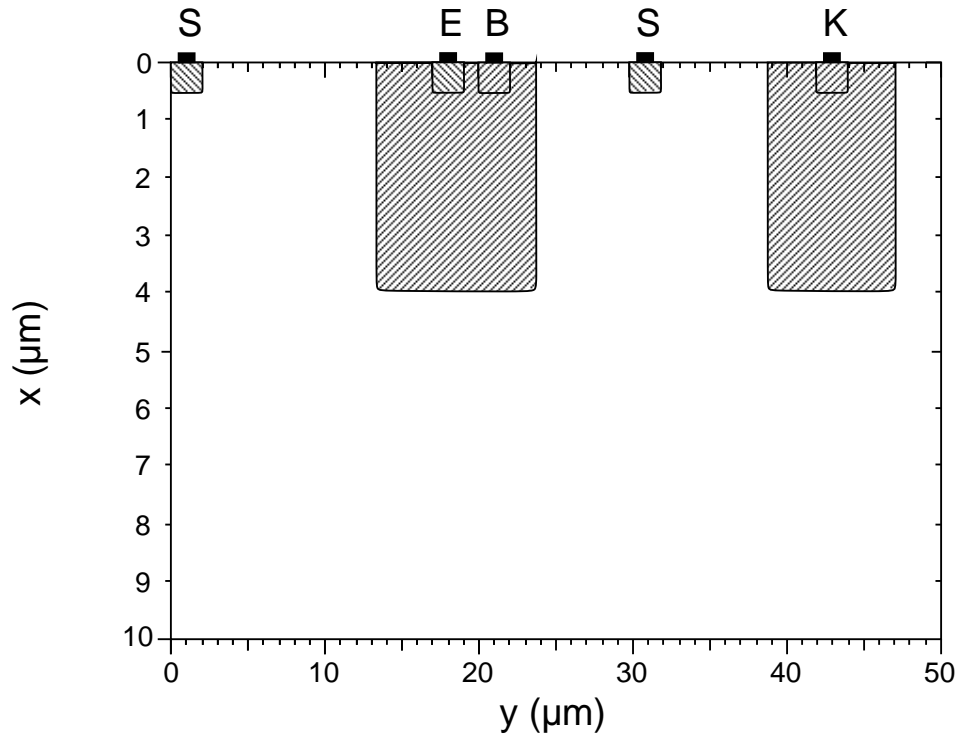


Bild 2.33: Dotierungsprofil des Siliziums; bestrahlt wird von oben zwischen $y = 3 \mu\text{m}$ und $y = 13 \mu\text{m}$, links neben dem Transistor.

Die Simulationen der Struktur, deren Querschnitt in **Bild 2.33** dargestellt ist, zeigt die zu erwartende Reduktion des Photodiodenstroms. Diese gegenüber dem realisierten Layout etwas vereinfachte Anordnung besteht aus einer Photodiode im rechten Teil und dem vertikalen pnp-Transistor in der Mitte. Links vom pnp-Transistor wurde ein Lichtpunkt der Breite $10 \mu\text{m}$ eingestrahlt. Abhängig vom Emitterstrom des Transistors variiert der Kathodenstrom der Photodiode.

Solange der Transistor gesperrt ist, liegt die n-Wanne auf dem gleichen positiven Potential wie die Kathode der Photodiode. Dabei fließt in der Basis ein Photostrom, der von dem Lichtpunkt generiert wird. Diese Dämpfung des Photostroms reicht jedoch nicht aus, um einen Photostrom in der rechten Diode vollständig zu unterdrücken. Wird das Basispotential abgesenkt, damit im pnp-Transistor ein Strom fließt, so nimmt zunächst der Photostrom in der Basis ab, daher nimmt der Photostrom in der Kathode der rechten Diode geringfügig zu. Erst wenn der Strom durch den Transistor und damit der Substratstrom hinreichend groß ist, wird der Photostrom der rechten Photodiode merklich gedämpft. Dies ist in dem oberen Teil des **Bildes 2.34** dargestellt. Die obere Kurve zeigt eine Bestrahlung mit 1 kW/m^2 , die mittlere mit 100 W/m^2 und die untere mit 10 W/m^2 . Im rechten Teil des Bildes ist der Photostrom soweit gedämpft, daß nur noch der Diodenreststrom fließt.

Im unteren Teil des Bildes 2.34 ist der Knickpunkt des Photodiodenstroms auf seinen jeweiligen Maximalwert normiert und linear dargestellt. Die drei Kurven fallen fast aufeinander, erst im Bereich der Photodiodenrestströme trennen sich die Kurven. Daraus ist ersichtlich, daß mit dem absoluten Substratstrom jeweils eine zugehörige relative Dämpfung eingestellt wird. Im gezeigten Beispiel bewirkt ein Transistorstrom von etwa $2 \mu\text{A}$ eine Dämpfung um 30 %, ein Strom von etwa $4 \mu\text{A}$ eine Dämpfung um 60 %, unabhängig von der Intensität der Einstrahlung. Damit ist es nicht notwendig für eine bestimmte geforderte Dämpfung eine bestrahlungsabhängige Guardstromregelung vorzusehen.

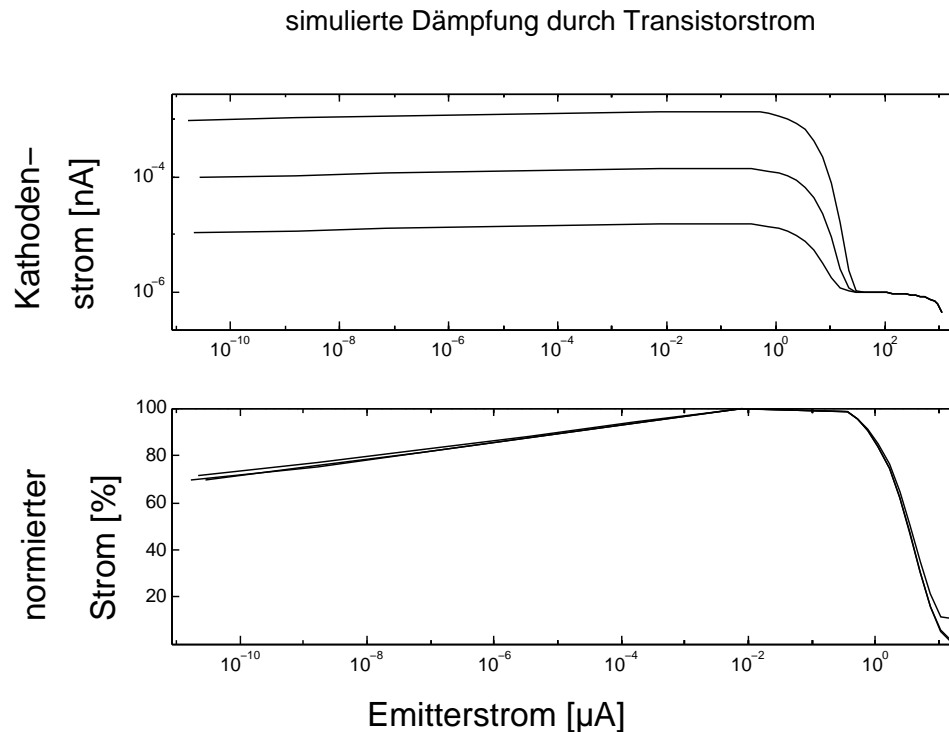


Bild 2.34: Simulierte Übersprechdämpfung durch einen Substratstrom. Das Bild zeigt die Diodenströme abhängig vom Querstrom durch den Guardtransistor. Oben sind die Diodenströme bei verschiedenen Bestrahlungsstärken aufgetragen, unten sind die gleichen Ströme auf ihr jeweiliges Maximum normiert.

Die Meßergebnisse der gefertigten Schaltung sind in **Bild 2.35** dargestellt. Bestrahlt wurde die Diode nacheinander mit Laserdioden $\lambda = 820$ nm und $\lambda = 680$ nm sowie mit einer Leuchtdiode $\lambda = 650$ nm und der Photostrom der Diode 2 gemessen; dabei liegen zwischen der Strahlungsintensität der Leuchtdiode und der der infrarot strahlenden Laserdiode mehr als zwei Zehnerpotenzen Amplitudenunterschied.

Im oberen Bild sind die drei Meßkurven dargestellt, jeweils auf ihr Maximum normiert. Dabei wurde nur der Strom durch den Guardtransistor variiert.

Im unteren Bild ist die Dämpfung für konstante Bestrahlungsstärke, aber mit unterschiedlichen Strömen durch den Guardtransistor und Variation des Abstandes zwischen Bestrahlungspunkt und Guardtransistor aufgetragen.

Die Übersprechdämpfung durch diese Anordnung ist damit nur von dem elektrischen Feld, welches von dem Substratstrom erzeugt wird, abhängig, nicht aber von der Amplitude der einfallenden Strahlung. Diese im Rahmen dieser Arbeit neu entworfene Anordnung [63] der vertikalen Transistoren ermöglicht den Aufbau einer steuerbaren Apertur für die Photodioden, sie muß nicht schon bei dem Entwurf der integrierten Schaltung (wie bei der Isolation mit Diffusionswannen) fest eingestellt werden. Die Wirkung dieser Apertur ist unabhängig von der Bestrahlungsstärke, aber sie braucht relativ viel Strom.

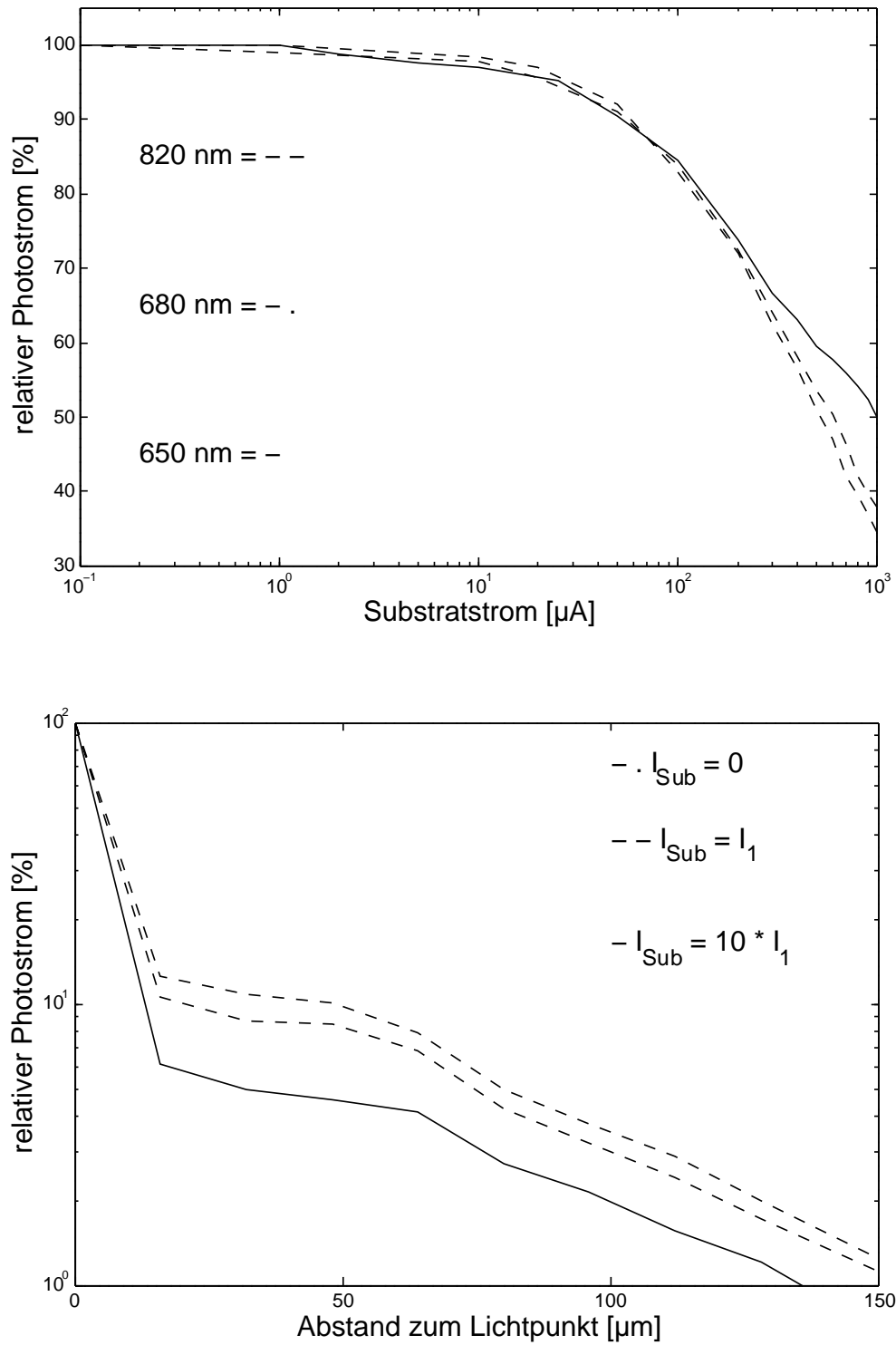


Bild 2.35: Gemessene Übersprechdämpfung durch Substratstrom. Das obere Bild zeigt die normierten Meßkurven, aufgenommen mit drei verschiedenen Strahlungsquellen verschiedener Intensität. Im unteren Bild sind die Photodiodenströme über dem Abstand zwischen Guardtransistor und Bestrahlungspunkt für verschiedene Guardströme aufgetragen.

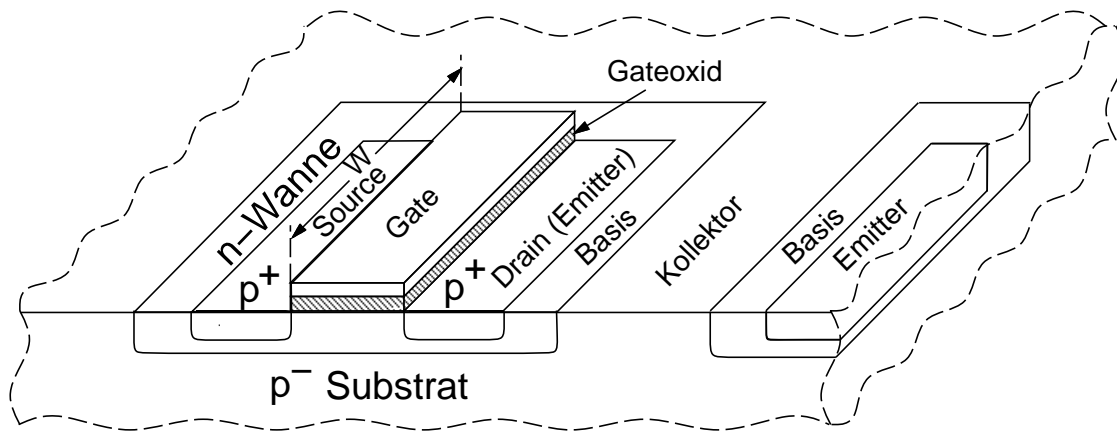


Bild 2.36: Schematischer Aufbau eines parasitären vertikalen bipolaren Transistors in einem n-Wannen-CMOS-Prozeß.

2.4 Bipolare Phototransistoren

2.4.1 Der vertikale Phototransistor

In jedem CMOS-Prozeß bildet sich ein parasitärer vertikaler Bipolartransistor aus. In einem p-Wannen-Prozeß mit n-Substrat ist dies ein npn-Transistor, in einem n-Wannen-Prozeß mit p-Substrat, wie er für eigene Untersuchungen zur Verfügung stand, ist es ein pnp-Transistor.

Bild 2.36 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Transistors.

In einem n-Wannen-CMOS-Prozeß muß ein p-Kanal-MOS-Transistor in eine n-dotierte Wanne eingebaut werden, um über die entsprechend vorgespannten Sperrschichten eine elektrische Isolation des Transistors vom Substrat und von den n-Kanal-Transistoren zu erreichen. Damit bildet sich zwangsläufig in vertikaler Richtung ein bipolarer Transistor aus. Die n-Wanne zwischen der flachen p-dotierten Zone und dem p-Substrat ist die Basis.

Kollektor und Emitter sind zunächst nicht festgelegt, obwohl man die höher dotierte Schicht als Emitter betreiben sollte. Es gibt jedoch eine äußere Randbedingung, die die Wahl einschränkt. Das p-Substrat soll auf dem niedrigsten Potential liegen, um sicherzustellen, daß alle eindiffundierten Inseln isoliert sind. Wenn bei dem vertikalen Transistor das Substrat als Emitter gewählt wird, müssen die n-Wanne als Basis und die flache p-Zone in der n-Wanne als Kollektor jeweils gegenüber dem Substrat negativeres Potential aufweisen; eine sichere Isolation der anderen integrierten, verschieden dotierten Inseln kann dann nicht mehr gewährleistet werden. Somit wirkt das Substrat als Kollektor des vertikalen pnp-Transistors, die n-Wanne als Basis und die p-Insel in der n-Wanne als Emitter. Der physikalische Aufbau entspricht damit genau der isolierten Photodiode nach Bild 2.25 (S. 45), durch die andere elektrische Beschaltung wirkt er aber vollkommen anders.

An den Randbereichen einer n-Wanne bildet sich die gleiche Konfiguration als lateraler Transistor aus mit einer anderen Basisweite als für den vertikalen Transistor. Beispielsweise beträgt für den Prozeß nach Tabelle B.1 (S. 136) die vertikale Basisweite etwa $1,1 \mu\text{m}$, die sich aus den Maskenentwurfsregeln ergebende Basisweite des lateralen Transistors liegt bei $1,6 \mu\text{m}$ (Tabelle 2.2, S. 49). Zwischen zwei benachbarten n-Wannen bildet sich zusätzlich noch ein lateraler npn-Transistor aus; dessen Emitter-Basis-Strecke ist immer in Sperrichtung vorgespannt, so daß

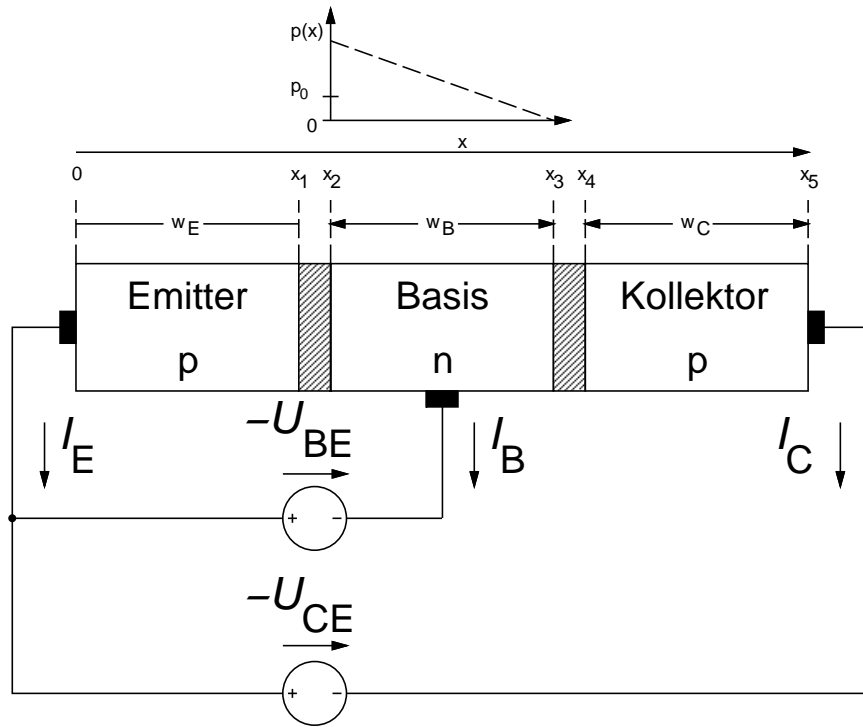


Bild 2.37: Modell eines bipolaren pnp-Transistors. Oberhalb der Basis ist der Konzentrationsverlauf der Minoritätsträger dargestellt.

eine Transistorwirkung nicht zustande kommt.

Zur Erläuterung der Funktionsweise eines bipolaren Transistors zeigt **Bild 2.37** ein vereinfachtes Diagramm eines pnp-Transistors [97], bestehend aus einem p-dotierten Emitter, einer n-dotierten Basis und einem p-dotierten Kollektor. Das Diagramm oberhalb der Basis deutet den Konzentrationsverlauf der Minoritätsträger innerhalb der Basis an. Die Basis-Emitter-Strecke ist mit der Spannungsquelle $-U_{BE}$ in Durchlaßrichtung vorgespannt, es fließt entsprechend Gleichung 2.17 ein (Löcher-)Strom vom Emitter zur Basis. Damit ist die Löcherkonzentration an der Stelle $x = x_2$ deutlich über der Löcherkonzentration des elektrisch neutralen, thermodynamischen Gleichgewichts p_0 . Der Kollektor ist mit der Spannungsquelle $-U_{CE} > -U_{BE}$ gegenüber der Basis negativ vorgespannt, die Basis-Kollektor-Strecke sperrt. Definitionsgemäß fällt die Löcherkonzentration bis zum gesperrten n-p-Übergang bis nahe null ab, es bildet sich also innerhalb der Basis ein großer Konzentrationsgradient der Minoritätsträger aus.

Die vom Emitter in die Basis fließenden Löcher diffundieren entsprechend dem Konzentrationsgefälle innerhalb der Basis in Richtung der Kollektorsperrschicht. Wenn die Basis hinreichend dünn ist, also $x_3 - x_2 \ll L_p$, rekombinieren nur wenige Löcher innerhalb der Basis mit den dort vorhandenen Majoritätsträgern, der größte Teil der Löcher diffundiert in die Sperrschicht. Wegen des dort vorhandenen Feldes driften die Löcher hinüber in den Kollektor und rekombinieren mit den dort von der Spannungsquelle gelieferten Elektronen. Der Teil der Minoritätsträger, der in der Basis rekombiniert, fließt als Basisstrom I_B in die Spannungsquelle $-U_{BE}$ ab.

Der Emitterstrom ist die Summe der Minoritätsträgerströme an den Sperrschichtträndern x_1 und x_2 sowie des Sperrschichtrekombinationsstroms

$$I_E = I_{En}(x_1) + I_{Ep}(x_2) + I_{Er} \quad . \quad (2.27)$$

Unter Vernachlässigung des Sperrschichtrekombinationsstroms ergibt sich mit einer Emitterflä-

che A_E der Emitterstrom zu

$$I_E = qA_E \left(\frac{D_{nE} n_{0E}}{L_{nE} \tanh\left(\frac{w_E}{L_{nE}}\right)} + \frac{D_{pB} p_{0B}}{L_{pB} \tanh\left(\frac{w_B}{L_{pB}}\right)} \right) \left(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \quad (2.28)$$

mit den Diffusionskonstanten D und den Diffusionslängen L der Minoritätsträger in der Basis und im Emitter. Das Verhältnis

$$\gamma = \frac{\text{Löcherstrom im Emitter}}{\text{Gesamtstrom im Emitter}} \quad (2.29)$$

bezeichnet man als Emitterergiebigkeit, der Rekombinationsverlust in der Basis wird durch einen Basistransportfaktor α_T

$$\alpha_T = \frac{1}{\cosh\left(\frac{w_B}{L_{pB}}\right)} \quad (2.30)$$

gekennzeichnet. Beide Faktoren zusammen bestimmen die Stromverstärkung β_0 eines Transistors

$$\beta_0 = \frac{dI_C}{dI_B} = \frac{\alpha_T \gamma}{1 - \alpha_T \gamma} \quad (2.31)$$

Bei Bestrahlung mit Licht ist zu unterscheiden, ob die Elektronen-Loch-Paare im Emitter, in der Basis, im Kollektor oder in einer der Sperrschichten generiert werden. Dabei ist immer eine unbeschaltete Basis zugrunde gelegt, der Basisstrom I_B aus Bild 2.37 wird zu null angenommen. Über der Sperrschicht zwischen Basis und Emitter baut sich nach Gleichung 2.14 die Diffusionsspannung auf und bildet ein elektrisches Feld in der Sperrschicht aus. Da die Sperrschicht frei von Ladungsträgern ist, können die dort von den Photonen generierten Ladungsträgern nicht in eine bestimmte Richtung diffundieren. Sie werden durch das vorhandene elektrische Feld getrennt, die Elektronen driften zum positiven Potential der Diffusionsspannung, also zur Basis, die Löcher entsprechend zum Emitter hin. Dagegen werden die Verhältnisse in der Basis-Kollektor-Sperrschicht durch die außen angelegte Spannung zwischen Emitter und Kollektor festgelegt, die größer als die Diffusionsspannung ist.

- Treffen die Photonen auf das Kollektorgebiet, so diffundieren die erzeugten Ladungsträger in alle Richtungen vom Generationsort weg; das Substrat, das den Kollektor bildet, ist niederohmig an das niedrigste vorkommende Potential angeschlossen und damit feld- und driftfrei. Ein Teil der erzeugten freien Elektronen diffundiert zur Sperrschicht und driftet dann wegen des dort bestehenden elektrischen Feldes in das Basisgebiet. Dort verschieben sie das an der Emitter-Basis-Sperrschicht vorhandene Gleichgewicht von Diffusions- und Driftstrom (Gleichungen 2.14 und 1.20), so daß sich eine erhöhte Basisspannung einstellt. Entsprechend Gl. 2.28 stellt sich dann ein Emitterstrom ein.

Die ganze Anordnung verhält sich somit wie ein unbeleuchteter Transistor, zu dessen Basis-Kollektor-Strecke eine Photodiode in Sperrichtung parallel geschaltet ist. Das linke Schaltbild in **Bild 2.38** zeigt das Ersatzschaltbild dieser Anordnung mit dem Basisstrom $I_B = I_{Ph}$ nach der Gleichung 2.22 (S. 33). Der Teil der Elektronen, der nicht zur Kollektor-Basis-Sperrschicht hindiffundiert, rekombiniert im Substrat und ist für die Signalauswertung verloren. Für die Bestrahlung des Kollektors gilt daher entsprechend Gleichung 2.25.

- Werden die Photonen in der Sperrschicht zwischen Kollektor und Basis absorbiert, so werden die erzeugten Ladungsträgerpaare im elektrischen Feld getrennt. Die Elektronen

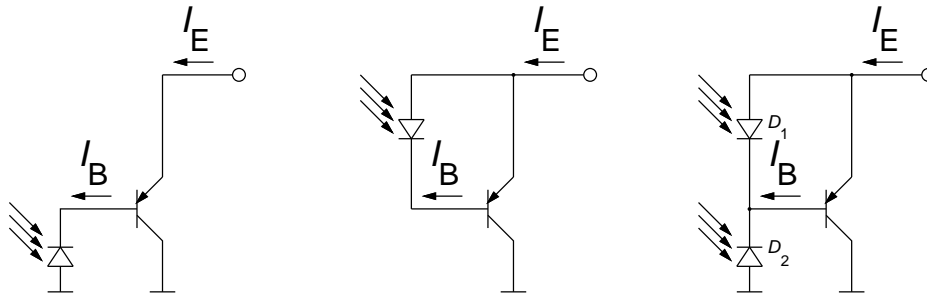


Bild 2.38: Ersatzschaltbild eines Phototransistors unter verschiedenen Beleuchtungsverhältnissen. Im linken Bild werden nur das Substrat oder die n-Wanne beleuchtet, im mittleren Bild wird nur die Emitterzone und im rechten Bild wird der gesamte Transistor beleuchtet.

driften in das Basisgebiet und wirken wie ein von außen eingespeister Basisstrom, die Löcher driften in das Substrat und rekombinieren dort mit den von der Spannungsquelle gelieferten Elektronen. Die Absorption aller Photonen in dieser Sperrschicht bringt den höchstmöglichen Wirkungsgrad eines Phototransistors. Der resultierende Photostrom des Transistors ergibt sich dann zu

$$I_{\text{Ph}} = qG(\beta_0 + 1) \quad (2.32)$$

mit der Generationsrate G der Ladungsträgerpaare.

- Treffen die Photonen auf das Basisgebiet, so diffundieren die erzeugten Löcher als Minoritätsträger in Richtung der Kollektorsperrschicht, da dort die Löcherkonzentration geringer ist als an der Emittersperrschicht (siehe auch Bild 2.37). Die Elektronen als Majoritätsträger driften dagegen über die Basis-Emitter-Sperrschicht in den Emitter und die Versorgungsspannungsquelle. Der Photostrom der Kollektor-Basis-Diode stellt sich somit als Basisstrom des Transistors dar; das Verhalten des Transistors ist dasselbe wie bei der Bestrahlung der Kollektor-Basis-Sperrschicht.

Maßgeblich für den Photostrom des Transistors ist daher immer der Strom durch die Basis-Kollektor-Sperrschicht, entweder als Elektronenstrom vom Kollektor in die Basis oder als Löcherstrom von der Basis in den Kollektor; unabhängig davon, ob der Erzeugungspunkt der Elektronen-Loch-Paare im Basisgebiet, in der Sperrschicht oder im Kollektorgebiet liegt. In beiden Fällen wird die Kollektor-Basis-Sperrschicht als Photodiode im linken unteren Quadranten der Kennlinie nach Bild 2.6 (S. 30) betrieben. Damit ergibt sich der Emitterstrom des Phototransistors zu

$$I_E = qG e^{-\frac{x}{L}} (\beta_0 + 1) \quad (2.33)$$

mit dem Abstand x zwischen dem Generationspunkt im Substrat- oder Basisgebiet und der Kollektor-Basis-Sperrschicht und der Diffusionslänge L in dem jeweiligen Dotierungsgebiet. In diesem Fall ist G der Anteil der erzeugten Elektronen-Loch-Paare, der die Sperrschicht durch Diffusion erreicht oder in ihr generiert wird.

- Die Sperrschicht zwischen Basis und Emitter ist wegen der offenen Basis ladungsträgerfrei. Die Ladungsträger, die dort generiert werden, werden in dem wegen der Diffusionsspannung bestehenden Driftfeld getrennt; die Elektronen driften zur Basis, die Löcher zum Emitter. Wegen des nun verschobenen Gleichgewichts zwischen den Ladungsträgerkonzentrationen im Basis- und Emittorgebiet diffundieren die Ladungsträger zur jeweils anderen Elektrode; es stellt sich ein neues Gleichgewicht ein. Damit fließen auch Löcher aus

dem Emitter in die Basis, die dort jedoch nicht rekombinieren, sondern durch die Basis hindurch diffundieren und dann im Kollektor einen Stromfluß hervorrufen.

- Wird die Strahlung ausschließlich im Emitter des Phototransistors absorbiert, so diffundiert ein Teil der generierten Elektronen zur Sperrschichtkante und driftet dann wegen der Diffusionsspannung der unbeschalteten Basis-Emitter-Diode durch die Sperrschicht zur Basisdotierung. Dort erfolgt die gleiche Wirkung wie bei der Einstrahlung in die Basis-Emitter-Sperrschicht.

Tatsächlich ist der letzte Fall in einem CMOS-Prozeß nur bei extrem kurzwelligem Licht möglich, da sonst ein maßgeblicher Teil der Lichtstrahlung auch immer das Emittergebiet durchdringt und die Elektronen-Loch-Paare erst in der Basiswanne erzeugt. Dies führt dann zu dem rechten Teil des Bildes 2.38 mit zwei Photodioden; einer an der Emitter-Basis-Sperrschicht und einer an der Kollektor-Basis-Sperrschicht.

- Werden gleichzeitig durch Bestrahlung in der Basis-Kollektor-Sperrschicht und in der Basis-Emitter-Sperrschicht Elektronen-Loch-Paare erzeugt, so kompensieren sie sich teilweise. Die in der Basis-Kollektor-Sperrschicht generierten Ladungsträgerpaare bewirken einen Elektronenstrom in die Basis hinein. Bei hinreichender Bestrahlung der Basis-Kollektor-Sperrschicht wird die Basis gegenüber dem Emitter negativ vorgespannt.

Die Ladungsträgerpaare, die in der Emitter-Basis-Sperrschicht generiert werden, werden in dem elektrischen Feld der Sperrschicht getrennt. Da die Basis negativ gegenüber dem Emitter vorgespannt ist, driften die Löcher zur Basis und die Elektronen zum Emitter; es entsteht ein Löcherstrom in die Basis hinein. Dieser Löcherstrom kompensiert teilweise den Elektronenstrom aus der Basis-Kollektor-Sperrschicht.

Der Photostrom der Kollektor-Basis-Diode ist bei homogener und nicht extrem kurzwelliger Bestrahlung des Transistors auf Grund der geometrischen Verhältnisse im allgemeinen betragsmäßig größer als der Photostrom der Basis-Emitter-Diode. Um die Kompensation der beiden Photoströme möglichst klein zu halten, sollte der Emitter mit der kleinstmöglichen Fläche entworfen werden.

Von der Schaltungstechnik her betrachtet verlagert sich der Betriebszustand der Basis-Emitter-Diode D_1 vom rechten unteren in den rechten oberen Quadranten der Diodenkennlinie aus Bild 2.6 (S. 30) durch die zusätzliche Einspeisung eines Basisstroms, resultierend aus dem Photostrom der Kollektor-Basis-Diode D_2 . Das Ergebnis dieser Betrachtung ist dasselbe wie oben, der Photostrom der Basis-Emitter-Diode reduziert den wirksamen Basisstrom des Transistors. Der Photostrom eines Transistors ist mit bestrahltem Emitter also kleiner als mit abgedunkeltem Emitter bei sonst gleicher Umfeldbestrahlung. Für eine möglichst hohe Strahlungsempfindlichkeit sollte daher der Emitter möglichst klein ausgelegt werden, um wenig Lichtstrahlung zu absorbieren. In der gängigen Lehrmeinung [74, 79, 95] wird der Emitterstrom wegen der Dünne der Emitterschicht vernachlässigt, dort hängt der Strom durch den Phototransistor ausschließlich von der Bestrahlung der Kollektor-Basis-Sperrschicht ab. Sowohl die nachfolgend vorgestellten Messungen als auch die Simulationen (Bild 2.45, S. 64) bestätigen, daß der Strom der Emitter-Basis-Diode den außen meßbaren Strom reduziert.

Für Meßzwecke wurde eine Serie von Phototransistoren in einem Standard-CMOS-Prozeß gefertigt. Das Layout des gesamten Chips ist in **Bild 2.39** gezeigt, eine Übersicht der Transistoren

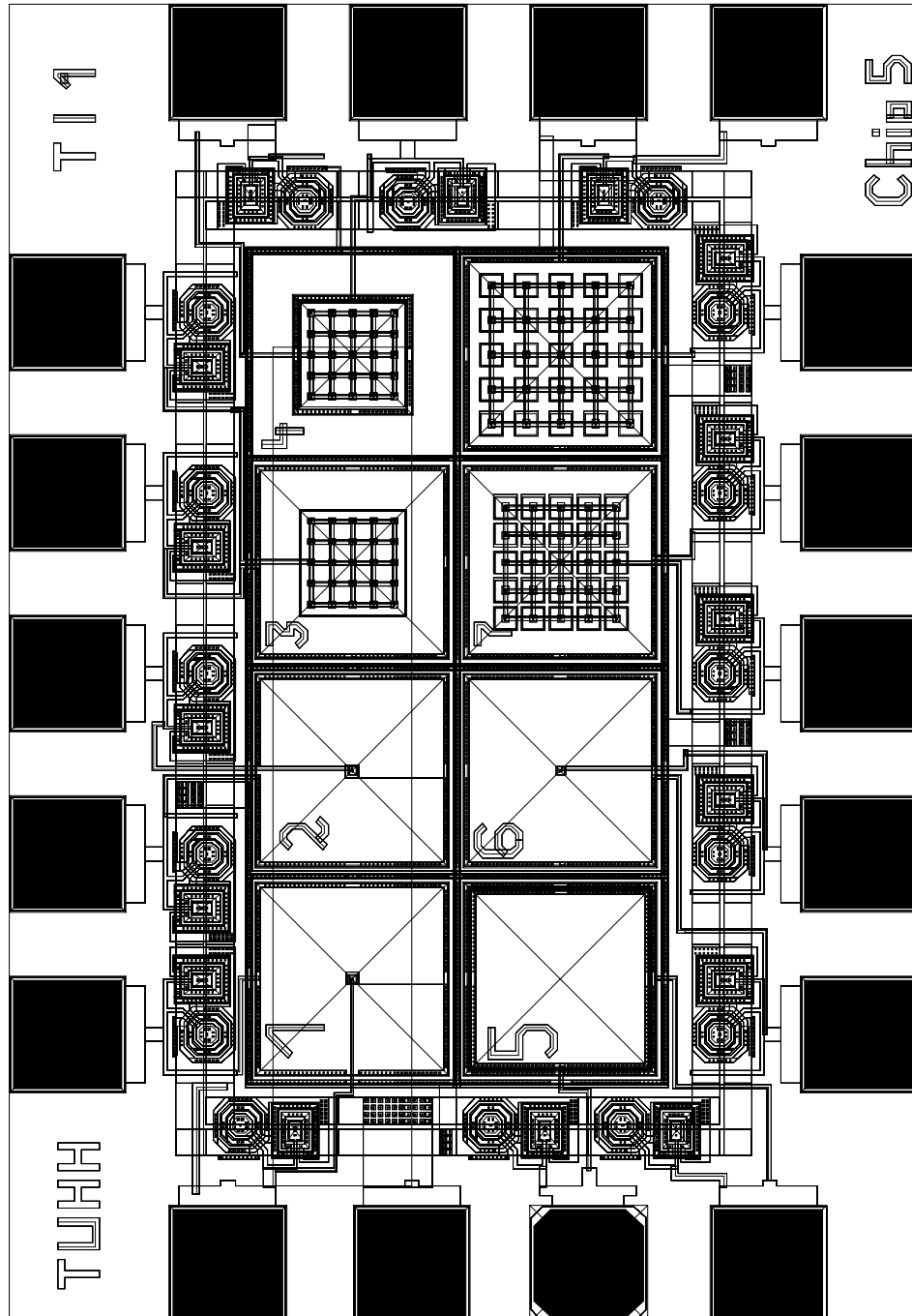


Bild 2.39: Maskenentwurf des Testchips für Phototransistoren.

Tabelle 2.3: Transistoren Testchip: Transistor 1, 2 und 6 unterscheiden sich durch den Aufbau der Basis: Im Transistor 6 besteht sie nur aus der n-Wanne, im Transistor 1 ist außerhalb des Emitters noch eine flache n⁺-Zone eindiffundiert und im Transistor 2 wurde diese zusätzliche Zone nochmals nachdiffundiert (Graded-Drain, [88] S. 367), was zu einer größeren Eindringtiefe der n-Zone führt. Die technischen Prozeßdaten können der Tabelle B.1 (S. 136) entnommen werden.

Transistornummer:	1	2	3	4	5	6	7	8	
Kantenlänge der Basis:	224	224	224	140	224	224	224	224	μm
Kantenlänge des Emitters:	8	8	120	120	205	8	5 · 24	5 · 24	μm
Stromverstärkung ($I_B = 1\mu\text{A}$):	139	146	160	160	158	141	195	195	

zeigt **Tabelle 2.3**. Die Transistornummern wurden erst nachträglich in das Layout eingefügt, sie sind auf dem gefertigten Kristall nicht vorhanden. Allen Transistoren gemeinsam ist das Chipsubstrat als Kollektor. Die Transistoren 1 - 3 und 5 - 8 haben jeweils eine Basiswanne mit einer Kantenlänge von $224\mu\text{m}$ (Maskenlayoutmaß), die Basis des Transistors 4 hat eine Länge von $140\mu\text{m}$. Die drei Transistoren mit gleicher, minimaler Emittgröße wurden mit unterschiedlicher Basisdotierung versehen. Transistor 6 enthält eine einfache n-Wanne als Basis, wie sie als Isolationswanne der P-Kanal-MOS-Transistoren verwendet wird. Transistor 1 hat eine n-Wanne mit zusätzlicher flacher n⁺-Dotierung außerhalb des Emitterfensters, um die Basisfläche niederohmiger zu bekommen. Diese Dotierung entspricht der Source- und Drain-Dotierung eines N-Kanal-Transistors. Zusätzlich kann die Linearität eines N-Kanal-Transistors verbessert werden, indem mit einer nochmaligen n-Dotierung die Kanten der n-Inseln abgestuft werden (Graded-Drain). Dieser Prozeßschritt wurde in der Basis des Transistors 2 angewandt.

Bild 2.40 zeigt das Photo eines PNP-Transistors mit kleinem Emitter mit einer Kantenlänge von $8\mu\text{m}$ und Graded-Drain, **Bild 2.41** zeigt einen Transistor mit großem Emitter von $208 \times 208\mu\text{m}^2$ und **Bild 2.42** einen Transistor mit kleinem Emitter. Alle drei Transistoren haben als Basis eine n⁺-Wanne mit einer Kantenlänge von $224\mu\text{m}$. Bestrahlt wurden die Transistoren mit einem $10\mu\text{m}$ großen Lichtpunkt aus dem Aufbau nach Bild D.6 (S. 144). Die resultierenden Photoströme sind in **Bild 2.43** aufgetragen. Der Transistor mit dem großen Emitter liefert den kleinsten Photostrom; dies ist nach den vorangegangenen Ausführungen auch zu erwarten. Der Transistor mit der zusätzlichen Basisdiffusion (Transistor 2) und damit der größten Kollektor-Basis-Sperrschichtweite liefert den größten Photostrom. Die Welligkeit der Kurven, also die Abweichung der Stromamplituden von einem konstanten Wert, gibt die Streuung über dem geometrischen Ort innerhalb des Transistors an. Obwohl die gezeigten Transistoren in einem anderen Prozeß diffundiert wurden, zeigen sie ein vergleichbares Streuverhalten wie die Photodioden aus Bild 2.49 (Seite 68). Wegen der kleinen Anzahl der zur Verfügung stehenden Muster wurde die Streuung dieser Transistoren statistisch nicht ausgewertet.

Bild 2.44 zeigt die Aufnahme eines Multiemitter-Phototransistors mit 25 parallel geschalteten Emitttern von je $25 \times 25\mu\text{m}^2$ Fläche und gemeinsamer Basis. Unter dem Bild ist der gemessene Emitterstrom aufgetragen. Bestrahlt wurde der Transistor entlang der eingezeichneten weißen gestrichelten Linie mit einem $10\mu\text{m}$ großen Lichtpunkt entsprechend Bild D.6 (S. 144). Der maximale Strom wird von den Regionen geliefert, die den größten Abstand zu den Emitterkanten aufweisen, der kleinste Strom wird erzeugt, wenn die Strahlung durch die Aluminiumabdeckung

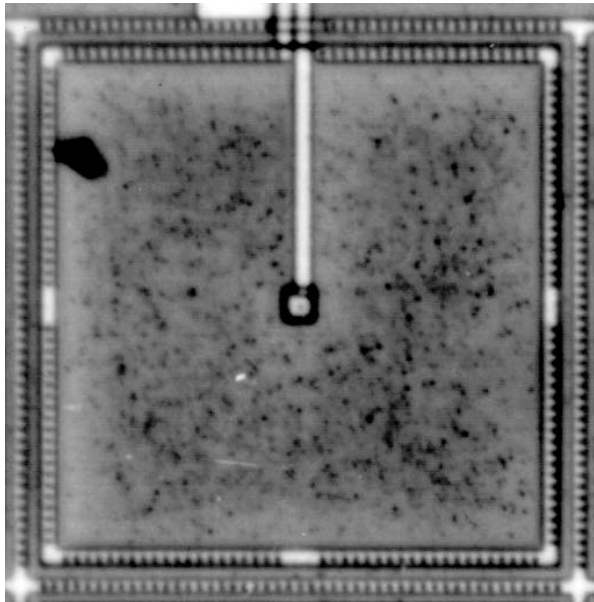


Bild 2.40: Photo des Transistors 2 des Test-chips (Bild 2.39) mit kleinem, $8 \times 8 \mu\text{m}^2$ großem Emitter und abgestufter Basis.



Bild 2.41: Photo des Transistors 5 des Test-chips (Bild 2.39), Emittergröße $208 \times 208 \mu\text{m}^2$.

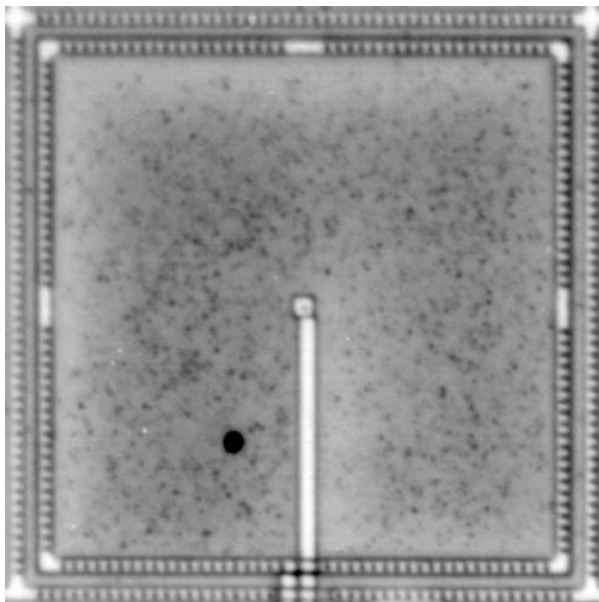


Bild 2.42: Photo des Transistors 6 des Test-chips (Bild 2.39), Emittergröße $8 \times 8 \mu\text{m}^2$.

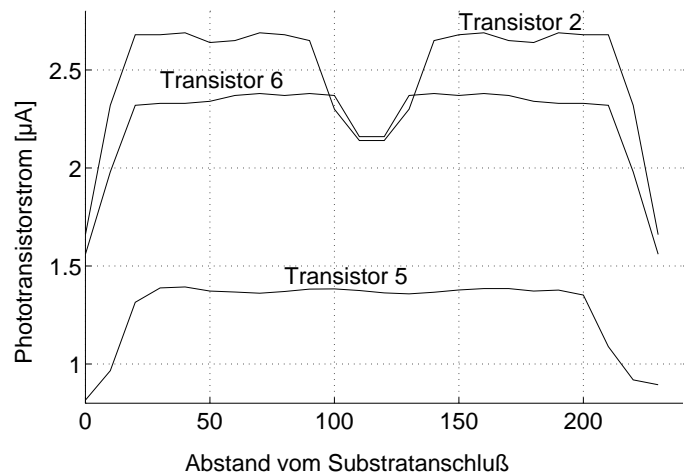


Bild 2.43: Photoströme der Transistoren der Bilder 2.41 bis 2.42 beim Abscannen mit einem Lichtpunkt.

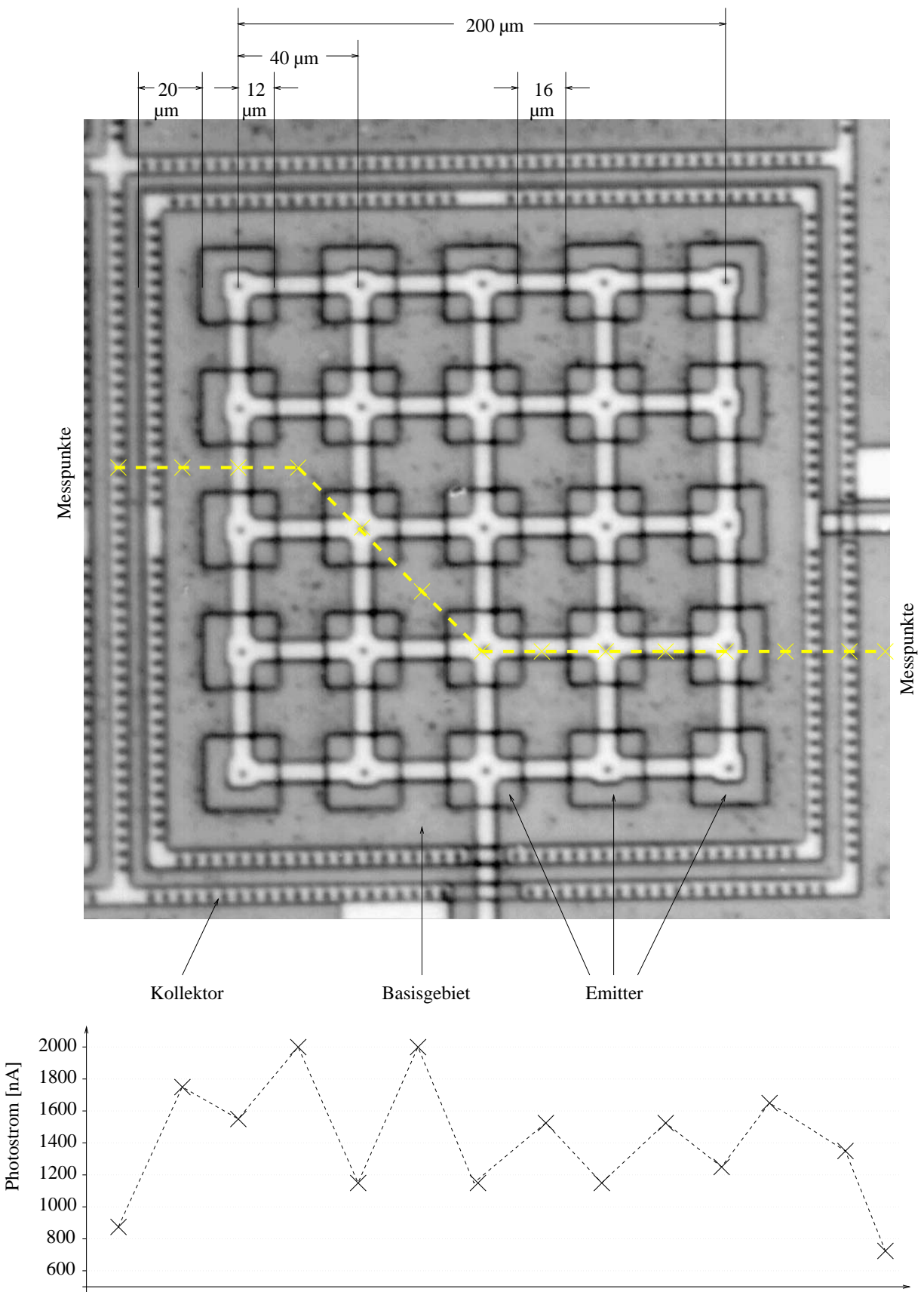
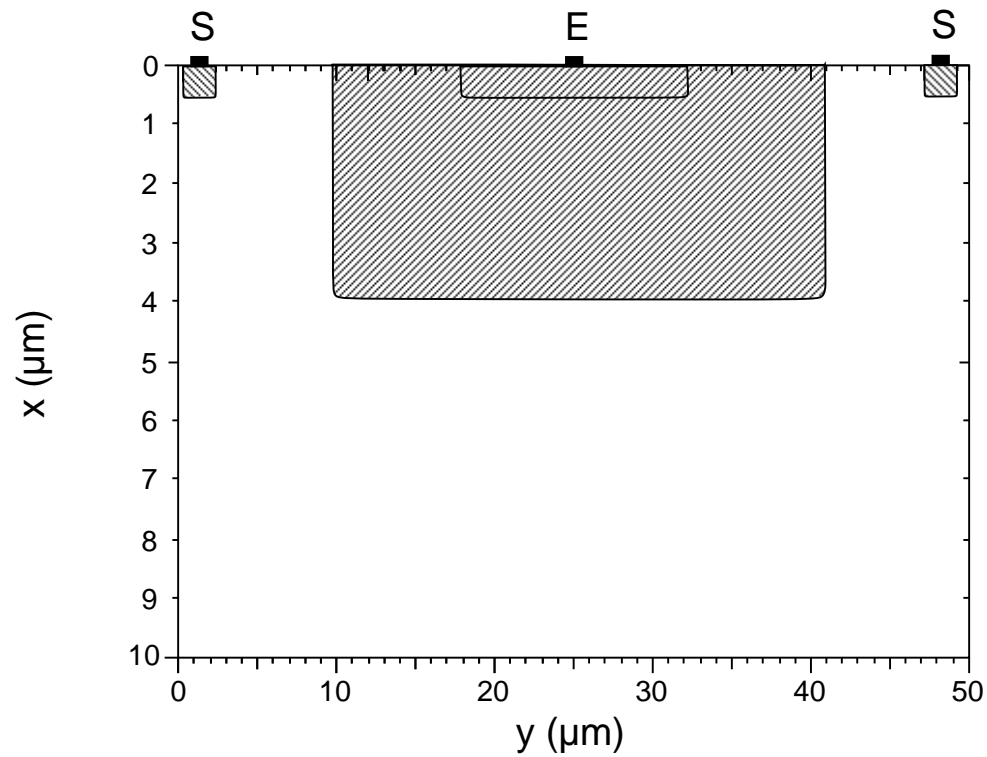


Bild 2.44: Photo eines Multiemittertransistors (Transistor 8 aus Bild 2.39) mit Bemaßung. Entlang der weißen, gestrichelten Linie wurde der Transistor mit einem Lichtpunkt nach Bild D.6 abgefahren und an den Kreuzen die unten dargestellten Stromwerte gemessen.



Ortsabhängige Empfindlichkeit

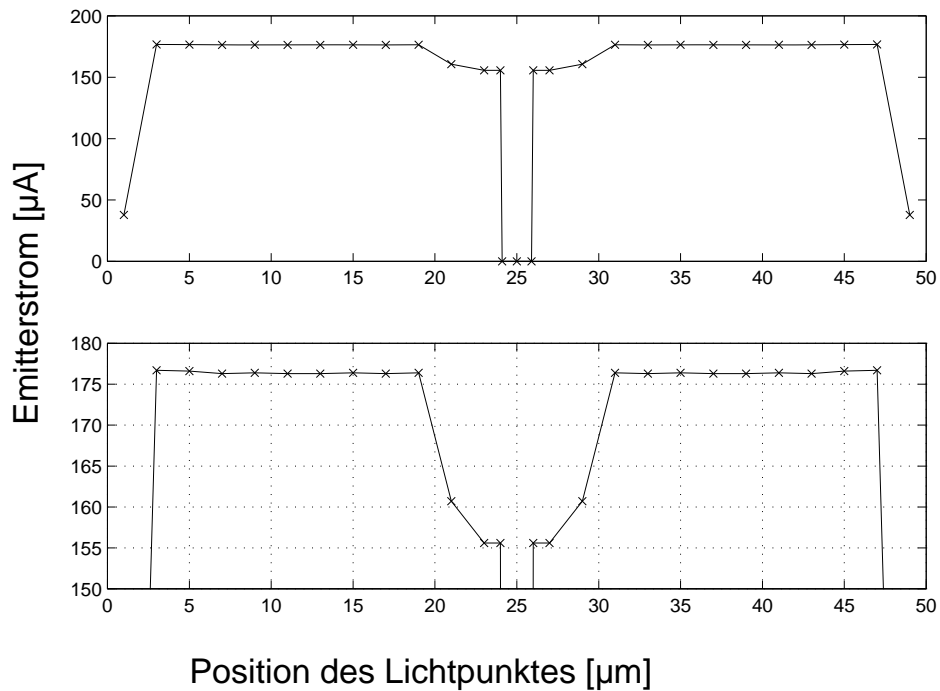


Bild 2.45: Simuliertes Dotierungsprofil (oben) und Photostrom eines großen Phototransistors mit breitem Emittter. Beleuchtet wurde mit einem $2\ \mu\text{m}$ breiten Lichtpunkt, der in Schritten von $2\ \mu\text{m}$ über den Transistor geführt wurde. Das untere Bild zeigt eine Ausschnittsvergrößerung des mittleren Bildes.

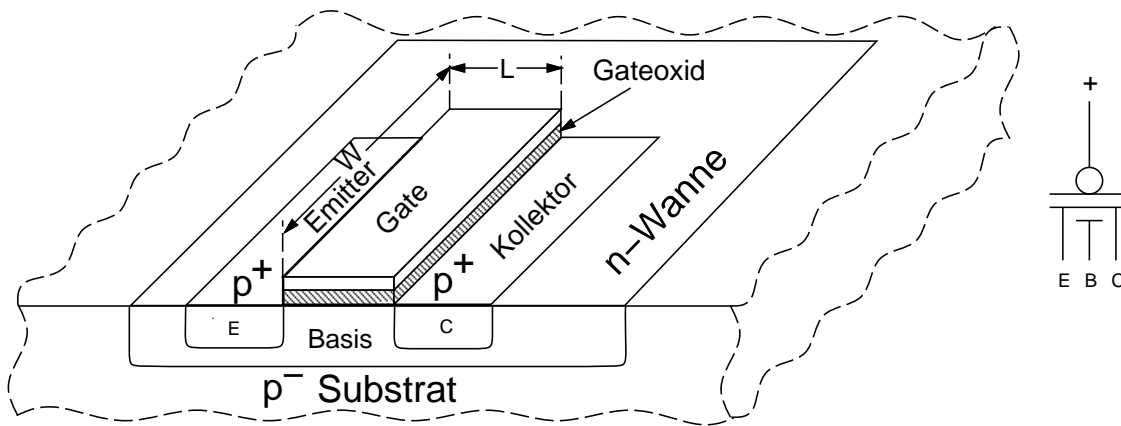


Bild 2.46: Schematischer Aufbau eines lateralen pnp-Transistors. Die n-Wanne bildet die elektrische Basis des pnp-Transistors, Drain und Source sind Emitter und Kollektor. Rechts sind die korrespondierenden Anschlüsse dargestellt.

der Emitterkontakte vom Silizium abgehalten wird.

Alle Messungen wurden mit Rotlicht bei einer Wellenlänge von ca. 650 nm durchgeführt, die Photonenabsorption durch die flachen Emitterzonen war entsprechend schwach.

Die Ortsabhängigkeit des Photostroms wurde mit einem Transistor nach **Bild 2.45** simuliert. Von links nach rechts wurde ein 2 μm breiter weißer (Gleichverteilung der Wellenlängen 400 - 800 nm) Lichtpunkt über den Transistor geführt und der resultierende Emitterstrom aufgenommen. Die obere Kurve zeigt die Gesamtdarstellung mit den starken Einbrüchen an den lichtabschirmenden Kontakten, die untere Kurve zeigt einen vergrößerten Ausschnitt, in dem die unteren Stromwerte abgeschnitten sind. Der simulierte Emitterstrom bestätigt qualitativ die Messungen der verschiedenen Einzeltransistoren nach Bild 2.43 und die im Kapitel 2.4 angestellten Überlegungen zur Verringerung der Photoempfindlichkeit durch große Emitterflächen. Der Verlust durch den Emitter ist erwartungsgemäß gering, da der Emitter mit einer Tiefe von etwa 0,5 μm sehr flach ist und damit aus dem kontinuierlichen Spektrum nur einen geringen Anteil Licht absorbiert. Aber dieser Verlust darf in hochpräzisen Anwendungen nicht vernachlässigt werden.

Als ein Beispiel für die Anwendung von Phototransistoren sei hier die Anordnung in Form eines Feldes genannt [62], um die Position eines Lichtpunktes auf einer Fläche zu detektieren.

2.4.2 Der laterale Phototransistor

Prinzipiell ist in einem CMOS-Prozeß auch ein lateraler PNP-Transistor nach **Bild 2.46** möglich. Wird an einem p-Kanal-Transistor das Gate an die positive Versorgungsspannung geschaltet, so wird der Kanal nie ausgebildet; der MOS-Transistor ist immer gesperrt. Dagegen kann die n-Zone, die zwischen der Source- und der Drain-Dotierung aus der n-Wanne gebildet wird, als Basis genutzt werden. Bild 2.46 zeigt den schematischen Aufbau und die bipolaren Anschlüsse eines so beschalteten MOS-Transistors.

Diese so gebildeten pnp-Transistoren haben den Nachteil, daß sich unter dem Emitter und Kollektor jeweils noch vertikale pnp-Transistoren bilden, die in jedem Schaltungsfall des lateralen pnp-Transistors zusätzliche Substratströme erzeugen. Daher sind laterale pnp-Transistoren in einem CMOS-Prozeß generell nicht verwendbar, auch nicht als Phototransistoren.

Erst der Übergang zu BiCMOS-Prozessen bringt eine zusätzliche vergrabene n-dotierte Schicht (buried layer). Damit kann die Stromverstärkung des parasitären, vertikalen pnp-Transistors hinreichend ($\beta \ll 1$) reduziert werden; andererseits sind damit vertikale Phototransistoren nicht mehr möglich. Ein Layout, welches für einen CMOS-Prozeß entworfen wurde, ist deswegen nicht ohne Einschränkung auf einen BiCMOS-Prozeß übertragbar.

2.5 MOS-Phototransistoren

Der Strom durch einen MOS-Transistor hängt nicht nur von seiner Gate-Source- und der Source-Drain-Spannung ab, sondern nach Gleichung 2.34 [54] auch von seiner Schwellspannung V_{Th} , die wiederum von der Spannung zwischen dem Kanal und dem darunter liegenden Substrat abhängt.

$$I_{DS} = \mu C_{Ox} \frac{W}{L} \left((U_{GS} - V_{Th}) U_{DS} - \frac{U_{DS}^2}{2} \right) \quad U_{DS} \leq U_{GS} - V_{Th}$$

$$I_{DS} = \mu C_{Ox} \frac{W}{2L} (U_{GS} - V_{Th})^2; \quad U_{DS} \geq U_{GS} - V_{Th} \quad (2.34)$$

Die obere Gleichung gilt für den linearen Bereich, in dem der Transistorstrom von der Drain-Source-Spannung abhängt; die untere für den Bereich der Sättigung, in dem die Drain-Source-Spannung so hoch ist, daß sie keinen Einfluß mehr auf den Transistorstrom hat. Damit kann ein Transistor über eine Änderung der Schwellspannung gesteuert werden.

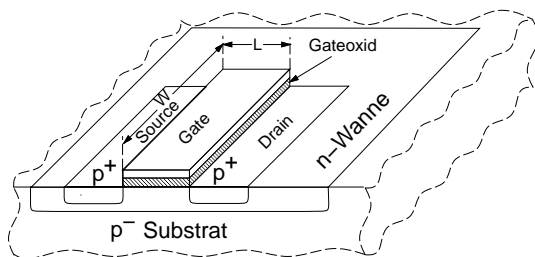


Bild 2.47: Schematischer Aufbau eines p-Kanal-MOS-Transistors.

Diesen Effekt nutzt man beim MOS-Phototransistor aus [48]. Ein P-Kanal-MOS-Transistor nach **Bild 2.47** wird von dem umgebenden p-leitenden Substrat durch eine n-Wanne isoliert, die an dem höchsten vorkommenden Potential angeschlossen sein muß. Anderenfalls besteht die Gefahr, daß die p-dotierten Schichten von Drain und Source nicht mehr hinreichend von der Umgebung isoliert sind. Läßt man diese n-Wanne floaten, so stellt sich zunächst ein undefiniertes Potential ein, welches durch die verschiedenen Sperrströme be-

stimmt wird. Über dieses Potential stellt sich dann für den Transistor eine zugehörige Schwellspannung ein. Wird dieser Transistor mit Licht bestrahlt, so ändert sich durch die Ladungsträgergeneration das Wannepotential und damit die Schwellspannung. Bei vorgegebenen Gate-Source- und Drain-Source-Spannungen ändert sich dann auch der Strom durch den Transistor.

Nachteilig an diesem MOS-Phototransistor ist jedoch die im unbestrahlten Zustand sehr hochohmige Transistorwanne. Das resultierende Wannepotential und damit die Schwellspannung sind von den Sperrströmen zwischen Drain und Wanne, Source und Wanne und zwischen Wanne und Substrat abhängig. Dadurch unterliegt der resultierende Transistorstrom großen Streuungen, sowohl im unbestrahlten als auch im beleuchteten Zustand. Deswegen wurde das Konzept des MOS-Phototransistors nach ersten Versuchen hier nicht weiter verfolgt.

2.6 Streuung

Beim Einsatz der integrierten Photodioden interessiert den Anwender auch die Streuung der Photoströme gleich aufgebauter Dioden. Dabei muß einerseits die Streuung gleicher Dioden betrachtet werden, die in Form einer Zeile oder Matrix in einer integrierten Schaltung angeordnet sind, andererseits interessiert auch die Fertigungsstreuung von verschiedenen ICs, die zu verschiedenen Zeitpunkten hergestellt werden.

Für die Streuuntersuchung innerhalb eines ICs wurden in 8 Exemplaren des Chips aus **Bild 2.48** jeweils 36 Zeilen mit 36 separierten Dioden nach Bild 2.25 vermessen [52]. Mit dem Lichtpunkt aus dem Aufbau nach Bild D.7 (S. 145) wurden die Zeilen nacheinander abgefahren; alle Dioden einer Zeile waren dabei elektrisch parallelgeschaltet. Die Dioden waren $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ groß mit einer Isolation von $10 \mu\text{m}$ zwischen den aktiven Flächen. Die Häufigkeit der prozentualen Abweichung ist in 1 %-Schritten in **Bild 2.49** dargestellt.

Abweichungen in der gleichen Größenordnung wurden auch beim statischen Vermessen der Zeilen mit 512 Elementen von je $16,5 \mu\text{m}$ (Bild 2.22, S. 43) festgestellt. Allerdings war hier die statistische Basis noch geringer als bei den großflächigen Matrizen, außerdem waren die einzelnen Dioden nicht gegeneinander abgeschirmt. Es konnte auch nicht unterschieden werden, ob die Abweichung vom Mittelwert durch die Streuung der lichtempfindlichen Elemente oder durch die nachfolgende Auskoppelschaltung verursacht wurde. Daher unterblieb eine statistische Auswertung. Bild 3.28 in Abschnitt 3.4 (S. 91) zeigt Streukurven, die an einer Stromspiegelschaltung aufgenommen wurden. Zusätzlich wiesen die vorliegenden Muster kleine Verunreinigungen auf, beispielsweise Metallspritzer, die offenbar vom Bonden der Gehäuseanschlüsse stammen (zu sehen in Bild 2.40 in der linken oberen Ecke, S. 62).

Eine Aussage über die Streuung von Photodiodenmustern aus verschiedenen Fertigungschargen konnte nicht erstellt werden, da alle vorhandenen Muster dieser Matrix in einem Fertigungslauf erstellt wurden.

Verursacht wird diese Streuung durch Toleranzen in der Maskenfertigung und -justage sowie durch Schwankungen der Stromverstärkung der vertikalen PNP-Transistoren. Diese wiederum hängt mit Schichtdickenschwankungen der n-Wanne und der flachen p-Diffusion zusammen, die durch Toleranzen in den Dotierungen und den Ofenzeiten der verschiedenen Ausheizschritte entstehen. Über die Maskentoleranzen sind von den Halbleiterherstellern kaum Aussagen zu erhalten. Die Erfahrung sowie unveröffentlichte Angaben verschiedener Hersteller zeigen, daß man mit Maskentoleranzen von etwa 5 % der minimalen Maskenabmessungen rechnen muß; bei einem $1 \mu\text{m}$ -Prozeß also mit etwa $0,05 \mu\text{m}$. Für kleine Toleranzen sollte man die Maskenabmessungen der verwendeten Elemente daher deutlich größer als das Minimalmaß ausführen.

Es gibt Untersuchungen über die Streuung von MOS-Transistoren [7, 81, 104]. Dabei wird die Schwankungsbreite der Schwellspannung V_{Th} sowie eines Faktors aus der spezifischen Oxidkapazität und dem Seitenverhältnis des Kanals $\beta = \mu C_{\text{Ox}} \frac{W}{L}$ untersucht. Überträgt man diese Ergebnisse auf die hier betrachteten bipolaren Photodioden und -transistoren, so kann man eine Streuung der Empfindlichkeit einzelner (nebeneinander liegender) Elemente von weniger als 1% erwarten, wenn alles optimal entworfen ist. Kleinere Abweichungen der Photoströme als 1% von dem mittleren Photostrom bei homogener Bestrahlung einer Matrix aus Photoelementen scheinen unrealistisch; die 0% Forderung ist nur bei Einzelexemplaren durch nachträgliches Ausmessen erfüllbar.

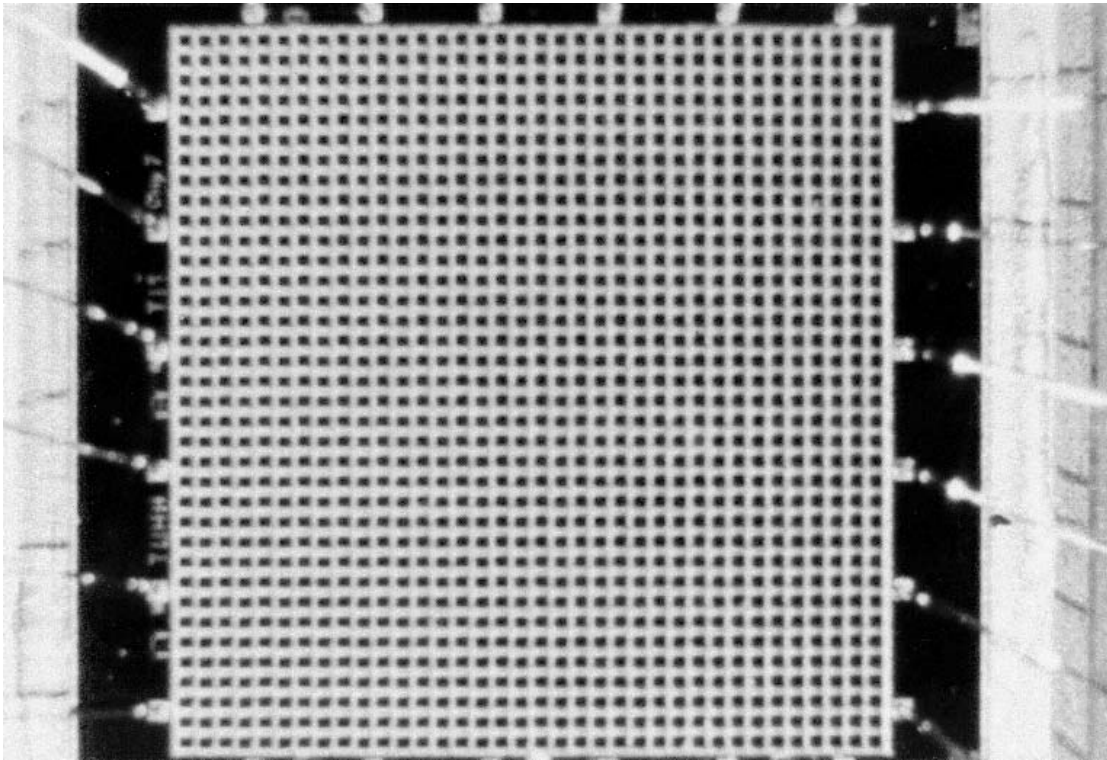


Bild 2.48: Chipfoto der Diodenmatrix aus 36×36 Elementen, jeweils $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ groß.

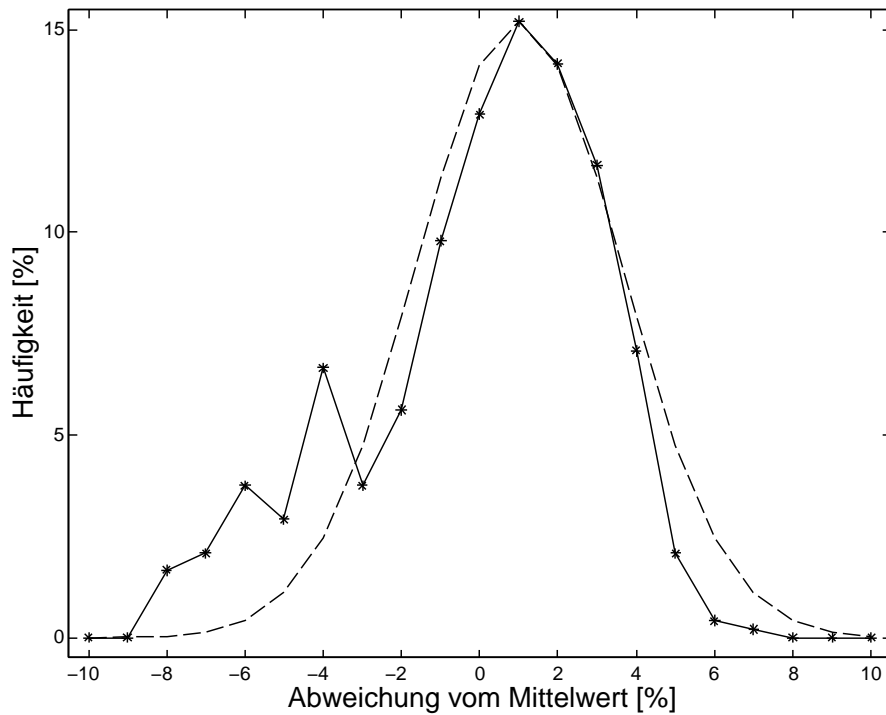


Bild 2.49: Streuung des Photostroms. Gemessen wurden 10368 separierte Dioden gleicher Fläche mit einem Mittenabstand von $110 \mu\text{m}$ auf 8 verschiedenen integrierten Schaltungen. Alle Schaltungen stammen aus einem Fertigungslos. Die Sternchen, verbunden durch eine durchgezogene Linie, zeigen die Häufigkeit der Abweichung vom Mittelwert in 1 %-Schritten. Zum Vergleich zeigt die gestrichelte Kurve eine Normalverteilung mit einem Mittenabstand $a = 1\%$ und einer Breite $\sigma = 2,6\%$.

3 Signalauskopplung

Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, wie aus dem optischen Signal ein elektrischer Strom in der integrierten Schaltung erzeugt werden kann. Als zweites Element V_2 des Signalübertragungskanal nach **Bild 3.1** folgt die Umwandlung des Photostroms, verbunden mit einer Signalvorverarbeitung, in ein Strom- oder Spannungssignal, welches von nachfolgenden Einheiten verarbeitet werden kann. Da die Schaltungstechnik in einer integrierten Schaltung sich sehr stark von der Technik diskreter Aufbauten [35, 95] unterscheidet, ist ihr ein eigenes Kapitel gewidmet.

Die Auskopplung dieses Stroms aus dem optisch-elektrischen Wandler wird in diesem Kapitel am Beispiel der Photodiode beschrieben. Die Diode wird dabei modelliert als ideale Stromquelle ($r_i \rightarrow \infty$), die den Photostrom i_{Ph} liefert, mit parallel geschalteter Sperrschichtkapazität c_s . Dabei wird unterschieden zwischen

- Schaltungen mit zeitkontinuierlicher Signalverarbeitung,
- Schaltungen, die das Signal zeitlich aufintegrieren und
- Schaltungen, deren Ausgangssignale die zeitliche Änderung der Bestrahlungsstärke darstellen.

Prinzipiell sind die vorgestellten Schaltungen auch für die Verwendung mit Phototransistoren oder jedem anderen optisch-elektrischen (auch diskret aufgebauten) Wandler geeignet, der einen Strom $i_{\text{Ph}} = V_1(P_{\text{opt}})$ liefert. Die gesamte Übertragungsfunktion ergibt sich dann zu

$$V(t) = V_2 \cdot V_1(P_{\text{opt}}(t)) \quad (3.1)$$

Den Abschluß dieses Kapitels bildet ein Abschnitt über die möglichen Störungen, die in den vorgestellten Schaltungen auftreten können.

Auf Verfahren, die die aus dem Licht generierte Ladungsmenge direkt in einen Digitalwert umwandeln [80], wird hier nicht eingegangen, da sie zur Implementation der verwendeten CCD-Elemente zusätzliche Herstellungsschritte im CMOS-Prozeß benötigen.

3.1 Kontinuierliche Signalauskopplung

3.1.1 Auskopplung mit Widerstandslast

Die einfachste Art der Signalauskopplung zeigt **Bild 3.2**. In Reihe mit der Photodiode D_1 ist ein Widerstand R_1 geschaltet, an dem eine dem Photostrom proportionale Spannung u_{out}

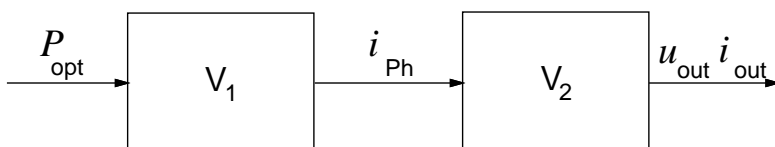


Bild 3.1: Signalweg innerhalb der integrierten Schaltung mit optoelektrischem Wandler und Signalauskopplung.

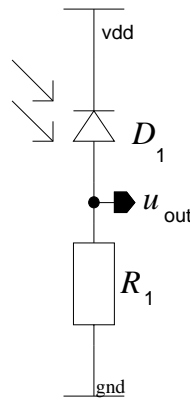


Bild 3.2: Kontinuierlicher Betrieb einer Photodiode mit Serienwiderstand.

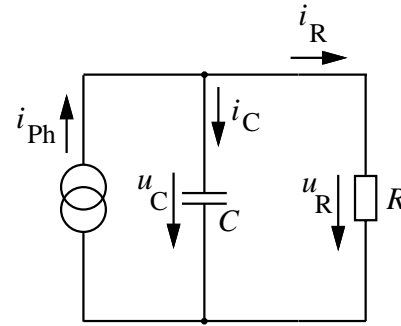


Bild 3.3: Ersatzschaltbild zur Beurteilung des Zeitverhaltens der Auskoppelschaltung mit Lastwiderstand.

abgegriffen werden kann.

$$u_{\text{out}} = i_{\text{Ph}} R_1 \quad (3.2)$$

Vorteilhaft an dieser Schaltung ist der einfache Aufbau.

Um geringe Bestrahlungsstärken und damit kleine Ströme detektieren zu können, muß der Widerstand entsprechend hochohmig werden. Hochohmige Widerstände in integrierten Schaltungen sind jedoch nur mit sehr großem Flächenaufwand zu realisieren.

Ein anderes Problem ist der Dynamikumfang der optischen Leistung. Messungen haben gezeigt, daß der Diodenstrom der Bestrahlungsstärke über einen Bereich von mehr als 6 Dekaden (Bild 2.8, S. 31) folgt. Entsprechend tritt auch an dem Widerstand eine solche Dynamik in der Ausgangsspannung auf. Der Verstärker, der diesen Spannungshub verarbeiten soll, muß entweder eine logarithmische Charakteristik aufweisen oder seine Verstärkung muß abhängig von der Eingangsspannung geregelt werden.

Mit dem Spannungsabfall an dem Widerstand variiert auch die Spannung über der Photodiode und damit ihre Sperrschichtweite entsprechend Gl. 2.19 (S. 29). Damit ändern sich sowohl die spektrale Empfindlichkeit als auch die Grenzfrequenz des Tiefpasses, der aus dem Lastwiderstand und der Photodiodenkapazität gebildet wird.

Das Zeitverhalten der Schaltung nach Bild 3.2 läßt sich am besten mit einem Ersatzschaltbild nach **Bild 3.3** darstellen. Es besteht aus einer Stromquelle, die den Photostrom liefert, sowie der Parallelschaltung aller Kapazitäten (als konstant angenommene Diodenkapazität, Eingangskapazität des nachfolgenden Verstärkers und Kapazität des Lastwiderstandes gegen Substrat) und Lastwiderstand. Für den zeitlichen Spannungsverlauf am Widerstand gilt dann die folgende inhomogene lineare Differentialgleichung [56]

$$\begin{aligned} u_R(t) + RC \frac{\partial u_R(t)}{\partial t} &= i_{\text{Ph}}(t) R \\ \Leftrightarrow u_R(t) + T \frac{du_R(t)}{dt} &= i_{\text{Ph}}(t) R \end{aligned} \quad (3.3)$$

mit der Zeitkonstanten $T = RC$ und der Verstärkung R . In der Regelungstechnik ist dies ein Proportionalglied mit Verzögerung (PT₁-Glieder) [57]. Aus den Randbedingungen ($u_R(0) = 0$ und $u_R(\infty) = i_{\text{Ph}} R$) ergibt sich dafür die Sprungantwort

$$u_R(t) = i_{\text{Ph}} R (1 - e^{-\frac{t}{T}}) \quad , \quad (3.4)$$

der neue Endwert wird mit einer umgekehrten Exponentialfunktion erreicht. Die Zeitkonstante RC ist für die ansteigende und die abfallende Flanke gleich. Die Verzögerungszeit zwischen der Änderung der Bestrahlung und dem Erreichen des neuen Endwertes hängt nur von dem Kontrast der Bestrahlung ab, nicht aber von dem absoluten Wert des Photostroms.

Eine vereinfachte Darstellung der Gleichung 3.4 ergibt sich durch den Übergang von der Zeitachse auf die Frequenzachse mittels der Laplace-Transformation. Mit

$$p = \sigma + j\omega \quad (3.5)$$

lautet die Transformationsgleichung [56]

$$Y(p) = \int_0^{\infty} y(t)e^{-pt} dt, \quad y(t < 0) = 0. \quad (3.6)$$

Die Laplace-Transformierte der Gl. 3.4 ergibt sich zu

$$\frac{U(p)}{I_{\text{Ph}}(p)R} = \frac{1}{Tp + 1}. \quad (3.7)$$

Besonders bei der Hintereinanderschaltung mehrerer Tiefpässe zeigen sich die Vorteile der Laplace-Transformation. Beispiele dafür sind die Schaltungen zur differenzierenden Signalauswertung in Abschnitt 3.3, Bilder 3.21 und 3.23. Die resultierende Gesamtübertragungsfunktion ergibt sich dabei als das Produkt der einzelnen Teilübertragungsfunktionen.

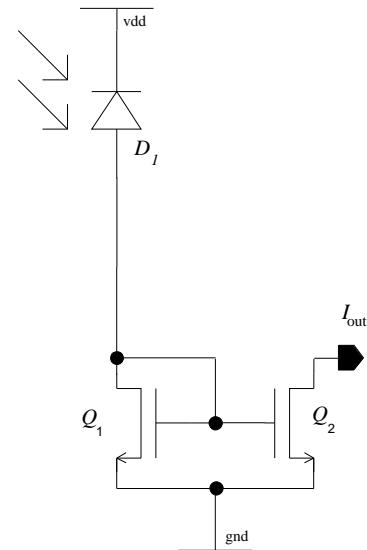


Bild 3.4: Kontinuierlicher Betrieb einer Photodiode mit Stromspiegel.

3.1.2 Auskopplung mit Stromspiegel

Sehr gut kann man den großen Pegelhub verarbeiten, indem man statt des Spannungsabfalls über einem Widerstand direkt den Strom mit Hilfe von Stromspiegeln verarbeitet. Ein solcher ist in **Bild 3.4** gezeigt. Dabei ist der Transistor Q_1 als Eingangsdiode geschaltet, Transistor Q_2 ist der Auskoppeltransistor.

Bei den MOS-Transistoren unterscheidet man drei Betriebsarten, abhängig vom Arbeitspunkt [54]. Es sind dies der *Sättigungsbereich*, der *lineare Bereich* und der *Subthresholdbereich*. Bei den folgenden Betrachtungen wird immer vorausgesetzt, daß der Sourceanschluß des Transistors an das gleiche Potential wie das Substrat des Transistors angeschlossen ist.

3.1.2.1 Sättigungsbereich des MOS-Transistors

Wird an einem MOS-Transistor eine so hohe Drain-Source-Spannung angelegt, daß die resultierende Kanallänge nur noch von der Gate-Source-Spannung, aber nicht mehr von der Drain-Source-Spannung abhängt, so bezeichnet man seinen Betriebszustand als Sättigung. Er wirkt dann in erster Näherung als gesteuerte Stromquelle. Dafür muß die Drain-Source-Spannung über einen Wert u_{DSsat} angehoben werden [54]

$$u_{\text{DSsat}} = u_{\text{GS}} - V_{\text{Th}} \quad (3.8)$$

mit der Schwellspannung V_{Th} des MOS-Transistors. Als grober Anhaltspunkt für den Sättigungsstrom i_{DSsat} kann die folgende Gleichung benutzt werden

$$i_{DSsat} = \frac{W}{2L} \mu C_{ox} (v_{GS} - V_{Th})^2 \quad (3.9)$$

und daraus abgeleitet

$$u_{GS} = V_{Th} + 2 \sqrt{i_{DSsat} \frac{L}{W} \frac{1}{\mu C_{ox}}} \quad (3.10)$$

Bei einem Stromspiegel nach Bild 3.4 ist die Drain-Source-Spannung des Eingangstransistors Q_1 immer gleich seiner Gate-Source-Spannung; Gl 3.8 ist immer erfüllt. Bei hoher Gatespannung, die bei großen Photoströmen bis an die Versorgungsspannung reichen kann, ist diese Bedingung jedoch für den Ausgangstransistor Q_2 nicht mehr realisierbar. Damit können beide Transistoren in verschiedenen Arbeitsbereichen liegen, der Spiegelfaktor der Schaltung ist dann nicht mehr unabhängig vom Photostrom. Deswegen ist der Sättigungsbereich der MOS-Transistoren zur Auskopplung des Photodiodenstroms nicht anwendbar; er wird hier nicht weiter verfolgt.

3.1.2.2 Linearer Bereich des MOS-Transistors

Für hinreichend kleine Drain-Source-Spannungen u_{DS} ($u_{DS} \approx 0$) und ausreichend großer Gate-Source-Spannung u_{GS} ($u_{GS} > V_{Th}$) arbeitet der Transistor im linearen Bereich als gesteuerter Widerstand. Dabei ergibt sich der Drain-Source-Widerstand R_{DS} zu

$$R_{DS} = \frac{L}{W} \frac{1}{\mu C_{ox} (u_{GS} - V_{Th})} \quad (3.11)$$

mit der Ladungsträgerbeweglichkeit μ und der Gateoxidkapazität pro Fläche C_{ox} .

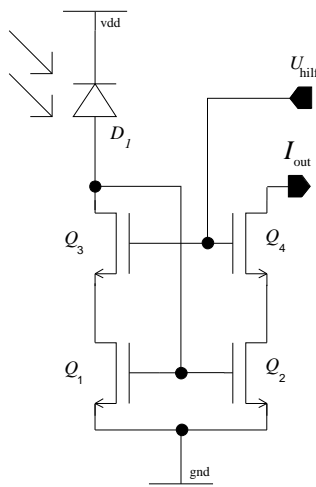


Bild 3.5: Erweiterung des Stromspiegels nach Bild 3.4 durch Kaskode-Transistoren.

Um diesen linearen Betrieb für beide Transistoren des Stromspiegels sicherzustellen, erweitert man die Schaltung aus Bild 3.4 um die sogenannten Kaskode-Transistoren und erhält so die Schaltung nach **Bild 3.5**. Die zusätzlich eingefügten Transistoren Q_3 und Q_4 halten über ihre Gate-Source-Spannung die Drainelektroden der Spiegeltransistoren auf einem niedrigen Potential. Dabei ist die Hilfsspannung U_{Hilf} so zu wählen, daß sich für die Spiegeltransistoren eine Drain-Source-Spannung u_{DS} von 200 - 500 mV einstellt.

Das Zeitverhalten des Stromspiegels im linearen Arbeitspunkt kann wieder mit der Ersatzschaltung nach Bild 3.3 beschrieben werden, wobei der konstante Widerstand R durch die Summe der Kanalwiderstände R_{DS} des Eingangstransistors des Stromspiegels und des zugehörigen Kaskode-Transistors ersetzt werden muß. Die Diodenkapazität vergrößert sich noch um die Gate-Source-Kapazitäten der Stromspiegeltransistoren und die Drain-Source-Kapazität der Eingangsstufe, so daß sich als Ersatzschaltung das **Bild 3.6** ergibt.

Für Drain-Source-Spannungen $0 < u_{DS} < u_{GS} - V_{Th}$ gilt nach [54] in erster Näherung

$$i_{DS} = \frac{W}{L} \mu C_{ox} u_{DS} (u_{GS} - V_{Th} - \frac{u_{DS}}{2}) = \frac{1}{k_1} u_{GS} - k_2 \quad (3.12)$$

mit der Konstanten k_1 in der Dimension eines Widerstandes und der Konstanten k_2 in der Dimension eines Stroms. In der Stromspiegelschaltung gelten folgende Gleichungen (Bild 3.6):

$$i_{\text{Ph}} = i_{\text{DS}} + i_{\text{C}} \quad (3.13)$$

$$i_{\text{C}} = C_{\text{L}} \frac{\partial u_{\text{C}}}{\partial t} \quad (3.14)$$

$$u_{\text{GS}} = u_{\text{C}} \quad (3.15)$$

$$u_{\text{GS}} = i_{\text{DS}} k_1 + k_2 \quad (3.16)$$

$$\Rightarrow \quad i_{\text{DS}} + k_1 C_{\text{L}} \frac{\partial i_{\text{DS}}}{\partial t} = i_{\text{Ph}} \quad (3.17)$$

$$i_{\text{DS}}(t) = i_{\text{Ph}} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (3.18)$$

Ein Vergleich mit Gl.3.3 zeigt die Übereinstimmung der Konstante k_1 als zeitbestimmendes Element mit dem Widerstand R . Für einen N-Kanal-Transistor, gefertigt in dem in Anhang B beschriebenen Prozeß, ergibt sich beispielsweise folgender Wert:

$$\begin{aligned} L &= 2,4 \mu\text{m}; & W &= 10 \mu\text{m}; & u_{\text{DS}} &= 0,5 \text{ V}; & V_{\text{Th}} &= 0,8 \text{ V} \\ \mu &= 0,15 \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}; & C_{\text{ox}} &= 0,8 \cdot 10^{-3} \frac{\text{As}}{\text{V}} & \rightarrow k_1 &\approx 4 \text{ k}\Omega \end{aligned} \quad (3.19)$$

Wird der Photostrom kleiner als die Konstante k_2 aus Gl. 3.12, so wird die Gatespannung kleiner als die Schwellspannung; der Kanal des Transistors wird nicht mehr vollständig aufgebaut und der Transistor arbeitet im Subthreshold-Bereich.

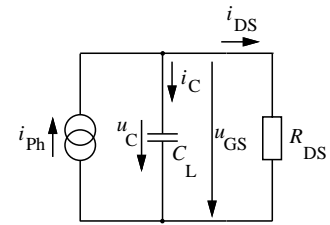


Bild 3.6: Ersatzschaltbild zur Beurteilung des Zeitverhaltens des Stromspiegels mit linearem Arbeitspunkt.

3.1.2.3 Subthresholdbereich des MOS-Transistors

Sobald die Gate-Source-Spannung kleiner als die Schwellspannung des Transistors wird, arbeitet der Transistor im Subthresholdbereich (weak inversion). Es muß lediglich sichergestellt sein, daß die Drain-Source-Spannung größer als etwa 200 mV ist, damit die Ladungsträger unter dem Gate an der Oberfläche des Siliziums fließen können.

Für diesen Arbeitsbereich ergibt sich der Drainstrom zu [54]

$$i_{\text{DS}} = \frac{W}{L} I_{\text{D0}} e^{\frac{u_{\text{GS}}}{m k T / q}} \quad (3.20)$$

mit dem Korrekturfaktor m für die Steigung der Exponentialfunktion. Sein Wert ist abhängig vom Halbleiterprozeß ($m - 1 \approx$ Verhältnis von Kanal-Substrat-Kapazität zu Gateoxid-Kapazität); übliche Werte liegen zwischen 1 und 2. Umgekehrt kann aus der gemessenen Steigung der Exponentialfunktion der Wert für m leicht ermittelt werden.

Wird der MOS-Transistor wie in Bild 3.4 als Eingangsdiode eines Stromspiegels geschaltet, so stellt sich entsprechend die Gatespannung

$$u_{\text{GS}} = \frac{m k T}{q} \ln\left(\frac{L}{W} \frac{i_{\text{DS}}}{I_{\text{D0}}}\right) = \frac{m k T}{q} \left(\ln\left(\frac{L}{W}\right) + \ln\left(\frac{i_{\text{DS}}}{I_{\text{D0}}}\right) \right) \quad (3.21)$$

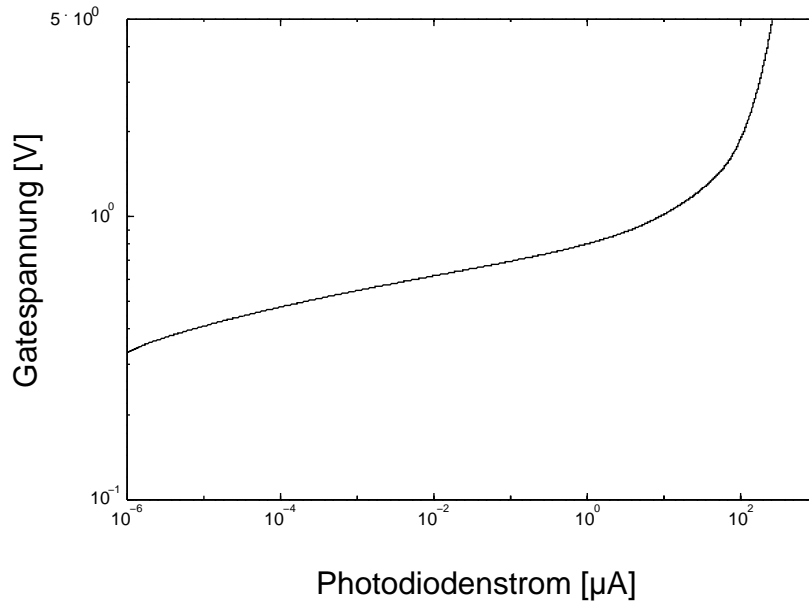


Bild 3.7: Simulierte Abhängigkeit der Gate-Source-Spannung vom Drain-Source-Strom (Photo-strom) des Transistors Q_1 in der Schaltung nach Bild 3.5 mit über dem Transistor Q_3 eingestellter Drain-Source-Spannung.

ein. Erhöht man die Gate-Source-Spannung u_{GS_1} um einen Betrag $\Delta u_{GS} = (u_{GS_2} - u_{GS_1})$, so ändert sich der Drain-Strom um einen Faktor

$$\frac{i_{DS_2}}{i_{DS_1}} = \frac{\frac{W}{L} I_{D0} e^{\frac{u_{GS_2}}{m k T / q}}}{\frac{W}{L} I_{D0} e^{\frac{u_{GS_1}}{m k T / q}}} = e^{\frac{\Delta u_{GS}}{m U_T}}$$

$$\Leftrightarrow \Delta u_{GS} = m U_T \ln \frac{i_{DS_2}}{i_{DS_1}} \tag{3.22}$$

mit der Temperaturspannung $U_T = kT/q$. Damit steigt die Gatespannung des Stromspiegels mit dem Logarithmus der Bestrahlungsstärke.

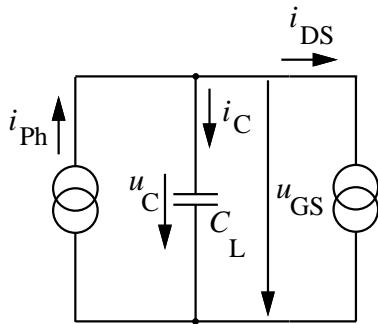


Bild 3.8: Ersatzschaltbild des Stromspiegels beim Betrieb im Subthreshold-Bereich.

Bild 3.7 zeigt die Kennlinie eines n-Kanal-Transistors, wie er in Bild 3.5 als Stromspiegeldiode geschaltet ist, mit einer Drain-Source-Spannung von etwa 0,5 V. Sie hängt entsprechend Gl. 3.22 vom Photo-strom und damit von der Gate-Source-Spannung des Transistors Q_3 ab, da er mit konstanter Spannung zwischen Gate und Substrat betrieben wird. Aufgetragen ist die resultierende Gate-Source-Spannung als Funktion des logarithmisch aufgetragenen Drain-Source-Stroms im Bereich von 1 pA bis 1 mA. Gewählt wurde ein Transistor mit einer Gatelänge von $2,4 \mu\text{m}$ bei einer Gatebreite von $10 \mu\text{m}$.

Da der Transistor Q_1 als gesteuerte Stromquelle betrieben wird, läßt sich das Zeitverhalten des Stromspiegels durch eine Ersatzschaltung nach **Bild 3.8** beschreiben. In der Kapazität C_L sind wieder alle Nutz- und Parasitärkapazitäten zusammengefaßt, statt des Widerstandes R_{DS} aus Bild 3.6 wird hier eine Stromsenke I_{DS} eingesetzt, die nach Gl. 3.22 von der Gate-Source-Spannung gesteuert wird.

Das Gleichungssystem ist vergleichbar mit dem aus Abschnitt 3.1.2.2, jedoch wird der lineare Zusammenhang zwischen der Gatespannung und dem Drainstrom des Transistors durch die logarithmische Funktion nach Gl. 3.21 ersetzt:

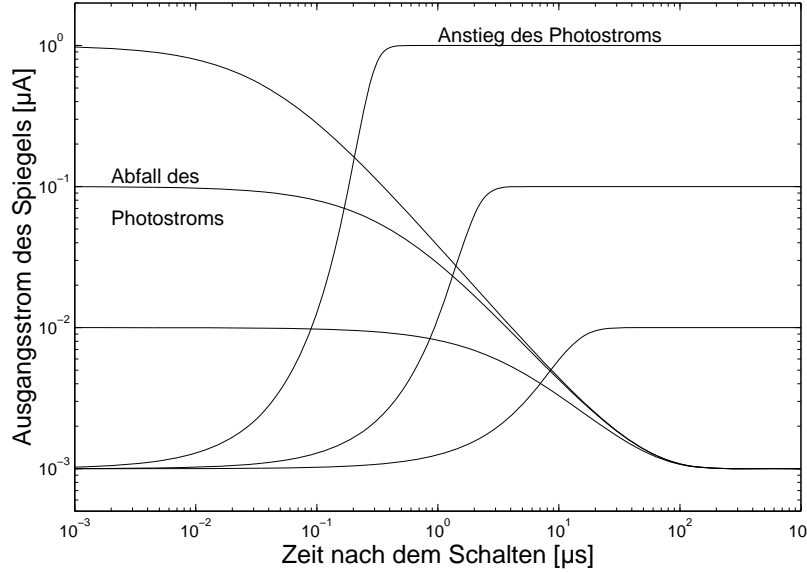


Bild 3.9: Simulierter zeitlicher Verlauf des Source-Stroms des Transistors Q_1 in der Schaltung nach Bild 3.5.

Diodenkapazität: 1 pF,
 Steigungsfaktor der Exponentialfunktion: $m = 1,5$,
 Transistorfläche: $L \times W = 2,4 \times 10 \mu\text{m}^2$;
ansteigende Kurve:
 Diodenstartstrom: 1 nA,
 Diodenendströme: 10 nA, 100 nA und 1 μA ,
abfallende Kurve:
 Diodenstartströme: 1 μA , 100 nA und 10 nA,
 Diodenendstrom: 1 nA.

$$i_{\text{Ph}} = i_{\text{DS}} + i_{\text{C}}$$

$$i_{\text{C}} = C_{\text{L}} \frac{\partial u_{\text{C}}}{\partial t}$$

$$u_{\text{GS}} = m U_{\text{T}} \ln\left(\frac{L}{W} \frac{i_{\text{DS}}}{I_{\text{D0}}}\right)$$

$$u_{\text{GS}} = u_{\text{C}}$$

$$\Rightarrow i_{\text{Ph}} = i_{\text{DS}}(t) + m U_{\text{T}} C_{\text{L}} \frac{\partial \ln\left(\frac{L}{W} \frac{i_{\text{DS}}(t)}{I_{\text{D0}}}\right)}{\partial t} \quad (3.23)$$

Eine allgemeine Lösung dieser DGL läßt sich nach [12] nicht angeben. Man kann jedoch für den stationären Zustand $i_{\text{Ph}}(t < 0) = i_{\text{Ph1}}$ für alle Zeitpunkte $t < 0$ den Arbeitspunkt des Transistors $i_{\text{DS}}(0) = i_{\text{Ph1}}$ berechnen und dann für einen konstanten Photostrom $i_{\text{Ph}}(t > 0) = i_{\text{Ph2}}$ eine Reihenentwicklung um den Startpunkt durchführen. Als Lösung der DGL 3.23 ergibt sich dann

$$i_{\text{DS}}(t) = \frac{i_{\text{Ph1}} i_{\text{Ph2}}}{i_{\text{Ph1}} + (i_{\text{Ph2}} - i_{\text{Ph1}}) e^{-\frac{i_{\text{Ph2}} t}{m U_{\text{T}} C_{\text{L}}}}} \quad (3.24)$$

als Sprungantwort auf eine Photostromänderung zum Zeitpunkt $t = 0$. Dabei tritt der Endwert des Photostroms im Exponenten der Exponentialfunktion auf und dominiert das Ergebnis, während der Startstrom nur als Differenz mit dem Endstrom als Vorfaktor der Exponentialfunktion erscheint. Als Beispiel ist in **Bild 3.9** der Verlauf des Transistorstroms über der Zeit nach dem Ein- bzw. Ausschalten des Photostroms zu sehen. Simuliert wurde die Gleichung 3.24 mit einer Diodenkapazität von $C_{\text{L}} = 1$ pF und dem Schalten des Photostroms von 1 nA auf 10 nA, 100 nA und 1 μA und umgekehrt.

Qualitativ läßt sich der Einschalt- und Ausschaltvorgang wie folgt erklären. Wird die Bestrahlung eingeschaltet, so muß der Kondensator zunächst aufgeladen werden. Bei

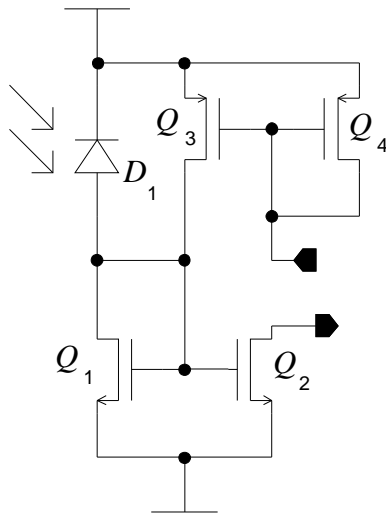
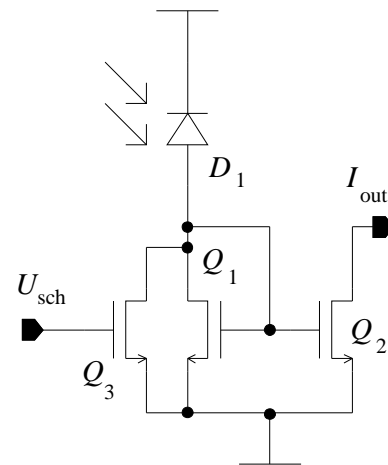


Bild 3.10: (links)
Ruhestromeinstellung zur Verkürzung der Ausschaltzeit eines Stromspiegels.

Bild 3.11: (rechts)
Geschalteter Stromspiegel zur Verminderung der Ausschaltzeit.



hinreichend kleinen Gatespannungen sperrt der Transistor, der Photostrom fließt ausschließlich in den Kondensator. Damit lädt sich die Kapazität linear mit der Zeit auf; der Transistorstrom steigt daher exponentiell an. Erst wenn die Kondensatorspannung hinreichend hoch liegt, findet eine signifikante Stromteilung zwischen Transistor und Kondensator statt, der Anstieg des Drainstroms wird entsprechend reduziert.

Beim Ausschalten des Photostroms kann sich der Kondensator dagegen ausschließlich über den MOS-Transistor entladen. Da dessen Strom aber exponentiell mit der Kondensatorspannung abfällt, sinkt auch der Entladestrom des Kondensators entsprechend. Damit wächst aber die resultierende Zeitkonstante.

Verringern kann man die Ausschaltzeit mit einem zusätzlichen Ruhestrom durch den Stromspiegel, indem man eine Stromquelle parallel zur Photodiode schaltet (**Bild 3.10**).

Dies entspricht einer Klemmung des Diodenstromendwertes i_{Ph2} in Gl. 3.24 auf einen minimalen Wert. Damit wird die Abfallzeit auf einen maximalen Wert begrenzt. Am Ausgang des Stromspiegels muß dieser Vorstrom als Offset wieder subtrahiert werden.

Ein Nachteil dieses Ruhestroms ist die geringere mögliche Auflösung des Eingangssignals. An einem einfachen Beispiel wird dies deutlich: Die Photodiode liefert einen Strom von $0,1 \text{ nA}$ bis $100 \text{ }\mu\text{A}$ entsprechend einer Dynamik von 6 Dekaden. Die nachfolgende analoge Verarbeitung erlaubt eine relative Genauigkeit, bezogen auf den aktuellen Meßwert, von 1 %. Ohne Ruhestrom kann damit der volle Umfang des Meßbereichs mit 1 % Genauigkeit erfaßt werden. Wird dagegen ein Ruhestrom von 10 nA eingestellt, so reicht der Ausgangsstrom von $10,1 \text{ nA}$ bis $100,01 \text{ }\mu\text{A}$. Bei 1 % möglichem Fehler sind damit die unteren beiden Dekaden des Photostrombereichs nicht mehr verwertbar.

Eine andere Möglichkeit, die Ausschaltzeit zu verringern, ist das periodische Entladen der Lastkapazität über einen Schalttransistor wie in **Bild 3.11**. Die Entladezeitkonstante wird dann nicht mehr durch den Endwert des Photostroms festgelegt, sondern nur noch durch den Drain-Source-Widerstand des Schalttransistors. Damit verläßt man zwar den kontinuierlichen Betrieb, erreicht jedoch bei großer Beleuchtungsdynamik eine Geschwindigkeitssteigerung, die im Bereich mehrerer Zehnerpotenzen liegen kann. In Bild 3.9 ist auch zu sehen, daß bei geringer Bestrahlungsstärke und kleiner Änderung kein Geschwindigkeitsgewinn möglich ist.

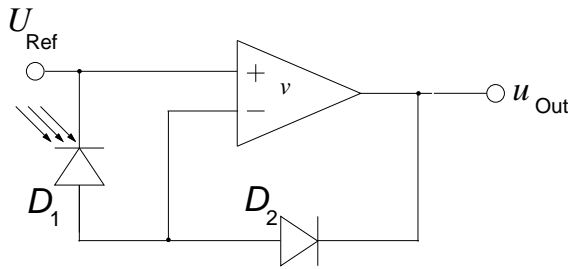


Bild 3.12: Signalauskopplung aus einer Photodiode im Kurzschlußbetrieb. Am Ausgang des Operationsverstärkers steht die Spannung über der Diode D_2 , bezogen auf die Referenzspannung, und damit eine Spannung, die dem Logarithmus der Bestrahlungsstärke entspricht.

Als Nachteil verbleibt neben dem höheren Schaltungsaufwand gegenüber dem einfachen Stromspiegel, daß in der Totzeit, in der der Kondensator entladen wird, und während der Aufladephase des Kondensators die Bestrahlungsstärke nicht erfaßt wird. Es findet nur eine Momentanmessung während der Abtastung kurz vor dem Entladen des Kondensators statt. Wird die Abtastfrequenz zu groß gewählt, so sind die gemessenen Bestrahlungsstärken kleiner als die tatsächlichen, wenn die Diodenkapazität noch nicht auf ihren Endwert aufgeladen ist.

3.1.3 Auskopplung mit kleinem Diodenspannungshub

Die große Verzögerungszeit des Stromspiegels wird durch den großen Spannungshub über der Diodenkapazität (ca. 60 - 90 mV/Dekade, s. a. Gl. 3.22) und die, durch den geringen Photostrom daraus resultierende, Zeitkonstante verursacht. Durch das Einfügen eines Operationsverstärkers läßt sich die Diode annähernd im Kurzschluß betreiben mit entsprechend kleinem Spannungshub. Das prinzipielle Schaltbild ist in **Bild 3.12** gezeigt, bestehend aus der Photodiode am Eingang eines Operationsverstärkers sowie der Rückkopplung des OP-Ausgangs über eine als Logarithmierer arbeitende Diode auf den invertierenden Eingang.

Am positiven Eingang des Operationsverstärkers liegt eine Referenzspannung (virtuelle Masse). Sie muß soweit von der Versorgungsspannung entfernt sein, daß die Aussteuerbarkeit des Operationsverstärkers gewährleistet ist. Bei Bestrahlung liefert die Photodiode D_1 einen Sperrstrom i_{PH} . Dieser Strom fließt auch durch die in Vorwärtsrichtung geschaltete gegenkoppelnde Diode D_2 , die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Eingängen des Operationsverstärkers ist null (bis auf den Offset des OP) und damit die Photodiode im Kurzschlußbetrieb nach Bild 2.6 (S. 30). Am Ausgang des Operationsverstärkers stellt sich die Diodenspannung über D_2 bezogen auf die virtuelle Masse ein. Diese Diodenspannung entspricht dem Logarithmus der Bestrahlungsstärke.

Wenn der Aussteuerbereich der Photodiode relativ klein und bekannt ist, so kann die Diode D_2 durch einen Widerstand ersetzt werden, und die resultierende Ausgangsspannung hängt linear mit der Bestrahlungsstärke zusammen. Eine Schaltung dieser Art wird beispielsweise bei optischen Empfangssystemen für hohe Datenraten eingesetzt [76].

Diese Schaltung erfordert eine Photodiode, deren Anschlüsse beide unabhängig von der Versorgungsspannung frei zugänglich sind. Dies ist bei integrierten Photodioden nur bei den flachen $p^+ - n^-$ -Dioden möglich. Jedoch weisen diese Dioden einen Nebenschluß zwischen ihrer Kathode und dem Substrat auf, der in der angegebenen Schaltung zusätzlich die Referenzspannung mit einem bestrahlungsabhängigen Strom belastet. Aus den genannten Gründen wurde diese Schaltung hier nicht weiter verfolgt.

Eine Möglichkeit Photodioden, deren einer Anschluß am negativen Pol der Versorgungsspan-

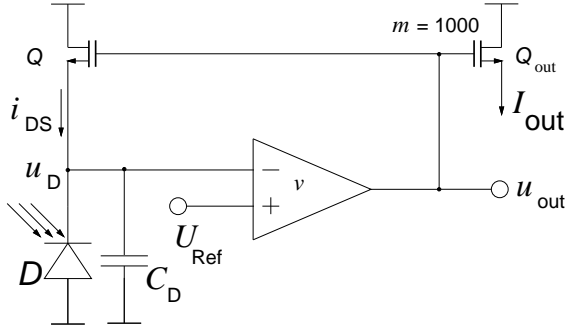


Bild 3.13: Signalauskopplung aus einer Photodiode mit konstanter Diodenspannung. Der Querstrom durch die Photodiode wird über den Operationsverstärker kompensiert. Als Ausgangssignale stehen die Steuerspannung des P-Kanal-Transistors und der um den Flächenfaktor m vergrößerte Photostrom zur Verfügung.

nung fest angeschlossen ist, mit geringem Spannungshub zu betreiben, zeigt die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Schaltung in **Bild 3.13** [64].

Die Schaltung besteht aus einem Operationsverstärker mit der Verstärkung v , dessen Ausgang den als Source-Folger arbeitenden N-Kanal-Transistor Q ansteuert. Der Strom i_{DS} durch diesen Transistor ergibt sich nach Gl. 3.20 zu

$$i_{DS} = \frac{W}{L} I_{D0} e^{\frac{(U_{Ref} - u_D)v}{mU_T}} \quad (3.25)$$

Damit sich der Transistorstrom um einen Faktor i_{DS2}/i_{DS1} ändert, muß sich die Differenzspannung des Operationsverstärkers um den Betrag Δu ändern:

$$\begin{aligned} -\Delta u &= U_{Ref} - u_D = \frac{mU_T}{v} \ln\left(\frac{i_{DS2}}{i_{DS1}}\right) \\ \Leftrightarrow i_{DS2} &= i_{DS1} e^{\left(-v \frac{\Delta u}{mU_T}\right)} \end{aligned} \quad (3.26)$$

mit der Diodenspannung u_D . Gleichung 3.26 gibt die nichtlineare differentielle Verstärkung des Regelkreises an. Gegenüber der Auskoppelschaltung mit einem einfachen Stromspiegel nach Bild 3.4 (S. 71) reduziert sich der Spannungshub an der Photodiode genau um die Verstärkung v des Operationsverstärkers.

Eine Änderung des Photodiodenstroms wird durch die Regelschaltung kompensiert, im stationären Zustand fließt durch den Transistor Q_1 immer ein Strom, der genau so groß ist wie der Photostrom. Ein Vergleich mit Gl. 3.22 zeigt, daß der Spannungshub auf der Diodenkapazität C_L gegenüber der Schaltung mit einem einfachen Stromspiegel um den Verstärkungsfaktor v des Operationsverstärkers reduziert wird. Die Ausgangsspannung u_{Out} entspricht im stationären Zustand dem Logarithmus der Bestrahlungsstärke.

Ändert sich der Photodiodenstrom im eingeregelteten Zustand der Schaltung zum Zeitpunkt $t = 0$ sprunghaft von i_{Ph1} auf i_{Ph2} , so fließt in die Diodenkapazität C_D der Strom

$$i_{C_D} = i_{DS} - i_{Ph2} \quad \text{mit} \quad i_{DS}(t = 0) = i_{DS1} = i_{Ph1} \quad (3.27)$$

mit der Spannungsänderung

$$\Delta u_D = \frac{1}{C_D} \int_{t=0}^{\infty} (i_{DS}(t) - i_{Ph2}(t)) dt = \frac{1}{C_D} \int_{t=0}^{\infty} i_{DS}(t) dt - \frac{i_{Ph2}t}{C_D} \quad (3.28)$$

Zusammen mit Gl. 3.26 ergibt sich für den Drainstrom i_{DS} mit $i_{DS}(t < 0) = i_{Ph1}$

$$\frac{mU_T}{v} \ln\left(\frac{i_{Ph1}}{i_{DS}}\right) = \frac{1}{C_D} \int_0^{\infty} i_{DS}(t) dt - \frac{i_{Ph2}t}{C_D} \quad (3.29)$$

3.1 KONTINUIERLICHE SIGNALAUSKOPPLUNG

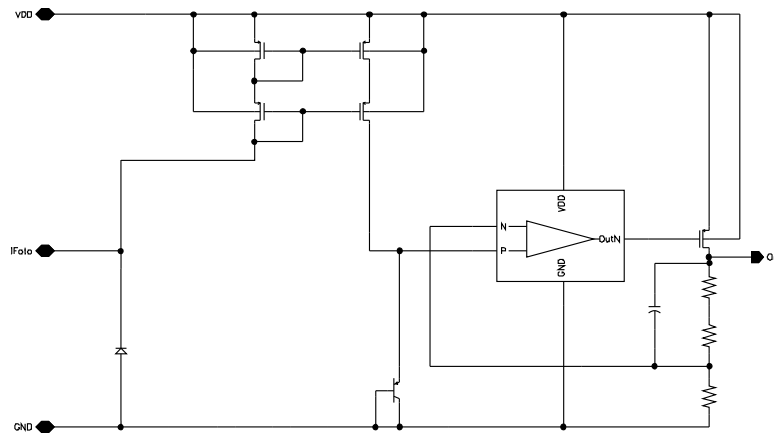


Bild 3.14: Signalauskopplung aus einer Photodiode mit Stromspiegel.

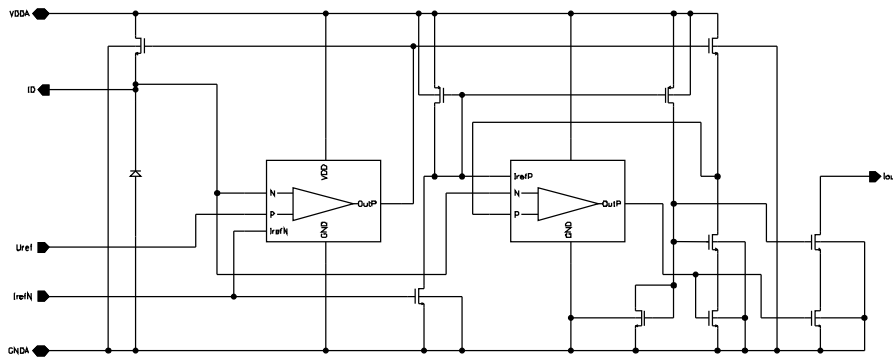


Bild 3.15: Signalauskopplung aus einer Photodiode mit Rückkopplung nach Bild 3.13.

und die Ableitung nach der Zeit

$$i_{DS}(t) + \frac{mU_T C_D}{v i_{DS}(t)} \frac{\partial i_{DS}(t)}{\partial t} = i_{Ph2} \tag{3.30}$$

mit der Lösung

$$i_{DS} = \frac{i_{Ph2} i_{Ph1}}{i_{Ph1} + (i_{Ph2} - i_{Ph1}) e^{\left(-\frac{v i_{Ph2} t}{m U_T C_D}\right)}} \tag{3.31}$$

Gegenüber der Schaltung mit einem einfachen Stromspiegel (Bild 3.4, Gl. 3.24) wird die hier vorgestellte Schaltung genau um die Verstärkung v des eingesetzten Operationsverstärkers schneller. Um diesen Gewinn nutzen zu können, sollte die Grenzfrequenz des eingesetzten Verstärkers um eine Größenordnung höher liegen als die maximal zu erwartende Signalfrequenz der Photodiode. Andernfalls nimmt bei hohen Frequenzen die Verstärkung ab; damit steigt der Hub auf der Diodenkapazität und die Grenzfrequenz der Auskoppelstufe sinkt entsprechend. Es liegt dann eine Schaltung entsprechend Bild 3.21 (Abschnitt 3.3, S. 84) vor. Die simulierte Sprungantwort ist in Bild 3.22 (S. 85) gezeigt.

Am Ausgang des Operationsverstärkers steht als Signal die Steuerspannung des als Sourcefolger geschalteten MOS-Transistors niederohmig zur Verfügung, gleichzeitig kann über den Transistor Q_2 der um den Flächenfaktor m vergrößerte Photostrom abgegriffen werden. Dabei muß durch eine entsprechende Schaltung die Source-Spannung des Transistors Q_2 auf dem gleichen Wert gehalten werden wie die Source-Spannung des Transistors Q_1 .

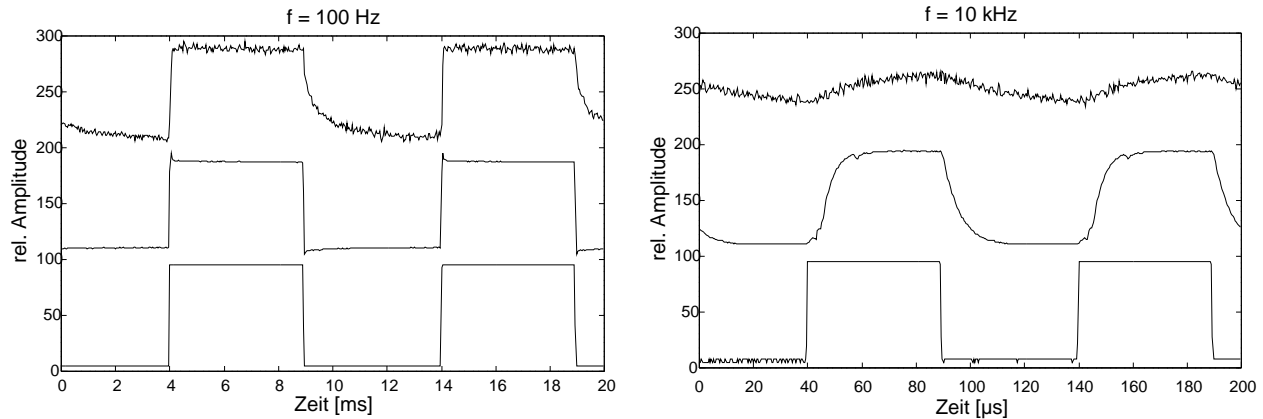


Bild 3.16: Ausgangssignale der Schaltungen nach Bild 3.14 und 3.15. Das linke Bild zeigt den zeitlichen Verlauf bei einer Taktfrequenz von 100 Hz, das rechte Bild zeigt die Signale bei einer Frequenz von 10 kHz. Die obere Kurve stellt das Ausgangssignal der Schaltung aus Bild 3.14 dar, die mittlere Kurve ist der Ausgangsstrom der Schaltung nach Bild 3.15 über einem Widerstand von 100 k Ω und die untere Kurve zeigt die Steuerspannung der Leuchtdiode.

Um einen direkten Vergleich zwischen der hier vorgestellten Auskopplung nach Bild 3.13 mit der Stromauskopplung über einen einfachen Stromspiegel nach Bild 3.4 (S. 71) zu ermöglichen, wurden die Schaltungen nach **Bild 3.14** und nach **Bild 3.15** entworfen und zusammen auf einem Chip integriert.

In Bild 3.14 wird der Photodiodenstrom über einen Stromspiegel in Kaskodeschaltung in einen als Diode geschalteten vertikalen Transistor geleitet. Die Spannung über diesem Transistor entspricht dem Logarithmus der Bestrahlungsstärke, sie wird verstärkt und an den Ausgang gelegt. Die Kapazität des vertikalen Transistors ist gering gegenüber der Kapazität der Photodiode, sein Einfluß auf die resultierende Zeitkonstante kann daher vernachlässigt werden.

Bild 3.15 zeigt eine realisierte Version der Schaltung nach Bild 3.13. Der linke Operationsverstärker mit einer Verstärkung $v = 100$ stellt die Spannungsregelung für die Photodiode dar, der rechte Verstärker regelt die Drainspannung des Stromauskoppeltransistors, damit dieser Transistor mit den gleichen Spannungen wie der Regeltransistor der Photodiode arbeitet und damit auch den gleichen Drainstrom liefert. Dieser Strom steht am Ausgangspin zur Verfügung.

Da die Schaltungen auf einem Chip integriert wurden, konnten sie gleichzeitig mit einer Leuchtdiode bestrahlt und vermessen werden. Die Meßergebnisse sind in **Bild 3.16** dargestellt. Das linke Diagramm zeigt die Signale bei einer Steuerfrequenz der Leuchtdiode von 100 Hz, das rechte die gleichen Kurven bei einer Frequenz von 10 kHz. Die obere Kurve stellt den relativen Verlauf der Ausgangsspannung der Schaltung nach Bild 3.14 dar, die mittlere Kurve zeigt den relativen Verlauf des Ausgangsstroms der Schaltung nach Bild 3.15 an einem Widerstand von 100 k Ω (mit einer Parallelkapazität des Tastkopfes von 15 pF, was zusammen eine Zeitkonstante von 1,5 μ s ausmacht) und die untere Kurve gibt den Verlauf der Steuerspannung für die Leuchtdiode mit integriertem Vorwiderstand wieder. Die vertikale Skalierung wurde beim Frequenzwechsel beibehalten.

Gut zu erkennen ist der exponentielle Abfall der Ausgangsspannung der Schaltung nach Bild 3.14 beim Ausschalten der Leuchtdiode und daraus folgend die Unsymmetrie zwischen Einschalt- und Ausschaltverhalten der Schaltung. Dagegen zeigt die Schaltung nach Bild 3.15 ein symmetrisches Verhalten bezüglich Ein- und Ausschalten. Der Geschwindigkeitsgewinn entspricht den Erwartungen aus der Simulation.

3.2 Integrierende Signalauskopplung

Die integrierenden Schaltungskonzepte nutzen entweder den Speichereffekt der Sperrschichtkapazität der Photodiode aus oder es sind zusätzliche Kapazitäten integriert. Im einfachsten Fall wird der generierte Photostrom dabei nicht als Signal kontinuierlich weiterverarbeitet, sondern er entlädt andauernd die Diodenkapazität, die mit der Taktfrequenz f_T periodisch auf die Versorgungsspannung aufgeladen wird. Direkt vor dem Wiederaufladen wird die Amplitude der Diodenspannung gemessen. Die über den zeitlichen Verlauf der Bestrahlung integrierenden Schaltungen liefern damit ein zeitdiskretisiertes, auf die Bandbreite $f_T/2$ begrenztes Signal.

Die großen Vorteile dieser Konzepte liegen in dem wegen der Bandbegrenzung geringen Rauschen des Ausgangssignals sowie in der steuerbaren Integrationsdauer, mit der auch die Ausgangsamplitude beeinflusst wird. Außerdem kann die Diode als „Sandwich“ aufgebaut werden, bestehend aus der Sperrschicht zwischen dem Substrat und der n-Wanne sowie zusätzlich darüber der Sperrschicht zwischen der n-Wanne und der flachen p-Diffusion. Damit erreicht man eine große spektrale Bandbreite bei gleichzeitig großer spezifischer Kapazität. Dies ist für eine große Packungsdichte der Photodioden in zeilen- oder matrixförmiger Anordnung günstig. Dabei muß dann ein hohes Übersprechen (Abschnitt 2.3.3.3) zwischen den Dioden akzeptiert werden. Alternativ zur Diode kann ein floatendes Photogate [69] für eine große Packungsdichte eingesetzt werden.

In der Schaltung nach **Bild 3.17** wird die Kapazität der Diode über den Schalttransistor Q_1 während der Einschaltzeit bis zum Zeitpunkt T_1 auf die Versorgungsspannung v_{dd} aufgeladen. Wenn der Schalttransistor Q_1 zwischen den Zeitpunkten T_1 und T_2 gesperrt ist, entlädt sich die Kapazität der Photodiode durch den Photostrom i_{Ph} . Nach dem Zeitpunkt T_2 verbleibt auf der Diode mit der Sperrschichtkapazität c_s die Spannung

$$u_{Ph}(T_2) = v_{dd} - \int_{T_1}^{T_2} \frac{i_{Ph}(t)}{c_s} dt \quad ; \quad (3.32)$$

es wird von der ursprünglichen Ladung $q_1 = v_{dd} \cdot c_s$ die Ladung $q_2 = \int_{T_1}^{T_2} i_{Ph} dt$ abgezogen

$$q_3 = v_{dd} \cdot c_s - \int_{T_1}^{T_2} i_{Ph} dt \quad . \quad (3.33)$$

Diese Restladung q_3 kann zwischen den Zeitpunkten T_2 und T_3 über die Schalttransistoren Q_2 und Q_3 abgegriffen werden. Das Signal gelangt auf eine Busleitung, über deren Leitungskapazität c_L eine Aufteilung der gespeicherten Ladung und damit eine Spannungsreduktion entsprechend

$$u_{Ph}(T_3) = u_{Ph}(T_2) \frac{c_s}{c_s + c_L} \quad (3.34)$$

stattfindet. Will man diese Reduktion minimieren, muß zunächst eine Verstärkerstufe mit geringer Eingangskapazität zwischen die Diode und die Busleitung geschaltet werden. Während der Auslesezeit findet eine weitere Entladung der Photodiode durch den Photostrom statt.

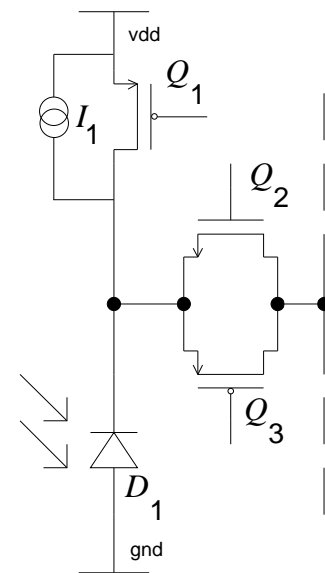


Bild 3.17: Integrierender Betrieb einer Photodiode. Die Stromquelle I_1 kompensiert den Dunkelstrom der Diode.

Nach dem Auslesen der Diodenspannung erfolgt ein erneutes Aufladen der Diodenkapazität auf die Versorgungsspannung, und der nächste Meßzyklus beginnt. **Bild 3.18** zeigt den Spannungsverlauf an der Photodiode über die drei aufgeführten Taktzeiten. Die Steilheit des Spannungsabfalls ist dabei proportional der Bestrahlungsstärke.

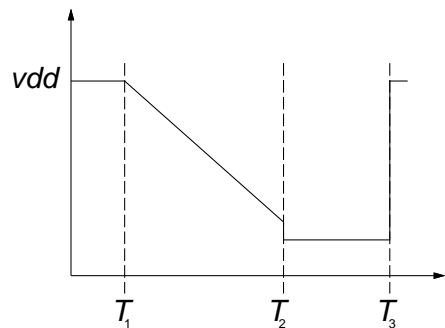


Bild 3.18: Spannungsverlauf bei integrierendem Betrieb der Photodiode nach Bild 3.17. T_1 ist die Ladezeit der Photodiode, $T_2 - T_1$ ist ihre Entladezeit und $T_3 - T_2$ ist die Auslesezeit. T_3 ist die Periodendauer eines Meßzyklus.

Ein Nachteil dieser Schaltung ist die Schaltzeit T_1 , während der die einfallende Lichtstrahlung nicht detektiert werden kann. Um diesen Verlust gering zu halten, ist ein möglichst großes Verhältnis $(T_2 + T_3)/T_1$ anzustreben. Eine einfache Möglichkeit zum Aufbau eines freilaufenden, von der Lichtleistung gesteuerten Frequenzgenerators zeigt die Eigenentwicklung nach **Bild 3.19**. Dabei wird die Diodenspannung einem Schmitt-Trigger mit großer Hysterese zugeführt, dessen Ausgang den Ladetransistor für die Diodenkapazität schaltet. Die Ausgangsfrequenz der Schaltung hängt dabei außer von dem Photostrom der Diode und ihrer Kapazität noch von der Schalthysterese und den Verzögerungszeiten T_{HL} und T_{LH} des Schmitt-Triggers und der Ladezeit der Diodenkapazität T_D ab.

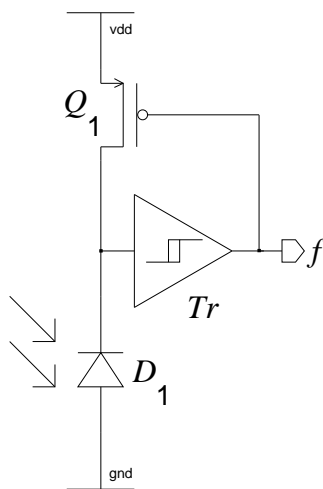


Bild 3.19: Licht-Frequenz-Wandler.

Ist die Spannung auf der Diode auf die untere Schaltschwelle des Triggers abgesunken, so beginnt dieser zu schalten. Nach der Laufzeit T_{HL} des Triggers fließt der Ladestrom in die Diodenkapazität, nach der Ladezeit T_D der Diode wird die obere Schaltschwelle des Triggers erreicht und nach einer weiteren Laufzeit T_{LH} der Ladestrom der Diode unterbrochen. Damit beginnt die Meßzeit T_M , in der die Kapazität der Photodiode durch den Photostrom bis auf die untere Schaltschwelle entladen wird.

Die Laufzeit T_{HL} bewirkt einen geringen Unterschwinger der Diodenspannung, die Diodenkapazität wird in dieser Zeit geringfügig unter die Schaltschwelle des Triggers entladen. Die Amplitude des Unterschwingers hängt von dem Photostrom der Diode ab. Entsprechend bewirkt die Laufzeit T_{LH} einen leichten Überschwinger der Diodenspannung, da die Diodenkapazität über das Erreichen der oberen Schaltschwelle des Triggers hinaus aufgeladen wird. Wenn die drei Zeiten T_{HL} , T_D und T_{LH} gegenüber der Meßzeit T_M vernachlässigt werden können, so ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen der Bestrahlungsstärke und der Generatorfrequenz:

$$f_{Ph} = \frac{i_{Ph}}{c_s(U_{max} - U_{min})} \quad (3.35)$$

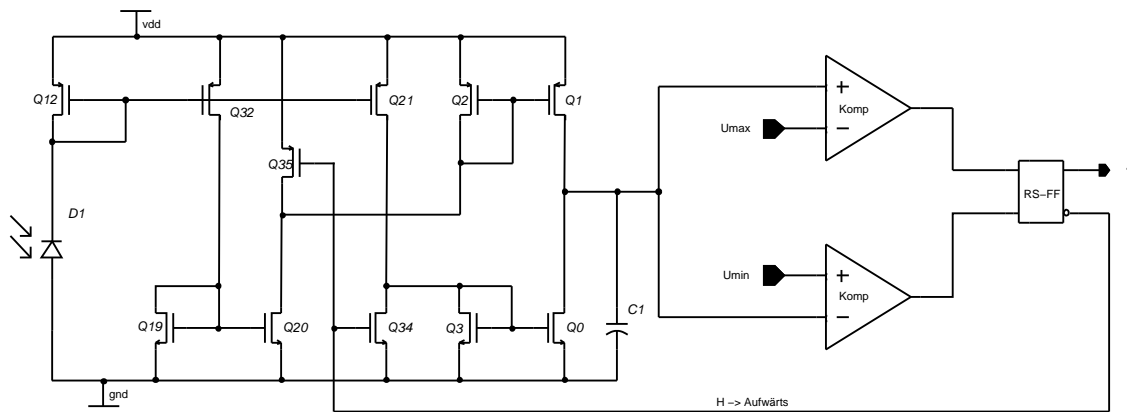


Bild 3.20: Licht-Frequenz-Wandler mit Dreiecksgenerator.

mit der Diodenfläche A , der Diodenkapazität c_s (einschließlich der parasitären Schaltungskapazitäten, Drainkapazität Q_1 und Eingangskapazität des Triggers) und den Schaltschwellen U_{\max} und U_{\min} des Triggers. Die Linearitätsgrenzen dieser Schaltung werden bei geringen Lichtstärken durch den Dunkelstrom der Photodiode, bei hohen Lichtstärken durch die Laufzeiten des Schmitt-Triggers bestimmt. Es läßt sich problemlos ein Linearitätsbereich von 5 Dekaden erreichen.

Einen noch größeren Bereich erreicht man mit dem neu entwickelten Dreiecksgenerator nach **Bild 3.20**.

Hierbei wird nicht die Kapazität der Photodiode als Ladekondensator benutzt, sondern der Photostrom lädt über die Stromspiegel Q_{12}/Q_{32} , Q_{19}/Q_{20} und Q_2/Q_1 den zusätzlichen Kondensator C_1 auf, dessen Größe unabhängig von der Fläche der Photodiode gewählt werden kann. Nach Erreichen der oberen Schaltschwelle U_{\max} werden die Stromspiegel umgeschaltet, der Photostrom entlädt dann den Kondensator über die Stromspiegel Q_{12}/Q_{21} und Q_3/Q_0 bis auf die untere Schaltschwelle U_{\min} . Anschließend beginnt der Ladevorgang des Kondensators von neuem.

Bei konstantem Photostrom ist der Spannungsverlauf am Ladekondensator nicht mehr sägezahnförmig wie in der Schaltung nach Bild 3.19, sondern dreiecksförmig. Damit wird die Ladezeit T_D der Schaltung nach Bild 3.19 zusätzlich zum Messen ausgenutzt, und die Ausgangsfrequenz dieser Schaltung ist bei sonst gleicher Dimensionierung nur halb so groß wie die der Schaltung nach Bild 3.19. Mit dieser realisierten Schaltung wurde ein Monotoniebereich zwischen Bestrahlungsstärke und Ausgangsfrequenz von mehr als 6 Dekaden erreicht, allerdings mit einem Linearitätsfehler von bis zu 10 %, bezogen auf den aktuellen Meßwert. Dieser resultierte einerseits aus dem Dunkelstrom der Photodiode an der unteren Detektionsgrenze und andererseits aus der nicht mehr zu vernachlässigenden Laufzeit der beiden Trigger an der oberen Detektionsgrenze.

Die Auswertung der Licht-Frequenz-Wandler erfolgt digital durch Pulsbreitenmessung. Damit bietet der hier vorgestellte Wandler eine einfache Möglichkeit der Analog-Digital-Wandlung über einen sehr großen Bereich.

Im Sinne der klassischen Nachrichtentechnik ist dieser Dreiecksgenerator ein Frequenzmodulator [60], dessen Trägerfrequenz durch den mittleren Photostrom bestimmt wird.

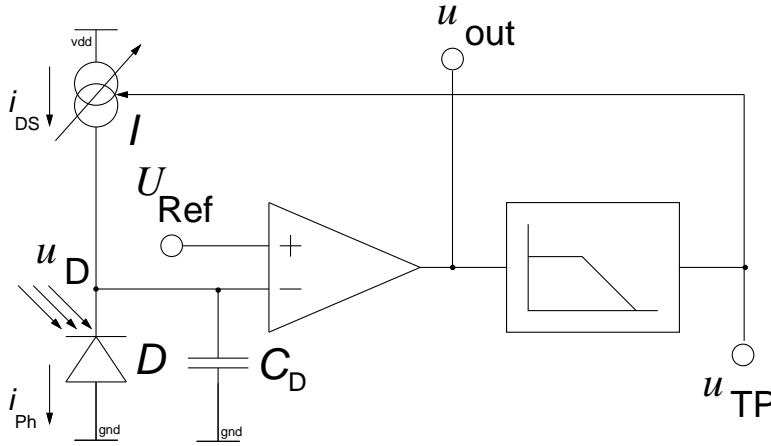


Bild 3.21: Differenzierende Signalauskopplung aus einer Photodiode. Ausgewertet wird die kurzzeitige Änderung der Diodenspannung, längerfristige Änderungen werden über den Tiefpaß ausgeregelt. Praktisch realisiert wird die Stromquelle durch einen als Source-Folger geschalteten n-Kanal-Transistor.

Für alle integrierenden Verfahren gilt das Abtasttheorem; eine dem Photostrom überlagerte Modulation muß eine größere Periodendauer haben als das Doppelte der Summe aus Lade- und Entladezeit des Kondensators:

$$\frac{1}{f_{\text{Mod}}} > 2T_{C_{\text{Lade}}} \quad , \quad (3.36)$$

anderenfalls wird die Modulation ausintegriert.

3.3 Differenzierende Signalverarbeitung

Will man nur die Modulation der Bestrahlung auswerten, so kann man differenzierende Auskoppelverfahren einsetzen, wie sie beispielsweise in [11] vorgeschlagen werden. Das grundsätzliche Verfahren ist in **Bild 3.21** dargestellt, abgeleitet aus Bild 3.13. Das Differenzsignal zwischen der Photodiodenspannung und einer Referenz U_{ref} steuert über einen Tiefpaß eine Stromquelle I , deren Strom genau so groß ist wie der mittlere Photostrom der Diode D . Steigt der Diodenstrom, so bleibt der Strom der Quelle I zunächst unverändert, die Diodenkapazität entlädt sich und die Diodenspannung sinkt.

Die Photodiode stellt mit ihrer Kapazität einen Integrator dar, dessen Ausgangssignal U_D anschließend verstärkt wird, mit der Übertragungsfunktion (vergl. Gl. 3.7)

$$U_D(p) = (I_{\text{DS}}(p) - I_{\text{Ph}}(p)) \frac{1}{T_1 p} ; \quad U_{\text{out}}(p) = (I_{\text{DS}}(p) - I_{\text{Ph}}(p)) \frac{v}{T_1 p} \quad (3.37)$$

im Frequenzbereich. Dieses Signal wird auf einen Tiefpaß mit der Übertragungsfunktion

$$U_{\text{TP}}(p) = \frac{U_{\text{out}}(p)}{T_2 p + 1} \quad (3.38)$$

geschaltet. Die Stromquelle wird durch einen n-Kanal-Transistor als Source-Folger aufgebaut mit einer Verstärkung $v_2 = 1$. Die gesamte Übertragungsfunktion des Regelkreises im Frequenzbereich lautet damit

$$I_{\text{DS}}(p) = (I_{\text{DS}}(p) - I_{\text{Ph}}(p)) \frac{v}{T_1 p (T_2 p + 1)} \Rightarrow I_{\text{DS}}(p) = I_{\text{Ph}}(p) \frac{1}{\left(1 - \frac{T_1 p (T_2 p + 1)}{v}\right)} \quad , \quad (3.39)$$

3.3 DIFFERENZIERENDE SIGNALVERARBEITUNG

85

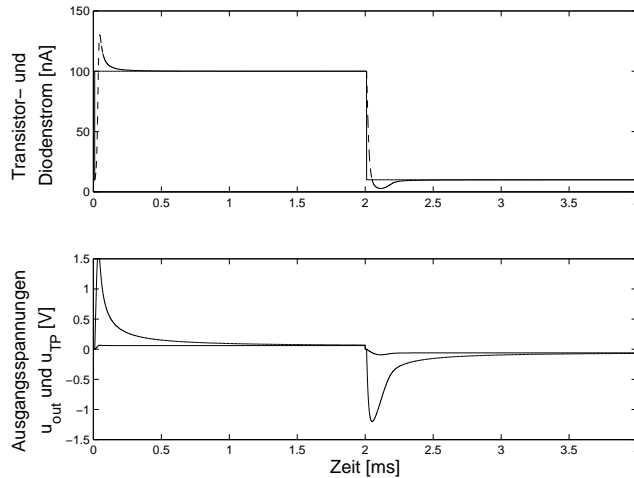


Bild 3.22: Simulierter Verlauf des Stroms der Stromquelle I in der Schaltung nach Bild 3.21. Im oberen Bild ist der Sprung des Photodiodenstroms von 10 nA auf 100 nA und zurück (durchgezogene Linie) sowie der simulierte Stromverlauf i_{DS} des Stromquellentransistors I (gestrichelte Linie) dargestellt. Das untere Bild zeigt die Änderungen der Ausgangsspannungen u_{out} (durchgezogene Linie) und u_{TP} (gestrichelte Linie) aus Bild 3.21.

die Schaltung besitzt damit im Gegenkopplungszweig einen Integrator mit Verzögerung (IT_1 -Glied) [57]. Am Ausgang des Operationsverstärkers erhält man das Signal

$$U_{out}(p) = I_{Ph}(p) \frac{1}{\left(\frac{1}{(T_2 p + 1)} - \frac{T_1 p}{v}\right)}. \quad (3.40)$$

Der linke Teil des Nenners in Gl. 3.40 stellt ein Differenzierglied mit der Zeitkonstanten T_2 des Tiefpasses dar, der rechte Teil wirkt dagegen mit der Zeitkonstanten T_1/v integrierend. Die differenzierende Wirkung wird hier nicht durch einen Hochpaß erzielt, sondern es wird von dem Diodensignal das tiefpaßgefilterte Signal über die Stromquelle I abgezogen.

Diese Wirkung zeigt sich auch in der Simulation des Zeitverhaltens der Schaltung, deren Ergebnisse in **Bild 3.22** dargestellt sind. Im oberen Teil des Bildes ist der zeitliche Verlauf des Photodiodenstroms (durchgezogene Kurve) sowie des Stroms der Quelle I aus Bild 3.21 dargestellt; im unteren Teil zusätzlich die Änderung der Ausgangsspannungen u_{out} und u_{TP} als Reaktion auf die Änderung der Bestrahlungsstärke gezeigt. Simuliert wurde mit einer Verstärkung $v = 100$ des Operationsverstärkers, einer Diodenkapazität von $C_D = 10$ pF und einem Diodenstrom von 10 nA bzw. 100 nA. Der Diodenstrom wurde zu den Zeitpunkten $t = 10 \mu\text{s}$ erhöht und $t = 2$ ms abgesenkt.

Die Ausgangsspannung u_{out} des Differenzverstärkers ist ein Maß für die Änderung der Bestrahlungsstärke. Das Signal u_{TP} am Ausgang des Tiefpasses gibt die mittlere Bestrahlungsstärke wieder.

Ein Nachteil der angegebenen Schaltung ist der gegenüber dem einfachen Stromspiegel eingeschränkte Dynamikbereich. Bei einer starken schnellen Änderung der Bestrahlungsstärke und niedriger Grenzfrequenz des Tiefpasses kann es zu einem vorzeitigen Begrenzen der Kondensatorspannung kommen, was zu Signalverzerrungen führt. In Bild 3.22 ändert sich der Photostrom um den Faktor 10; bei einer Änderung um den Faktor 100 wäre der Spannungssprung am Ausgang des Operationsverstärkers größer als die Versorgungsspannung. Diese Schaltung ist daher gut geeignet, wenn nur eine relativ geringe Modulation des Lichtes zu erwarten ist bei unbekannter mittlerer Bestrahlungsstärke. Auf diese Bestrahlung adaptiert sich das beschriebene System selbständig.

Speziell um kleine Änderungen der Bestrahlungsstärke detektieren zu können und auch bei geringen Lichtleistungen noch relativ schnell zu reagieren, andererseits jedoch das oben beschrie-

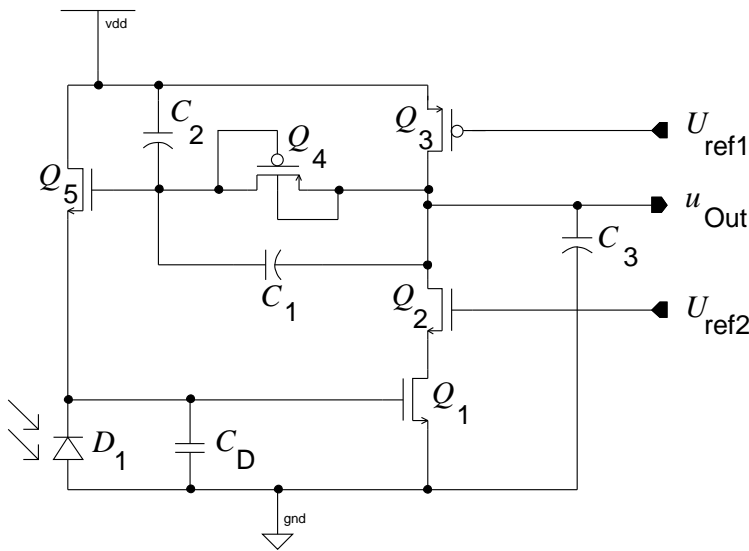


Bild 3.23: Differenzierende Signalauskopplung aus einer Photodiode mit variabler Tiefpaßgrenzfrequenz (Nach [19]). Variables Element ist der als spannungsgesteuerter Widerstand geschaltete Transistor Q_4 .

bene Sättigungsverhalten bei großen Sprüngen der Bestrahlungsstärke zu vermeiden, werden in [19, S. 29 ff] [20] zwei Maßnahmen vorgeschlagen. Einerseits wird der Operationsverstärker mit exponentieller Kennlinie versehen, wie sie sich auch beim Einsatz eines P-Kanal-Transistors im Subthreshold-Bereich als Stromquelle (vgl. Bild 3.13) ergibt. Andererseits wird die Grenzfrequenz des Tiefpasses von der Änderung der Bestrahlungsstärke gesteuert. Das Schaltbild der vorgeschlagenen Auskoppelstufe ist in **Bild 3.23** gezeigt.

Der Auskoppeltransistor an der Photodiode D_1 ist der n-Kanal-Transistor Q_1 . Seine Drainspannung wird mit einem Source-Folger Q_2 auf die Referenzspannung $U_{\text{ref}2} - U_{\text{GS}Q_2}$ geklemmt. Damit wird die Wirkung der Miller-Kapazität zwischen Drain und Gate des Transistors Q_1 reduziert, Q_1 hat nur eine geringe Rückwirkung vom Ausgang auf seinen Eingang. Der Transistor Q_3 stellt eine Konstantstromquelle dar, am Drain des Transistors Q_2 tritt die verstärkte Diodenspannung u_{Out} auf. Durch entsprechende Dimensionierung kann der Arbeitspunkt des Auskoppeltransistors Q_1 so gelegt werden, daß er im linearen Bereich (s. a. Abschnitt 3.1.2.2) arbeitet. Dann ergibt sich die Drainspannung zu

$$u_{\text{Out}} = I_{Q_3} \frac{L_{Q_1}}{W_{Q_1}} \frac{1}{\mu C_{\text{ox}} (u_{\text{GS}Q_1} - V_{\text{Th}})}$$

$$\frac{du_{\text{Out}}}{du_{\text{GS}Q_1}} = -I_{Q_3} \frac{L_{Q_1}}{W_{Q_1}} \frac{1}{\mu C_{\text{ox}} u_{\text{GS}Q_1}^2}, \quad (3.41)$$

ihre Änderung ist umgekehrt quadratisch abhängig von der Gatespannung.

Andererseits wird die Drainspannung des Transistors Q_1 über den Transistor Q_2 nahezu auf konstantem Potential gehalten, kann also im Idealfall weder vom Querstrom I_{Q_3} noch von der Aussteuerung des Transistors Q_1 abhängen. Die Lösung dieses Problems findet sich wiederum in der logarithmischen Kennlinie des Transistors Q_2 . Wenn der Transistor Q_1 gesperrt ist, kann auch kein Strom (oder nur der geringe Reststrom) durch den Transistor Q_2 fließen, sein Source-Potential steigt damit auf den höchstmöglichen Wert an. Ist der Transistor Q_1 dagegen leitend gesteuert, so fließt der durch Q_3 festgelegte Strom durch Q_2 , seine Drainspannung sinkt auf den minimalen Wert. **Bild 3.24** zeigt die resultierende Übertragungsfunktion der Verstärkerstufe.

Aufgetragen ist die Spannung am Drain des Steuertransistors Q_1 als Funktion der Gatespannung sowie die Ausgangsspannung der Schaltung. Der nutzbare Eingangsspannungsbereich beträgt ca.

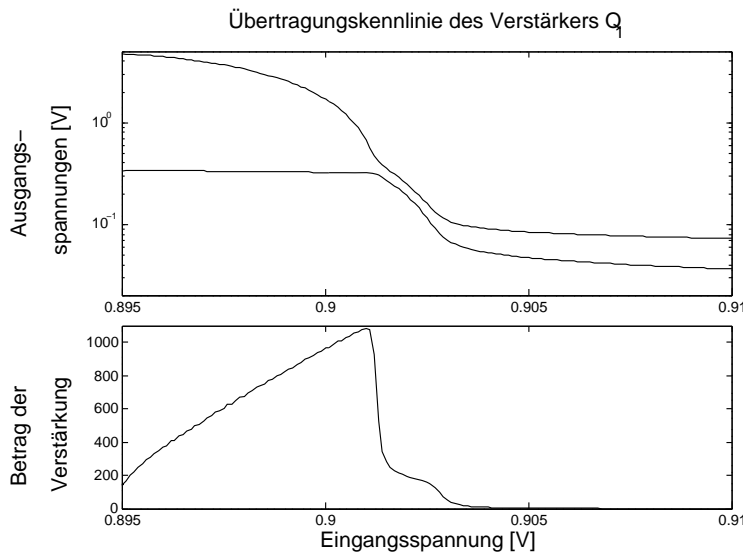


Bild 3.24: Übertragungskennlinie des Verstärkers aus den Transistoren Q_1 , Q_2 und Q_3 . Die untere Kurve des oberen Bildes zeigt die Drainspannung des Transistors Q_1 , die obere Kurve zeigt die Ausgangsspannung u_{Out} der Schaltung aus Bild 3.23. Im unteren Bild ist der Betrag der resultierenden Verstärkung aufgetragen.

10 mV, die daraus resultierende, maximale Verstärkung der Stufe liegt bei etwa

$$v_{Q_1} = \frac{du_{\text{Out}}}{du_{\text{GS}_{Q_1}}} \approx -1000, \quad (3.42)$$

sie ist jedoch stark nichtlinear. Der untere Teil des Bildes 3.24 zeigt den Betrag der statischen Verstärkung über der Eingangsspannung. Der Hub am Drain des Transistors Q_1 beträgt nur etwa 250 mV.

Die Stromquelle für die Photodiode wird durch den n-Kanal-Transistor Q_5 realisiert, der als Source-Folger geschaltet ist. Wegen seines Arbeitspunktes im Subthreshold-Bereich genügen bereits kleine Aussteuerungen an seinem Gate, um große Schwankungen des Photostroms kompensieren zu können. Zwischen dem Gate dieses Transistors und der verstärkten Diodenspannung am Ausgang des Transistors Q_1 liegt der Tiefpaß, gebildet aus dem Transistor Q_4 als gesteuertem Widerstand und dem Kondensator C_2 . Letzterer klemmt den Gate-Drain-Anschluß des Transistors Q_4 auf ein festes Potential relativ zur Versorgungsspannung. Ist die Ausgangsspannung u_{Out} größer als die Gatespannung des Transistors Q_4 , so ist dieser als MOS-Diode in Durchlassrichtung geschaltet mit einer exponentiellen Strom-Spannungs-Kennlinie entsprechend Gl. 3.20. Im anderen Fall, wenn die Ausgangsspannung kleiner als die Kondensatorspannung ist, ist die bipolare Sperrschichtkennlinie zwischen der n-Wanne und der flachen p-Schicht des Drain in Vorwärtsrichtung geschaltet; zusätzlich wird der laterale bipolare pnp-Transistor aktiv. Wenn die Drain-Source-Spannung über diesem Transistor vom Betrag her kleiner ist als die Schwellspannungen der MOS-Diode oder der bipolaren Diode, dann fließt nur ein geringer Reststrom durch den Widerstand, sein Widerstandswert strebt gegen unendlich.

Dieser aus dem Transistor Q_4 gebildete Widerstand besitzt damit eine spannungsabhängige exponentielle Kennlinie. Für einen Steigungsfaktor $n = 1,0$ der MOS-Subthresholdkennlinie kann man die Widerstandskurve symmetrisch zum Spannungsnullpunkt über seinen Klemmen auslegen. Der resultierende Widerstand ergibt sich zu

$$\begin{aligned} R_{Q_4} &= \frac{-u_{\text{GS}}}{\frac{W}{L} I_{\text{D0}_{\text{MOS}}} e^{\frac{-u_{\text{GS}}}{mU_{\text{T}}}}}, & u_{\text{G}} < u_{\text{S}} \text{ (MOS - Betrieb)} \\ &= \frac{u_{\text{GS}}}{A I_{\text{D0}_{\text{bip}}} e^{\frac{u_{\text{GS}}}{mU_{\text{T}}}}}, & u_{\text{G}} > u_{\text{S}} \text{ (bipolarer Betrieb)} \end{aligned} \quad (3.43)$$

mit der wirksamen Fläche A der Bipolardiode.

Kleine Änderungen der Bestrahlungsstärke bewirken nur eine kleine Änderung der Ausgangsspannung, der Widerstand bleibt in dem hochohmigen Bereich, die Zeitkonstante des Tiefpasses ist sehr groß. Die Änderung der Ausgangsspannung u_{Out} wird über den kapazitiven Spannungsteiler C_1/C_2 an das Gate des Ausgangstransistors Q_5 weitergeleitet,

$$v_{C_1/C_2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad (3.44)$$

diese beiden Kondensatoren gehen direkt in die hochfrequente Kreisverstärkung ein. Große Änderungen werden dagegen stärker ausgegletzt, der differentielle Widerstand des Transistors Q_4 ist der Kapazität C_1 parallel geschaltet und vermindert so das Teilungsverhältnis aus C_1 und C_2 nach Gl. 3.44. Modelliert wird die Kombination aus dem Transistor Q_4 und dem Kondensator C_2 als Tiefpaß mit der Zeitkonstanten $T_3 = R_{Q_4}C_2$, zusammen mit dem Kondensator C_1 bildet der Transistor Q_4 einen Hochpaß mit der Zeitkonstanten

$$T_5 = R_{Q_4}C_1 . \quad (3.45)$$

Auf den Transistor Q_1 wirken sowohl die Miller-Kapazität als auch die Ausgangskapazität als frequenzabhängiges Element; beide können als Tiefpaß modelliert werden. Der Transistor Q_1 wird von einer Quelle angesteuert, deren Leerlaufspannung der Spannung U_{D_1} über der Photodiode im stationären Zustand nach Abschluß aller Ausgleichsvorgänge entspricht, also zum Zeitpunkt $t \rightarrow \infty$. Aus dieser Quelle fließt maximal der Strom $i_{\text{max}} = i_{Q_5}(t = 0) - i_{D_1}(\infty)$. Damit ergibt sich für die Photodiode ein Quellenwiderstand von

$$R_{i_{D_1}} = \frac{U_{D_1}(\infty)}{i_{Q_5}(0) - i_{D_1}(\infty)} \quad (3.46)$$

Bei konstanter Drain-Source-Spannung des Transistors Q_1 gilt für die durch die Miller-Kapazität C_{DG} zwischen Drain und Gate hervorgerufene Zeitkonstante

$$T_1 = R_{i_{D_1}}C_{DG} . \quad (3.47)$$

Die Ausgangskapazität C_3 bildet zusammen mit der Serienschaltung der Kondensatoren C_1 und C_2 sowie dem Drain-Source-Widerstand des Transistors Q_1 im eingestellten Arbeitspunkt den zweiten Tiefpaß

$$T_2 = R_{DS_{Q_1}} \left(\frac{C_1C_2}{C_1 + C_2} + C_3 \right) . \quad (3.48)$$

Zusammen mit C_2 bildet der Transistor Q_4 als gesteuerter Widerstand den Tiefpaß T_3

$$T_3 = R_{Q_4}C_2 \quad (3.49)$$

und die Diodenkapazität C_D bildet zusammen mit Transistor Q_5 und dem daraus resultierenden Innenwiderstand $R_{i_{D_1}}$ der Photodiode den Tiefpaß T_4

$$T_4 = R_{i_{D_1}}C_D . \quad (3.50)$$

Damit kann die ganze Regelschaltung als eine Kette aus einem Verstärker mit vier Tiefpaßgliedern und einem Hochpaß entsprechend **Bild 3.25** modelliert werden.

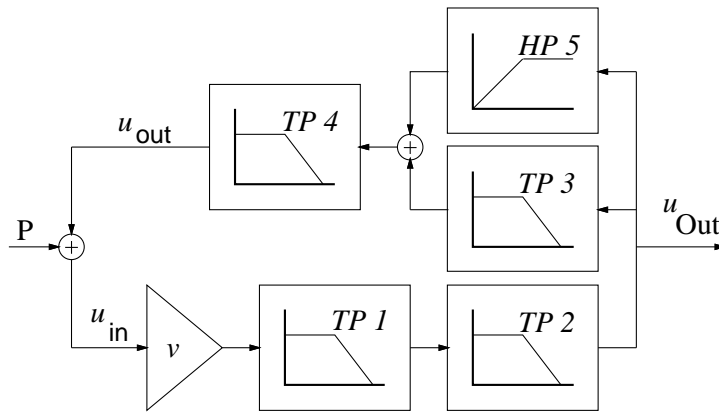


Bild 3.25: Modellierung des Schaltbildes 3.23 durch einen Verstärker, vier Tiefpässe und einen Hochpaß.

Die Übertragungsfunktion für den offenen Kreis in der komplexen Frequenzebene lautet (vergl. Gl. 3.6)

$$V(p) = v_{Q_1} \frac{1}{(T_1 p + 1)(T_2 p + 1)(T_4 p + 1)} \left(T_5 p + 1 + \frac{1}{T_3 p + 1} \right) \quad (3.51)$$

mit den vier Polen T_1 , T_2 , T_3 und T_4 . Da die Drain-Elektrode des Transistors Q_1 praktisch auf konstantem Potential gehalten wird, kann die Drain-Gate-Kapazität direkt der Diodenkapazität zugerechnet werden, T_1 entfällt damit und T_2 vergrößert sich geringfügig. Bei einer durch die Fläche der Photodiode vorgegebenen großen Diodenkapazität kann mit einer großen Verstärkung des Transistors Q_1 ein hohes Teilungsverhältnis des kapazitiven Teilers aus C_1 und C_2 eingestellt werden, so daß auch der resultierende Pol T_2 vernachlässigt werden kann. Aus den Gleichungen 3.45 und 3.49 folgt

$$T_5 = T_3 \frac{C_1}{C_2} \quad (3.52)$$

Damit reduziert sich die Übertragungsfunktion aus Gl. 3.51 auf

$$V(p) = v_{Q_1} \frac{1}{T_4 p + 1} \left(T_3 \frac{C_1}{C_2} p + 1 + \frac{1}{T_3 p + 1} \right) \quad (3.53)$$

mit zwei Polen, von denen einer, T_4 , durch das Layout der Schaltung und den aktuellen Wert der Bestrahlung festgelegt ist und der andere, T_3 , durch die Bestrahlungsänderung gesteuert wird.

Für hohe Signalfrequenzen, $T_3 p \gg 1$, vereinfacht sich die Übertragungsfunktion aus Gl. 3.53 weiter zu

$$V(p) = v_{Q_1} \frac{1}{T_4 p + 1} \frac{C_1}{C_2}, \quad (3.54)$$

es verbleibt der Tiefpaß mit T_4 , der von der Photodiode und dem Treibertransistor Q_5 bestimmt wird, mit dem kapazitiven Spannungsteiler.

Daraus ergibt sich das vereinfachte Schaltbild 3.26 mit dem Verstärker, dem (kapazitiven) Spannungsteiler und dem Tiefpaß. Hochfrequente Signalanteile werden durch den Tiefpaß im Rückkopplungszweig unterdrückt, nur niederfrequente Anteile bewirken eine Arbeitspunktregelung der Photodiode.

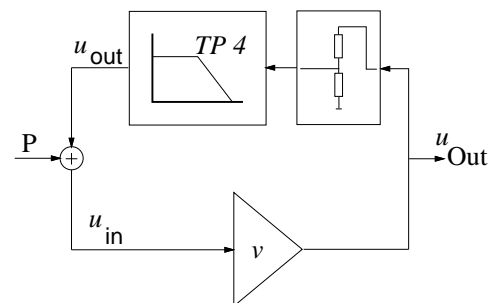


Bild 3.26: Modellierung des Schaltbildes 3.23 durch einen Verstärker und einen Tiefpaß.

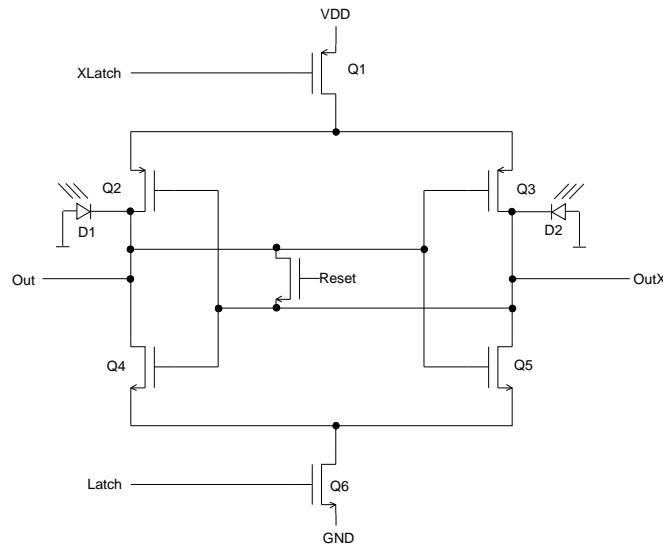


Bild 3.27: Schneller Empfänger für Differenzsignale mit zwei Photodioden (Nach [6]). Im Resetzustand bei unbestrahlten Photodioden befindet sich das RS-Flip-Flop in einem metastabilen Zustand. Durch Bestrahlung der Dioden kippt das Flip-Flop in einen stabilen Zustand, und durch einen Latch-Impuls wird dieser zusätzlich gesichert.

Meßdaten zu der vorgestellten Schaltung mit den sich an die Bestrahlungsamplituden adaptierenden Zeitkonstanten finden sich außer in [19] auch noch in [58].

Wegen der stark nichtlinearen Übertragungsfunktion des so realisierten Sensors ist es jedoch nicht möglich, vom Verlauf des Ausgangssignals auf den zeitlichen Amplitudenverlauf der Bestrahlungsstärke zu schließen. Die Eineindeutigkeit zwischen Eingangs- und Ausgangsgröße ist nicht mehr gegeben.

Eine Möglichkeit, die Differenz zweier gleichzeitig vorliegender Signale schnell auszuwerten, wird in [6] vorgeschlagen. Dazu wird nach **Bild 3.27** ein getaktetes RS-Flip-Flop mit Setz- und Rücksetzeingang nicht durch die elektrischen Eingänge, sondern durch den Photodiodenstrom gesteuert.

Durch den Reset bei ausgeschaltetem Latchsignal wird das Flip-Flop in den metastabilen Zustand geschaltet, beide Ausgänge führen gleiches Potential. Das Licht auf den Dioden *D1* und *D2* bestimmt nun, wie das sonst symmetrische Flip-Flop aus dem Gleichgewicht gebracht wird. Wird nun der Latch-Impuls eingeschaltet, so kippt das Flip-Flop endgültig in den durch die Photodioden vorbestimmten Zustand, der an den Ausgängen ausgelesen werden kann.

Berichtet wird von Auslesefrequenzen von 180 MHz für die realisierte Schaltung. Ein kontinuierlicher Betrieb dieser Schaltung ist jedoch nicht möglich, ebenso kann der Absolutwert der Bestrahlung nicht erfaßt werden. Vorgesehen ist diese Schaltung als preiswerter Empfänger für Glasfaserübertragungsstrecken.

3.4 Streuung der Transistorparameter

Beim Aufbau optischer Sensoren mit mehreren lichtempfindlichen Elementen, deren Signale parallel verarbeitet werden, stellt sich das Problem des Gleichlaufs der verschiedenen Signalverarbeitungskanäle. Zum einen streut die Lichtempfindlichkeit der Sensorelemente (s. Abschnitt 2.6), andererseits sind auch zwei Transistoren mit gleichem Maskenlayout ein wenig verschieden. Über das Layout der Transistoren kann man die Streuung (das Matching) beeinflussen, vermeiden kann man sie aber nicht. In [100] wird ausgeführt, daß bei einer Streuung

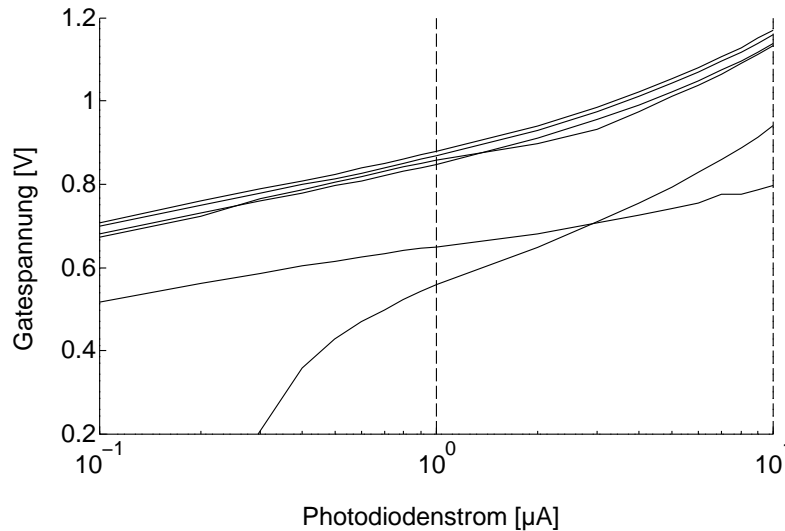


Bild 3.28: Abhängigkeit der Gate-Source-Spannung vom Drain-Source-Strom am Beispiel 5 gemessener N-Kanal-Transistoren eines Chips. Die sechste gezeigte Kurve stammt von einem offensichtlich defekten Transistor.

der Transistor-Schwellschwellspannung V_{Th} von 5 mV und der Transistorkonstanten $\mu C_{ox}W/L$ von 2 % im linearen Kennlinienbereich mit einer Streuung der Transistorströme von etwa 2 %, im Subthreshold-Bereich dagegen schon mit 10 % gerechnet werden muß, bei gleicher äußerer Beschaltung.

Über den bei Optoasics besonders interessanten Bereich des Subthresholds finden sich in [7] und [31] Berichte mit Meßergebnissen von Testchips mit Transistoren verschiedener Größe. Auch dort lagen die Streuungen im unteren Prozentbereich. In [59] werden Hinweise zur Optimierung des Transistorlayouts gegeben, um die Streuung zu minimieren, aber eine Streuung der Schwellspannung von weniger als 5 mV läßt sich auch damit nicht erreichen. Im Subthreshold-Bereich entspricht dies einer Streuung des Drainstroms von bis zu 21 %, abhängig vom Steigungsfaktor m der Exponentialfunktion. Erst für Gatespannungen weit oberhalb der Schwellspannung, im linearen Bereich des Transistors, werden Streuungen der Drainströme von unter 1 % gemessen.

Bild 3.28 zeigt eigene Meßkurven von Transistorstreuungen, die allerdings nur an wenigen Exemplaren und nur in einem kleinen Strombereich aufgenommen wurden. Sie sind zwar nicht repräsentativ, zeigen aber doch in die gleiche Richtung wie die angegebenen Berichte.

Ergänzend zeigt **Bild 3.29** die Verteilung der Ausgangsströme einer integrierten Stromreferenz mit zwei Kaskode-Stromspiegelausgängen. Das linke Bild zeigt die Absolutwerte, die an zehn ausgelieferten Chips gemessen wurden, das rechte Bild zeigt die Abweichung der beiden Ausgangsströme untereinander. Die nicht besetzten Chipnummern zeigen Exemplarausfälle an. Die Referenzschaltung war so dimensioniert, daß die Transistoren im Subthreshold-Bereich arbeiteten.

Auch diese Messungen sind wegen der schmalen statistischen Basis nicht allgemeingültig, außerdem waren die Ausgangsstufen nicht so großflächig, wie es nach [31] notwendig gewesen wäre, um minimale Streuung zu erhalten. Trotzdem zeigen auch diese Messungen, daß die in einer integrierten Schaltung mit analoger Signalverarbeitung auftretenden Toleranzen nicht zu vernachlässigen sind.

Damit ist es nicht möglich, eine Zeile aus mehreren Elementen zu bauen, die untereinander eine Abweichung von weniger als einem Prozent haben, ohne zusätzliche Abgleichmaßnahmen zu ergreifen, beispielsweise Trimmung im nachfolgenden Signalverarbeitungsteil und anschlie-

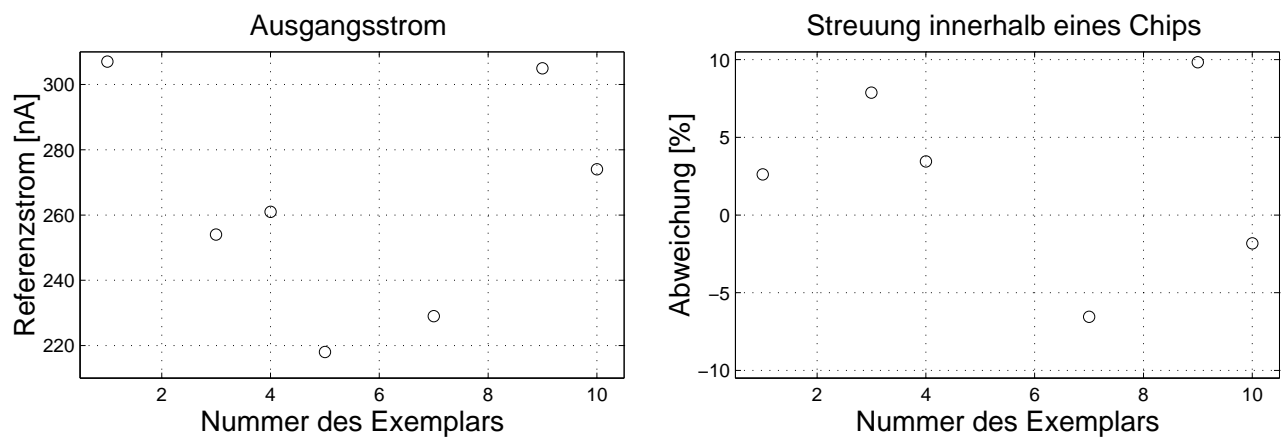


Bild 3.29: Ausgangsströme einer Stromreferenzschaltung. Im linken Bild sind die gemessenen Absolutwerte eines Stromausgangs in 10 Exemplaren einer integrierten Schaltung aufgetragen, im rechten Bild sind die relativen Abweichungen zwischen zwei gleich aufgebauten Stromausgängen innerhalb eines Exemplars dargestellt.

ßende Speicherung der Trimmungsparameter auf dem Chip mittels PROM. Diese Streuung der Sensor- und der Auskoppellelemente wirken bei einer flächigen Anordnung der Sensorelemente als Bildrauschen, obwohl die Streuung zeitlich und räumlich konstant ist. Diese als *fixed pattern noise* bezeichnete Störung wird bei CMOS-Kameras pixelweise kompensiert [3].

4 Rauschen

Die Empfindlichkeit der hier beschriebenen integrierten Schaltungen wird durch das Rauschen begrenzt. Ein Teil der Rauschquellen befindet sich außerhalb des Sensorsystems als Bestandteil der Meßumgebung, das Sensorelement (Kapitel 2) selbst beinhaltet Rauschquellen, und auch der anschließende Verstärker (Kapitel 3), der das vom Sensorelement abgegebene Signal verarbeitet, ist nicht rauschfrei. Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die Rauschquellen, die auf ein System mit integriertem Photosensor einwirken und zeigt Möglichkeiten und Grenzen auf, den Einfluß des Rauschens auf das Sensorsignal zu minimieren. Vermeiden kann man das Rauschen jedoch grundsätzlich nicht.

In diesem Kapitel werden zunächst verschiedene Rauschursachen und -mechanismen vorgestellt. Daran schließt sich eine Beschreibung der Rauschquellen in einem optoelektrischen Wanderelement an. Das Ende des Kapitels geht auf das Rauschen der Transistoren ein sowie auf schaltungstechnische Möglichkeiten dies zu vermindern.

4.1 Rauscharten

Das Rauschen ist die Schwankung einer Größe, beispielsweise Strom oder Spannung, deren zeitlicher Verlauf nicht vorhersagbar ist. Diese Schwankung kann aber durch statistische Aussagen beschrieben werden, etwa die Angabe des Effektivwertes σ (der Wurzel des zeitlichen Mittelwertes des Quadrates) der Rauschgröße a [75]

$$\sigma = \sqrt{\overline{a(t)^2}} = \sqrt{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} [a(t)]^2 dt} \quad . \quad (4.1)$$

Auf diese Weise vermeidet man eine genaue Beschreibung des zeitlichen Verlaufs, die Rauschamplitude ist trotzdem hinreichend genau charakterisiert.

Setzt sich das Rauschen aus mehreren Schwankungsgrößen zusammen, so ergibt sich das Quadrat der gesamten Rauschamplitude aus der Summe der Quadrate der Einzelamplituden,

$$\overline{(a_1 + a_2)^2} = \overline{a_1^2} + \overline{a_2^2} \quad , \quad (4.2)$$

wenn beide Rauschquellen völlig unabhängig voneinander und damit die Signale a_1 und a_2 unkorreliert sind.

In Gl. 4.1 wird das Rauschen als Funktion der Zeit beschrieben. Entsprechend können die Eigenschaften des Rauschsignals auch durch das hervorgerufenen Frequenzspektrum beschrieben werden [75]. Dafür wird eine spektrale Rauschleistungsdichte $W(f)$ definiert, die die Leistung im Frequenzband der Breite 1 Hz bei der Frequenz f angibt.

Der Zusammenhang mit der mittleren Leistung des Rauschvorgangs $\overline{a(t)^2}$ ergibt sich zu

$$\int_0^\infty W(f) df = \overline{a(t)^2} \quad , \quad (4.3)$$

obwohl es sich beim Rauschen definitionsgemäß um stochastische und damit aperiodische Ereignisse handelt. In der Praxis wird das Rauschen nur in einem endlichen Frequenzbereich

gemessen; bei einem hinreichend schmalen Frequenzband ist das Rauschen unabhängig von der Frequenz innerhalb dieses Bandes. Man erhält damit das Schmalbandrauschen, das von seinen Eigenschaften her wie ein (periodisches) Signal behandelt werden kann [75]. Damit reduziert sich das Rechnen mit Rauschgrößen auf die Rechnung mit komplexen Wechselstromgrößen.

Verschiedene Methoden werden in der Literatur benutzt, um den Einfluß des Rauschens auf das Gesamtsignal zu beschreiben. Eine gängige ist die Angabe des Quotienten aus dem Signalwert und dem Rauschpegel, das *Signal-Rausch-Verhältnis* S/N . Dabei werden der Signal- und der Rauschwert als Effektivwerte am Ausgang des zu untersuchenden Systems angegeben. Gleichwertig ist die Angabe einer *rauschäquivalenten Leistung* (Noise Equivalent Power: NEP), die an den Eingang des Systems gelegt werden muß, damit an seinem Ausgang ein Signal erzeugt wird, welches genauso groß ist wie das Rauschsignal N des Systems, also $S/N = 1$. Der Kehrwert der NEP wird häufig als *detectivity* [106] bezeichnet. Da jedes elektrische Element ein Eigenrauschen besitzt, verschlechtert sich das Signal-Rausch-Verhältnis entlang einer Übertragungstrecke von Stufe zu Stufe. Ziel der integrierten Auskoppelstufen in den Opto-ASICs ist es, das durch die Lichtleistung generierte Signal möglichst rauscharm zu verstärken.

Rauschen in elektronischen Schaltungen entsteht durch (meistens) unerwünschte, statistisch unabhängige Schwankungserscheinungen von Strömen und Spannungen. Entsprechend den verschiedenen Ursachen unterscheidet man mehrere Sorten von Rauschen [55, 75, 87]:

- **Thermisches Rauschen**
- **Schrotrauschen**
- **Generations-Rekombinations-Rauschen**
- **Funkelrauschen**
- **Popcornrauschen**

Diese verschiedenen Arten des Rauschens lassen sich teilweise nicht scharf voneinander trennen.

4.1.1 Thermisches Rauschen

Thermisches Rauschen oder *Johnson Rauschen* wird erzeugt, weil freie Elektronen in elektrisch leitfähigen Festkörpern durch thermische Energie zu zufälligen Bewegungen angeregt werden. Diese Anregung erfolgt durch die Gitterschwingungen, die in allen Festkörpern bei Temperaturen $T > 0$ K auftreten. Die Bewegungen der Ladungsträger sind völlig ungerichtet, es treten somit innerhalb dieses Festkörpers unregelmäßige Schwankungen der Ladungsverteilung auf. Diese Schwankungen sind am Ende des Leiters als Rauschen meßbar.

Bei einer Meßbandbreite $\Delta f = f_2 - f_1$, einer Temperatur T und einem Widerstand R bzw. einem Leitwert $G = 1/R$ ergibt sich mit der Boltzmann-Konstanten k der Mittelwert des Quadrates des Rauschstromes i_t^2 im Kurzschlußbetrieb zu [55]

$$\overline{i_t^2} = \frac{4kT}{R} \Delta f \quad (4.4)$$

bzw. das Quadrat der Rauschspannung u_t^2 im Leerlauf

$$\overline{u_t^2} = 4kT R \Delta f . \quad (4.5)$$

Wenn die Meßbandbreite über alle Grenzen wächst, kann gemäß Gl. 4.5 die Rauschspannung auch unendlich groß werden. Jedoch besitzen alle Widerstände eine unvermeidliche Parallelkapazität C_R , **Bild 4.1**. Somit ergibt sich für diesen Widerstand die komplexe Impedanz Z mit

$$Z = R \parallel \frac{1}{j2\pi f C_R} = \frac{R}{1 + j2\pi f R C_R} \quad (4.6)$$

und dem Realanteil

$$\operatorname{Re}(Z) = \frac{R}{1 + (2\pi f R C_R)^2}. \quad (4.7)$$

Ersetzt man in Gleichung 4.5 den Widerstand R durch die Impedanz Z , so ergibt sich die Rauschspannung an der Impedanz zu [55, 75]

$$u_Z = \sqrt{4kT \int_0^\infty \frac{Rdf}{1 + (2\pi f R C_R)^2}} = \sqrt{\frac{kT}{C_R}}, \quad R > 0. \quad (4.8)$$

Hierbei ist die Rauschspannung nicht vom Widerstandswert R , sondern nur von der Temperatur T und dem Kapazitätswert C_R abhängig. Der Widerstand bildet mit seiner parallel geschalteten Kapazität einen Tiefpaß für die Rauschspannung. Nur wenn die Kapazität gleich null wird, wächst die Rauschspannung über alle Grenzen. Wenn der Widerstand zu null wird, gibt es keine thermische Rauschquelle; ideale Kondensatoren und Spulen sind rauschfrei.

Die maximal verfügbare Rauschleistung P_{max} des Widerstandes R erhält man bei einem äußeren Abschluß mit einem gleich großen (rauschfrei angenommenen) Widerstand R . Sie ergibt sich durch Einsetzen in Gleichung 4.4 und 4.5 zu

$$\overline{P_{max}} = \frac{\overline{u^2(t)}}{4R} = kT \Delta f \quad (4.9)$$

und ist unabhängig von der Größe des Widerstandes.

Häufig gibt man für eine Rauschquelle nicht die absolute Rauschleistung an, sondern die *Rauschtemperatur* [75]. Dies ist die Temperatur, bei der eine Quelle mit ausschließlich thermischem Rauschen betrieben werden müßte, um die gleiche Rauschleistung wie die beobachtete Quelle zu erbringen.

Das thermische Widerstandsrauschen ist frequenzunabhängig (solange die Quantenenergie $h \cdot f$ nicht in der Größenordnung der Wärmeenergie kT liegt und die Tiefpaßwirkung der Parallelkapazität nicht das Rauschsignal dämpft), alle Frequenzen sind gleich stark vertreten. Analog zur spektralen Verteilung des Lichtes bezeichnet man daher diese Verteilung der Rauschanteile im Frequenzband als *weißes Rauschen*.

4.1.2 Schrotrauschen

Schrotrauschen entsteht beim Überschreiten elektrischer Potentialbarrieren durch elektrische Ladungsträger [55, 75]. Dieses Überschreiten erfolgt nicht zeitkontinuierlich, sondern als ein zeitdiskreter, zufälliger Vorgang. Außerdem tritt immer ein ganzzahliges Vielfaches der Elementarladung q über. Somit ist der Strom, der beim Überqueren von Sperrschichten in Halbleitern entsteht, immer sowohl im Zeitbereich als auch im Amplitudenbereich quantisiert. Wenn

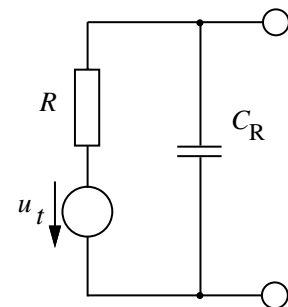


Bild 4.1: Rauschersatzschaltbild eines Widerstandes mit Parallelkapazität.

diese einzelnen Stromimpulse statistisch völlig unabhängig voneinander sind, so erzeugen sie den Rauschstrom

$$\overline{i_{sh}^2} = 2qI\Delta f . \quad (4.10)$$

abhängig von dem Strom I durch den Halbleiter.

Auch ein Widerstand zeigt Schrotrauschen, sobald er von einem Strom durchflossen wird. Der Stromfluß geschieht durch die Bewegung diskreter Ladungsträger in einem elektrischen Feld. Diese Bewegung im Feld erzeugt durch Influenz wiederum neue, statistisch unabhängige Stromimpulse, die sich als Rauschen bemerkbar machen.

4.1.3 Generations-Rekombinations-Rauschen

In einem Halbleiter ist der Leitwert proportional der Anzahl der freien Ladungsträger (Gl. 2.1, S. 24). Wird an einen Widerstand aus einem n-Halbleiter eine konstante Spannung gelegt, so ist der durchfließende Strom proportional der Anzahl n der freien Elektronen. Durch fortlaufende Generation und Rekombination der Ladungsträger schwankt die Anzahl n , so daß auch der Strom durch den Halbleiter schwankt. Die mittlere Rauschamplitude hängt von der Generationsrate G bzw. Rekombinationsrate R und von der Ladungsträgeranzahl ab. Die Schwankung Δn der Ladungsträgeranzahl n_0 im Gleichgewichtszustand ergibt sich [75] zu

$$\overline{\Delta n^2} = R(n_0)\tau = G(n_0)\tau \quad (4.11)$$

mit der Lebensdauer τ der Ladungsträger. Diese Schwankung äußert sich als Rauschen zusätzlich zu dem thermischen Rauschen und dem Schrotrauschen des Widerstandes.

4.1.4 Funkelrauschen

Als **Funkelrauschen** (Flicker Noise) bezeichnet man das Rauschen, das ein Gleichstrom beim Durchfließen eines Kontaktes zwischen zwei leitenden Materialien erzeugt [55]. Dieser Effekt wird mit der Unregelmäßigkeit erklärt, die die Kristallgefüge an den Stoßstellen zweier Materialien aufweisen. Somit weisen alle Halbleiter durch die Kontakte zwischen dem halbleitenden Material und den Anschlüssen auch Funkelrauschen auf. Modelliert wird das Funkelrauschen als ein Rauschstrom i_f mit der Amplitude

$$\overline{i_f} = \sqrt{\frac{K_f I^m \Delta f}{f^n}} \quad (4.12)$$

mit dem Gleichstrom I ; K_f ist der Funkelrauschkoeffizient, Δf die Meßbandbreite, m und n sind Funkelrauschexponenten und f ist die Mittenfrequenz, um die gemessen wird. Die Werte von K_f , m und n müssen jeweils durch Messungen bestimmt werden, um das Modell des Funkelrauschstroms optimal an die Gegebenheiten anzupassen. Aus Gründen der Vereinfachung werden die Werte von m und n häufig mit 1 angegeben, der Wert des Funkelrauschkoeffizienten liegt in der Größenordnung von 10^{-28} bis 10^{-26} . Eine andere Bezeichnung für den Funkelrauschexponenten m ist AF [1, 14, 33, 70]. Der Exponent n wird oft auch mit ef bezeichnet [14, 70].

Da die Leistung des Funkelrauschens (also das Quadrat des Rauschstroms i_f) mit steigender Mittenfrequenz abnimmt, bezeichnet man das Funkelrauschen auch als **1/f-Rauschen** oder als *rosa Rauschen*.

Andere Modelle beschreiben das $1/f$ -Rauschen als Überlagerung verschiedener Generations-Rekombinations-Rauschprozesse mit unterschiedlichen Grenzfrequenzen [75] oder als Schwankung der Ladungsträgeranzahl oder auch als Schwankung der Ladungsträgerbeweglichkeit [41, 46, 98]. Die unterschiedlichen Modellierungsansätze in der Literatur führen jedoch zu vergleichbaren Ergebnissen.

4.1.5 Popcorn-Rauschen

Popcorn-Rauschen entsteht durch Metallverschmutzungen in pn-Übergängen und kann daher durch saubere Prozeßführung vermieden werden [55]. Es äußert sich durch unregelmäßige, kurze Impulse unterschiedlicher Dauer und Häufigkeit gleicher Amplitude. Ein Modellierungsansatz wurde für das Popcorn-Rauschen nicht gefunden.

4.2 Rauschen in Photodioden

Als Beispiel für das Rauschen der opto-elektrischen Wandler aus Kapitel 2 wird hier das Rauschen der integrierten Photodiode beschrieben. Es setzt sich aus verschiedenen Komponenten zusammen. Dies sind der Elektronen- und der Löchersperrstrom der in Sperrichtung vorgespannten Diode. Beide Sperrströme sind voneinander unabhängig, die Quadrate ihrer Rauschanteile können aufaddiert werden. Der mittlere quadratische Rauschstrom aus diesen Driftströmen ergibt sich zu [75]

$$\overline{i_s^2} = 2qI_s\Delta f \quad (4.13)$$

mit dem Sperrstrom I_s nach Gleichung 2.18 (S. 29). Damit liefert die Diode Schrotrauschen. Üblicherweise hat der Entwickler einer integrierten Schaltung keinen Einfluß auf die Größe dieses Sperrstroms und den damit verbundenen Rauschstrom. Der Sperrstrom erzeugt weißes Rauschen.

In Serie mit der Sperrschicht liegen die Bahnwiderstände r des Siliziums. Diese erzeugen thermisches Rauschen, liegen jedoch in Reihe mit den Stromquellen, so daß sich ihre Rauschamplituden nur über die parasitären Kapazitäten bemerkbar machen (**Bild 4.2**).

Als äußere Rauschquelle wirkt die *Hintergrundstrahlung* auf die Diode ein. Hintergrundstrahlung wird als Wärmestrahlung von allen Körpern emittiert und ist daher in der Umgebung eines Photosensors immer vorhanden. Bei Raumtemperatur ($T = 300$ K) liegt das Maximum dieser Strahlung im Infrarotbereich (nach [106] bei Wellenlängen $> 3 \mu\text{m}$) weit außerhalb der Empfindlichkeitsgrenze von Silizium. Die Anzahl n_{bg} der Photonen, die aus dem Raumwinkel 2π pro Zeit und Fläche auftreffen, wird für Lichtfrequenzen mit $h\nu \gg kT_{\text{bg}}$ angegeben zu

$$n_{\text{bg}} = \int_{\nu_{\text{unten}}}^{\nu_{\text{oben}}} \frac{2\pi h\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{kT_{\text{bg}}}}} d\nu \quad (4.14)$$

mit ν_{unten} und ν_{oben} als Eckfrequenzen des betrachteten Lichtfrequenzbereichs und mit der Umgebungstemperatur T_{bg} . Das Hintergrundrauschen läßt sich durch Abkühlen der Umgebung

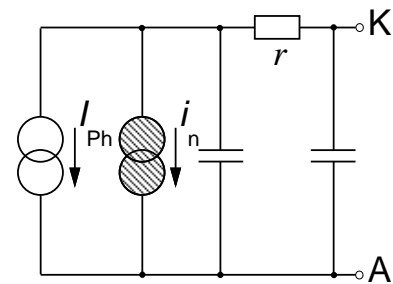


Bild 4.2: Rauschersatzschaltbild einer in Sperrichtung vorgespannten Photodiode.

vermindern.

Das Licht selbst trifft als Strom von Photonen (Gl. 1.3, S. 5) auf die Photodiode auf. Durch diese Quantisierung ist das Licht selbst mit einem Rauschanteil behaftet. Für den sichtbaren Lichtbereich ist das Leistungsdichtespektrum dieses Rauschens (Bose-Einstein-Statistik) angegeben mit [75, S. 169]

$$W(\nu) \approx h\nu \quad , \quad (4.15)$$

es reicht von etwa $0,5 \cdot 10^{-18}$ W/Hz bei 380 nm bis etwa $0,25 \cdot 10^{-18}$ W/Hz bei 780 nm.

Schließlich ist der in der Diode hervorgerufenen Photostrom als Nutzsignal nach Gleichung 2.21 (S. 33) auch quantisiert mit dem Rauschanteil

$$\overline{i_n^2} = 2qI_{Ph}\Delta f \quad . \quad (4.16)$$

Die beiden zuletzt genannten Rauschanteile sind miteinander korreliert.

Bild 4.2 zeigt das Rauschersatzschaltbild einer Photodiode, bestehend aus der Photostromquelle I_{Ph} und der grau unterlegten Rauschstromquelle i_n sowie den Bahnwiderständen, zusammengefaßt in r , und den parasitären Kapazitäten der Diode. Der Rauschstrom setzt sich zusammen aus den Anteilen Sperrstrom, Hintergrundstrahlungsstrom, Quantisierungsrauschen des Photostroms und Flickerrauschen des gesamten Diodenstroms. Das thermische Rauschen der Diodenbahnwiderstände ist im Verhältnis zu den anderen Rauschanteilen so klein, daß es vernachlässigt werden kann.

Unter Vernachlässigung der Rauschanteile nach Gl. 4.13 und Gl. 4.14 ergibt sich für das Signal-Rausch-Verhältnis des Photodiodenstroms

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{I_{Ph}} = \frac{I_{Ph}^2}{i_n^2} = \frac{I_{Ph}}{2q\Delta f} = \frac{\eta P_{opt} A \lambda}{2\Delta f hc} \quad (4.17)$$

nach dem Einsetzen der Gleichungen 2.21 und 1.13. Für einen maximalen Signal-Rausch-Abstand sollte daher neben einer großen optischen Leistung und kleiner elektrischer Signalbandbreite auch die Lichtwellenlänge möglichst groß gewählt werden. Für ein Signal-Rausch-Verhältnis von 1 ergibt sich für einen sperrstromfreien Detektor ohne Hintergrundstrahlung daher eine minimal erforderliche optische Leistung von

$$P_{min} = \frac{2hc\Delta f}{\eta\lambda} \quad . \quad (4.18)$$

Für eine Photodiode mit einem Wirkungsgrad von 50 %, die eine Signalbandbreite von 1 MHz empfangen soll, ist bei einer Lichtwellenlänge von 800 nm eine Lichtleistung von 1 pW erforderlich. Diese erzeugt einen Photostrom von 0,32 pA. Bei einer Kantenlänge von 10 μ m der Diode entspricht dies einer Lichtleistungsdichte von 10 mW/m². Bei kleinerer Leistungsdichte ist im Ausgangsstrom der Rauschanteil größer als der Nutzanteil.

Messungen an integrierten Photodioden in CMOS-Schaltungen zeigten jedoch Dunkelströme der Dioden im Bereich von 10 bis 100 pA, die oben genannten Voraussetzungen einer sperrstromfreien Diode lagen in den praktisch realisierten Exemplaren nicht vor. Bezieht man in die Gleichung 4.18 den meßbaren Sperrstrom I_s nach Gl 4.13 mit ein (der dann auch den durch die Hintergrundstrahlung hervorgerufenen Anteil enthält), so erweitert sich die Gleichung 4.17 zu

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{I_{Ph}} = \frac{I_{Ph}^2}{i_n^2 + i_s^2} = \frac{I_{Ph}^2}{2q(I_{Ph} + I_s)\Delta f} \quad (4.19)$$

mit den beiden unkorrelierten Rauschquellen $\overline{i_n}$ und $\overline{i_s}$. Für ein Signal-Rauschverhältnis von $S/N = 1$ muß der Photostrom dann

$$I_{\text{Ph}}(S/N = 1) = q \Delta f + \sqrt{q \Delta f (q \Delta f + 2 I_s)} \quad (4.20)$$

betragen. Für einen gemessenen Reststrom der integrierten Photodioden von 10 pA ist für ein Signal-Rausch-Verhältnis von 1 bei einer Signalbandbreite von 1 MHz ein minimaler Photostrom von

$$I_{\text{Ph}}(S/N = 1; I_s = 10 \text{ pA}) = 1,95 \text{ pA} \quad (4.21)$$

notwendig. Dieser Wert ist um den Faktor 6 höher als der theoretische Wert für eine sperrstromfreie Diode, jedoch um den Faktor 5 kleiner als der Mittelwert des Dunkelstroms. Die spektrale Verteilung des Dunkelstroms konnte nicht gemessen werden, sie wurde nach Gl. 4.16 als Gleichverteilung angenommen. Mit den in Kapitel 3 vorgestellten Schaltungen konnte ein Photostrom, der kleiner als der Dunkelstrom der Photodiode ist, zwar statisch, nicht aber mit der gewünschten Bandbreite detektiert werden. Damit wurde in den untersuchten Dioden die Empfindlichkeit durch den Dunkelstrom mit all seinen Rauschanteilen begrenzt, nicht jedoch durch das Rauschen des Signalstroms.

4.3 Transistorrauschen

4.3.1 Rauschen in Bipolartransistoren

Für die Modellierung des Rauschens in einem Phototransistor bietet sich die Aufteilung des Transistors in eine Photodiode nach Kapitel 4.2 und einen bipolaren Transistor an. Der Strom in einem bipolaren Transistor ist hauptsächlich ein Diffusionsstrom vom Emitter durch die Basis in das Kollektorgebiet (s. a. Erläuterungen zu Bild 2.37). Es müssen dabei die Potentialbarrieren vom Emitter zur Basis in Vorwärtsrichtung und von der Basis zum Kollektor in Sperrichtung überschritten werden. Die Rauschquellen werden wie bei der Diode als Schrotrauschen modelliert. Somit gilt für den Basis- und den Kollektorstrom entsprechend Gleichung 4.10

$$\overline{i_B^2} = 2q I_B \Delta f \quad (4.22)$$

$$\overline{i_C^2} = 2q I_C \Delta f \quad (4.23)$$

mit den Basis- und Kollektorgleichströmen I_B und I_C . Da die Rauschanteile in verschiedenen Sperrschichten entstehen, kann man sie als unkorreliert voraussetzen [85], der Emitterrauschstrom ergibt sich dann als Summe des Basis- und des Kollektorrauschens

$$\overline{i_E^2} = \overline{i_B^2} + \overline{i_C^2} \quad (4.24)$$

Zusätzlich zum Schrotrauschen treten im bipolaren Transistor noch thermisches Rauschen und Funkelrauschen auf.

Bild 4.3 zeigt das (linearisierte) Kleinsignal-Rauschersatzschaltbild [85] eines bipolaren Transistors mit der von der Basisspannung gesteuerten Stromquelle g_m im Kollektorkreis und den verschiedenen Rauschquellen. Dabei sind R_B und R_{BE} der Basisserienwiderstand und der Basis-Emitter-Ableitwiderstand, C_{BE} und C_{BC} die Basis-Emitter-Kapazität und Basis-Kollektor-Kapazität (Miller-Kapazität) und R_{CE} und C_{CE} der Kollektor-Emitter-Widerstand bzw. die Kollektor-Emitter-Kapazität. Die Rauschquellen sind $\overline{i_B^2}$ für das Schrotrauschen im Basiskreis, $\overline{i_C^2}$ für

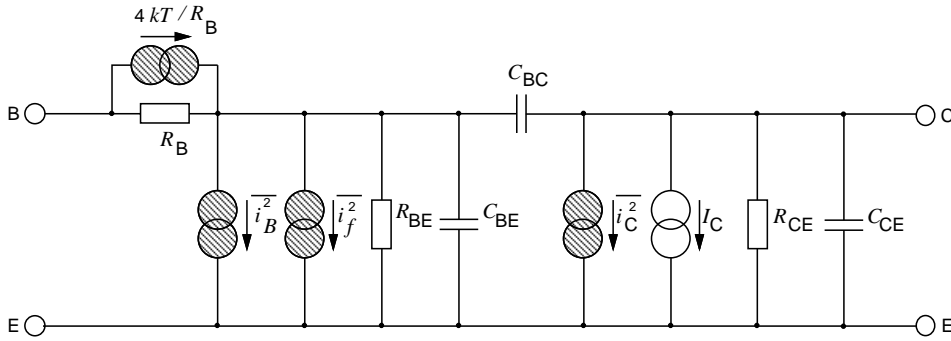


Bild 4.3: Kleinsignal-Rauschersatzschaltbild eines bipolaren Transistors.

das Schrotrauschen im Kollektorkreis und $\overline{i_f^2}$ für das auf die Basis umgerechnete Funkelrauschen. Parallel zum Basisbahnwiderstand ist noch die thermische Rauschquelle $4kT/R_B$ geschaltet; nicht gezeigt sind die thermischen Rauschquellen, die durch den Spannungsabfall an den internen Emitter- und Kollektorserienwiderständen erzeugt werden.

Das thermische Rauschen wird durch den Transistorstrom als Spannungsabfall an den Bahnwiderständen der Elektroden erzeugt. Der Bahnwiderstand des Kollektorkreises ist jedoch in Serie zur Ausgangsstromquelle des Transistors geschaltet, das dadurch verursachte Rauschen tritt daher nach außen nicht in Erscheinung. Die Basis muß für geringes thermisches Rauschen möglichst niederohmig ausgeführt werden. Der Emitter sollte mit einem größtmöglichen Kontaktfenster versehen werden, um den Anschlußwiderstand und damit das thermische Rauschen klein zu bekommen.

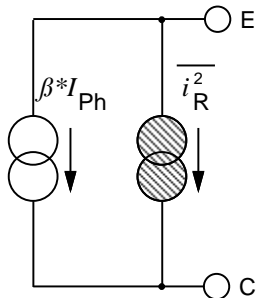


Bild 4.4: Rauschersatzschaltbild eines mit offener Basis betriebenen Phototransistors.

Funkelrauschen tritt entsprechend Gleichung 4.12 an allen Halbleiterkontakten des Transistors auf, beim vertikalen Phototransistor mit offener Basis also am Emitter- und Kollektoranschluß. Jedoch wurden keine Methoden gefunden, um den Kontaktanschluß bezüglich Funkelrauschen zu optimieren.

Für einen Phototransistor mit offener Basis kann man die Schaltung nach Bild 4.3 ersetzen durch eine äquivalente Rauschstromquelle $\overline{i_R^2}$ zwischen Kollektor und Emitter nach **Bild 4.4** mit der Amplitude

$$\overline{i_R^2} = \beta^2(\overline{i_B^2} + \overline{i_f^2}) + \frac{\beta^2}{\beta_0^2} \overline{i_C^2} (1 + j\beta_0 \frac{\omega}{\omega_T})^2 \tag{4.25}$$

mit der Gleichstromverstärkung β_0 , der Transistorkreisfrequenz

$$\omega_T = \frac{\beta_0}{R_{BE}(C_{BE} + C_{BC})} \tag{4.26}$$

und der daraus hergeleiteten Wechselstromverstärkung

$$\beta = \beta_0 \frac{1}{1 + \frac{\omega}{\omega_T}(\beta_0 - 1)} \tag{4.27}$$

des Transistors. Da der Transistor mit offener Basis betrieben wird, ist die maximale Signalfrequenz deutlich kleiner als die Transitfrequenz, also $f \ll f_T$. Damit geht die Stromverstärkung des Transistors gegen ihren statischen Wert $\beta \rightarrow \beta_0$ und Gleichung 4.25 vereinfacht sich zu

$$\overline{i_R^2} = \beta_0^2(\overline{i_B^2} + \overline{i_f^2}) + \overline{i_C^2} \tag{4.28}$$

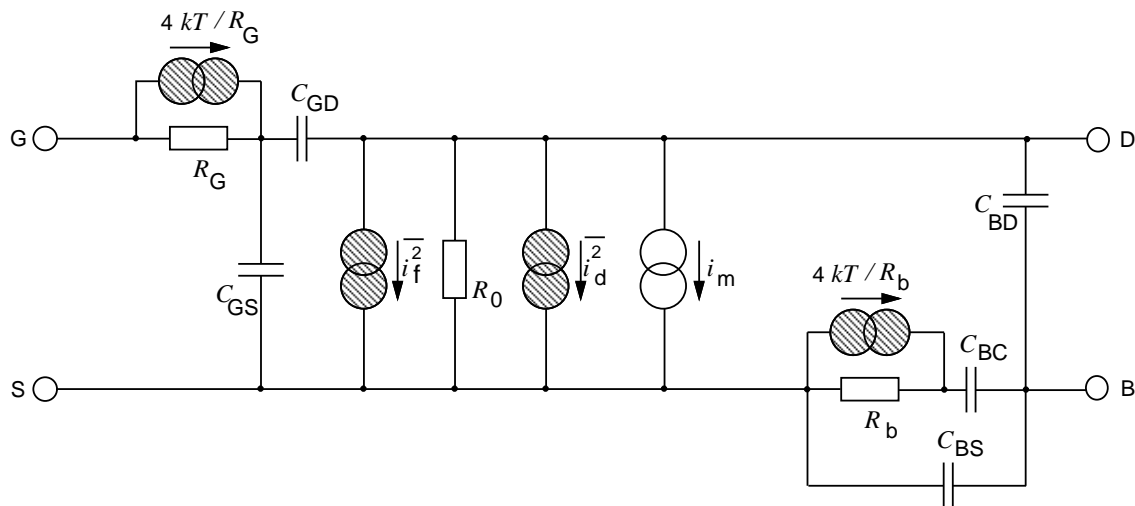


Bild 4.5: Rauschersatzschaltbild eines MOS-Transistors.

mit einem wegen der niedrigen Frequenzen hohen, jedoch nicht genau quantifizierten Anteil an Funkelrauschen. Dieses ist abhängig von der Signalamplitude des Transistors, jedoch mit einem anderen Vorfaktor als das Schrotrauschen. In diesem auf die Basis umgerechneten Funkelrauschen ist sowohl das Funkelrauschen der Photodiode als auch das des bipolaren Transistors enthalten. Der Dioden- und der Basisfunkelrauschstrom entstehen durch denselben Strom am identischen Übergang; sie sind nicht voneinander zu trennen. Damit tritt die Funkelrauschquelle im Basiskreis nur einmal auf, im Gegensatz zu einer Kombination aus einzelner Photodiode und separatem Transistor, wo die Rauschquelle sowohl in der Diode als auch in der Basis auftritt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß das Rauschen eines integrierten Phototransistors aus zwei Anteilen besteht: dem verstärkten Rauschanteil der Kollektor-Basis-Photodiode und dem signalabhängigen Schrotrauschen des bipolaren Transistors. Wird der Phototransistor ohne Vorstrom betrieben, so daß der Arbeitspunkt (abgesehen vom Dunkelstrom) ausschließlich von der Bestrahlung des Transistors abhängt, dann wächst das Rauschen des Transistors proportional zur Wurzel der Bestrahlungsstärke. Entsprechend steigt das Signal-Rausch-Verhältnis mit der Wurzel der Signalamplitude. Unter Vernachlässigung des Transistoreigenrauschens nach Gleichung 4.23 ergibt sich das Dunkelrauschen dann als Produkt des Rauschens der Photodiode und der Stromverstärkung des vertikalen Transistors.

Ausschließlich durch Änderungen des Layouts ohne begleitende technologische Maßnahmen kann das Rauschverhalten der Phototransistoren nicht beeinflusst werden.

4.3.2 Rauschen in MOS-Transistoren

Den größten Einfluß auf das Rauschen des integrierten optischen Sensors hat der Verstärker, der der Photodiode oder dem Phototransistor nachgeschaltet ist. Im folgenden werden die Rauscheigenschaften des MOS-Transistors anhand des Rauschersatzschaltbildes, **Bild 4.5** (entnommen aus [85]), vorgestellt.

Im Hochfrequenzbereich dominiert bei einem Feldeffekt-Transistor das thermische Rauschen des Kanals. Wenn über dem Kanal des Transistors keine Spannung abfällt, so rauscht er wie ein ohmscher Widerstand, dessen Leitwert der Steilheit g_0 des MOS-Transistors bei einer Drain-

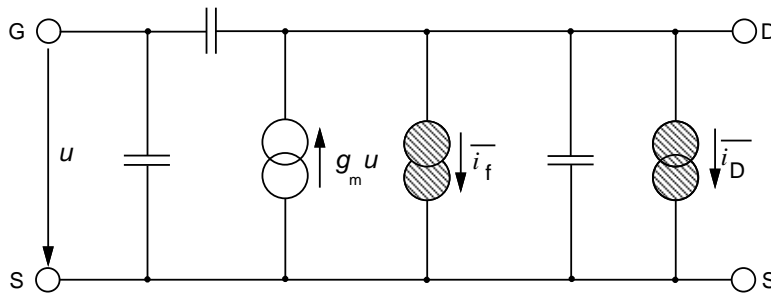


Bild 4.6: Vereinfachtes Rausch-Ersatzschaltbild eines MOS-Transistors mit nur noch zwei Rauschquellen.

Source-Spannung von 0 V entspricht:

$$\overline{i_d^2} = 4kT g_0 \Delta f \quad . \quad (4.29)$$

Sobald über der Kanallänge des Transistors eine Spannung abfällt, kann der Kanal nicht mehr als homogener Widerstand modelliert werden. Statt dessen modelliert man ihn als eine Summe gleich breiter, aber unterschiedlich dicker infinitesimal kleiner Widerstände. Dieses thermische Rauschen läßt sich nach [86] auch als Schrotrauschen des Vorwärts- und des Rückwärtsstroms durch den Kanal modellieren; an den grundsätzlichen Ergebnissen ändert diese andere Sichtweise jedoch nichts.

Wird der Transistor in Sättigung betrieben (die Drain-Source-Spannung ist dann so hoch, daß der Drainstrom nicht mehr von ihr abhängt, Abschnitt 3.1.2.1, S. 71), so erhält man als Ergebnis den Kanalrauschstrom [75, 85]

$$\overline{i_d^2} = 4kT \frac{2}{3} g_m \Delta f \quad (4.30)$$

mit der Transistorsteilheit g_m im Sättigungsbetrieb. Berücksichtigt man noch die Substrateffekte des MOS-Transistors in einer integrierten Schaltung, so ändert sich der Vorfaktor der Steilheit in Gleichung 4.30 geringfügig zu kleineren Werten hin.

Hinzu kommt bei niedrigen Frequenzen das $1/f$ -Rauschen, das bei sehr kleinen Frequenzen das thermische Rauschen übersteigen kann [16]. Für die Modellierung dieses Rauschens existieren verschiedene Modelle (s. a. Abschnitt 4.1.3). Gemeinsam ist diesen Modellen, daß der zusätzliche Rauschstrom proportional dem Kanalstrom und umgekehrt proportional der Frequenz f und dem Quadrat der Kanallänge L ist:

$$\overline{i_f^2} \sim \frac{I_{DS}}{L^2 f} \Delta f \quad , \quad (4.31)$$

lediglich der Vorfaktor unterscheidet sich in den Modellen. Das $1/f$ -Rauschen ist jedoch deutlich größer als bei bipolaren Transistoren. Rechnet man die Rauschstromquelle $\overline{i_f^2}$ am Ausgang über die Steilheit des Transistors

$$g_m = \sqrt{\left(\frac{2\mu C_{Ox}}{n} \frac{W}{L} I_{DS}\right)} \quad (4.32)$$

mit einem Korrekturfaktor $n < 1$ für die Ladungsträgerbeweglichkeit in eine äquivalente Rauschspannungsquelle

$$\overline{v_f^2} \sim \frac{\Delta f}{C_{Ox} W L f} \quad (4.33)$$

an seinem Eingang um, so erkennt man die Abhängigkeit des $1/f$ -Rauschens von der spezifischen Gatekapazität C_{Ox} und der Gatefläche $W \cdot L$.

Ein vereinfachtes Rauschersatzschaltbild ist die in **Bild 4.6** gezeigte Schaltung mit den beiden Rauschquellen $\overline{i_f^2}$ für das $1/f$ -Rauschen und $\overline{i_D^2}$ für das thermische Kanalrauschen.

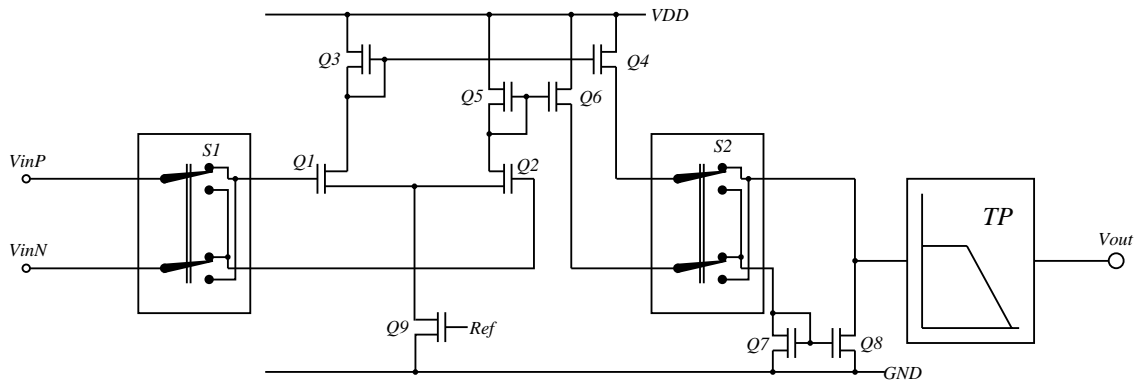


Bild 4.7: Getakteter Verstärker mit Kompensation des niederfrequenten Rauschens.

Der Rauschstrom durch den Kanal generiert über die Gatekapazität eine Ladungsverschiebung auf dem Gate. Die Größe des so erzeugten Gatestromrauschens ergibt sich [85] zu

$$\overline{i_g^2} \approx 4kT \frac{g_m}{5} \left(\frac{f}{f_T} \right)^2 \Delta f \quad (4.34)$$

mit der Transitfrequenz f_T des MOS-Transistors. Das Gate erstreckt sich über den ganzen Kanal, das induzierte Gaterauschen setzt sich daher aus den lokal unterschiedlichen Rauschanteilen des gesamten Kanals zusammen. Es ist daher teilweise zum Kanalrauschen korreliert. Der Korrelationsfaktor wird in [75] mit $\gamma \approx 0,4j$ angegeben; wegen der Phasenverschiebung zwischen dem Kanalstrom und der über die Gatekapazität induzierten Gatespannung ist der Korrelationsfaktor komplex. In den hier betrachteten Anwendungen liegen die Signalfrequenzen der Photodioden weit unter der Grenzfrequenz der MOS-Transistoren; daher wird das induzierte Gaterauschen im weiteren vernachlässigt.

Zusätzliche Rauschquellen sind das thermische Rauschen des Polysiliziumgates, thermisches Rauschen des Substratwiderstandes sowie das Schrotrauschen des Reststroms zwischen Drain bzw. Source und dem Substrat. Gegenüber den ersten beiden Rauschquellen sind die zuletzt genannten Quellen bei den Anwendungen in Kombination mit lichtempfindlichen Elementen vernachlässigbar.

Um einen Verstärker aus CMOS-Transistoren rauscharm aufzubauen, sollten die Eingangstransistoren entsprechend Gleichung 4.33 eine möglichst große Gatekapazität aufweisen. In [85, S. 169] ist ein Beispiel vorgerechnet, dessen rauschoptimierter Transistor bei 3 μm Länge eine Breite von 600 μm (600 000 μm) aufweisen müßte.

Als Alternative bietet sich ein getakteter Verstärker nach dem **Prinzipbild 4.7** an. Die Funktionsweise sei hier nur kurz angerissen.

Die Idee bei der Kompensation des $1/f$ -Rauschens besteht darin, dieses Rauschen als schnell veränderlichen Offset zu betrachten, dessen Amplitude mit jedem Takt umgepolt wird und dann im nachfolgenden Tiefpaß TP ausgefiltert wird. Das zu verstärkende Signal wird an die Eingangsklemmen V_{inP} und V_{inN} gelegt und durch den Schalter $S1$ mit hoher Frequenz umgeschaltet. Diesem Signal überlagert sich im nachfolgenden Verstärker das Rauschen der Transistoren $Q1$ bis $Q6$. Am Ausgang des Operationsverstärkers wird das Signal wieder umgepolt, die Schalter $S1$ und $S2$ laufen dabei gleichphasig. Durch diesen Schalter $S2$ erhält das Ausgangssignal die gleiche Phasenlage wie das Eingangssignal; die Rauschanteile, deren Frequenz kleiner als die halbe Schaltfrequenz ist, werden im nachfolgenden Tiefpaß kompensiert. Durch das

Choppern mit einer Frequenz von 10 kHz konnte in einem angewandten Operationsverstärker die äquivalente Eingangsrauschspannung bei 1 Hz von $0,1\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ auf $10\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ vermindert werden; bei einer Signalfrequenz von 100 Hz war die Verbesserung immer noch von $20\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ auf $10\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Eine weitere Erhöhung der Chopperfrequenz brachte dann keine weitere Verminderung des Rauschens.

Der Einsatz des ungetakteten Operationsverstärkers in der Schaltung nach Bild 3.31 (Abschnitt 3.1.3) zeigte, daß bei einer Verstärkung des OP von 100 an seinem Ausgang eine Rauschspannung von etwa $50\mu\text{V}$ entsteht. Damit schwankt der Drainstrom des Steuertransistors Q_1 aus Bild 3.31 um etwa 0,2 %, wenn er im Subthresholdbereich arbeitet. Dies ist etwa um den Faktor 10 geringer als die erzielbare Genauigkeit der nachfolgenden Auskoppelschaltung.

Nachteilig an diesem Konzept ist das Störspektrum am Ausgang des Verstärkers, hervorgerufen durch die beiden Schalter, welches durch den nachfolgenden Tiefpaß verringert wird.

Die untere Auflösungsgrenze war durch den Dunkelstrom der realisierten Photodioden von 10 bis 100 pA vorgegeben, das Rauschen des Operationsverstärkers war dagegen in den betrachteten Anwendungen zu vernachlässigen.

Weitere Beispiele zur Rauschminderung und Offsetkompensation durch den Einsatz getakteter Verstärker finden sich in [26].

5 Lichtdämpfung

5.1 Abschirmung durch Aluminium

Beim Entwurf lichtsensitiver integrierter Schaltungen ist es notwendig, die Lichtstrahlung von Teilen der Schaltung fernzuhalten, beispielsweise für den Aufbau interner Referenzen zur Dunkelstromkompensation. Dafür bietet sich die in einem Halbleiterprozess vorhandene Metallisierung an, die im wesentlichen aus Aluminium besteht. Erste grobe Messungen an den selbstentworfenen lichtempfindlichen CMOS-Schaltungen erweckten den Eindruck, daß die Aluminiumleiterbahnen das Licht nur unzureichend absorbieren bzw. reflektieren [65]. Es folgen daher einige Überlegungen, ob und wie stark die Lichtstrahlung durch die Verdrahtung über den lichtempfindlichen Teilen gedämpft wird.

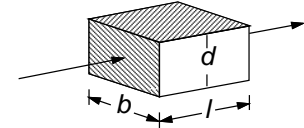


Bild 5.1: Teilstück einer Leiterbahn der Länge l , der Breite b und der Dicke d .

Dem Entwickler einer integrierten Schaltung stehen im allgemeinen nur die elektrischen Kenn-
daten, nicht jedoch die physikalischen Abmessungen des verwendeten Fertigungsprozesses zur Verfügung. Diese müssen dann gegebenenfalls aus den Kenn-
daten berechnet werden. In den Kenn-
daten des Prozesses wird dem Entwickler der elektrische Widerstand R_{sq} der verschiedenen Schichten angegeben in Ω/square . Größere Widerstände erhält man durch Serienschaltung, kleinere durch Parallelschaltung dieser Quadrate. Ein Quadrat ist dabei ein Schichtelement der Dicke d , der Länge l und der gleichen Breite $b = l$ (**Bild 5.1**). Mit dem spezifischen Widerstand ϱ ergibt sich

$$R = \varrho \frac{l}{bd} \quad (5.1)$$

die Dicke der Leiterbahn zu

$$d = \varrho \frac{1}{R} \frac{l}{b} = \varrho \frac{1}{R_{sq}} \quad (5.2)$$

Für eine Aluminiumleiterbahn mit $\varrho_{Al} = 28,6 \text{ m}\Omega\mu\text{m}$ ergibt sich bei einem Widerstand R_{sq} von $25 \text{ m}\Omega/\text{sq}$ (einem typischen Wert eines $2\mu\text{m}$ CMOS-Prozesses) eine Schichtdicke von ca. $1,1 \mu\text{m}$, ein nach [88] realistischer Wert. Dieser spezifische Widerstand ϱ gilt allerdings nur für reines Aluminium, der spezifische Widerstand der beim Sputtern verwendeten Aluminiumlegierung (AlSiCu, ca. 0,8 % Si und 2 % Cu nach [88]) weicht davon geringfügig ab. Außerdem ist die Leiterbahn durch das Sputtern nicht homogen, die tatsächliche Schichtdicke des Aluminiums differiert daher ein wenig von der hier berechneten. Insbesondere kann sie bei großen Flächen variieren.

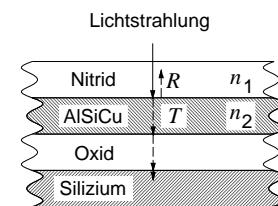


Bild 5.2: Reflexion und Transmission eines Lichtstrahls an einer Grenzfläche.

Aus dieser Dicke lassen sich die optischen Eigenschaften der Aluminiumschicht bestimmen.

Das eintreffende Licht wird an der Grenzfläche zwischen Siliziumnitrid und Aluminium reflektiert, wie in **Bild 5.2** dargestellt. Der Brechungsindex von Aluminium ist abhängig von der Wellenlänge λ und kann ebenso wie der Extinktionskoeffizient einschlägigen Tabellen [102]

Tabelle 5.1: Optische Konstanten für den Übergang von Siliziumnitrid nach Aluminium (Reflexion und Transmission sind auf volle % gerundet).

Wellenlänge λ nm	Photonenenergie eV	metallisches Aluminium			$\text{Si}_3\text{N}_4 \rightarrow \text{Al}$	
		Brechungsindex n	Extinktionskoeffizient k	Eindringtiefe $1/\alpha$ nm	Reflexionsfaktor R %	Transmissionsfaktor T %
388	3,2	0,460	4,708	6,56	87	13
413	3,0	0,523	5,024	6,54	87	13
443	2,8	0,598	5,385	6,55	86	14
477	2,6	0,695	5,800	6,54	86	14
517	2,4	0,826	6,283	6,55	86	14
564	2,2	1,018	6,846	6,56	85	15
620	2,0	1,304	7,749	6,37	85	15
689	1,8	1,741	8,205	6,68	83	17
775	1,6	2,625	8,597	7,17	78	22
886	1,4	2,237	8,212	8,59	79	21
1033	1,2	1,240	10,01	8,21	91	9
1240	1,0	1,212	12,46	7,92	94	6

entnommen werden. Siliziumnitrid weist einen Brechungsindex von $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 2,05$ auf¹ [93].

Aus der Lichtwellenlänge λ bzw. der Photonenenergie, den Brechungsindizes n_x ober- und unterhalb der Grenzfläche und dem Extinktionskoeffizienten k bzw. der daraus nach Gleichung 5.3 hergeleiteten Absorptionskonstanten α

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (5.3)$$

kann der Reflexionsfaktor R und der Transmissionsfaktor T an der Grenzfläche berechnet werden [79] (Bild 5.2)

$$\mathcal{R} = \frac{(n_1 - n_2)^2 + k_2^2}{(n_1 + n_2)^2 + k_2^2} \quad (5.4)$$

$$\mathcal{T} = \frac{n_2}{n_1} \frac{4n_1^2}{(n_1 + n_2)^2 + k_2^2} = 4 \frac{n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2 + k_2^2}, \quad (5.5)$$

wobei das Medium, aus dem der Lichtstrahl austritt, als verlustfrei vorausgesetzt wird ($k_1 = 0$).

Tabelle 5.1 zeigt den Brechungsindex und den Extinktionskoeffizienten für metallisches Aluminium als Funktion der Lichtwellenlänge, entnommen aus [102], sowie die nach den Gleichungen 5.3, 5.4 und 5.5 berechneten Eindringtiefen in das Aluminium und die Reflexions- und Transmissionsfaktoren für den Übergang zwischen Siliziumnitrid und Aluminium.

¹Der genaue Brechungsindex des Passivierungsnitrides hängt von dem Verhältnis von Silizium und Nitrid ab sowie von den verbleibenden Wasserstoffanteilen; er kann nach [88, Kapitel 7] bei Plasmanitrid zwischen 1,8 und 2,5, abhängig von den Parametern des Herstellungsprozesses, liegen

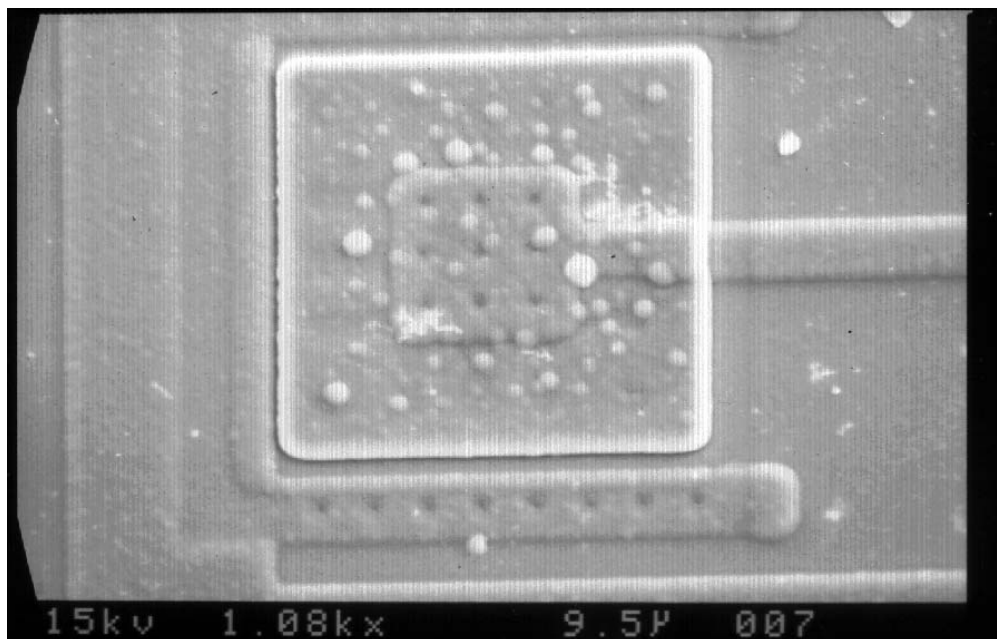


Bild 5.3: Oberfläche eines vertikalen Transistors, aufgenommen mit einem Raster-Elektronen-Mikroskop. Die Basis und der Emitter des gezeigten Transistors sind vollständig mit Metall2 abgedeckt.

Diese gelten unter der Annahme, daß die aufgetragene Legierung die gleichen optischen Eigenschaften wie poliertes metallisches Aluminium aufweist. Im sichtbaren Bereich der Lichtstrahlung liegt der Reflexionsfaktor des Aluminiums damit unter 90 %. Die Eindringtiefe des sichtbaren Lichtes in das Aluminium ist jedoch überall kleiner als 10 nm, der nichtreflektierte Anteil des Lichtes wird daher in einer löcherfreien, homogenen Aluminiumschicht mit einer Dicke $d \geq 1 \mu\text{m}$ praktisch vollständig absorbiert.

Bild 5.3 zeigt die Oberfläche eines vertikalen PNP-Transistors, dessen Basis und Emitter vollständig mit einer durchgehenden Metallisierung abgedeckt sind. Die Aufnahme mit einem Rasterelektronenmikroskop zeigt eine relativ unsaubere Oberfläche mit vielen zusätzlichen Aluminiumteilchen; eine Lichtdurchlässigkeit konnte jedoch nicht gemessen werden. Allerdings fanden sich diese Teilchen auch auf lichtempfindlichen Teilen der integrierten Schaltung und haben dort die Empfindlichkeit reduziert. Diese Verringerung konnte nicht exakt quantifiziert werden.

Einige Halbleiterhersteller schreiben in ihren Design-Rules vor, daß die Metallisierungsflächen bestimmte Breiten nicht überschreiten dürfen. Nach [1] dürfen Leiterbahnen in Metall1 oder Metall2 maximal $20 \mu\text{m}$ breit werden; breitere Leiterbahnen sollen aus mehreren Einzelbahnen mit minimalem Abstand parallel geschaltet werden. Für eine Lichtabschirmung muß das entstehende Fenster dann mit der anderen Metallisierungsebene geschlossen werden.

5.2 Lichtleitung im Oxid

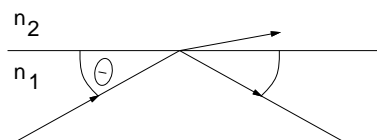
An den Kanten der Aluminiumabdeckung findet eine Beugung des Lichtes statt, denkbar ist daher eine Lichtleitung unter dem Aluminium im Siliziumoxid (Filmwellenleiter) [39]. Dafür muß an den Grenzflächen zwischen dem isolierenden Siliziumdioxid und dem Aluminium bzw. Silizium jeweils Totalreflexion auftreten [23] [96]. Dabei kann sich nur Licht der Wellenlänge ausbreiten, welches nach der zweimaligen Reflexion an der Ober- und Unterkante des Oxides eine

Tabelle 5.2: Brechungsindex und Extinktionskoeffizient von Silizium (nach [24, 102]) sowie der daraus berechnete Reflexionsfaktor an der Grenzschicht zum Siliziumoxid. Für den Wellenlängenbereich von 830 bis 1200 nm wiesen die Tabellen in den zitierten Literaturstellen keine Einträge auf.

Wellenlänge in Luft [nm]	388	413	443	477	517	564	620	689	775	827
Brechungs- index n_{Si}	6,062	5,222	4,753	4,442	4,215	4,042	3,906	3,796	3,714	3,673
Extinktions- koeffizient k_{Si}	0,630	0,269	0,163	0,090	0,060	0,032	0,022	0,013	0,008	0,005
$\mathcal{R}_{Si \rightarrow SiO_2}$ [%]	37,9	31,8	28,1	25,6	23,6	22,0	20,8	19,8	19,0	18,6

Phasenverschiebung von 2π oder einem ganzzahligen Vielfachen davon aufweist, anderenfalls würde sich das Licht durch Interferenzbildung ganz oder teilweise auslöschen. Das als Lichtleiter wirkende Oxid sollte eine annähernd homogene Dicke aufweisen, weil sich sonst die an den Grenzflächen gestreuten und verschieden stark reflektierten Lichtanteile teilweise gegenseitig auslöschen.

Damit beim Übergang von einem optisch dichteren Medium n_1 zu einem optisch dünneren Medium n_2 Totalreflexion auftritt, muß der Winkel zwischen dem Lichtstrahl und der Oxidgrenze kleiner sein als der Grenzwinkel Θ der Totalreflexion



$$\Theta = \arccos \frac{n_2}{n_1}, \quad n_1 > n_2 \quad (5.6)$$

Bild 5.4: Totalreflexion eines Lichtstrahls an einem optisch dünneren Medium.

mit dem Brechungsindex n_1 des lichtleitenden Mediums (Siliziumoxid) und dem Brechungsindex n_2 des begrenzenden Mediums (Aluminium bzw. Silizium), **Bild 5.4.** Siliziumdioxid weist einen Brechungsindex von 1,46 [93] bzw. 1,55 [82] auf, der von Aluminium hängt gemäß Tabelle 5.1 von der Wellenlänge des Lichtes ab; im langwelligen Bereich ist er größer als der des Siliziumoxids, im kurzwelligen dagegen kleiner. Die hier betrachtete Totalreflexion kann daher nur bei kurzwelligem Licht zwischen Siliziumoxid und Aluminium auftreten. Für eine Wellenlänge der Strahlung von 620 nm beträgt der Grenzwinkel der Totalreflexion zwischen Siliziumoxid und Aluminium 27° , für eine Wellenlänge von 413 nm dagegen 69° .

Der Brechungsindex von Silizium fällt im sichtbaren Bereich des Lichtes monoton von $n = 6,45$ bei $\lambda = 380$ nm bis $n = 3,71$ bei $\lambda = 775$ nm entsprechend **Tabelle 5.2**, eine Totalreflexion gemäß Gleichung 5.6 findet an der Grenzfläche zwischen Siliziumdioxid und Silizium daher nicht statt, sondern nur eine Teilreflexion.

In Bild 5.3 ist eine strukturierte Oberfläche des Halbleiters zu sehen. Man kann dort nicht nur die verschiedenen Metallisierungen erkennen, sondern auch Strukturen unterhalb der Verdrahtungsebenen, wie Kontaktlöcher und Dotierkanten. Damit sind in diesem so gebildeten Filmwellenleiter große Verluste zu erwarten. Eine Ausbreitung des Lichtes durch Lichtleitung

im Oxid parallel zur Kristalloberfläche über weite Strecken ist somit auszuschließen.

Es gibt jedoch vielfältige Versuche auf dem Silizium Lichtwellenleiter zu integrieren [48]. Dazu werden in zusätzlichen Prozeßschritten verschieden dotierte Oxide mit dann unterschiedlichen Brechungsindizes auf der Oberfläche des Siliziums aufgewachsen. An den Grenzflächen dieser Oxide findet dann die oben beschriebenen Totalreflexion statt. Dies setzt jedoch eine entsprechend glatte Siliziumoberfläche voraus. Durch die verschiedenen Oxidationsschritte stellt dies jedoch eine erhebliche Abweichung von einem Standard-CMOS-Prozeß dar. Eine ausführliche Beschreibung über die Realisierung von Lichtleitern auf Halbleitersubstraten findet sich in [23].

Durch Lichtbeugung an der Aluminiumkante oder Streuung an Störstellen im Oxid können Randbereiche unterhalb der Abdeckung bestrahlt werden. Wenn die nächste Aluminiumkante mehrere μm entfernt ist, ergibt sich eine Spaltbreite von mehreren Lichtwellenlängen; für das erste Interferenzmaximum ergibt sich beispielsweise bei einer Spaltbreite von $d = 10 \cdot \lambda$ ein Beugungswinkel von $\alpha = \arcsin(\lambda/d) = 5,7^\circ$. Bei einer Oxiddicke von $1,6 \mu\text{m}$ zwischen Aluminium und Siliziumsubstrat ergibt sich eine Unterstrahlung der Aluminiumfläche von etwa 160 nm . Bei kritischen Abdeckungen sollten daher die Außenmaße der Aluminiummasken entsprechend vorgehalten werden.

Wird die Abdeckung aus zwei überlappenden, durchbrochenen Metallisierungen entsprechend der Beschreibung am Ende des Abschnitts 5.2 realisiert, so kann das Licht durch einen Spalt in der oberen Metallisierung eindringen. Durch Beugung oder Schrägeinstrahlung des Lichtes kann sich das Licht durch Mehrfachreflexion im Oxid zwischen den beiden Metallisierungen fortsetzen; im nächsten Durchbruch in der unteren Metallisierung kann das Licht in das darunter liegende Silizium gelangen. Eigene Versuche in dieser Richtung wurden jedoch nicht unternommen, sondern immer großflächige Metallflächen zur Abdeckung verwendet und damit der Verstoß gegen die Design-Rules bewußt in Kauf genommen.

5.3 Lichtdämpfung durch Reflexion

Aus der Literatur ist bekannt [51, 61, 89], daß Photodioden in integrierten Schaltungen spektrale Empfindlichkeitsschwankungen aufweisen, über deren Ursache wird dort jedoch nur sehr allgemein auf Interferenzerscheinungen hingewiesen.

Auf dem Weg von der Umgebung in das Silizium muß das Licht mehrere verschiedene Schichten durchqueren. Dies ist in **Bild 5.5** für eine integrierte Schaltung ohne Abdeckung dargestellt. Dabei erfolgt eine unerwünschte Dämpfung des Lichtes, selbst wenn die durchquerten Schichten verlustlos sind.

An den Grenzflächen zwischen der Luft und dem Decknitrid, dem Nitrid und dem Oxid sowie dem Oxid und dem Silizium wird jeweils entsprechend Gleichung 5.4 ein Teil des Lichtes reflektiert. Durch Mehrfachreflexion und anschließende Überlagerung des Originalstrahls mit dem reflektierten Strahl tritt für bestimmte Lichtwellenlängen eine Schwächung der Intensität ein, was eine verringerte Empfindlichkeit des Siliziums bewirkt. Diese Abschwächung erfolgt für die Frequen-

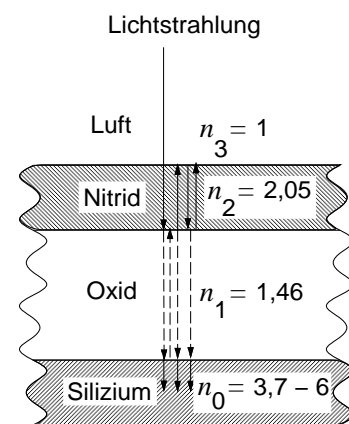


Bild 5.5: Mehrfachreflexion eines Lichtstrahls beim Durchqueren der verschiedenen Deckschichten.

Tabelle 5.3: Reflexionsfaktoren an den verschiedenen Übergängen auf dem Weg des Lichtes von der Umgebung bis in das Silizium. Der Brechungsindex von Siliziumnitrid ist darin zu $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 2,05$, der von Siliziumoxid zu $n_{\text{SiO}_2} = 1,46$ gesetzt.

Übergang	Luft → Nitrid	Nitrid → Oxid	Oxid → Silizium
Reflexionsfaktoren \mathcal{R}	0,119	0,028	siehe Bild 5.6

zen, deren Wellenlänge im Oxid und Nitrid genau so groß ist, daß zwischen dem Originalstrahl und dem mehrfachreflektierten Strahl ein Gangunterschied von $\lambda/2$ auftritt.

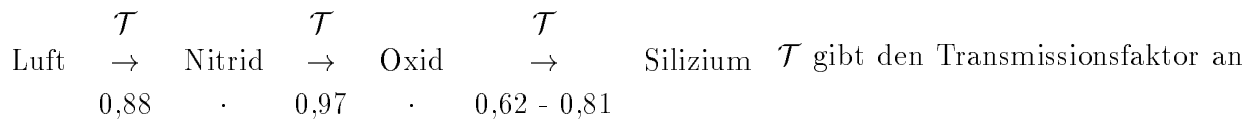
Tabelle 5.3 zeigt die Reflexionen an den verschiedenen Übergängen innerhalb einer integrierten Schaltung. Der Reflexionsgrad am Übergang von Siliziumoxid und Silizium aus Tabelle 5.2 läßt sich grob durch folgende empirische Formel annähern:

$$\mathcal{R}_{\text{SiO}_2 \rightarrow \text{Si}}(\lambda_{\text{Luft}}) \approx \frac{1}{7,95 - \frac{1950}{\lambda_{\text{Luft}}/\text{nm}}}$$

$$\Leftrightarrow \mathcal{R}_{\text{SiO}_2 \rightarrow \text{Si}}(\nu) \approx \frac{1}{7,95 - \frac{6,5 \nu}{10^{15} \text{ Hz}}} \quad (5.7)$$

Die Lichtfrequenz ν ist im Gegensatz zur Lichtwellenlänge λ unabhängig von dem Medium, in dem sich das Licht ausbreitet. Die durchgezogene Kurve in **Bild 5.6** zeigt die Reflexion am Übergang von Siliziumoxid nach Silizium entsprechend Tabelle 5.2, die gestrichelte Kurve zeigt die angenäherten Werte nach Gleichung 5.7.

Für das einstrahlende Licht gilt dann folgende Transmissionskette (vergleiche Bild 5.5):



der betreffenden Grenzschicht an. Im Mittel treffen ohne Absorptionsverluste nur 53 - 69 % der eingestrahnten Lichtleistung auf das Silizium auf.

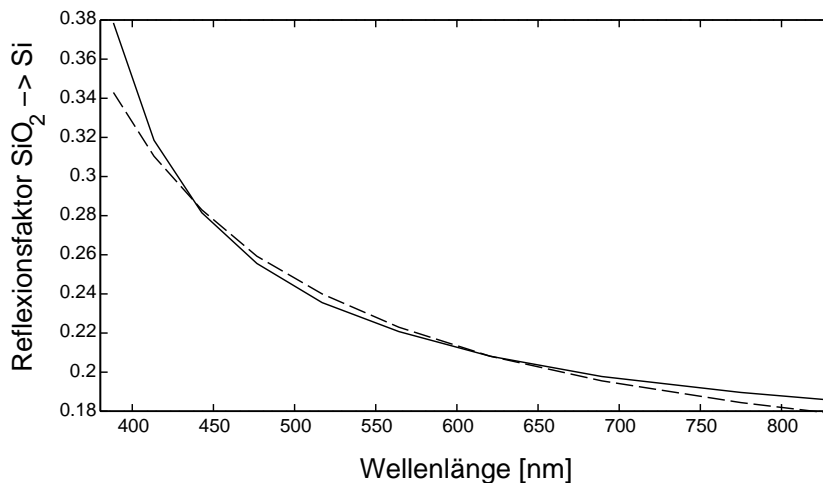


Bild 5.6: Reflexionsfaktor an der Grenzschicht zwischen Silizium und Siliziumdioxid. Die durchgezogene Kurve zeigt die Werte aus Tabelle 5.2, die gestrichelte Kurve zeigt eine einfache Näherung nach Gl. 5.7.

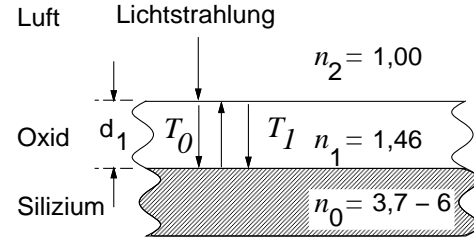
5.3 LICHTDÄMPFUNG DURCH REFLEXION

111

Das Licht, das an den Grenzflächen reflektiert wird, überlagert sich dem einfallenden Lichtstrahl und kann, je nach Phasenlage, zu einer Verstärkung oder Abschwächung des auf das Silizium auftreffenden Lichtsignals führen. Betrachtet sei hier nur der Lichtanteil, der an der Grenzschicht zwischen Oxid und Silizium reflektiert wird, da er den dominierenden Anteil ausmacht.

Der an der Siliziumgrenzfläche reflektierte Strahl teilt sich an der Grenzfläche zum Nitrid. Für dieses Licht gilt dann nach Bild 5.5 folgende Transmissionskette:

$$\begin{array}{ccc} & \mathcal{R} & \\ \text{Oxid} & \rightarrow & \text{Oxid} \\ & 0,03 & \end{array}$$



etwa 3 % werden in Richtung Silizium reflektiert.

Bild 5.7: Reflexion eines Lichtstrahls beim Durchqueren einer Deckschicht.

Die Wellenlänge des Lichtes reduziert sich in einem Medium um dessen Brechzahl n :

$$\lambda_n = \frac{\lambda_{\text{Luft}}}{n} \quad (5.8)$$

mit der Wellenlänge λ_{Luft} des Lichtes in Luft und λ_n im Medium mit der Brechzahl n .

Bedingt durch die Laufzeit des Lichtes im Siliziumoxid weisen der Strahl T_0 und der zweifach reflektierte Strahl T_1 in **Bild 5.7** eine Phasenverschiebung φ auf. Die Zeit zum zweifachen Durchqueren der Schicht d_1 mit zweimaliger Reflexion an den Grenzschichten beträgt

$$\tau_{\text{Reflex}} = \frac{2d_1}{c/n_1}, \quad (5.9)$$

die Phasenverschiebung zwischen den beiden Strahlen einer Wellenlänge λ ergibt sich daraus zu

$$\varphi = 2\pi \frac{\tau_{\text{Reflex}}}{T_{\text{Licht}}} = 2\pi \tau_{\text{Reflex}} \nu_{\text{Licht}} = 2\pi \tau_{\text{Reflex}} \frac{c}{\lambda_{\text{Luft}}} = \frac{4\pi d_1 n_1}{\lambda_{\text{Luft}}} \quad (5.10)$$

mit der Frequenz ν_{Licht} des Lichtes und ihrem Kehrwert T_{Licht} . Die Strahlen T_0 und T_1 überlagern sich, die resultierende Amplitude ergibt sich durch phasenrichtige Addition der beiden Strahlen

$$\begin{aligned} T_0 + T_1 &= T_0 (1 + \mathcal{R}_{n_1 \rightarrow n_0} \mathcal{R}_{n_1 \rightarrow n_2} \cos(\varphi)) \\ &= T_0 \left(1 + \mathcal{R}_{n_1 \rightarrow n_0} \mathcal{R}_{n_1 \rightarrow n_2} \cos\left(\frac{4\pi d_1 n_1}{\lambda_{\text{Luft}}}\right) \right) \end{aligned} \quad (5.11)$$

Maximal auftretende Schwächung des Lichtes tritt auf, wenn der einfallende Strahl T_0 und der zweifach reflektierte Strahl T_1 in Bild 5.7 eine Phasenverschiebung von 180° aufweisen. Für die Wellenlänge λ_{min} gilt dann:

$$\frac{4\pi d_1 n_1}{\lambda_{\text{min}}} = (2m - 1)\pi \quad \Rightarrow \quad \lambda_{\text{min}} = \frac{4\pi d_1 n_1}{2m - 1}; \quad m \in \mathcal{N} \quad (5.12)$$

Entsprechend gilt für eine maximale Verstärkung des Lichtes bei Phasengleichheit von einfallendem und reflektiertem Strahl für das Licht der Wellenlänge λ_{max} die Bedingung

$$\frac{4\pi d_1 n_1}{\lambda_{\text{max}}} = 2m\pi \quad \Rightarrow \quad \lambda_{\text{max}} = \frac{2\pi d_1 n_1}{m}; \quad m \in \mathcal{N}. \quad (5.13)$$

Betrachtet man statt der Lichtwellenlänge die Frequenz ν_{\max} des Lichtes mit minimaler Abschwächung, so tritt eine maximale Verstärkung des Lichtes und damit eine maximale Empfindlichkeit des Detektors periodisch auf,

$$\nu_{\max} = m \frac{c}{2\pi d_1 n_1}, \quad (5.14)$$

dazwischen liegen die Lichtfrequenzen minimaler Empfindlichkeit.

Auf dem Siliziumoxid befindet sich als Schutzschicht das Nitrid, es liegt ein System mit mindestens zwei Schichten vor, die vom Licht durchquert werden müssen. Das Licht, welches an der Grenzfläche Oxid \rightarrow Nitrid nicht reflektiert wird, teilt sich dann an der Grenzfläche Nitrid \rightarrow Luft; entsprechend gilt hier folgende Kette:

$$\begin{array}{ccccccc} & \mathcal{T} & & \mathcal{R} & & \mathcal{T} & \\ \text{Oxid} & \rightarrow & \text{Nitrid} & \rightarrow & \text{Nitrid} & \rightarrow & \text{Oxid} \\ & 0,97 & & 0,12 & & 0,97 & \end{array}$$

etwa 12 % werden wieder in Richtung Silizium reflektiert und treffen dort auf die Oxidfläche. Dort gelangen dann 97 % weiter in das Oxid hinein auf die Grenzfläche zum Silizium. Analog zu Gl. 5.12 und Gl. 5.13 gilt hier für die Wellenlängen maximaler Abschwächung bzw. maximaler Empfindlichkeit

$$\begin{aligned} 2d_{\text{Oxid}} + 2d_{\text{Nitrid}} &= (2m - 1) \frac{\lambda_n}{2} \\ \Rightarrow \frac{d_{\text{Oxid}}}{\frac{\lambda_{\text{Luft}}}{n_{\text{Oxid}}}} + \frac{d_{\text{Nitrid}}}{\frac{\lambda_{\text{Luft}}}{n_{\text{Nitrid}}}} &= \frac{2m - 1}{2} \\ \Rightarrow \lambda_{2\min} &= \frac{4(d_{\text{Oxid}}n_{\text{Oxid}} + d_{\text{Nitrid}}n_{\text{Nitrid}})}{2m - 1} \\ &= \frac{4(1,46 d_{\text{Oxid}} + 2,05 d_{\text{Nitrid}})}{2m - 1} \\ \lambda_{2\max} &= \frac{2(d_{\text{Oxid}}n_{\text{Oxid}} + d_{\text{Nitrid}}n_{\text{Nitrid}})}{m} \\ &= \frac{2(1,46 d_{\text{Oxid}} + 2,05 d_{\text{Nitrid}})}{m} \end{aligned} \quad (5.15)$$

Die Abschwächung nach Gl. 5.15 ist etwa vier Mal so groß wie die Abschwächung nach Gl. 5.12, unabhängig von der Wellenlänge des Lichtes.

Für eine beliebige Anzahl l Schichten mit verschiedenen Brechungsindizes n , die nacheinander entsprechend Bild 5.5 durchquert werden, ergeben sich die Wellenlängen λ_{\max} und Lichtfrequenzen ν_{\max} maximaler Empfindlichkeit zu

$$\begin{aligned} \lambda_{\max} &= \frac{2}{m} \sum_{k=1}^l d_k n_k \\ \nu_{\max} &= m \frac{c}{2 \sum_{k=1}^l d_k n_k} \end{aligned} \quad (5.16)$$

5.3 LICHTDÄMPFUNG DURCH REFLEXION

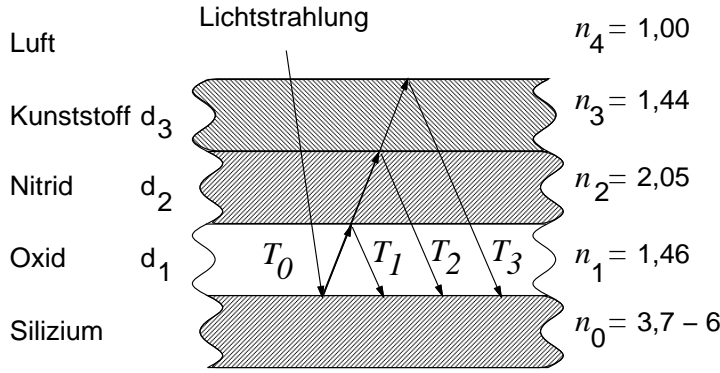


Bild 5.8: Transmissionsfaktoren \mathcal{T}_0 bis \mathcal{T}_3 (Gleichungen 5.17) des an der Oberfläche des Siliziums reflektierten Lichtstrahls beim Durchqueren verschiedener Schichten unterschiedlicher Dicken und Brechungsindizes.

Mit zunehmender Dicke und optischer Dichte der lichtdurchlässigen Schutzschicht rücken die Punkte maximaler Empfindlichkeit im Lichtspektrum immer dichter zusammen.

Für jede Wellenlänge des einstrahlenden Lichtes kann mit den Gleichungen 5.11 bis 5.16 der Lichtanteil berechnet werden, der in die Siliziumoberfläche eindringt. Dabei sind \mathcal{T}_0 der Lichtanteil, der durch die verschiedenen Schichten bis an die untere Kante des Oxides auf dem Silizium gelangt, \mathcal{T}_1 der Anteil des an der Kante zwischen Oxid und Silizium reflektierten Lichtes, der nach Reflexion an der Kante zwischen Oxid und Nitrid (der ersten optischen Stoßstelle vom Silizium aus gezählt) wieder an die Oxidunterkante gelangt und \mathcal{T}_l der Anteil des an der Siliziumoberkante reflektierten Lichtes, der nach dem Durchqueren von l Schichten wieder in Richtung Silizium reflektiert wird entsprechend den oben aufgestellten Transmissionsketten. Für l Schichten über dem Silizium (**Bild 5.8**) gilt dann bei verlustfreien Medien mit Gl. 5.5:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_0 &= \mathcal{T}_{n_{l+1} \rightarrow n_l} \cdot \mathcal{T}_{n_l \rightarrow n_{l-1}} \cdots \mathcal{T}_{n_2 \rightarrow n_1} \\ &= \prod_{i=1}^l \mathcal{T}_{n_{i+1} \rightarrow n_i} \\ &= \prod_{i=1}^l 4 \frac{n_{i+1} n_i}{(n_{i+1} + n_i)^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_1 &= \mathcal{R}_{n_1 \rightarrow n_2} \\ &= \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_2 &= \mathcal{R}_{n_2 \rightarrow n_3} \mathcal{T}_{n_1 \rightarrow n_2}^2 \\ &= 16 \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \left(\frac{n_2 n_1}{(n_2 + n_1)^2} \right)^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_i &= \mathcal{R}_{n_i \rightarrow n_{i+1}} \left(\prod_{k=1}^i \mathcal{T}_{n_k \rightarrow n_{k+1}} \right)^2 \\ &= \frac{(n_{i+1} - n_i)^2}{(n_{i+1} + n_i)^2} \left(\prod_{k=1}^i 4 \frac{n_{k+1} n_k}{(n_{k+1} + n_k)^2} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.17)$$

mit dem Brechungsindex n_1 für die Schicht direkt auf dem Silizium und n_{l+1} für Luft.

Tabelle 5.4: Transmissionsfaktoren nach Gl. 5.18 für verschiedene Schichtfolgen auf dem Silizium, jedoch ohne die Reflexion an der Grenzschicht Oxid \rightarrow Silizium. Die Schichten sind als verlustfrei angenommen mit den Brechungsindizes:

$n_{\text{Luft}} = 1,0$, $n_{\text{Oxid}} = 1,46$, $n_{\text{Nitrid}} = 2,05$, $n_{\text{Kunststoff}} = 1,44$ und $n_{\text{Quarzglas}} = 1,5$.

Schichtfolge	\mathcal{T}_0 [%]	\mathcal{T}_1 [%]	\mathcal{T}_2 [%]	\mathcal{T}_3 [%]	\mathcal{T}_4 [%]
Luft - Oxid	96,5	3,5	-	-	-
Luft - Nitrid - Oxid	85,7	2,8	11,2	-	-
Luft - Kunststoff - Nitrid - Oxid	90,7	2,8	3,0	3,3	-
Luft - Quarzglas - Luft - Nitrid - Oxid	79	2,8	11,2	3,1	2,9

Mit der an der Oberfläche ankommenden Lichtleistung P_0 und der im Silizium eintreffenden Leistung P_{Si} ergibt sich unter Vernachlässigung von Mehrfachreflexionen eines Teilstrahls an einem optischen Übergang aus den Gleichungen 5.11 bis 5.17 und der Näherung nach Gleichung 5.7

$$\begin{aligned}
 \frac{P_{\text{Si}}}{P_0} &= \mathcal{T}_0 (1 - \mathcal{R}_{\text{SiO}_2 \rightarrow \text{Si}}) \cdot & (5.18) \\
 &\left(1 + \mathcal{R}_{\text{SiO}_2 \rightarrow \text{Si}} \mathcal{T}_1 \cos \left(2\pi \frac{\frac{c}{\lambda}}{2d_1 n_1} \right) + \dots + \mathcal{R}_{\text{SiO}_2 \rightarrow \text{Si}} \mathcal{T}_l \cos \left(2\pi \frac{\frac{c}{\lambda}}{2 \sum_{k=1}^i d_k n_k} \right) \right) \\
 &= \mathcal{T}_0 (1 - \mathcal{R}_{\text{SiO}_2 \rightarrow \text{Si}}) \left(1 + \mathcal{R}_{\text{SiO}_2 \rightarrow \text{Si}} \sum_{i=1}^l \mathcal{T}_i \cos \left(2\pi \frac{2 \sum_{k=1}^i d_k n_k}{\lambda} \right) \right) \\
 &\approx \mathcal{T}_0 \left(1 - \frac{1}{7,95 - \frac{1950}{\lambda_{\text{Luft}}/\text{nm}}} \right) \left(1 + \frac{1}{7,95 - \frac{1950}{\lambda_{\text{Luft}}/\text{nm}}} \sum_{i=1}^l \mathcal{T}_i \cos \left(4\pi \frac{\sum_{k=1}^i d_k n_k}{\lambda_{\text{Luft}}} \right) \right)
 \end{aligned}$$

Die **Bilder 5.9 bis 5.12** zeigen das nach den Gleichungen 5.17 und 5.18 berechnete Verhältnis zwischen der im Silizium eintreffenden und der auf die Oberfläche des Chips auftreffenden Lichtleistung, abhängig von der Wellenlänge des Lichtes in Luft. Simuliert wurde eine Oxid-
dicke von $d_1 = 1,6 \mu\text{m}$, eine Nitrid-
dicke von $d_2 = 1,0 \mu\text{m}$, eine Kunststoffvergußmasse mit $n_{\text{Kunststoff}} = 1,44$ und einer Stärke $d_3 = 0,8 \text{ mm}$ sowie ein Quarzglasfenster $n_{\text{Quarz}} = 1,5$ der Stärke $d_4 = 0,5 \text{ mm}$ mit einem Lufteinschluß von $d_5 = 0,1 \text{ mm}$. Zusätzlich ist jeweils im unteren Bildteil die relative Abweichung der im Silizium eintreffenden Lichtleistung von ihrem Mittelwert aufgetragen.

Für die Schichtfolgen *Luft - Oxid*, *Luft - Nitrid - Oxid*, *Luft - Kunststoff - Nitrid - Oxid* und *Luft - Quarzglas - Luft - Nitrid - Oxid* sind in **Tabelle 5.4** die Vorfaktoren \mathcal{T}_i für Gl. 5.18

5.3 LICHTDÄMPFUNG DURCH REFLEXION

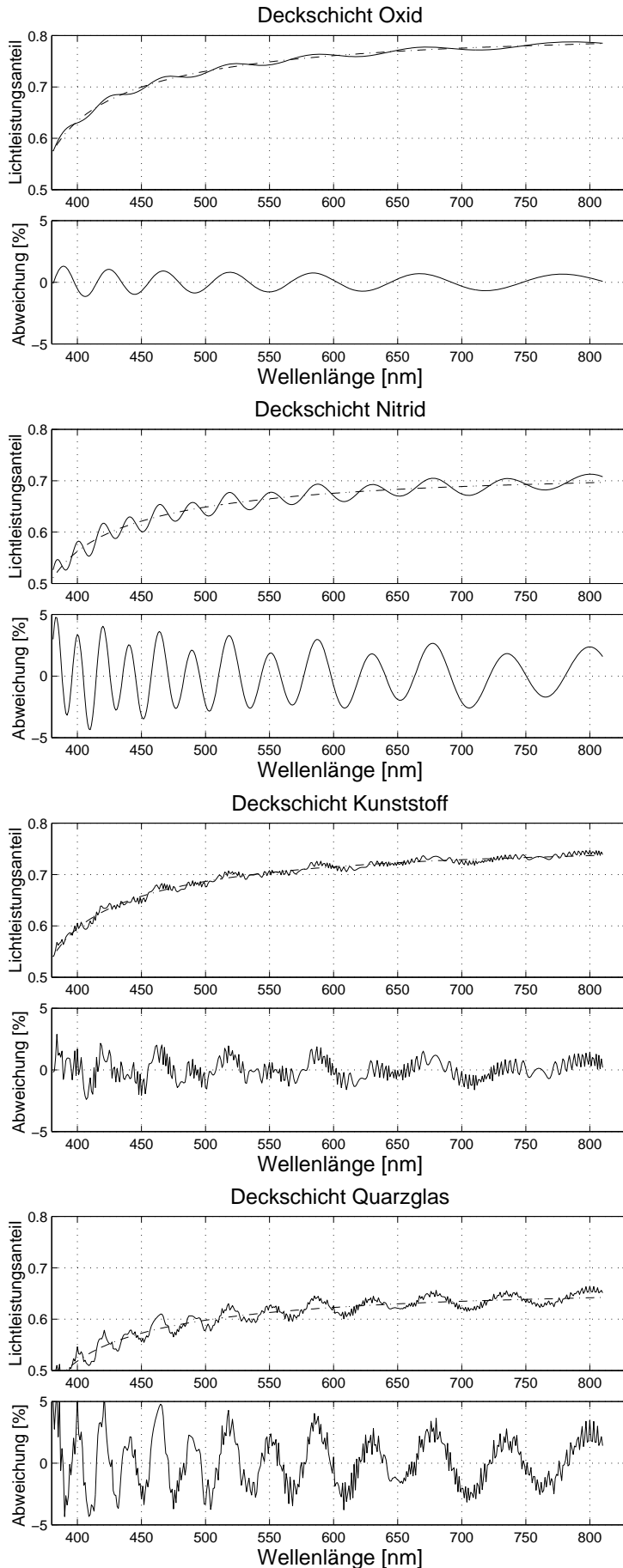


Bild 5.9: Oberes Bild: Verhältnis der im Silizium eintreffenden Lichtleistung zu der auf die Oberfläche des Chips auftreffenden Lichtleistung. Als Parameter wurde eine Oxiddicke $d_1 = 1,6 \mu\text{m}$ gewählt. Unteres Bild: relative Abweichung der Empfindlichkeit bezogen auf den lokalen Mittelwert.

Bild 5.10: Wie Bild 5.9, jedoch ist zusätzlich eine Nitridschicht $d_2 = 1,00 \mu\text{m}$ mit berechnet worden.

Bild 5.11: Wie Bild 5.10, jedoch ist zusätzlich eine transparente Vergußmasse ($n = 1,44$) von $d_3 = 0,8 \text{ mm}$ zwischen der Passivierung aus Nitrid und der Luft berücksichtigt.

Bild 5.12: Wie Bild 5.10, jedoch ist zusätzlich ein Quarzglasfenster ($n = 1,5$) von $d_4 = 500 \mu\text{m}$ und eine Luftschicht von $d_3 = 100 \mu\text{m}$ einbezogen.

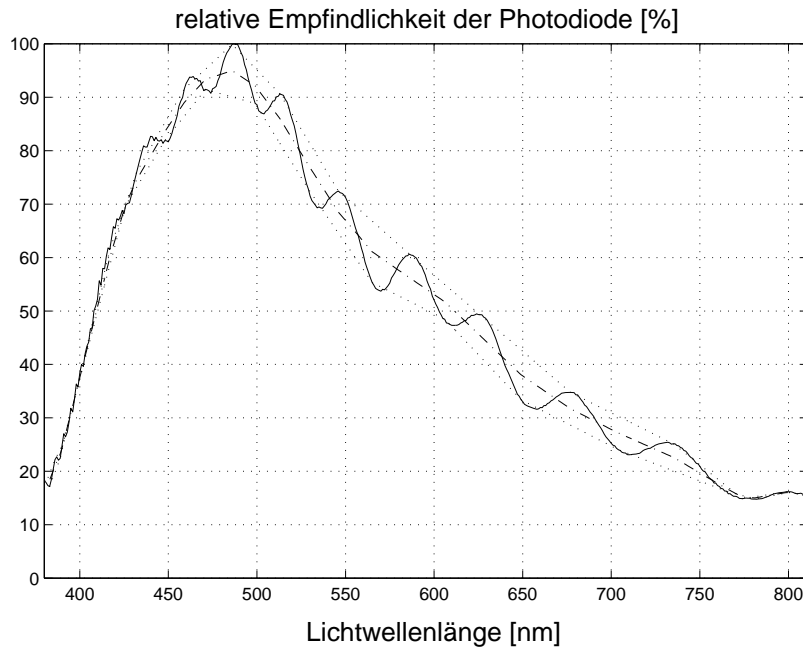


Bild 5.13: Gemessene relative Empfindlichkeit einer Photodiode, bestehend aus einer flachen p-dotierten Schicht in einer n-dotierten Wanne. Die durchgezogene Kurve zeigt die Meßwerte, die punktierten Einhüllenden und der strichpunktierter Mittelwert sind daraus berechnet.

angegeben, die entsprechend den oben angegebenen Transmissionsketten (Gl. 5.17) hergeleitet wurden.

Deutlich zu sehen ist in den Bildern 5.9 bis 5.12 die ungünstige Wirkung eines Übergangs zwischen zwei Schichten mit stark unterschiedlichen Brechungsindizes. Am günstigsten ist ein Verguß der Gehäuse mit einem transparenten Kunststoff, dessen Brechungsindex zwischen dem der Luft und dem des Nitrides liegt; diese Art der Abdeckung zeigt die geringste Schwankungsbreite der relativen Abweichung vom Mittelwert, gleichzeitig ist der absolute Lichtanteil, der in das Silizium gelangt, höher als bei einer Abdeckung mit Nitrid oder Quarzglas.

Nicht berücksichtigt sind mögliche Lichtreflexionen, die innerhalb des Siliziums an den Grenzen verschieden dotierter Gebiete auftreten können; es gab keine Daten über den Zusammenhang zwischen der Dotierung des Siliziums und seinem Brechungsindex.

Umgekehrt kann man aus der Messung der relativen Empfindlichkeit einer integrierten Photodiode mittels eines Monochromators die Summe aus den verschiedenen Schichtstärken und den zugehörigen Brechungsindizes der Schichten über der Diode berechnen. Als Beispiel zeigt **Bild 5.13** die gemessene relative Empfindlichkeit einer Diode aus flacher p-Schicht in einer n-Wanne, hergestellt in einem $1,0 \mu\text{m}$ -CMOS-Prozeß.

Die durchgezogene Kurve gibt die gemessenen Werte wieder, normiert auf die maximale Diodenempfindlichkeit; das Maximum gibt die Lichtwellenlänge an, bei der die mittlere Eindringtiefe gerade der Sperrschichttiefe entspricht. Die beiden gepunkteten Verläufe sind die Verbindungslinien der lokalen Maxima und Minima, aus denen durch Mittelung die strichpunktierter Kurve als Mittelwert berechnet wurde.

Das obere Teilbild aus **Bild 5.14** zeigt die berechnete Abweichung des tatsächlichen Meßwertes vom Mittelwert der Diodenempfindlichkeit. Aus dieser Abweichung läßt sich mittels der Vorfaktoren aus Tabelle 5.4 der Schichtenübergang mit dem größten Reflexionsfaktor bestimmen;

5.3 LICHTDÄMPFUNG DURCH REFLEXION

117

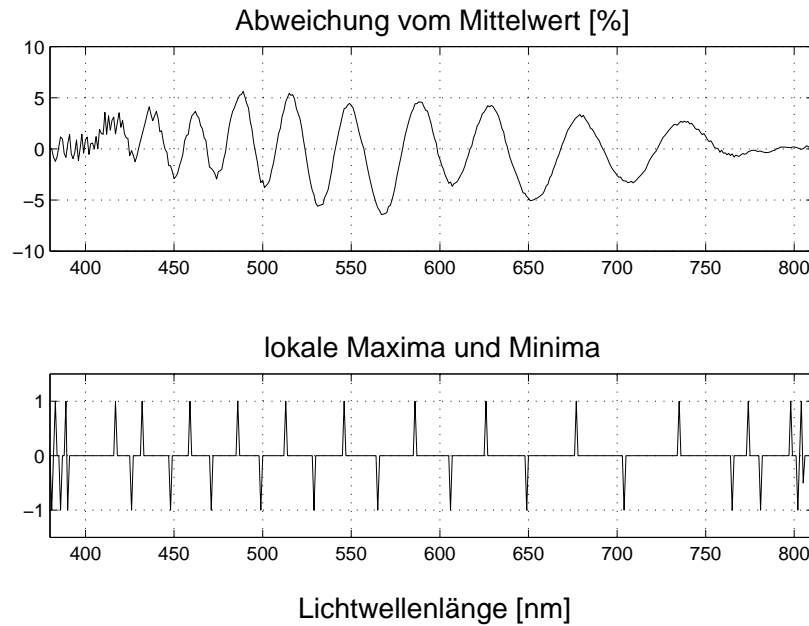


Bild 5.14: Abweichung der relativen Empfindlichkeit der Diode aus Bild 5.13 vom zugehörigen Mittelwert sowie die lokalen Empfindlichkeitsmaxima und -minima. Das obere Bild zeigt die Abweichung der Empfindlichkeit vom Mittelwert, das untere Bild zeigt die lokalen Maxima und Minima. Die Maxima liegen bei 434, 460, 487, 514, 547, 587, 626, 677, 734 und 770 nm.

in diesem Fall ist es der Übergang von Nitrid nach Luft.

Das untere Teilbild aus Bild 5.14 zeigt die Positionen der lokalen Maxima und Minima der gemessenen Empfindlichkeitskurve. Für diese Punkte wird die zugehörige Lichtfrequenz bestimmt und dann nach Gl. 5.14 die Summe aus Schichtdicken und Brechungsindizes berechnet. Alternativ bildet man das kleinste gemeinsame Vielfache (kgV) der Wellenlängen, bei denen ein Empfindlichkeitsmaximum auftritt. Dies ist dann die Wellenlänge, bei der der Strahl nach zweimaliger Durchquerung der optischen Schichten eine Phasendrehung von 360° gegenüber dem einfallenden Strahl aufweist. Bei bekannter Oxiddicke läßt sich aus dem kgV entsprechend Gl. 5.18 die Nitridicke bestimmen:

$$d_{\text{Nitrid}} = \frac{kgV/2 - n_{\text{Oxid}} \cdot d_{\text{Oxid}}}{n_{\text{Nitrid}}} \quad (5.19)$$

Im vorgestellten Beispiel wurde die Schichtdicke aus den verschiedenen Maxima mittels des kgV bestimmt. Daraus ergab sich eine Länge von

$$kgV: \quad 12 \cdot 734 \text{ nm} \approx 13 \cdot 677 \text{ nm} \approx 14 \cdot 626 \text{ nm} \approx \dots \approx 8,77 \mu\text{m};$$

für diesen Wert lagen die passenden Vielfachen der Wellenlängen am dichtesten zusammen, allerdings mit einer Streuung von 8,74 - 8,8 μm .

Im verwendeten Halbleiterprozeß wurde die Stärke aller Oxidschichten (Feldoxid + Poly-Metall1-Oxid + Metall1-Metall2-Oxid) mit den Gleichungen und Hinweisen aus Anhang B zu 1,6 μm berechnet. Damit verbleibt für das Nitrid nach Gl. 5.19 eine Dicke von $\approx 1,0 \mu\text{m}$, ein nach [88] realistischer Wert.

Ein Vergleich der beiden Bilder 5.10 (unten) und 5.14 (oben) zeigt eine gute Übereinstimmung von Simulation und Messung. Zusammengefaßt sind diese Kurven in **Bild 5.15** dargestellt. Das obere Bild zeigt die Nullstellen, das untere die Amplitudenverläufe als Abweichung vom Mittelwert. Dabei ist zu beachten, daß die Mittelwertbildung der gemessenen Kurve nur die lokalen Maxima und Minima zugrunde gelegt hat, was zu Abweichungen von der tatsächlichen Kurve führen kann.

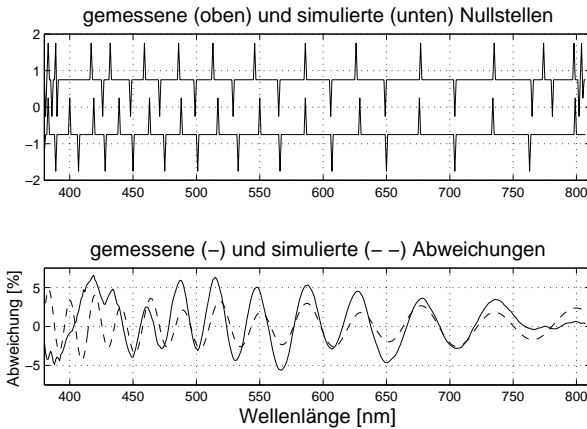


Bild 5.15: Vergleich der gemessenen und simulierten Wellenverläufe in einem 1,0 μm -Prozeß. Das obere Bild zeigt die lokalen Maxima und Minima; die obere Kurve dieses Bildes zeigt die gemessenen Punkte, die untere Kurve die simulierten. Das untere Bild zeigt die Abweichungen der Amplituden vom Mittelwert; die durchgezogene Kurve zeigt die Meßwerte, die gestrichelte Kurve zeigt die Simulation.

Zu erwarten ist eine Kurve, die eine kontinuierliche Abnahme der Siliziumempfindlichkeit entsprechend Gl. 1.6 (S. 5) und Gl. 1.34 (S. 14) zeigt, je weiter sich die mittlere Eindringtiefe des Lichtes von der Sperrschicht entfernt. Dazu wurde nach Gl. 5.3 die Absorptionsrate α aus dem Extinktionskoeffizienten des Siliziums (Tabelle 5.2, die ausführlichen Werte wurden [24] entnommen) berechnet. **Bild 5.16** zeigt oben den Verlauf des aus den Messungen gewonnenen Mittelwertes sowie die aus den theoretischen Ansätzen simulierte Kurve. Im unteren Bildteil ist die Differenz der beiden Kurven dargestellt. Die starken Abweichungen sind sowohl auf die endliche Meßauflösung als auch auf die relativ grobe Struktur der Tabelle für den Extinktionskoeffizienten (89 Werte mit geringer Auflösung für den Bereich von 380 nm bis 830 nm) zurückzuführen.

Zum anderen berücksichtigt der simulierte Amplitudenverlauf keine Mehrfachreflexionen innerhalb der Schichten. Trotzdem lassen sich mit der Simulation bei gegebenen Schichten die Punkte maximaler und minimaler Empfindlichkeit im Spektrum vorhersagen.

Gleichung 5.14 und Bild 5.10 lassen erwarten, daß aus dem Verlauf der Empfindlichkeitskurve nicht nur die Nitridstärke gewonnen werden kann, sondern aus der überlagerten Empfindlichkeitsschwankung auch die Oxiddicke berechnet werden kann. Dazu zeigt **Bild 5.17** den Empfindlichkeitsverlauf, aufgetragen über der Frequenz des Lichtes. Das obere Bild zeigt den gemessenen Verlauf, das untere Bild zeigt die Abweichung vom berechneten Mittelwert. Eine ausschließlich vom Oxid herrührende Amplitudenschwankung konnte jedoch nicht nachgewiesen werden.

Das hier vorgestellte Verfahren der Auswertung der Welligkeit der Empfindlichkeitskurve ist ein

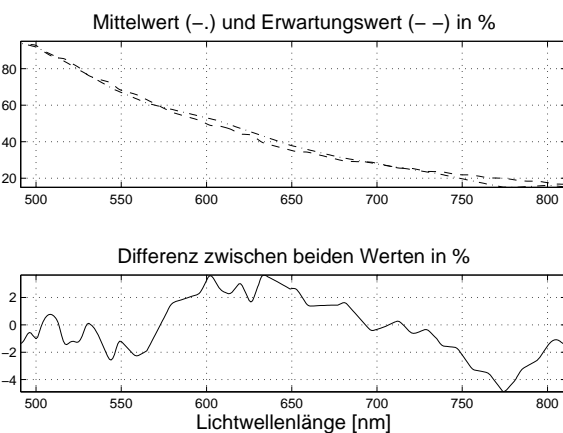


Bild 5.16: Aus der Messung berechneter Mittelwert (strichpunktierter Kurve) und mit den Gleichungen 1.6 und 1.34 berechneter Abfall (gestrichelte Kurve) der Empfindlichkeit der gemessenen Diode. Das obere Bild zeigt die beiden Kurvenverläufe, die untere Kurve zeigt die Differenz der beiden Kurven.

5.3 LICHTDÄMPFUNG DURCH REFLEXION

119

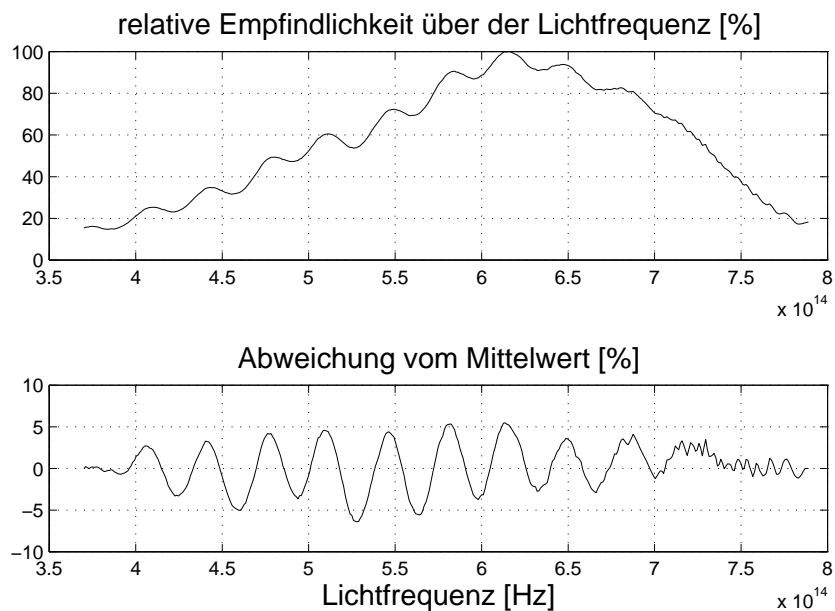


Bild 5.17: Gemessener Empfindlichkeitsverlauf der Photodiode aus Bild 5.13 (oben) und Abweichung vom Mittelwert (unten), jeweils aufgetragen über der Frequenz des Lichtes.

einfacher Weg, die Nitriddicke einer integrierten Schaltung mit einem Monochromator zu bestimmen. Alle anderen physikalischen Parameter, die für einen lichtempfindlichen Chip wichtig sind, lassen sich mit den Gleichungen aus Anhang B berechnen.

Über die Dicke des Oxids und Nitrids kann man den Abstand der Empfindlichkeitsmaxima und -minima einstellen, verhindern kann man die Welligkeit in einem Standard-CMOS-Prozeß jedoch nicht. Auch kann man die Decknitridschicht nicht einfach weglassen, wie dies an den Bondpads geschieht, da die dann oben liegende Oxidschicht nicht resistent genug gegen die Atmosphäre ist. Die Halbleiterhersteller übernehmen dann keine Gewähr mehr dafür, daß der hergestellte Chip seine elektrischen Parameter beibehält.

6 Gehäuse

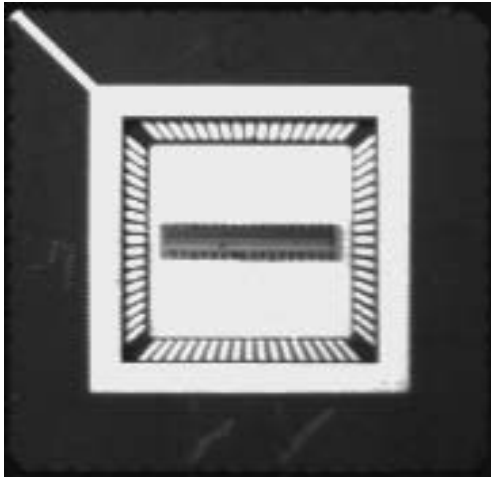


Bild 6.1: Offenes Keramikgehäuse, wie es von den verschiedenen Halbleiterherstellern für die Untersuchung erster Muster einer integrierten Schaltung angeboten wird. Dieses hier gezeigte Gehäuse enthält eine zeilenförmige Anordnung von 512 Phototransistoren mit einem Multiplexer zur Auswahl des aktiven Elementes.

Aus Gründen der Lebensdauer müssen diese offenen Schaltkreise in einer Umgebung betrieben werden, die Reinraumbedingungen entspricht.

Von den UV-löschbaren EPROMs sind die keramischen Gehäuse mit einem Fenster aus Quarzglas bekannt, wie eines in **Bild 6.2** gezeigt ist. Dieses Gehäuse bietet hinreichenden Schutz vor äußeren Einflüssen, ist aber relativ teuer. Es liegen mit diesen Gehäusen gute Erfahrungen vor über das Temperaturverhalten und die Lebensdauer. Bei Bedarf läßt sich das plane Glas im Fenster durch eine passende Linse ersetzen.

Die Firma Texas Instruments bietet seine lichtempfindlichen Schaltungen in einer klarsichti-

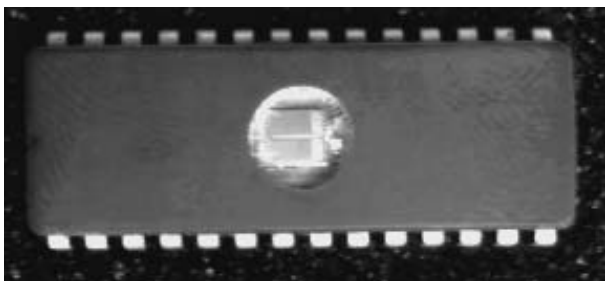


Bild 6.2: Keramikgehäuse mit Quarzglasfenster.

Im Unterschied zu anderen ASICs muß das Gehäuse für die lichtempfindlichen Schaltungen nicht nur mechanischen Schutz für die integrierte Schaltung bieten, sondern auch noch lichtdurchlässig sein. Gegebenenfalls sind besondere optische Anforderungen an die transparente Abdeckung zu erfüllen, wie eine spektral unabhängige, geringe Dämpfung oder minimale Verzerrung. Verschiedene Gehäusevarianten erfüllen diese Anforderung.

Die im Rahmen dieser Arbeit angefertigten integrierten Schaltungen wurden alle in offenen Keramikgehäusen mit einer aufgeklebten Metallabdeckung ausgeliefert. Diese Abdeckung, ein einfaches Messingplättchen, läßt sich leicht entfernen, darunter findet sich dann der offene Siliziumchip. **Bild 6.1** zeigt die Lieferform eines Chips mit einer Zeile aus 512 lichtempfindlichen Elementen.

Dabei ist jedoch ein Schutz gegen äußere Einwirkungen nur sehr wenig gegeben, die Bonddrähte liegen offen und die Atmosphäre mit allem darin enthaltenen Schmutz hat freien Zutritt zu dem Silizium. Andererseits ist diese Gehäuseform sehr gut geeignet für Laboruntersuchungen, und sie bietet die besten optischen Eigenschaften.

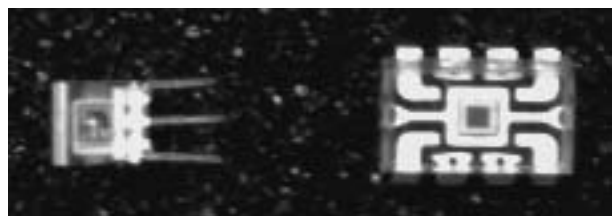


Bild 6.3: Muster verschiedener transparenter Kunststoffgehäuse.

gen Kunststoffumhüllung an [94]. Zwei Muster dieser in Großserienfertigung sehr preiswerten Umhüllung sind in **Bild 6.3** abgebildet. Das linke, dreibeinige Gehäuse enthält den TSL250, einen Licht-Spannungs-Konverter. Als Besonderheit ist in das Spritzgußgehäuse eine Linse mit einem Radius von 0,75 mm integriert.

Das rechte Gehäuse mit 8 Pins enthält den TSL220, einen Licht-Frequenz-Konverter. Gut zu erkennen durch die klare Umhüllung ist der Rahmen für die Anschlüsse.

Eine andere Möglichkeit ist die direkte Montage der lichtempfindlichen integrierten Schaltung auf einer Leiterplatte als Träger und der anschließenden Umhüllung mit einer transparenten Vergußmasse. Dies ermöglicht sehr kleine Aufbauten; ein Beispiel einer Kleinserienfertigung [92] ist in **Bild 6.4** gezeigt.

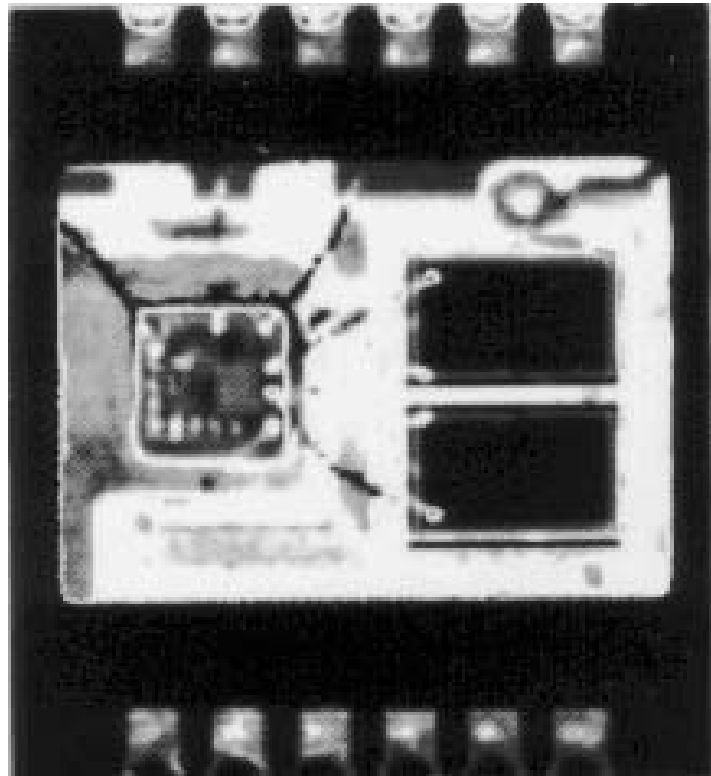


Bild 6.4: Kombination aus Trägermaterial mit diskreten Bauelementen und ASICs, Halterahmen und Abdeckung aus Klarverguß.

7 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt zunächst die physikalischen Grundlagen der optoelektrischen Wandlung in Silizium. Dabei wird besonders gezeigt, warum es auch in abgedeckten Teilen der integrierten Schaltung zu einem vom Licht hervorgerufenen Stromfluß kommt. Es wird ein neuer Ansatz vorgestellt, diesen Stromfluß zu unterbinden.

Anschließend werden die Wandlerelemente beschrieben, die in einem Standard-CMOS-Prozeß möglich sind und auch praktische Bedeutung haben. Umfangreiche Messungen bestätigen dabei die theoretischen Vorhersagen zwischen den Prozeßparametern der CMOS-Prozesse und der spektralen Empfindlichkeit der darin integrierten Photodioden.

Für den im ersten Abschnitt vorgestellten Ansatz zur Übersprechdämpfung mittels eines elektrischen Feldes in der integrierten Schaltung werden neue Realisierungsmöglichkeiten [63] vorgestellt und erläutert.

Bei der Betrachtung der integrierten Phototransistoren wird gezeigt, daß der Emitter möglichst klein sein sollte, um einen maximalen Wirkungsgrad zu erreichen. Diese Aussage war auf Grund der Literatur nicht zu erwarten.

Die Stärke der integrierten optisch-elektrischen Wandler liegt in der anschließenden Signalverarbeitung, die zusammen mit den Sensoren auf einem Chip integriert wird. Es werden für die verschiedenen Anforderungen optimierte, zum Teil neu entwickelte Schaltungen vorgestellt.

Das Rauschen der Wandler tritt bei großen Empfindlichkeitsanforderungen störend in Erscheinung. Der Entwickler hat auf das Eigenrauschen der Photodioden und -transistoren keinen Einfluß, als Hilfestellung werden aber Grundlagen und Schaltungen vorgestellt, um das Rauschen der nachfolgenden Signalverarbeitungsstufen zu minimieren.

Optische Aspekte werden in dem Kapitel über die Abschwächung des Lichtes auf dem Weg bis zur Oberfläche des Siliziums angesprochen. Dabei wird auch ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Verfahren vorgestellt, mit dem aus der Messung der spektralen Empfindlichkeit der Photodioden die Dicke der Deckschichten auf dem Silizium bestimmt werden kann. Zusätzlich wird nachgewiesen, daß in den Standard-CMOS-Prozessen eine Lichtleitung in den zur Isolation verwendeten Oxiden zwischen den Metallisierungen und im Feld- bzw. Deckoxid nicht stattfinden kann.

Mögliche Gehäuseformen für die optisch empfindlichen integrierten Schaltungen werden kurz vorgestellt.

Im Anhang finden sich Lösungsansätze zu den im ersten Abschnitt hergeleiteten Varianten der Kontinuitätsgleichung. Für den an einem praktischen Entwurf interessierten Entwickler finden sich im weiteren noch Hinweise zur Umrechnung elektrischer Parameter der Halbleiterprozesse (Kapazitäten, Widerstände) in physikalische Prozeßparameter (Dotierungsdichten, Oxiddicken), um beispielsweise die spektrale Empfindlichkeit des zur Verfügung stehenden Prozesses abschätzen zu können. Der Schaltungsentwickler findet für die Diskussion mit Anwendern aus der Photographie außerdem noch eine Darstellung des Zusammenhangs zwischen physikalischen und optischen Größen. Den Abschluß bildet eine Beschreibung der verwendeten Meßaufbauten.

A Differentialgleichungen

In diesem Kapitel werden Hinweise gegeben zu Lösungswegen für die in Abschnitt 1.2.2 auftretenden Differentialgleichungen. Dabei handelt es sich immer um spezielle Lösungen der Kontinuitätsgleichung 1.21 unter vorgegebenen Anfangs- und Randbedingungen. Behandelt werden die Gleichungen für

- das homogen bestrahlte Silizium,
- das halbseitig abgeschattete Silizium und
- das punktförmig bestrahlte Silizium.

A.1 Das homogen bestrahlte Silizium

A.1.1 Der stationäre, feldfreie Zustand

Im Silizium gilt im feldfreien, stationären Fall die folgende gewöhnliche lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$n(x) - L_n^2 \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} = n_0. \quad (\text{A.1})$$

Subtrahiert man die konstante intrinsische Ladungsträgerdichte, so erhält man eine homogene Differentialgleichung

$$n(x) - L_n^2 \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} = 0. \quad (\text{A.2})$$

Im Ergebnis ist dieser konstante Anteil wieder hinzuzufügen. Wegen der besseren Übersichtlichkeit wird in den folgenden Gleichungen diese intrinsische Ladungsträgerdichte weggelassen.

Durch zweifache Integration erhält man einen Lösungsansatz

$$n(x) = C_1 e^{-\frac{x}{L_n}} + C_2 e^{\frac{x}{L_n}}, \quad (\text{A.3})$$

dessen Konstanten C_1 und C_2 durch die Randbedingungen an den Stellen $x = 0$ und $x = \infty$ bestimmt werden.

Setzt man die Generationsrate aus Gl. 1.22 ein, so wird aus der Gleichung A.2 eine inhomogene lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$\frac{n(x)}{\tau_n} - \frac{L_n^2}{\tau_n} \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} = n_{\text{PSD}}(0) \alpha e^{-\alpha x} \quad (\text{A.4})$$

mit dem Lösungsansatz

$$n(x) = n_{\text{PSD}}(0) \alpha \tau_n \frac{e^{-\alpha x}}{1 - L_n^2 \alpha^2} + C_1 e^{-\frac{x}{L_n}} + C_2 e^{\frac{x}{L_n}}. \quad (\text{A.5})$$

Aus der Randbedingung, daß die Dichte der generierten Ladungsträger mit zunehmender Entfernung von der Siliziumoberfläche den Grenzwert null anstrebt, ergibt sich

$$\lim_{x \rightarrow \infty} n(x) = 0 \Rightarrow C_2 = 0. \quad (\text{A.6})$$

Für diese Rechnung gilt die Annahme, daß jedes Photon ein Elektronen-Loch-Paar erzeugt. Damit ist die Anzahl aller unter der bestrahlten Fläche vorhandenen Elektronen gleich der Anzahl der während der Elektronenlebensdauer eingestrahlt Photonen

$$\begin{aligned} \int_{x=0}^{\infty} n(x) dx &= n_{\text{PSD}}(0) \tau_n \\ \Rightarrow \int_{x=0}^{\infty} n_{\text{PSD}}(0) \alpha \tau_n \frac{e^{-\alpha x}}{1 - L_n^2 \alpha^2} + C_1 e^{-\frac{x}{L_n}} dx &= n_{\text{PSD}}(0) \tau_n \\ \Rightarrow \frac{n_{\text{PSD}}(0) \tau_n}{1 - L_n^2 \alpha^2} + C_1 L_n &= n_{\text{PSD}}(0) \tau_n \\ \Rightarrow C_1 &= \frac{n_{\text{PSD}}(0) \tau_n L_n \alpha^2}{L_n^2 \alpha^2 - 1} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Eine Lösung der Gleichung A.4 lautet dann für $L_n \alpha \neq 1$

$$n(x) = \frac{n_{\text{PSD}}(0) \alpha \tau_n}{L_n^2 \alpha^2 - 1} \left(L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x} \right). \quad (\text{A.8})$$

A.1.2 Das Abschalten der Lichtstrahlung

Wird das Licht abgeschaltet, so gilt für den bestrahlungsabhängigen Anteil der Ladungsträgerdichte die homogene partielle parabolische Differentialgleichung

$$-\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} - \frac{n(x, t)}{\tau_n} + \frac{L_n^2}{\tau_n} \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} = 0 \quad (\text{A.9})$$

mit der Anfangsbedingung

$$n(x, 0) = f(x) = n_{\text{PSD}}(0) \alpha \tau_n \frac{L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1} \quad (\text{A.10})$$

und den Randbedingungen

$$\begin{aligned} n(x, t \rightarrow \infty) &= 0 \quad \text{und} \quad n(x \rightarrow \infty, t) = 0 \\ \text{sowie} \quad \frac{\partial n(0, 0)}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Mit der Substitution

$$n(x, t) = u(x, t) e^{-\frac{t}{\tau_n}} \quad (\text{A.12})$$

geht Gleichung A.9 über in

$$\frac{u(x, t)}{\tau_n} e^{-\frac{t}{\tau_n}} - \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} e^{-\frac{t}{\tau_n}} - \frac{u(x, t)}{\tau_n} e^{-\frac{t}{\tau_n}} + \frac{L_n^2}{\tau_n} \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} e^{-\frac{t}{\tau_n}} = 0 \quad (\text{A.13})$$

und damit in die *Wärmeleitungsgleichung*

$$\frac{L_n^2}{\tau_n} \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} = \frac{\partial u(x, t)}{\partial t}. \quad (\text{A.14})$$

Die Anfangsbedingung für die neue Variable u ändert sich dabei nicht. Eine Lösung für $u(x, t)$ lautet

$$u(x, t) = \frac{\sqrt{\tau_n}}{2L_n\sqrt{\pi}\sqrt{t}} \int_0^{+\infty} \left(e^{-\frac{(x-\xi)^2}{4L_n^2}\frac{\tau_n}{t}} + e^{-\frac{(x+\xi)^2}{4L_n^2}\frac{\tau_n}{t}} \right) f(\xi) \partial\xi \quad (\text{A.15})$$

mit der Funktion $f(\xi)$ aus der Anfangsbedingung Gleichung A.10. Durch die Rücktransformation mit Gl. A.12 erhält man

$$n(x, t) = \frac{1}{2L_n\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \left(\int_0^{+\infty} e^{-\left(\frac{(x-\xi)^2}{4L_n^2}\frac{\tau_n}{t} + \frac{t}{\tau_n}\right)} f(\xi) \partial\xi + \int_0^{+\infty} e^{-\left(\frac{(x+\xi)^2}{4L_n^2}\frac{\tau_n}{t} + \frac{t}{\tau_n}\right)} f(\xi) \partial\xi \right) \quad (\text{A.16})$$

und durch Ersetzen der Funktion $f(\xi)$

$$\begin{aligned} n(x, t) &= \frac{1}{2L_n\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \frac{n_{\text{PSD}}(0)\alpha\tau_n}{L_n^2\alpha^2 - 1} \cdot \\ &\quad \left(\int_0^{+\infty} e^{-\left(\frac{(x-\xi)^2}{4L_n^2}\frac{\tau_n}{t} + \frac{t}{\tau_n}\right)} L_n\alpha e^{-\frac{\xi}{L_n}} d\xi - \int_0^{+\infty} e^{-\left(\frac{(x-\xi)^2}{4L_n^2}\frac{\tau_n}{t} + \frac{t}{\tau_n}\right)} e^{-\alpha\xi} d\xi \right. \\ &\quad \left. + \int_0^{+\infty} e^{-\left(\frac{(x+\xi)^2}{4L_n^2}\frac{\tau_n}{t} + \frac{t}{\tau_n}\right)} L_n\alpha e^{-\frac{\xi}{L_n}} d\xi - \int_0^{+\infty} e^{-\left(\frac{(x+\xi)^2}{4L_n^2}\frac{\tau_n}{t} + \frac{t}{\tau_n}\right)} e^{-\alpha\xi} d\xi \right) \\ &= \frac{1}{2L_n\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \frac{n_{\text{PSD}}(0)\alpha\tau_n}{L_n^2\alpha^2 - 1} e^{-\frac{t}{\tau_n}} e^{-\frac{x^2}{4L_n^2}\frac{\tau_n}{t}} \cdot \\ &\quad \left(L_n\alpha \left(\int_0^{+\infty} e^{\frac{\xi((2x-\xi)\tau_n - 4tL_n)}{4L_n^2t}} d\xi + \int_0^{+\infty} e^{\frac{\xi((-2x-\xi)\tau_n - 4tL_n)}{4L_n^2t}} d\xi \right) \right. \\ &\quad \left. - \int_0^{+\infty} e^{\frac{\xi((2x-\xi)\tau_n - 4L_n^2t\alpha)}{4L_n^2t}} d\xi - \int_0^{+\infty} e^{\frac{\xi((-2x-\xi)\tau_n - 4L_n^2t\alpha)}{4L_n^2t}} d\xi \right) \\ &= \frac{1}{2} \frac{n_{\text{PSD}}(0)\alpha\tau_n}{L_n^2\alpha^2 - 1} e^{-(\alpha x + \frac{t}{\tau_n} + \frac{x}{L_n})} \\ &\quad \left(\left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2} \frac{2L_nt - x\tau_n}{L_n\sqrt{\tau_n}\sqrt{t}} \right) \right) L_n\alpha e^{(\alpha x + \frac{t}{\tau_n})} \right. \\ &\quad - \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2} \frac{2L_n^2\alpha t - x\tau_n}{L_n\sqrt{\tau_n}\sqrt{t}} \right) \right) e^{(L_n^2\alpha^2 \frac{t}{\tau_n} + \frac{x}{L_n})} \\ &\quad + \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2} \frac{2L_nt + x\tau_n}{L_n\sqrt{\tau_n}\sqrt{t}} \right) \right) L_n\alpha e^{(\alpha x + \frac{t}{\tau_n} + 2\frac{x}{L_n})} \\ &\quad \left. - \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2} \frac{2L_n^2\alpha t + x\tau_n}{L_n\sqrt{\tau_n}\sqrt{t}} \right) \right) e^{(L_n^2\alpha^2 \frac{t}{\tau_n} + \frac{x}{L_n} + 2\alpha x)} \right) \\ &= \frac{1}{2} \frac{n_{\text{PSD}}(0)\alpha\tau_n}{L_n^2\alpha^2 - 1} \left(\operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n}} - \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) L_n\alpha e^{-\frac{x}{L_n}} \right. \\ &\quad - \operatorname{erfc} \left(L_n\alpha \sqrt{\frac{t}{\tau_n}} - \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) e^{((L_n^2\alpha^2 - 1)\frac{t}{\tau_n} - \alpha x)} \\ &\quad + \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n}} + \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) L_n\alpha e^{\frac{x}{L_n}} \\ &\quad \left. - \operatorname{erfc} \left(L_n\alpha \sqrt{\frac{t}{\tau_n}} + \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) e^{((L_n^2\alpha^2 - 1)\frac{t}{\tau_n} + \alpha x)} \right) \quad (\text{A.17}) \end{aligned}$$

Mit $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ und dem Grenzübergang $\alpha \rightarrow \infty$ erhält man die in [101, S. 831] angegebene Gleichung für die Ladungsträgerverteilung, die dort mittels Laplace-Transformation hergeleitet wurde.

Mit den Grenzwerten $\operatorname{erfc}(\infty) = 0$, $\operatorname{erfc}(0) = 1$ und $\operatorname{erfc}(-\infty) = 2$ erhält man die Anfangsbedingung nach Gl. A.10. Da die Fehlerfunktion $\operatorname{erfc}(x)$ für wachsende x schneller fällt als die Exponentialfunktion von x ansteigt, sind die letzten beiden Anteile der Gleichung A.17 endlich; es gilt

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n}} + \frac{1}{2} \frac{x}{L_n} \sqrt{\frac{\tau_n}{t}} \right) L_n \alpha e^{\frac{x}{L_n}} = 0. \quad (\text{A.18})$$

Die Nennernullstelle bei $L_n \alpha = 1$ wird durch die Zählernullstelle kompensiert .

A.1.3 Das Einschalten der Lichtstrahlung

Das Licht wird zum Zeitpunkt $t = 0$ wieder eingeschaltet mit sprungförmigem Amplitudenverlauf. Damit stellt sich mit dem Einschalten sofort eine durch die Eindringtiefe des Lichtes bestimmte Ladungsverteilung ein, während sich die endgültige Verteilung erst nach dem Abklingen des Einschaltvorgangs ausgebildet hat. Beim Einschalten der Lichtstrahlung liegt die gleiche Differentialgleichung vor wie beim Ausschalten (Gl. A.9), jedoch um die generierten Ladungsträger erweitert

$$n(x, t) = n_{\text{PSD}}(0) \alpha \tau_n e^{-\alpha x} - \tau_n \frac{\partial n(x, t)}{\partial t} + L_n^2 \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} \quad (\text{A.19})$$

mit der Lösung

$$n(x, t) = n_{\text{PSD}}(0) \alpha \tau_n \frac{-e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1} + C \left(e^{-\frac{x}{L_n}} + e^{-\frac{t}{\tau_n}} \right). \quad (\text{A.20})$$

Die Konstante C wird durch den Grenzübergang $t \rightarrow \infty$ mit dem Randwert für $y = 0$ nach Gleichung A.8 bestimmt.

A.1.4 Homogen bestrahltes Silizium im elektrischen Feld

Für die um den elektrischen Feldanteil erweiterte Kontinuitätsgleichung

$$\tau_n n_{\text{PSD}}(0) \alpha e^{-\alpha x} - n(x) + \mu_n \tau_n \mathcal{E} \frac{dn(x)}{dx} + L_n^2 \frac{d^2 n(x)}{dx^2} = 0. \quad (\text{A.21})$$

gilt die Randbedingung

$$\lim_{x \rightarrow \infty} n(x, \mathcal{E} > 0) = 0. \quad (\text{A.22})$$

Mit dem Ansatz

$$y = C_1 y_1 + C_2 y_2 \quad (\text{A.23})$$

aus den zwei unabhängigen partikulären Lösungen y_1 und y_2 folgt als Lösung Gleichung A.8, erweitert um die elektrische Feldkomponente. Sie lautet

$$n(x,) = n_{\text{PSD}} \alpha \tau_n \frac{e^{-\alpha x} - L_n \alpha e^{-\frac{1}{2} \frac{\mu_n \tau_n \mathcal{E} + \sqrt{(\mu_n \tau_n \mathcal{E})^2 + 4 L_n^2}}{L_n^2}} x}{1 - L_n^2 \alpha^2 + \alpha \mu_n \tau_n \mathcal{E}}. \quad (\text{A.24})$$

A.2 Das teilweise abgedeckte Silizium

A.2.1 Der stationäre Zustand

Im bestrahlten Teil des Siliziums gilt die Differentialgleichung A.4, deren Lösung gleichzeitig die Randbedingung an der Kante der Abdeckung vorgibt. Unterhalb der Abdeckung werden keine Ladungsträger generiert und die Ladungsträgerdichte an der Kante fällt exponentiell ab. Daraus ergibt sich für den abgedeckten Teil des Siliziums die Differentialgleichung

$$n(x, y) = L_n^2 \left(\frac{\partial^2 n(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n(x, y)}{\partial y^2} \right) - n_{\text{PSD}} L_n \alpha^2 \tau_n \frac{e^{-\frac{x}{L_n}} - L_n \alpha e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1} e^{-\frac{y}{L_n}} \quad (\text{A.25})$$

mit der Randbedingung (Gl. A.8, S. 124)

$$n(x, y = 0) = n_{\text{PSD}} \alpha \tau_n \frac{L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1} \quad (\text{A.26})$$

und der Lösung

$$n(x, y) = n_{\text{PSD}} \alpha \tau_n \frac{L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1} e^{-\frac{y}{L_n}}. \quad (\text{A.27})$$

A.2.2 Der Einfluß des elektrischen Feldes

Im Silizium wird ein elektrisches Feld konstanter Stärke in Richtung der y -Achse parallel zur Oberfläche angelegt. Die Kontinuitätsgleichung für die Ladungsverteilung lautet dann

$$n(x, y) = L_n^2 \left(\frac{\partial^2 n(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n(x, y)}{\partial y^2} \right) + \tau_n \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial n(x, y)}{\partial y} - n_{\text{PSD}} L_n \alpha^2 \tau_n \frac{e^{-\frac{x}{L_n}} - L_n \alpha e^{-\alpha x}}{L_n^2 \alpha^2 - 1} e^{-\frac{y}{L_n}}. \quad (\text{A.28})$$

Aus den Gleichungen A.24 und A.27 folgt der Lösungsansatz

$$n(x, y) = \left(A e^{-\alpha x} + B e^{-\frac{x}{L_n}} \right) e^{-\frac{y}{L_n}} + \left(C e^{-\alpha x} + D e^{-\frac{x}{L_n}} \right) e^{-\frac{1}{2} \frac{\mu_n \tau_n \mathcal{E} + \sqrt{(\mu_n \tau_n \mathcal{E})^2 + 4 L_n^2}}{L_n^2} y}. \quad (\text{A.29})$$

Einsetzen dieses Ansatzes in Gleichung A.28 und anschließender Koeffizientenvergleich bringt eine Lösung

$$n(x, y) = n_{\text{PSD}} \tau_n \frac{L_n^2 \alpha^2}{L_n^2 \alpha^2 - 1} \left(\frac{1}{L_n - \tau_n \mu_n \mathcal{E}} e^{-\frac{x}{L_n}} - \frac{L_n \alpha}{L_n^3 \alpha^2 - \tau_n \mu_n \mathcal{E}} e^{-\alpha x} \right) e^{-\frac{y}{L_n}}, \quad (\text{A.30})$$

die im feldfreien Fall in die Gleichung A.27 übergeht.

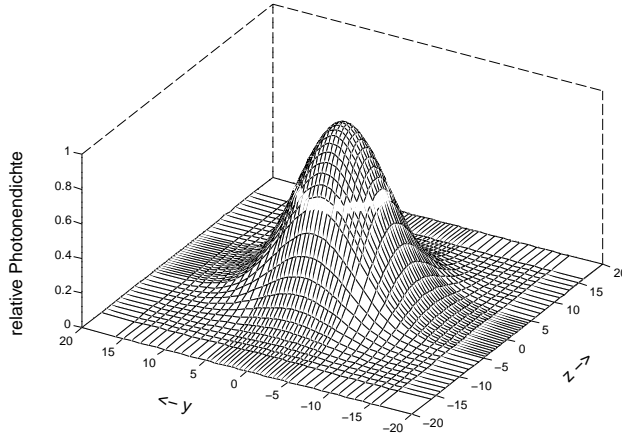


Bild A.1: Gaussförmige Verteilung der Photonendichte innerhalb eines Lichtstrahls von $10 \mu\text{m}$ Durchmesser nach Gleichung A.31. Die Oberfläche des Kegels repräsentiert die Photonendichte des Lichtstrahls. Sie ist in der Achse des Strahls am größten und nimmt mit wachsender Entfernung vom Strahlmittelpunkt stetig ab.

A.3 Punktförmige Bestrahlung des Siliziums

Auf die Oberfläche des Siliziums trifft ein Lichtstrahl mit dem Durchmesser d auf, dessen Intensität gaußförmig von der Mitte zu den Rändern hin abnimmt. Seine Photonendichte läßt sich beschreiben mit

$$P_{\text{opt}}(y, z) = P_{\text{opt}}(0, 0) e^{-\frac{1}{2} \frac{(y^2 + z^2)}{(d/2)^2}} = P_{\text{opt}}(0, 0) e^{-2 \frac{r^2}{d^2}} \quad (\text{A.31})$$

mit dem Abstand $r = \sqrt{(y^2 + z^2)}$ vom Mittelpunkt des Strahls. Die relative Photonendichte innerhalb dieses Strahls ist in **Bild A.1** dargestellt. Über der Fläche aus der y - und der z -Achse ist als Amplitude die Dichte aufgetragen; der Strahl breitet sich in x -Richtung aus. Zusätzlich ist die Photonendichte des Strahls an der Stelle $r = d/2$ markiert.

Im Silizium wird der Lichtstrahl entsprechend Gleichung 1.6 (S. 5) gedämpft. Die Stärke der Abnahme wird durch die Absorptionsrate α bestimmt. Für einen Lichtstrahl von $10 \mu\text{m}$ Durchmesser ist diese Abnahme in Bild 1.7 (S. 12) dargestellt. Der Strahl trifft von oben auf das Silizium, die Kreislinien stellen die Generationsdichte dar; dicht gedrängte Ringe an der Oberfläche des Siliziums zeigen eine große Generationsrate, Ringe mit großem Abstand zeigen eine geringere Generationsrate an.

Die Generationsrate der Ladungsträger im Silizium ergibt sich zu

$$\frac{\partial n_{\text{opt}}(x, y, z)}{\partial t} = n_{\text{PSD}}(0) \alpha e^{-(\alpha x + 2(y^2 + z^2)/d^2)} = n_{\text{PSD}}(0) \alpha e^{-(\alpha x + 2(\frac{r}{d})^2)} = \frac{\partial n_{\text{opt}}(x, r)}{\partial t}. \quad (\text{A.32})$$

Auch hier wird der feldfreie, stationäre Zustand betrachtet:

$$\frac{\partial n_{\text{opt}}}{\partial t} - \frac{n}{\tau_n} + D_n \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (\text{A.33})$$

Wegen der Rotationssymmetrie des erzeugenden Lichtstrahls wird jetzt die Abhängigkeit von der Eindringtiefe x und vom Achsenabstand r betrachtet. Dazu wird zunächst Gl. A.33 in die Zylinderkoordinaten $x = x$, $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ und $\phi = \arctan(z/y)$ transformiert:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{\text{opt}}(x, r, \phi)}{\partial t} - \frac{n(x, r, \phi)}{\tau_n} \\ + D_n \left(\frac{\frac{\partial n(x, r, \phi)}{\partial r}}{r} + \frac{\partial^2 n(x, r, \phi)}{\partial r^2} + \frac{\frac{\partial^2 n(x, r, \phi)}{\partial \phi^2}}{r^2} + \frac{\partial^2 n(x, r, \phi)}{\partial x^2} \right) = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

Die Ladungsträgerdichte ändert sich bei punktförmiger Bestrahlung entlang des Rotationswinkels nicht; Gl. A.34 kann vereinfacht werden zu

$$\frac{\partial n_{\text{opt}}(x, r)}{\partial t} - \frac{n(x, r)}{\tau_n} + D_n \left(\frac{1}{r} \frac{\partial n(x, r)}{\partial r} + \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial x^2} \right) = 0. \quad (\text{A.35})$$

Wenn der Durchmesser des Lichtstrahls klein ist gegenüber der Diffusionslänge L_n , so tragen auch alle innerhalb des Lichtstrahlrandes generierten Ladungsträger zur Ladungsträgerverteilung bei. Als Anregungsfunktion ist somit nicht die Generationsrate $\partial n_{\text{opt}}/\partial t$, sondern ihr Integral anzusetzen

$$\int_{\xi=0}^r \frac{\partial n_{\text{opt}}}{\partial t} d\xi = n_{\text{PSD}}(0) \int_{\xi=0}^r e^{-2(\frac{\xi}{d})^2} d\xi = n_{\text{PSD}}(0) \frac{\sqrt{2}}{4} \sqrt{\pi} \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \frac{r}{d} \right). \quad (\text{A.36})$$

Damit lautet die Kontinuitätsgleichung in diesem Fall

$$\begin{aligned} n_{\text{PSD}}(0) \alpha r \tau_n \frac{\sqrt{2\pi}}{4} \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \frac{r}{d} \right) e^{-\alpha x} - n(x, r) r \\ + L_n^2 \left(\frac{\partial n(x, r)}{\partial r} + r \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial r^2} + r \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial x^2} \right) = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

Zunächst wird die Lösung der homogenen Differentialgleichung gezeigt, anschließend folgen Ansätze zur Lösung der inhomogenen Gleichung.

- Die zugehörige homogene Differentialgleichung lautet

$$\begin{aligned} n(x, r) &= L_n^2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial n(x, r)}{\partial r} + \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial x^2} \right) \\ &= L_n^2 \frac{1}{r} \frac{\partial n(x, r)}{\partial r} + L_n^2 \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial r^2} + L_n^2 \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

Nach der Trennung der Variablen

$$\begin{aligned} n(x, r) &= X(x) R(r) \\ \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial x^2} &= X'' R \\ \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial r^2} &= R'' X \\ \frac{\partial n(x, r)}{\partial r} &= R' X \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

lautet die Differentialgleichung A.38

$$\begin{aligned} X(x) R(r) &= \frac{L_n^2}{r} R' X + L_n^2 R'' X + L_n^2 R X'' \\ \Leftrightarrow L_n^2 \frac{X''}{X} &= \lambda_x^2 \\ 1 - L_n^2 \frac{R'' + \frac{1}{r} R'}{R} &= \lambda_r^2. \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

Daraus folgen die Einzelgleichungen

$$\begin{aligned} L_n^2 X'' - \lambda_x^2 X &= 0 \\ \Rightarrow X(x) &= C_1 e^{-\lambda_x \frac{x}{L_n}}. \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

und

$$L_n^2 r^2 R'' + L_n^2 r R' - r^2 R(1 - \lambda_r^2) = 0. \quad (\text{A.42})$$

Gleichung A.42 ist die Besselsche Differentialgleichung. Ihre Lösung ist die Summe der Besselfunktion J nullter Ordnung erster Gattung [12] und der Besselfunktion Y nullter Ordnung zweiter Gattung (*Webersche Funktion*)

$$R(r) = C_2 J_0 \left(\frac{\sqrt{\lambda_r^2 - 1} r}{L_n} \right) + C_3 Y_0 \left(\frac{\sqrt{\lambda_r^2 - 1} r}{L_n} \right), \quad \lambda_r > 1. \quad (\text{A.43})$$

Da die Ladungsträgerdichte auch im Lichtstrahlmittelpunkt endlich ist, gilt

$$R(r=0) = 0 \quad \Rightarrow \quad C_3 = 0. \quad (\text{A.44})$$

Damit lautet eine Lösung der homogenen Gleichung A.38

$$n(x, r) = C e^{-\lambda_x \frac{x}{L_n}} J_0 \left(\frac{\sqrt{\lambda_r^2 - 1} r}{L_n} \right), \quad \lambda_r > 1. \quad (\text{A.45})$$

Für komplexe Variable der Besselfunktion gehen die Funktionen J_0 und Y_0 über in die Besselfunktionen I_0 und K_0

$$R(r) = C_2 I_0 \left(\frac{\sqrt{1 - \lambda_r^2} r}{L_n} \right) + C_3 K_0 \left(\frac{\sqrt{1 - \lambda_r^2} r}{L_n} \right), \quad 0 \leq \lambda_r < 1. \quad (\text{A.46})$$

Die Lösung der Gleichung A.38 lautet dann

$$n(x, r) = C e^{-\lambda_x \frac{x}{L_n}} K_0 \left(\frac{\sqrt{1 - \lambda_r^2} r}{L_n} \right), \quad 0 \leq \lambda_r < 1. \quad (\text{A.47})$$

- Die inhomogene Differentialgleichung lautet

$$\begin{aligned} n_{\text{PSD}}(0) \alpha \tau_n \frac{\sqrt{2\pi}}{4} \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \frac{r}{d} \right) e^{-\alpha x} &= \\ n(x, r) - L_n^2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial n(x, r)}{\partial r} + \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 n(x, r)}{\partial x^2} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.48})$$

Mit

$$\begin{aligned}
F(x, r) &= -\frac{n_{\text{PSD}}(0)\alpha}{L_n^2} \tau_n \frac{\sqrt{2\pi}}{4} \operatorname{erf}\left(\sqrt{2}\frac{r}{d}\right) e^{-\alpha x} \\
a(r) &= -1 \\
b(r) &= -\frac{1}{r} \\
c(r) &= \frac{1}{L_n^2}
\end{aligned} \tag{A.49}$$

erhält man die in [83, S. 408, Gl. 7.3.4.18] vorgeschlagene Form

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} &= a(r) \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + b(r) \frac{\partial n}{\partial r} \\
\Leftrightarrow \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} &= -\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{1}{L_n^2} n + F(x, r) .
\end{aligned} \tag{A.50}$$

Weitere Umformungen

$$\begin{aligned}
s(r) &= \frac{1}{a(r)} e^{\int \frac{b(r)}{a(r)} dr} = -e^{\int \frac{1}{r} dr} = -e^{\ln r} = -r \\
p(r) &= e^{\int \frac{b(r)}{a(r)} dr} = r \\
q(r) &= -\frac{c(r)}{a(r)} e^{\int \frac{b(r)}{a(r)} dr} = -\frac{r}{L_n^2}
\end{aligned} \tag{A.51}$$

führen auf die Gleichung

$$\begin{aligned}
\Leftrightarrow s(r) \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} &= \frac{\partial}{\partial r} \left[p(r) \frac{\partial n}{\partial r} \right] - q(r)n + s(r)F(x, r) \\
\Leftrightarrow -r \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} &= \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial n}{\partial r} \right] + \frac{r}{L_n^2} - rF(x, r) \\
\Leftrightarrow r \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} &= -\frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial n}{\partial r} \right] - \frac{r}{L_n^2} + F(x, r) ,
\end{aligned} \tag{A.52}$$

die jedoch wegen der verschiedenen Vorzeichens von $s(r)$ und $p(r)$ nach [83, S. 403, Gl. 7.3.4.16] nicht lösbar ist. Da auch eigene Versuche keine Lösungen der Gleichung A.48 brachten, folgen hier Ansätze für eine Näherung.

- Für $d \rightarrow \infty$ findet sich eine Lösung, zusammengesetzt aus der homogenen Lösung A.45 und einem inhomogenen Anteil

$$n(x) = C e^{-\lambda_x \frac{x}{L_n}} J_0\left(\frac{\sqrt{\lambda_r^2 - 1}r}{L_n}\right) + n_{\text{PSD}}(0) \frac{\alpha \tau_n}{1 - L_n^2 \alpha^2} e^{-\alpha x} . \tag{A.53}$$

Der Durchmesser des Lichtstrahls strebt gegen unendlich und damit das Verhältnis von r zu d gegen null. Die Lösung A.53 gibt die Ladungsträgerverteilung im Mittelpunkt des Lichtstrahls an, sie muß mit der Lösung A.8 übereinstimmen. Daraus folgt

$$C = n_{\text{PSD}}(0) \frac{\alpha \tau_n L_n \alpha}{L_n^2 \alpha^2 - 1} \tag{A.54}$$

und

$$\lambda_x = 1 . \tag{A.55}$$

- Bei endlichem Durchmesser d des Lichtstrahls sinkt die erzeugte Ladungsträgerdichte in großem Abstand monoton gegen null. Dieser Grenzwert wird nur von der Besselfunktion K erfüllt, es folgt damit als Lösung

$$n(x) = n_{\text{PSD}}(0) \left(\frac{\alpha \tau_n L_n \alpha}{L_n^2 \alpha^2 - 1} + \frac{\alpha \tau_n}{1 - L_n^2 \alpha^2} e^{-\alpha x} \right) K_0 \left(\frac{\sqrt{1 - \lambda_r^2} r}{L_n} \right), \quad 0 \leq \lambda_r < 1. \quad (\text{A.56})$$

Diese Lösung weist jedoch für $r = 0$ eine Singularität auf.

Der Parameter λ_r ist eine Funktion des Strahldurchmessers d . Es gelten folgende Grenzen:

$$\lim_{d \rightarrow 0} \lambda_r = 0 \quad \text{und} \quad \lim_{d \rightarrow \infty} \lambda_r = 1 \quad (\text{A.57})$$

Die erste Aussage gilt für einen Strahl, dessen Begrenzung sprungförmig ist, die zweite Aussage gilt für großflächige, homogene Bestrahlung.

- Das in [13] erwähnte Rechenprogramm *Maple* bietet als Lösung der Gleichung A.48 für $x = 0$, also an der Oberfläche des Siliziums,

$$\begin{aligned} n(r) = & n_{\text{PSD}}(0) \frac{\alpha \tau_n \sqrt{2\pi} d}{4L_n^2} \left(K_0\left(\frac{r}{L_n}\right) \int_0^r I_0\left(\frac{\xi}{L_n}\right) \operatorname{erf}\left(\sqrt{2}\frac{r}{d}\right) d\xi \right. \\ & \left. - I_0\left(\frac{r}{L_n}\right) \int_0^r K_0\left(\frac{\xi}{L_n}\right) \operatorname{erf}\left(\sqrt{2}\frac{r}{d}\right) d\xi \right) \\ & + C \cdot K_0\left(\frac{r}{L_n}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.58})$$

an. Die Integration über das Produkt aus Besselfunktion und Exponentialfunktion weist Singularitäten auf.

- Ausgehend von Gleichung A.56 wird folgende Lösung als Näherung für $r \geq d/2$ angesetzt

$$n(x) = n_{\text{PSD}}(0) \frac{\alpha \tau_n \sqrt{2\pi}}{4(L_n^2 \alpha^2 - 1)} \left(L_n \alpha e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x} \right) K_0 \left(\frac{r}{L_n} \right) d \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \frac{r}{d} \right) \quad (\text{A.59})$$

der Parameter λ_r wird dabei durch die Beschreibung des Lichtstrahls angenähert. Dies ist keine exakte Lösung der Differentialgleichung A.48, die Näherung vermittelt aber einen Eindruck von dem Verlauf der Ladungsträgerdichte bei punktförmiger Bestrahlung.

Der Verlauf der Ladungsträgerdichte ist in **Bild A.2** für den Bereich $r \geq d/2$ dargestellt. Dabei ist die relative Amplitude auf den Rand des Strahls normiert. Im Abstand der Diffusionslänge vom Rand des Strahls beträgt die Amplitude der Ladungsträgerdichte noch 1/8 der Randamplitude.

Zum Vergleich zeigt **Bild A.3** die Gegenüberstellung bei punktförmiger Bestrahlung und bei halb abgedecktem, homogen bestrahltem Silizium. Wie zu erwarten sinkt die erzeugte Ladungsträgerdichte bei punktförmiger Bestrahlung deutlich stärker als bei halbseitiger Abschattung. Trotzdem verbleibt immer noch ein Rest, der zu einem merklichen Übersprechen führt.

A.3 PUNKTFÖRMIGE BESTRAHLUNG DES SILIZIUMS

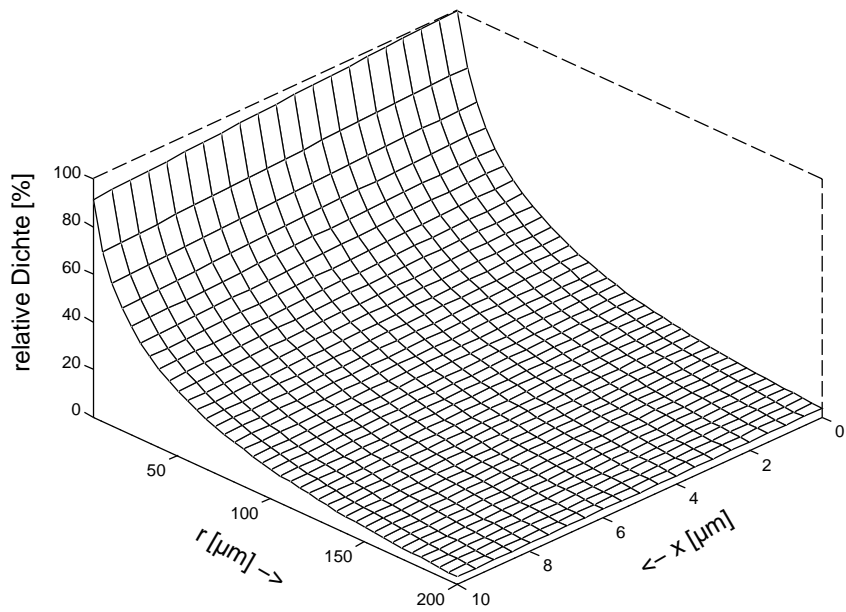


Bild A.2: Angenäherte Ladungsträgerdichte außerhalb des Lichtstrahls. Für einen Lichtstrahl von $10 \mu\text{m}$ Durchmesser und einer Diffusionslänge von $100 \mu\text{m}$ ist die relative vom Licht erzeugte Ladungsträgerdichte für Punkte mit $r \geq d/2$ aufgetragen.

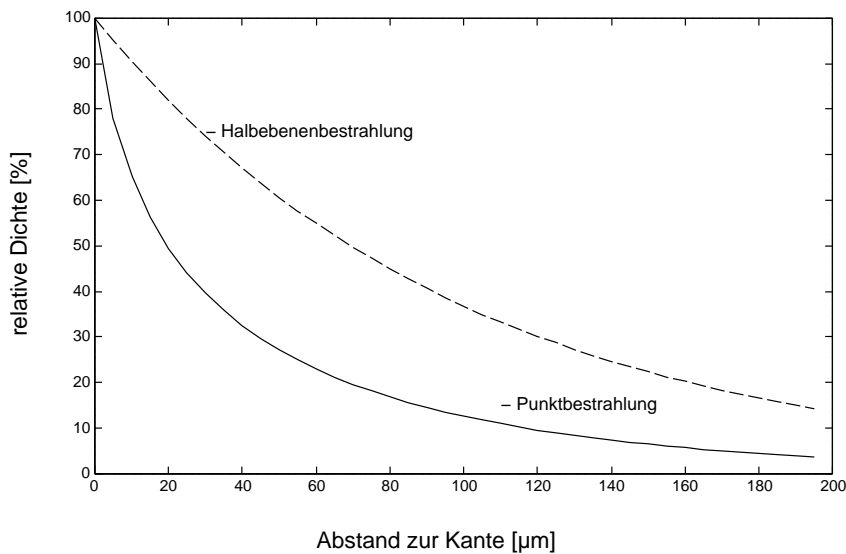


Bild A.3: Die Kurven zeigen die entstehenden relativen Ladungsträgerdichten abhängig vom Abstand zur Kante der Abdeckung bzw. des Lichtstrahls. Die strichpunktete Linie zeigt die relative Dichte nach Gleichung 1.53, die durchgezogenen Linie dagegen die Dichte nach Gleichung A.59.

B MOS-Prozeß-Berechnung

Für den optimalen Entwurf photoempfindlicher Elemente in integrierten Schaltungen ist es notwendig, die physikalischen Prozeßgrößen des verwendeten Halbleiterprozesses zu kennen. Von den Herstellern werden jedoch den Kunden häufig nur elektrische Parameter wie Widerstände, Kapazitäten und SPICE-Parameter bekannt gegeben. Im folgenden werden aus diesen die wichtigsten physikalischen Größen abgeschätzt. **Bild B.1** zeigt einen groben, nicht maßstäblichen Querschnitt durch einen n-well CMOS-Prozeß.

Bei den folgenden Rechnungen wird vereinfachend von abrupten Übergängen zwischen den verschiedenen Schichten statt der gaußförmigen ausgegangen. Der Vergleich mit den teilweise verfügbaren Daten der Hersteller sowie mit eigenen Messungen der Schichtdicken über die Farbempfindlichkeit der Sperrschichten zeigten, daß die angesetzten Gleichungen hinreichend genaue Ergebnisse liefern.

Die **Gateoxiddicke** ergibt sich aus der spezifischen Gatekapazität. Allgemein ist die Kapazität eines Plattenkondensators der Fläche A und der Dicke d

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d} \quad (\text{B.1})$$

mit der elektrischen Feldkonstanten ε_0 und der relativen Dielektrizitätszahl ε_r ($= 3,9$ bei Siliziumdioxid). Daraus ergibt sich die Oxiddicke zu

$$d_{\text{oxid}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{C} = 8,8 \cdot 10^{-12} \cdot 3,9 \cdot \frac{A}{C} = \frac{34,32}{\text{spezifische Kapazität}[\text{fF}/\mu\text{m}^2]} [\text{nm}]. \quad (\text{B.2})$$

Für den verwendeten $2,4\mu\text{m}$ -CMOS-Prozeß ergibt sich bei einer spezifischen Kapazität von $0,8 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ eine Oxiddicke von $42,9 \text{ nm}$ (In den SPICE-Parametern war ein typischer Wert von $42,5 \text{ nm}$ angegeben). Entsprechend können auch die Oxiddicken zwischen den Polysiliziumschichten und den Metallisierungen ermittelt werden.

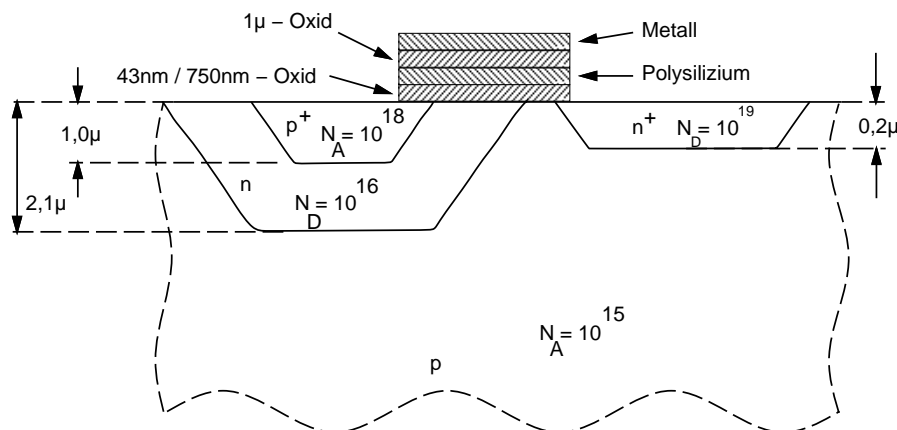


Bild B.1: Idealisierter Querschnitt durch einen Standard CMOS-Prozeß. p ist das schwach dotierte Substrat, n ist die schwach dotierte Wanne, p^+ und n^+ sind die stark dotierten Zonen. Eingetragen sind die Eindringtiefen und Dotierungen gemäß Tabelle B.1 (S. 136). Die Abmessungen sind in μm , die Dotierungen in $1/\text{cm}^3$ angegeben.

Die Dotierung der einzelnen Dotierungsgebiete kann aus den spezifischen Widerständen sowie aus der Schichtdicke ermittelt werden. Die Dotierstoffe diffundieren bei chemischer Diffusion sowohl lateral als auch vertikal in das Silizium ein, das Verhältnis liegt nach Literaturangaben [88] bei etwa 0,65 bis 0,85. Damit verläuft die Sperrschicht am Rand der Dotierungszone nicht in einem Winkel von 45° zur Chipoberfläche, sondern in etwa 53° . Noch größer wird dieser Winkel, wenn der Dotierstoff implantiert wurde. Angaben über den Fertigungsprozeß sind in den Entwurfsregeln der Hersteller meist nicht enthalten. Wegen des oben angesprochenen nicht abrupten Konzentrationsverlaufs der Dotierstoffe an den Schichtenkanten bleibt die so vorgenommene Abschätzung in jedem Fall ungenau.

Von den Halbleiterherstellern werden außer der flächigen Sperrschichtkapazität C_{area} auch eine Seitenwandkapazität C_{sidewall} angegeben. Diese bildet sich zwischen der inneren und äußeren Dotierungszone aus; die Feldlinien in dieser Kapazität verlaufen parallel zur Oberfläche des Siliziumkristalls im Gegensatz zur Flächenkapazität, in der die Feldlinien senkrecht zu Kristalloberfläche verlaufen. Da die eine Richtung der Seitenwandkapazität durch die Eindringtiefe der Dotierstoffe vorgegeben ist, kann der Entwickler die resultierende Kapazität nur noch über die Seitenlänge der Dotierungszone beeinflussen. Daher wird in den Prozeßparametern die Seitenwandkapazität in $\text{fF}/\mu\text{m}$ angegeben. Damit ist die Eindringtiefe der Dotierung gleich dem Verhältnis von Seitenwand- zu Bodenkapazität multipliziert mit dem Korrekturfaktor aus dem Winkel zwischen Sperrschichtkante und der Senkrechten zur Chipoberfläche. Bei dem oben angegebenen Winkel beträgt dieser Faktor 0,8.

Mit der Bodenkapazität C_{area} und der Seitenwandkapazität C_{sidewall} ergibt sich die Schichtdicke d_{diff} zu

$$d_{\text{diff}} = 0,8 \cdot \frac{C_{\text{sidewall}}}{C_{\text{area}}} \quad . \quad (\text{B.3})$$

Unterhalb des Sättigungsstroms ist die Driftstromdichte im Halbleiter proportional der angelegten Feldstärke mit dem Leitwert $\chi = \frac{1}{\varrho}$ als Proportionalitätskonstante

$$J = \chi \cdot \mathcal{E} = q(p\mu_p + n\mu_n)\mathcal{E} \quad . \quad (\text{B.4})$$

μ_p und μ_n sind die Beweglichkeit der Löcher bzw. Elektronen im Silizium, q ist die Elementarladung und p und n sind jeweils die Trägerdichten. Vernachlässigt man in den dotierten Schichten die Eigenleitfähigkeit des Silizium, so wird die Leitfähigkeit ausschließlich durch die Anzahl der Majoritätsträger bestimmt. Damit ergeben sich dann die Trägerdichten zu

$$n = \frac{\chi}{q\mu_n} = \frac{1}{\varrho q\mu_n} \quad (\text{B.5})$$

$$p = \frac{\chi}{q\mu_p} = \frac{1}{\varrho q\mu_p} \quad . \quad (\text{B.6})$$

Im elektrisch neutralen, homogen dotierten Halbleiter ist bei Raumtemperatur die so bestimmte Trägerdichte gleich der Dotierungskonzentration, also $n = N_D$ und $p = N_A$.

Von den Halbleiterherstellern werden üblicherweise Schichtwiderstände als R_{sq} angegeben (siehe auch Bild 5.1, S. 105 und Gleichung 5.1, S. 105). Damit ist der spezifische Widerstand ϱ gegeben als

$$\varrho = d_{\text{diff}} \cdot R_{\text{sq}} \quad (\text{B.7})$$

mit der Schichtdicke d_{diff} aus Gleichung B.3. Aus den Gleichungen B.3 bis B.6 berechnen sich damit die Akzeptor- und Donatorkonzentrationen zu

$$N_A = \frac{1}{R_{\text{sq}} \frac{C_{\text{sidewall}}}{C_{\text{area}}} \cdot q \cdot \mu_p} \quad (\text{B.8})$$

Tabelle B.1: Berechnete elektrische und physikalische Kennwerte eines n-well CMOS-Prozesses. Die physikalischen Werte wurden sowohl aus den Kapazitäts- und Widerstandsbelägen als auch aus den SPICE-Parametern berechnet. Alle Werte wurden ohne außen anliegende Spannungen berechnet.

elektrischer Kennwert			physikalischer Kennwert	
<u>Kapazitäten</u>				
	<u>Dünnes Oxid</u>		<u>Oxiddicke</u>	
Substrat - Poly (Gateoxid)	0,8	fF/ μm^2	43	nm
	<u>Dickes Oxid</u>			
Substrat - Poly	0,045	fF/ μm^2	0,75	μm
Substrat - Metall 1	0,020	fF/ μm^2	1,72	μm
Poly - Metall 1	0,036	fF/ μm^2	0,95	μm
	<u>Sperrschichten</u>		<u>Tiefe</u>	<u>Weite w_0</u>
flache-p ⁺ - n-Wanne Boden	0,35	fF/ μm^2	$d_{p^+} = 1,02 \mu\text{m}$	$w_{p+n} = 0,10 \mu\text{m}$
flache-p ⁺ - n-Wanne Seitenwand	0,45	fF/ μm		
flache-n ⁺ - p-Substrat Boden	0,4	fF/ μm^2	$d_{n^+} = 0,20 \mu\text{m}$	$w_{pn^+} = 0,26 \mu\text{m}$
flache-n ⁺ - p-Substrat Seitenwand	0,1	fF/ μm		
n-Wanne - p-Substrat Boden	0,42	fF/ μm^2	$d_n = 2,13 \mu\text{m}$	$w_{pn} = 0,25 \mu\text{m}$
n-Wanne - p-Substrat Seitenwand	1,12	fF/ μm		
<u>Widerstände</u>				
	<u>Schichtwiderstand</u>		<u>Dotierkonzentration</u>	
flache n ⁺ -Dotierung	35 Ω/sq	$\varrho = 7 \Omega\mu\text{m}$ $= 0,7 \text{ m}\Omega\text{cm}$	$N_D = 5,9 \cdot 10^{18}$	Atome/ cm^3
flache-p ⁺ -Dotierung	50 Ω/sq	$\varrho = 51 \Omega\mu\text{m}$ $= 5,1 \text{ m}\Omega\text{cm}$	$N_A = 8,1 \cdot 10^{17}$	Atome/ cm^3
n-Wanne	2,1 k Ω/sq	$\varrho = 4,48 \text{ k}\Omega\mu\text{m}$ $= 0,45 \Omega\text{cm}$	$N_D = 9,3 \cdot 10^{15}$	Atome/ cm^3
p-Substrat		$\varrho = 116 \text{ k}\Omega\mu\text{m}$ $= 11,57 \Omega\text{cm}$	$N_A = 1,2 \cdot 10^{15}$	Atome/ cm^3

$$N_D = \frac{1}{R_{sq} \frac{C_{sidewall}}{C_{area}} \cdot q \cdot \mu_n} \quad (\text{B.9})$$

Tabelle B.1 zeigt beispielhaft die von einem Hersteller angegebenen elektrischen Kennwerte und die daraus mit den oben angegebenen Gleichungen ermittelten physikalischen Prozeßwerte. Die Sperrschichtweiten wurden nach Gleichung 2.15 berechnet, sie dehnen sich überwiegend in Richtung der schwächer dotierten Zonen aus.

Bei der Berechnung der Dotierstoffdichten wurde unterstellt, daß die Beweglichkeiten μ_n und μ_p auch bei hohen Konzentrationen nicht wesentlich abnehmen. Tatsächlich verringern sie sich jedoch, so daß die tatsächlichen Konzentrationen höher sind als die hier ermittelten. Die Abhängigkeit der Beweglichkeiten kann der Literatur [78, 93] entnommen werden.

Die SPICE-Parameter ergänzen die Widerstands- und Kondensatorbeläge. Im vorliegenden Fall waren nur die Simulationsdaten eines N-Kanal- und eines P-Kanal-Transistors verfügbar, jeweils im LEVEL=2 (Grove-Frohman Model) [70].

TOX=425E-10 ist die Dicke des Gateoxides und stimmt gut mit der Rechnung nach Gleichung B.2 überein. NSUB=1.16E15 des N-Kanal-Transistors gibt die Dotierung des p-Substrates an; entsprechend gibt NSUB=9.3E15 des P-Kanal-Transistors die Dotierung der n-Wanne an. Aus dieser Dotierung und dem Bahnwiderstand R_{sq} kann über den spezifischen Widerstand ρ die Tiefe der n-Wanne abgeschätzt werden.

Die Ergebnisse der vorangegangenen Berechnungen sind in Bild B.1 eingetragen. Die kleinere Zahl an dem unteren Oxid ist dabei die Gateoxiddicke, die obere Zahl ist die Substratoxidicke ohne darunterliegende hohe Dotierung. Die hier angegebenen Werte sind jedoch nur grobe Anhaltspunkte auf der Basis der vom Hersteller angegebenen typischen Zahlen. Die gleichfalls angegebene minimalen und maximalen Werte der Parameter weichen von den typischen Werten um bis zu 30 % ab.

Die Dicke des polykristallinen Siliziums konnte mit den bekannten Prozeßdaten nicht ermittelt werden. Es wurden daher Richtwerte aus der Literatur ($0,5 \mu\text{m}$ [88]) herangezogen.

C Photometrische Größen

In den bisherigen Kapiteln wurde das Licht immer mit seinen physikalischen Größen wie Bestrahlungsstärke [W/m^2] und Wellenlänge λ charakterisiert. Dagegen werden in der Photometrie, einem potentiellen Anwendungsgebiet optoelektronischer integrierter Schaltungen, gewichtete (photometrische) Größen benutzt. Diese Größen geben den physiologischen Eindruck wieder, den die physikalischen Größen im Auge hervorrufen (photometrische Wichtung). Demzufolge sind diese Größen auch nur innerhalb des sichtbaren Strahlungsspektrums definiert. In diesem Kapitel folgt eine kurze Gegenüberstellung der physikalischen (radiometrischen) und photometrischen Größen. **Tabelle C.1** stellt die radiometrischen und die photometrischen Größen vor (entnommen aus [8]).

Dabei ist zu beachten, daß die radiometrischen und die photometrischen Größen zum Teil durch identische Formelzeichen dargestellt werden, im besten Fall noch durch Indizes e (energetisch) und v (visuell) getrennt. $K = 683 \frac{\text{lx}}{\text{W}/\text{m}^2}$ ist der Maximalwert des photometrischen Strahlungsäquivalents für das Tagessehen, $K' = 1700 \frac{\text{lx}}{\text{W}/\text{m}^2}$ der entsprechende Wert für das Nachtsehen.

Basisgröße der Photometrie ist die **Lichtstärke** I in der Einheit **Candela (cd)**. Dabei ist 1 cd die Lichtstärke eines bestimmten schwarzen Strahlers ([71]). Diese Lichtquelle mit der Lichtstärke I strahlt in den Raumwinkel Ω den Lichtstrom $\Phi = I\Omega$. Der Lichtstrom ist damit die von einer Lichtquelle ausgestrahlte, photometrisch bewertete Leistung. Seine Einheit ist 1 Candela Steradian (cd sr) oder auch **lumen (lm)**. Trifft dieser Lichtstrom senkrecht auf eine Fläche A , so beleuchtet er diese mit der Beleuchtungsstärke $E = \Phi/A$.

Tabelle C.1: Radiometrische und photometrische Größen.

Radiometrische Größe	Photometrische Größe
Strahlungsfluß ϕ_e W	Lichtstrom $\phi = K_m \cdot \int_{380nm}^{780nm} \frac{d\phi_e}{d\lambda} V(\lambda) d\lambda$ lm (Lumen), lm = cd sr
Strahlstärke $I_e = \frac{d\phi_e}{d\Omega}$ $\frac{\text{W}}{\text{sr}}$	Lichtstärke $I = \frac{d\phi}{d\Omega}$ cd (Candela, Basiseinheit)
Strahldichte $L_e = \frac{d^2\phi_e}{d\Omega dA_s}$ $\frac{\text{W}}{\text{sr m}^2}$	Leuchtdichte $L = \frac{d^2\phi}{d\Omega dA_s}$ $\frac{\text{cd}}{\text{m}^2}$
Bestrahlungsstärke $E_e = \frac{d\phi_e}{dA_s}$ $\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	Beleuchtungsstärke $E = \frac{d\phi}{dA_s}$ lx (Lux), lx = $\frac{\text{lm}}{\text{m}^2}$
Spezif. Ausstrahlung $M = \frac{d\phi_e}{dA_s}$ $\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	Spezif. Lichtausstrahlung $M = \frac{d\phi}{dA_s}$ $\frac{\text{lm}}{\text{m}^2}$
Bestrahlung $H = \int E_e dt$ $\frac{\text{Ws}}{\text{m}^2}$	Belichtung $H = \int E dt$ $\frac{\text{lm}}{\text{m}^2} \text{s} = \text{lx s}$

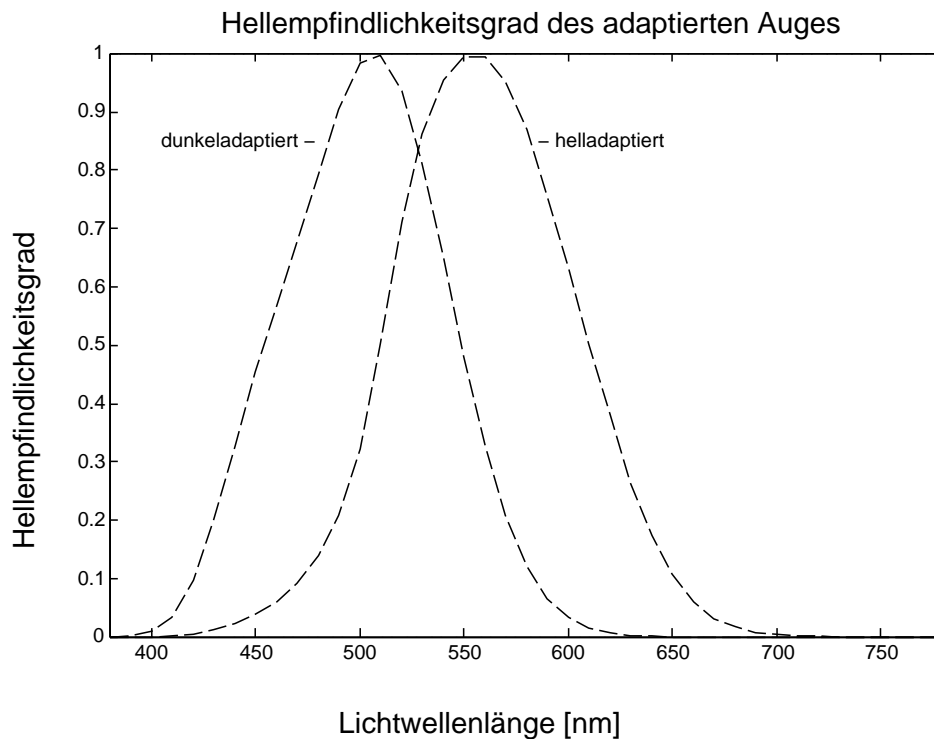


Bild C.1: Spektrale Hellempfindungskurven $V_\lambda(\lambda)$ und $V'_\lambda(\lambda)$ des menschlichen Auges; bei Helladaption und einer Lichtwellenlänge von $\lambda = 555$ nm entspricht einer Bestrahlungsstärke von 1 W/m^2 eine Beleuchtungsstärke von 683 lx. Das dunkeladaptierte Auge ist wesentlich empfindlicher; im Dunkeln ist der Wichtungsfaktor $K' = 1700 \frac{\text{lx}}{\text{W/m}^2}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 510$ nm.

Die Einheit der **Beleuchtungsstärke** ist Lux: $1 \text{ lm/m}^2 = 1 \text{ lx}$. Mit der Maßangabe Lux werden allgemein Umfeldhelligkeiten beschrieben. Dagegen besitzt die Lichtquelle eine **Leuchtdichte L** , definiert als Quotient aus ihrer Lichtstärke I und ihrer Fläche A : $L=I/A$.

Das menschliche Auge kann sich über einen Dynamikbereich von etwa 6 Zehnerpotenzen adaptieren [22], wobei sich die spektrale Empfindlichkeitskurve etwas verschiebt. In [8] findet sich eine Tabelle mit den international genormten Empfindlichkeitswerten für das Hell- und das Dunkelsehen; als Kurven sind die Tabellenwerte in **Bild C.1** dargestellt. Diese Augenkurven geben das Verhältnis der empfundenen Beleuchtungsstärke zur physikalischen Bestrahlungsstärke abhängig von der Wellenlänge des Lichtes wieder. Ein Vergleich mit Bild 1.6 (S. 8) zeigt eine deutliche Verschiebung der Siliziumempfindlichkeit hin zu größeren Wellenlängen; Silizium ist also relativ rotempfindlicher als das menschliche Auge.

Als grober Anhaltspunkt für die empfundenen Helligkeit der Bestrahlungsstärke mögen die folgenden Vergleiche dienen [93]:

- Eine sternenhelle Nacht mit Vollmond entspricht etwa einer Bestrahlungsstärke von 1 mW/m^2 .
- Ein verregener Herbsttag entspricht etwa 1 W/m^2 .
- Grelles, gleißendes Sonnenlicht entspricht etwa 1 kW/m^2 .

Nach einer Dunkeladapionszeit von ca. 45 Minuten ist die Netzhaut des Auges so empfindlich, daß noch eine Lichtmenge von 5 Photonen grünfarbiger Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 500$ nm wahrgenommen wird, wenn sie innerhalb einer Millisekunde auf einen Punkt auftrifft [8]. Dies entspricht nach Gleichung 1.2 (S. 5) einer Energie von 2 aWs.

D Optische Messungen

Als Strahlungsquellen für die Messungen wurden verwendet

- eine Leuchtdiode HLMP-8103 von Hewlett Packard
- eine Laserdiode RLD78MA von ROHM und
- eine Niedervolt-Halogenlampe 20 W, Öffnungswinkel 10° , von Philips

Bild D.1 zeigt die Spektren der Leuchtdiode, der Laserdiode und der Halogenlampe, aufgenommen mit einem Spektrumanalysator PSA20 von Instrument Systems. In diesen Kurven ist bereits eine Korrekturfunktion für die lichtwellenlängenabhängige Empfindlichkeit des Photodetektors eingearbeitet.

Auf der Abszisse ist jeweils die Wellenlänge der Strahlung dargestellt, auf der Ordinate die relative Intensität, bezogen auf die maximale Strahlung jedes einzelnen Elementes. Es ist jedoch kein Vergleich zwischen den absoluten Intensitäten der verschiedenen Quellen.

Zusätzlich stand ein Monochromator der Fa. Jobin Yvon, Longjumeau, Frankreich, vom Typ „SPEX 270“ zur Verfügung, zusammen mit einer Silizium-Photodiode „E2R“ von Spindler & Hoyer. Bestrahlt wurde der Monochromator mit einer Xenonlampe. Aus der eingestellten Spalthöhe von 2 mm und der Spaltbreite von 0,1 mm ergab sich eine rechnerische Auflösung des Monochromators von < 1 nm [21]. Gemessen wurde mit einer Schrittweite von 2 nm.

Die spektrale Empfindlichkeit der Photodiode, dargestellt in Bild 1.6 (S. 8), lag nur in Papierform vor. Der zugehörige Verstärker wurde elektrisch vermessen. Mit dieser Diode wurde das Spektrum der Xenonlampe im Monochromator bestimmt und daraus die relative Übertragungsfunktion aus Lampe, Monochromator, Siliziumdiode und anschließendem Verstärker in **Bild D.2** ermittelt. Sie dient in den Farbempfindlichkeitsmessungen als Bezugsgröße.

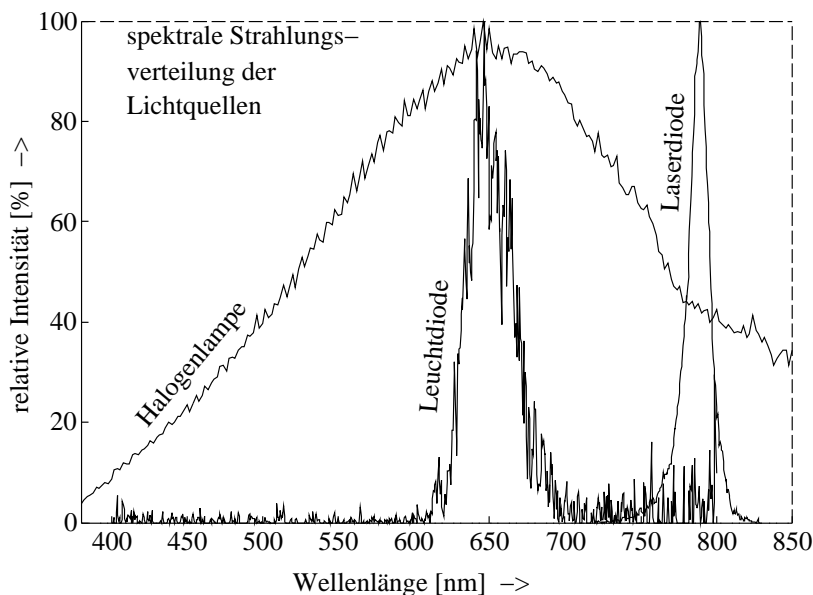


Bild D.1: Vergleich der Spektren der HP Hochleistungsleuchtdiode HLMP-8103, der Laserdiode RLD78MA von Laser Components und der Halogenlampe. Aufgenommen wurden die Kurven mit einem Spektrumanalysator PSA20 mit integrierter Korrekturkurve.

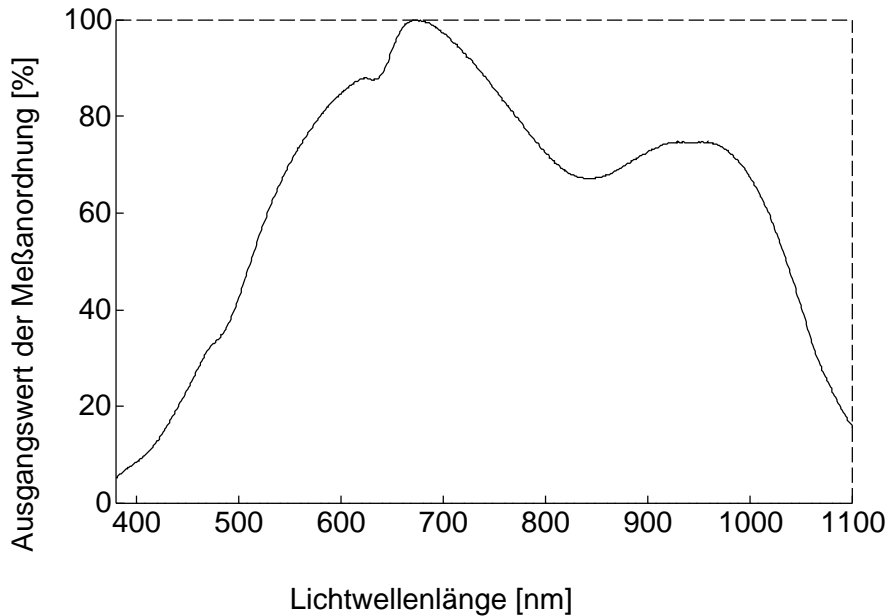


Bild D.2: Übertragungsfunktion des Monochromators, bestehend aus Xenonlampe, Monochromator, Photodiode E2R, Stromverstärker und Analog-Digital-Wandler.

Wegen unzureichender Kalibriermöglichkeiten wurde auf Absolutwertmessungen weitgehend verzichtet.

Die HLMP-8103 ist eine „High Power“ 5 mm Leuchtdiode mit einer Lichtstärke von typisch 3 cd bei einem Strom von 20 mA. Die Wellenlänge der maximalen Amplitude liegt bei $\lambda = 650$ nm. Die Kapazität der Diode beträgt $C = 20$ pF, die Verzögerungszeit $\tau = 45$ ns, der Öffnungswinkel $2\Theta_{1/2} = 7^\circ$. Nähere technische Angaben ergeben sich aus [40].

Die hier eingesetzte Laserdiode RLD78MA ist ein Standardprodukt für die Verwendung in Compact-Disk-Spielern; ihre Ausgangsleistung beträgt $P = 5$ mW bei einem Öffnungswinkel von $\Theta_{\perp} = 37^\circ$ und $\Theta_{//} = 11^\circ$. Die Wellenlänge wird mit $\lambda = 785$ nm angegeben.

Die Halogenlampe wurde eingesetzt, um auf dem Chip besonders hohe Bestrahlungsstärken erzielen zu können.

Die Leistungskennlinie der Leuchtdiode ist im **Bild D.3** aufgetragen.

Bild D.4 zeigt das Zeitverhalten der verwendeten Leuchtdiode, aufgenommen mit einem Meßaufbau nach **Bild D.5**. Die Signale wurden mit einem 500 MHz Oszilloskop TDK 744 der Fa. Tektronix aufgenommen. Als Referenzdiode wurde eine Pin-Diode BPW34 von Siemens benutzt. Diese Pin-Diode hat nach Herstellerangaben eine Schaltzeit von typisch 20 ns an 50 Ω bei einem Photostrom von 800 μ A an einer Versorgungsspannung von 5 V. Die aktive Fläche der Diode beträgt 7 mm², der Quantenwirkungsgrad 0,9 Elektronen pro Photon. Näheres zu dieser Diode ist [91] zu entnehmen. Nach **Bild D.4** liegt die Zeit zwischen den 50 % Punkten der Anstiegsflanken der Leuchtdiode und der Photodiode bei etwa 70 ns, die entsprechende Zeit zwischen den fallenden Flanken ist etwa genauso groß. Die **Tabelle D.1** zeigt, wie sich diese Zeit aus den Sprungantwortzeiten der Leuchtdiode und der Photodiode sowie aus den Zeitkonstanten der RC-Konstanten zusammensetzt.

Dabei sind jeweils die typischen Werte nach Herstellerangaben eingesetzt. Die Kapazität der Photodiode ist bei einer Sperrspannung von 5 V dem Datenblatt zu 20 pF entnommen, die elektrische Zeitkonstante der Leuchtdiode ist wegen der nichtlinearen Kennlinie nur grob abgeschätzt aus der Diodenkapazität von 20 pF, dem Generatorinnenwiderstand und dem Vorwi-

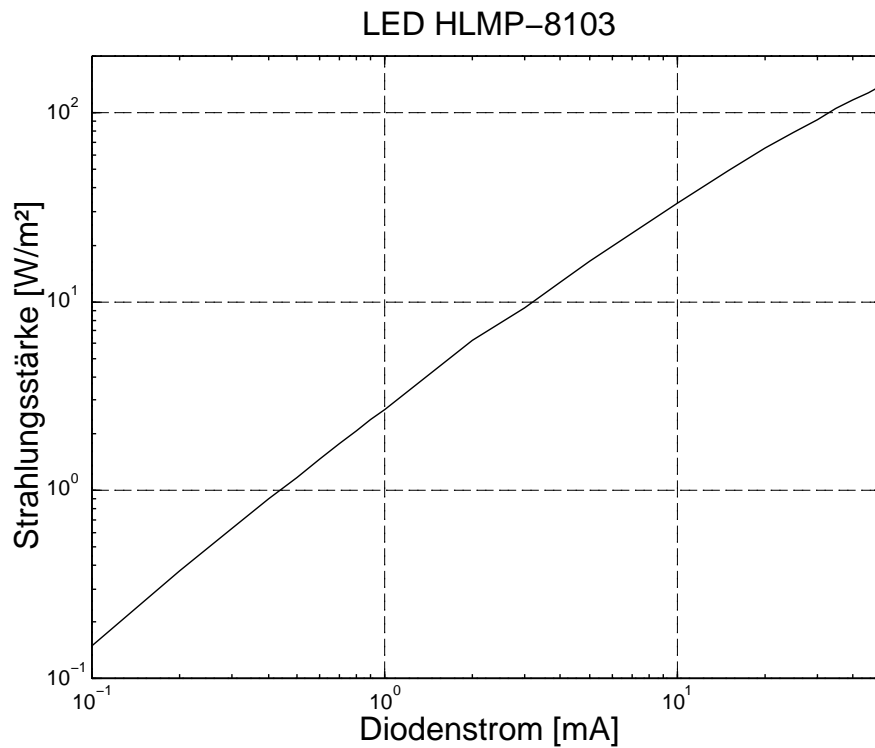


Bild D.3: Erzielte statische Strahlungsleistung der Leuchtdiode, aufgenommen im optischen Aufbau.

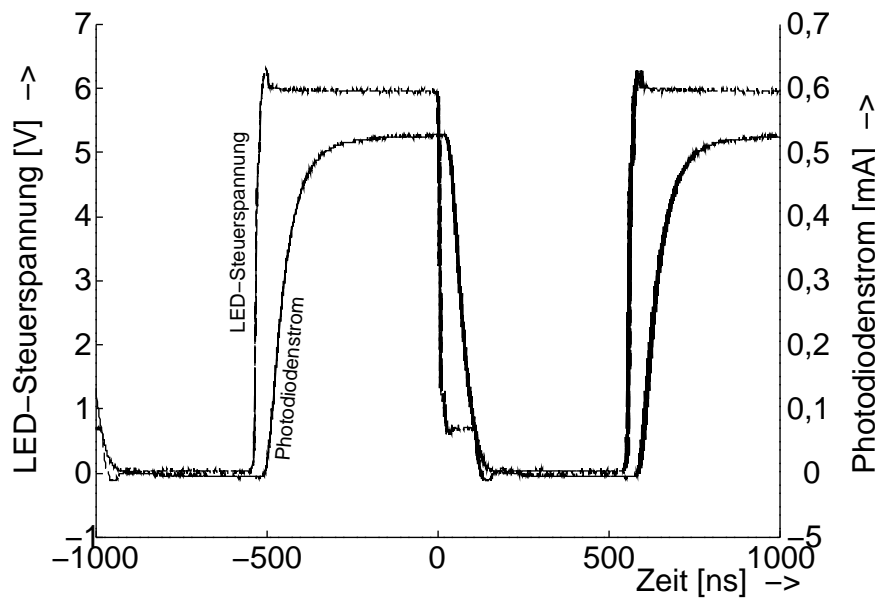


Bild D.4: Zeitlicher Verlauf der Strahlung der Leuchtdiode, aufgenommen mit einer BPW34 an $50\ \Omega$ bei einer Taktfrequenz von 1 MHz. Die Flußspannung der LED betrug 1,8 V bei 20 mA Diodenstrom; die im Bild sichtbare Stufe beim Ausschalten der LED-Steuerspannung resultiert aus einer Reflexion an dem dann unbelasteten Ende der Leitung, hat jedoch auf die Strahlung der Leuchtdiode keinen Einfluß.

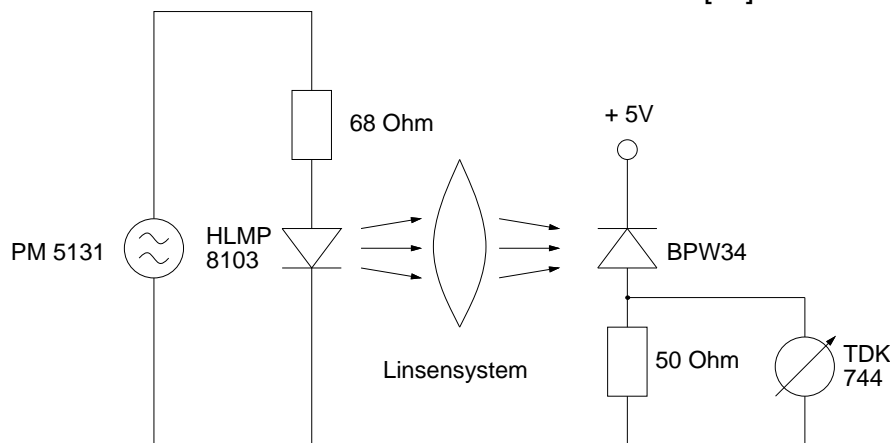


Bild D.5: Schematischer Aufbau der Meßeinrichtung zum Erfassen des Zeitverhaltens der Leuchtdiode.

Tabelle D.1: Verzögerungszeiten zwischen Lichtsender und -empfänger.

Verzögerung der Leuchtdiode	τ_L	=	45 ns
Verzögerung der Photodiode	τ_P	=	20 ns
Meßleitung Photodiode-Oszillograph	τ_M	= 100 pF 50 Ω	= 5 ns
elektrische Zeitkonstante der Photodiode	τ_D	= 20 pF 50 Ω	= 1 ns
elektrische Zeitkonstante der Leuchtdiode	τ_{LD}	= 20 pF 50 Ω	= 1 ns
Gesamtverzögerung			72 ns

Tabelle D.2: Dämpfungswerte der Neutralfilter Fa. Spindler & Hoyer.

Bestellnummer: 03...	1890	1891	1892	1893	1894	1895	1896
Solldämpfung [dB]:	3	7	10	13	17	20	30
angegebene Toleranz [%]:	5	5	5	10	10	10	20
Sollwert der Transmission:	0,50	0,20	0,1	0,05	0,02	0,01	0,001
gemessene Transmission:	0,502	0,215	0,102	0,056	0,022	0,0112	0,00111
Abweichung [%]:	0,4	7,5	2	12	10	12	11

derstand der LED. Die Ausbreitungszeit des Signals auf dem Kabel zwischen der LED und dem Oszillograph (ca. 10 ps) wurde dabei vernachlässigt. Bei dem Vergleich zwischen der Messung und den Herstellerangaben ist noch zu beachten, daß sich die angegebenen Zeiten zum Teil auf verschiedene Amplitudenwerte beziehen, nämlich auf $1/2$, $1/e$ und $1/10$ des Anfangswertes. Messung und Herstellerangaben stimmen gut überein.

Zur Abschwächung der Lichtstrahlung wurden Neutralfilter der Firma Spindler & Hoyer mit einem Durchmesser von 50 mm benutzt. Die gemessenen Dämpfungswerte der Filter sind in **Tabelle D.2** zusammengestellt.

Gemessen wurde die Dämpfung mit einer Leuchtdiode HLMP-8103 als Strahlungsquelle und einem Leistungsmesser der Fa. Coherent, Modell FM, ausgestattet mit einer Siliziumdiode im Meßkopf als Strahlungsempfänger. Die letzte Kalibrierung des Meßgerätes lag 3 Monate zurück, die Genauigkeit war besser als 5%. Die spektrale Abhängigkeit der Transmissionskurven der verwendeten Filter wurden jedoch nicht für den gesamten Bereich von 380 bis 780 nm vermessen; es wurden vielmehr die Kurven des Herstellers zugrunde gelegt.

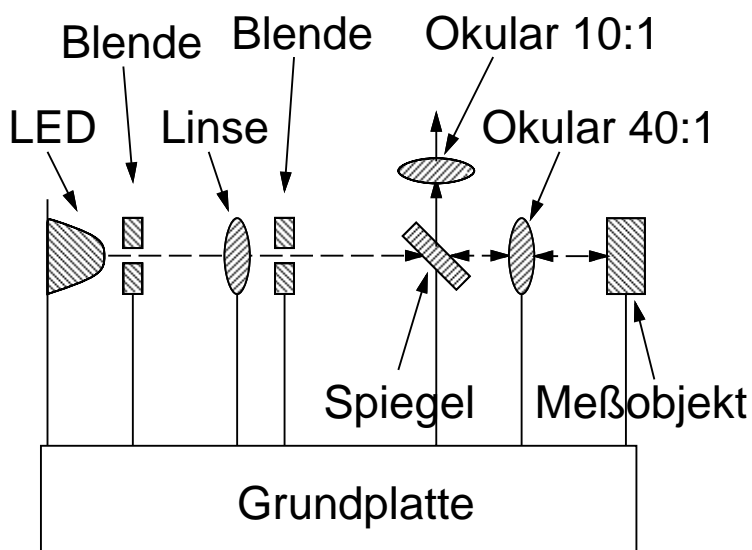


Bild D.6: Schema eines Meßaufbaus zum Erzeugen eines Lichtpunktes mit $10\ \mu\text{m}$ Durchmesser, bestehend aus einer Leuchtdiode als Strahlungsquelle, einer Lochblende, einer Linse mit Lochblende, einem halbdurchlässigen Spiegel und zwei Objektiven. Dieser Aufbau ermöglicht die Bestrahlung einer integrierten Schaltung bei gleichzeitiger Beobachtung für Justierzwecke.

Nach Herstellerangaben beträgt die Welligkeit der Transmissionskurve innerhalb des sichtbaren Strahlenbereichs weniger als 3 %, wobei langwellige Strahlen geringfügig weniger absorbiert werden als kurzwellige.

Um die integrierten Schaltungen mit einer punktförmigen Quelle bestrahlen zu können, wurde ein optischer Aufbau gemäß **Bild D.6** erstellt.

Dabei wird mit einer Blende aus dem Lichtkegel einer Leuchtdiode HLMP-8103 ein geringer Teil ausgekoppelt und dieser dann mit einer Linse annähernd parallelisiert. Da die Strahlungsquelle der Leuchtdiode nicht punkt-, sondern flächenförmig ist, ist das Licht hinter der Linse nicht exakt parallel. Dieser Strahl wird mit einer Blende von 0,4 mm Durchmesser eingeschränkt und gelangt über einen halbdurchlässigen Spiegel auf ein Okular mit einer Verkleinerung von 40:1. Somit entsteht auf dem zu untersuchenden Chip ein Lichtfleck mit einem Durchmesser von etwa $10\ \mu\text{m}$. Das von diesem Chip reflektierte Licht gelangt wieder über das Okular und den halbdurchlässigen Spiegel auf ein zweites Okular und erzeugt so ein vergrößertes Bild im Auge des Betrachters. Damit ist eine Justage des Lichtfleckes auf dem Chip möglich.

Die Blende zwischen der Leuchtdiode und der Linse ist zwar nicht zwingend erforderlich, Versuche zeigten jedoch, daß ohne diese Blende die Lichtabnahme am Rand des Lichtfleckes deutlich schlechter ist, der Übergang vom Hell- zum Dunkelbereich daher wesentlich flacher verläuft. Eine exakte Vermessung der Randbereiche des erzeugten Lichtpunktes war jedoch nicht möglich; ein Diagramm über den Intensitätsverlauf auf der Fläche des Punktes ist daher nicht vorhanden. Aufgebaut wurde die ganze Anordnung mit einem Mikrobank Grundkasten OM25 der Firma Spindler & Hoyer. Die Chipfassung wurde an einer Mikrometerschraube ($10\ \mu\text{m}$ -Teilung) verschiebbar montiert. **Bild D.7** zeigt ein Photo des Meßaufbaus.

Leuchtdiode Blende Linse Blende Spiegel Okular 10:1 Okular 40:1 Messobjekt

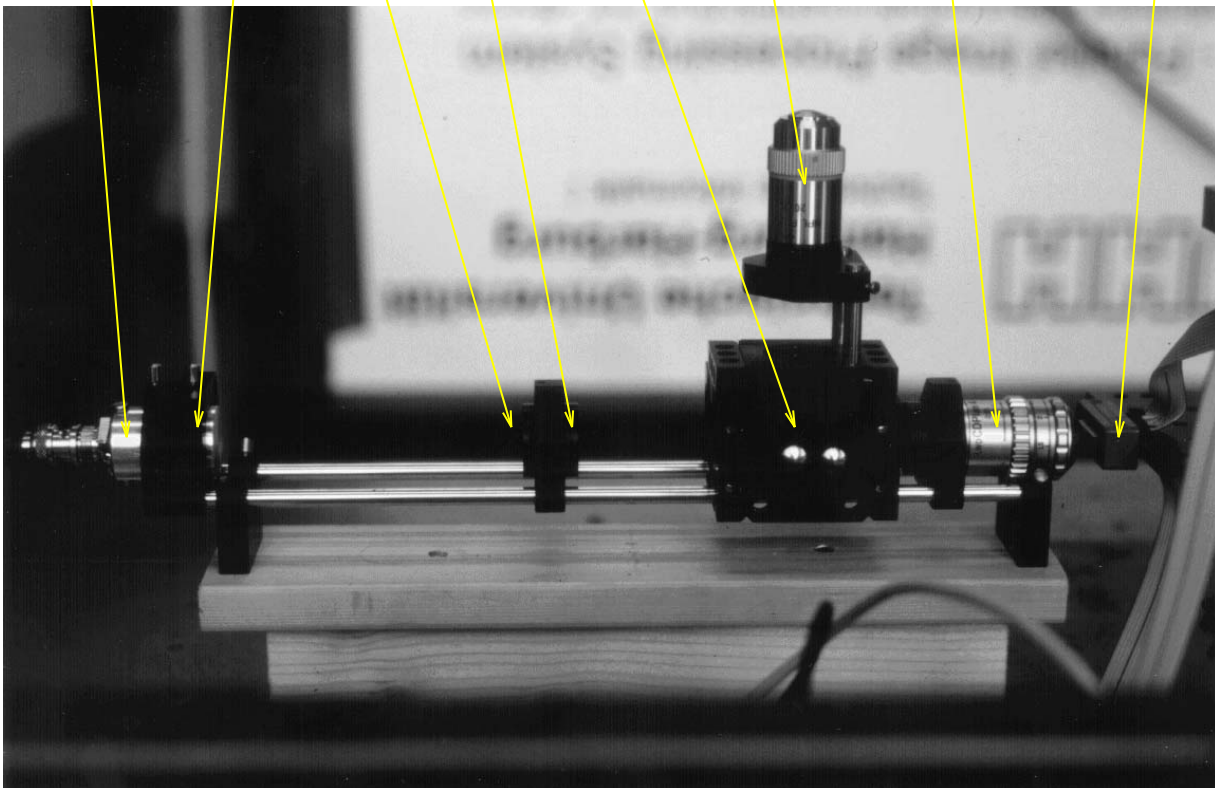


Bild D.7: Meßaufbau zum Erzeugen eines $10\ \mu\text{m}$ großen Lichtpunktes.

Literaturverzeichnis

- [1] AMS. *1.2 μm CMOS Design Rules*. Austria Mikro Systeme International, A-8141 Unterpremstätten, Juli 1997.
- [2] L. K. Anderson und B. J. McMurtry. High-Speed Photodetectors. *PROCEEDINGS OF THE IEEE*, Vol 54, Nr. 10, S. 1343 – 1344, Oktober 1966.
- [3] W. Armingeon. RA-CMOS-BILDSSENSOR FÜR UND WIDER. *ELEKTRONIKPRAXIS*, S. 100 – 107, September 1998. Nr. 18.
- [4] A. Åström, J.-E. Eklund und R. Forchheimer. Near-Sensor Image Processing - theory and practice. In *EUROPTO Advanced Focal Plane Array and Electronic Cameras Conference*, S. 242 – 253. SPIE Bd. 2950, Oktober 1996.
- [5] Anders Åström. *Smart Image Sensors*. Dissertation, Linköping University, Sweden, 1993.
- [6] K. Ayadi, M. Kuijk, P. Heremans, G. Bickel, G. Borghs und R. Vounckx. A Monolithic Optoelectronic Receiver in Standard 0.7- μm CMOS Operating at 180 MHz and 176-fJ Light Input Energy. *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, Vol 9, Nr. 1, S. 88 – 90, Januar 1997.
- [7] J. Bastos, M. Steyaert, A. Pergoot und W. Sansen. Mismatch Characterisation of Sub-micron MOS Transistors . *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, Vol 12, Nr. 2, S. 95 – 106, Februar 1997.
- [8] Ludwig Bergmann und Schäfer. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Optik*. Verlag Walter de Gruyter, 1993.
- [9] Wolfgang Bludau. *Halbleiter-Optoelektronik*. Carl Hanser Verlag, 1995.
- [10] D. Bolliger. *Integration of an Ultraviolet Sensitive Flame Detector*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich, 1995.
- [11] E. Braß, U. Hilleringmann und K. Schumacher. System Integration of Optical Devices and Analog CMOS Amplifiers. *IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS*, 29 S. 1006–1009, August 1994.
- [12] I. Bronstein und K. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik*. BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1960.
- [13] I. Bronstein, K. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 1997.
- [14] Cadence Design Systems, Inc., San Jose, CA, USA. *Spectre Reference Manual, Release 4.3.4*, 1995.
- [15] H. S. Carslaw und J. C. Jaeger. *Conduction of Heat in Solids* . Clarendon Press, Oxford, 1989.

- [16] J. Chang, A. A. Abidi und C. R. Viswanathan. Flicker Noise in CMOS Transistors from Subthreshold to Strong Inversion at Various Temperatures. *IEEE Transactions on Electronic Devices*, Bd. 41 S. 1965 – 1971, November 1994.
- [17] Die neuen Augen der Kamera: CMOS bedrängt die CCDs. *Markt & Technik*, S. 25 – 26, 1998. Nr. 15.
- [18] Die Zukunft gehört der „intelligenten“ Digitalkamera. *Markt & Technik*, S. 38 – 39, Juli 1998. Nr. 27.
- [19] Tobias Delbrück. *Investigations of Analog VLSI Visual Transduction and Motion Processing*. Dissertation, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1993.
- [20] Tobias Delbrück und Carver Mead. Analog VLSI Phototransduction by continuous-time, adaptive, logarithmic photoreceptor circuits. *California Institute of Technology, Computation and Neural Systems Program, Memo No.30*, Februar 1995.
- [21] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie Grundlagen und Techniken*. Springer-Verlag, Berlin, 3. Auflage, 1993. Abschnitt 4.1.
- [22] J. E. Dowling. Retina. In R. Dulbecco, Hrsg., *ENCYCLOPEDIA OF HUMAN BIOLOGY*, Band 6 Pi-Se, S. 615 – 632. Academic Press, Inc., 1991.
- [23] Ebeling. *Integrierte Optoelektronik*. Springer Verlag, 1989.
- [24] David F. Edwards. Silicon (Si). In Edward D. Palik, Hrsg., *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press Inc., 1985.
- [25] J.-E. Eklund, C. Svensson und A. Åström. Near-Sensor Image Processing, A VLSI Realization. In *Proceedings Eight Annual International ASIC Conference*, S. 18 – 22. IEEE, September 1995.
- [26] C. C. Enz und G. C. Temes. Circuit Techniques for Reducing the Effects of Op-Amp Imperfections: Autozeroing, Correlated Double Sampling, and Chopper Stabilization. *Proceedings of the IEEE*, 84 S. 1584–1614, November 1996.
- [27] S. Espejo, R. Carmona, R. Dominguez-Castro und A. Rodriguez-Vázquez. A 0.8 μm CMOS 2-D Programmable Analog-Array-processing Vision-Chip with Local Logic and Image Memory. In *Proceedings of the IEEE International Workshop on Cellular Neural Networks and their Applications*.
Internet <ftp://ftp.cnm.us.es/pub/visionchips/>, 1996.
- [28] R. Etienne-Cummings und J. Van der Spiegel. Neuromorphic vision sensors. *Sensors and Actuators*, Vol A56, Nr. 1-2, S. 19 – 29, August 1996.
- [29] Faltblatt des Fraunhofer-Institut für Integrierte Schaltungen IIS-A, Erlangen. *Integrierte Fotosensoren in kommerzieller Standard CMOS-Technologie*, 1996.
- [30] R. Forchheimer, P. Ingelhart und C. Jansson. MAPP2200, a second generation smart optical sensor. In *Image Processing and Interchange: Implementation and Systems*, Band 1659, S. 2 – 11, 1992.
- [31] F. Forti und M. E. Wright. Measurement of MOS Current Mismatch in the Weak Inversion Region. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol 29, Nr. 2, S. 138 – 142, Februar 1994.

- [32] E. R. Fossum. CMOS Image Sensors: Electronic Camera On A Chip. In *international ELECTRON DEVICES meeting*, S. 17 – 25, Washington, Dezember 1995. IEEE.
- [33] R. L. Geiger, P. E. Allen und N. R. Strader. *VLSI, DESIGN TECHNIQUES FOR ANALOG AND DIGITAL CIRCUITS*. McGraw-Hill Publishing Company, 1990.
- [34] G. George und J. P. Krusius. Transient Response of High-Speed *p-i-n* Photodiodes Including Diffusion Effects. *Solid-State Electronics*, Vol 37, Nr. 11, S. 1841 – 1847, 1994.
- [35] J. Graeme. *Photodiode Amplifiers Op Amp Solutions*. Mc Graw Hill, 1996.
- [36] H.-G. Graf, B. Höfflinger, U. Seger und A. Siggelkow. Elektronisch sehen. *Elektronik*, Februar 1995.
- [37] H.-G. Graf, M. E. Landgraf und U. Seger. Vision Assistance in Scenes with Extreme Contrast. *IEEE Micro*, Februar 1993.
- [38] O. Guthmann, R. Pöhlmann, W. J. Schmitt, W. Tettenborn und H. Wittwer. *Taschenbuch für Schaltanlagen*. Brown, Boverie & Cie AG, Mannheim, 1979.
- [39] Jerry D. Hayes, Mark A. Neifeld, Satish K. Sridharan und Richard W. Ziolkowski. Adjacent Detector Cross Talk in CMOS Smart Detector Arrays. In M. Tabib-Azar, D. L. Polle und K.-K. Wong, Hrsg., *Integrated Optics and Microstructures II*, Band 2291, S. 102–107. SPIE, Oktober 1994.
- [40] Hewlett-Packard Components, Customer Information Center, Cupertino, California. *Data Sheets HLMP-8100 - HLMP-8103*, Februar 1990.
- [41] F. N. Hooge. 1/f Noise Sources. *IEEE Transactions on Electronic Devices*, Bd. 41 S. 1926 – 1935, November 1994.
- [42] J. Huppertz, R. Hauschild, B. J. Hosticka, T. Kneip, S. Mueller und M. Schwarz. Fast CMOS imaging with high dynamic range. In *Workshop Charge-coupled Devices & Advanced Image Sensors*, S. R7/1 – R7/4, Bruges, Belgien, Juni 1997. IEEE.
- [43] Marshall Electronics Inc. Color Camera On A CMOS Chip. Internet <http://www.mars-cam.com/cmos-c.html>, 1997.
- [44] Marshall Electronics Inc. Complete B&W Video Camera on a Chip. Internet <http://www.mars-cam.com/cmos.html>, 1997.
- [45] K. Joardar. A Simple Approach to Modeling Cross-Talk in Integrated Circuits. *IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS*, 29 S. 1212–1219, Oktober 1994.
- [46] T. G. M. Kleinpenning. Low-Frequency Noise in Modern Bipolar Transistors: Impact of Intrinsic Transistors and Parasitic Series Resistances. *IEEE Transactions on Electronic Devices*, Bd. 41 S. 1981 – 1991, November 1994.
- [47] W. Klix. *SIMBA, ein Programm zur 3D-Simulation des innerelektronischen Verhaltens von Halbleiterstrukturen*. Programmhandbuch, Technische Universität Dresden, Dezember 1995.
- [48] Klaus Knospe. *Integration von Optoelektronischen Bauelementen mit CMOS-Schaltungen in Silizium*. Dissertation, Universität Dortmund, Lehrstuhl Bauelemente der Elektrotechnik, 1992.

- [49] Ch. Koch und H. Li. *VISION CHIPS Implementing Vision Algorithms with Analog VLSI Circuits*. IEEE, Los Alamitos, Ca, März 1995.
- [50] I. Koren, J.-U. Dohndorf, J. Werner, A. Krönig und U. Ramacher. Design of a focal plane array with analog neural preprocessing. In *EUROPTO Advanced Focal Plane Array and Electronic Cameras Conference*, S. 64 – 74, Berlin, Oktober 1996. SPIE Bd. 2950.
- [51] Jörg Kramer. *Photo-ASICs: Integrated Optical Metrology Systems with Industrial CMOS Technology*. Dissertation, Paul Scherrer Institute in Zurich (PSIZ), Zürich, Schweiz, 1993.
- [52] Joachim Kröbl. *Zweidimensionale berührungslose Geschwindigkeitsmessung mit Korrelations- und Ortsfrequenzfilterverfahren*. Diplomarbeit, Technische Universität Hamburg-Harburg, Technische Informatik 1, 1995.
- [53] W. Kuhlmann, R. Lindner, M. Schmidt und R. Ziegler. Patentanmeldung: *Photodiodenarray*. Deutsches Patentamt, DE 44 42 853 A 1, Oktober 1995.
- [54] Kenneth R. Laker und Willy M. C. Sansen. *Design of Analog Integrated Circuits and Systems*. McGraw-Hill, Inc., 1994.
- [55] W. M. Leach. Fundamentals of Low-Noise Analog Circuit Design. *Proceedings of the IEEE*, Bd. 82, Nr. 10, S. 1515–1538, Oktober 1994.
- [56] Werner Leonhard. *Wechselströme und Netzwerke*. Vieweg Verlag, 1972.
- [57] Werner Leonhard. *Einführung in die Regelungstechnik, Lineare Regelvorgänge*. Vieweg Verlag, 1978.
- [58] Markus Loose. *Layout und Test eines Systems adaptiver Photorezeptoren in analoger CMOS-Technologie*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Juli 1996.
- [59] S. J. Lovett, A. Mathewson und B. Mason. Optimizing MOS Transistor Mismatch. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol 33, Nr. 1, S. 147 – 150, Januar 1998.
- [60] Hans Dieter Lüke. *Signalübertragung, Einführung in die Theorie der Nachrichtenübertragungstechnik*. Springer-Verlag, Berlin, 1979.
- [61] A. J. Mäkyänen, J. T. Kostamovaara und T. E. Rahkonen. CMOS Photodetectors for Industrial Position Sensing. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, S. 489 – 492, Juni 1994.
- [62] A. J. Mäkyänen, T. Ruotsalainen und J. T. Kostamovaara. High accuracy CMOS position-sensitive photodetectors (PSD). *ELECTRONICS LETTERS*, S. 128 – 130, Januar 1997.
- [63] I. Martiny. Patentanmeldung: „Vorrichtung zur Übersprechdämpfung integrierter Fototransistoren“. Deutsches Patentamt, DE 196 49 851 A 1, Dezember 1996. s. a. Internet <http://www.depanet.de/dips/de/de/dips1.htm>.
- [64] I. Martiny. Patentanmeldung: „Auskoppelschaltung für Signale von integrierten Photodioden“. Deutsches Patentamt, DE 198 38 693 A 1, August 1998.
- [65] I. Martiny und R.-R. Grigat. Adaptive microsystems with optical line sensors. In E. P. Baltasvias, Hrsg., *From Pixels to Sequences*, S. 46 – 51, Zürich, März 1995. ISPRS.

- [66] I. Martiny und R.-R. Grigat. Adaptive Microsystems with Optical Line Sensors for Measurement and Quality Control. In Kathleen Muray und Kenneth J. Kaufmann, Hrsg., *SPIE Proceedings Vol. 2550, Photodetectors and Power Meters II*, S. 235 – 244, San Diego, Juli 1995. SPIE.
- [67] P. M. Mathur und Ch. Koch, Hrsg. *Visual Information Processing: From Neurons to Chips*, Band 1473. SPIE, April 1991.
- [68] Carver Mead. *Analog VLSI and Neural Systems*. Addison-Wesley Publishing Company, 1989.
- [69] K. S. Mendis, S. E. Kemeny, R. C. Gee, B. Pain, C. O. Staller, Q. Kim und E. R. Fossum. CMOS Active Pixel Image Sensors for Highly Integrated Imaging Systems. *IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS*, 32 S. 187– 197, Februar 1997.
- [70] Meta-Software, Inc., Campbell, California. *HSPICE Users's Manual H9001*, 1990.
- [71] Jürgen R. Meyer-Arendt. Radiometry and Photometry: Units and Conversion Factors. *APPLIED OPTICS*, Bd. 7, Nr. 10, S. 2081–2084, Januar 1968.
- [72] S. G. Michlin. *Partielle Differentialgleichungen in der mathematischen Physik*. Verlag Harri Deutsch, Thun, 1978.
- [73] Alireza Moini. Vision Chips or Seeing Silicon. Internet <http://www.eleceng.adelaide.edu.au/Groups/GAAS/Bugeye/visionchips/index.html>, März 1997.
- [74] Toyosaka Moriizumi und Kiyoshi Takahashi. Theoretical Analysis of Heterojunction Phototransistors. *IEEE Transactions on Electronic Devices*, Bd. 19 S. 152 – 159, 1972.
- [75] R. Müller. *Rauschen*. Springer-Verlag, Berlin, 1979.
- [76] T. Nielsen. OPTO-ELECTRONICS BY DESIGN, May 1994.
- [77] Reinhold Paul. *Halbleiterphysik*. VEB Verlag Technik, Berlin, 1974.
- [78] Reinhold Paul. *Elektronische Halbleiterbauelemente*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1989.
- [79] Reinhold Paul. *Optoelektronische Halbleiterbauelemente* . Teubner Verlag, Stuttgart, 1992.
- [80] S. A. Paul und H.-S. Lee. A 9-b Charge-to-Digital Converter for Integrated Image Sensors. *IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS*, 31 S. 1931– 1938, Dezember 1996.
- [81] A. Pavasovic, A. G. Andreou und C. R. Westgate. Characterisation of Subthreshold MOS Mismatch in Transistors for VLSI Systems. *Journal of VLSI Signal Processing*, Vol 8, Nr. 1, S. 75 – 85, Juli 1994.
- [82] H. R. Philipp. Silicon Dioxide (SiO₂) Type α (Crystalline). In Edward D. Palik, Hrsg., *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press Inc., 1985.
- [83] A. D. Polyanin und V. F. Zaitsev. *Handbuch der linearen Differentialgleichungen*. Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, 1996.
- [84] W. Preuss. *Partielle Differentialgleichungen* . Verlag Harri Deutsch, Thun, 1990.

- [85] Willy M.C Sansen und Zhong Yuan Chang. *Low-Noise Wide-Band Amplifiers in Bipolar and CMOS Technologies*. Kluwer Academic Publishers, 1991.
- [86] R. Sarpeshkar, T. Delbrück und C. A. Mead. White Noise in MOS Transistors and Resistors. *IEEE Circuits & Devices*, S. 23 – 29, November 1993.
- [87] Burkhard Schiek und Heinz-Jürgen Siweeris. *Rauschen in Hochfrequenzschaltungen*. Hütig Verlag, Heidelberg, 1990.
- [88] G. Schumicki und P. Seegebrecht. *Prozeßtechnologie*. Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [89] P. Seitz, D. Leipold, J. Kramer und J. M. Raynor. Smart optical and image sensors fabricated with industrial CMOS/CCD semiconductor processes. In Ch. Koch und H. Li, Hrsg., *VISION CHIPS Implementing Vision Algorithms with Analog VLSI Circuits*, S. 479 – 488. IEEE, Los Alamitos, Ca, März 1995.
- [90] P. Seitz, O. Vietze und T. Spirig. FROM PIXELS TO ANSWERS - RECENT DEVELOPMENTS AND TRENDS IN ELECTRONIC IMAGING. In E. P. Baltasvias, Hrsg., *From Pixels to Sequences*, S. 2 – 12, Zürich, März 1995. ISPRS.
- [91] Siemens. *Technical Product Information for Siemens Semiconductors, CD-ROM Version 5*. Siemens Semiconductor Group, D-81617 München, November 1994.
- [92] Stapelfeldt. *Optosensorik, Intelligente Lösungen für Ihre Sensorapplikationen*. Faltblatt der Fa. STAPELFELDElectronic, D-22559 Hamburg, 1997.
- [93] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1981.
- [94] Texas Instruments Incorporated, Literature Response Center, Dallas, Texas. *Intelligent Optical Sensor Data Book*, 1996.
- [95] U. Tietze und Ch. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer-Verlag, 9. Auflage, 1989.
- [96] H.G. Unger. *Optische Nachrichtentechnik Teil 1 und 2*. Hüthig Verlag, 1984.
- [97] H.G. Unger, W. Schultz und G. Weinhausen. *Elektronische Bauelemente und Netzwerke 1*. Vieweg Verlag, Braunschweig, 1979.
- [98] L. K. J. Vandamme, X. Li und D. Rigaud. 1/f Noise in MOS Devices, Mobility or Number Fluctuations? *IEEE Transactions on Electronic Devices*, Bd. 41 S. 1936 – 1945, November 1994.
- [99] Vision. VV6850 1016 x 804 pixel CMOS image sensor. Internet <http://www.vvl.co.uk/general/text/prdhome.htm>, 1997.
- [100] E. Vittoz. Analog VLSI Signal Processing: Why, Where and How? *Analog integrated Circuits and Signal Processing*, S. 27 – 44, 1994. Nr. 6.
- [101] S. Wang. *Fundamentals of Semiconductor Theory and Device Physics*. Prentice Hall, 1989.
- [102] C. Robert Weast. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, Inc., Boca Raton, Florida, USA, 1985.

- [103] F. Werblin, T. Roska und L. O. Chua. THE ANALOGIC CELLULAR NEURAL NETWORK AS A BIONIC EYE. *International Journal of Circuit Theory and Applications*, 23 S. 541 – 569, 1995.
- [104] K. Wiehler, H. Klingspohr und R.-R. Grigat. Auswirkungen von Bauteilstörungen in der analogen Signalverarbeitung am Beispiel eines CMOS-Transkonduktanzverstärkers für zelluläre neuronale Netze. In *8. E.I.S. Workshop, Hamburg, Germany*, S. 163 – 171. GMD National Research Center for Information, D-53754 Sankt Augustin, 1997.
- [105] H. R. Wilson. Vision, Psychophysics. In R. Dulbecco, Hrsg., *ENCYCLOPEDIA OF HUMAN BIOLOGY*, Band 7 Si-Zo, S. 815 – 828. Academic Press, Inc., 1991.
- [106] G. Winstel und C. Weyrich. *Optoelektronik II*. Springer-Verlag, Berlin, 1986.