

Bestimmung und Modellierung von Detektionsgrenzen bei TFA-Bildsensoren

Von dem
Fachbereich Elektrotechnik und Informatik
der Universität-Gesamthochschule Siegen
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von

Diplom-Ingenieur Jürgen Sterzel

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Dietmar Ehrhardt
1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Markus Böhm
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Roland Strietzel

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 3. Dezember 2004

Diese Arbeit erscheint gleichzeitig in elektronischer Form unter:
<http://www.ub.uni-siegen.de/epub/diss/fb12/2005/sterzel/sterzel.pdf>
urn:nbn:de:hbz:467-950

Kurzfassung

Die bei CMOS-Bildsensoren zunehmende Verbreitung ist mit einer Implementierung von zusätzlichen Aufgaben auf dem gleichen Chip verbunden. Während ein CCD lediglich für die Wandlung der optischen Strahlung in elektrische Signale zuständig ist, findet bei heutigen CMOS-Bildsensoren die Ansteuerung der Pixel und häufig auch eine Vorverarbeitung der Signale on-chip statt. Dadurch lassen sich viele neue Anwendungsgebiete erschließen. Thin-Film-on-ASIC- (TFA-) Sensoren, eine Weiterentwicklung dieser CMOS-Bildsensoren, nutzen als fotoelektrischen Wandler eine Dünnschicht auf Basis amorphes Siliziums, die großflächig über dem 2-dimensionalen kristallinen Pixelarray aufgebracht wird.

In dieser Arbeit werden die Grenzeigenschaften der Pixeleingangstufe bei integrierenden TFA-Bildsensoren untersucht. Durch diverse Anordnungen der Eingangstransistoren variiert die Empfindlichkeit in weiten Bereichen. Zusätzlich haben parasitäre Kapazitätsanteile durch die dreidimensionale Anordnung einen großen Einfluss auf diesen Parameter. Während bei Source-Folger-Konzepten die Nutzung der Detektorkapazität in der Regel ausreichend ist, führt bei Source-Schaltungen der einfache Ansatz Koppelkapazität zwischen Ein- und Ausgang bei der Berechnung der Empfindlichkeit häufig zu Fehlinterpretationen.

Weiter wird in dieser Arbeit dokumentiert, welche Auswirkung die Variation der Detektor-i-Schichtdicke auf die Spektralempfindlichkeit und den Gesamtfotostrom hat. Mit diesem Kenntnis konnte ein Modell entwickelt werden, das direkt eine Aussage zur Pixelausgangsspannung in Abhängigkeit von der i-Schichtdicke zulässt.

Bei der Betrachtung des Dunkelstromes wurde nachgewiesen, dass bisherige SPICE-Modelle die Leckströme nur unzureichend beschreiben und deshalb dieser Bildsensorparameter bei einer Simulation nicht richtig berücksichtigt wird. Als Abhilfe wird ein Weg beschrieben, mit dem mit bestehenden Mitteln das Modell so umgebaut werden kann, dass kristalline Anteile richtig und amorphe Anteile durch Ergänzungen brauchbar erfasst werden können. Insbesondere die bei niedrigen Beleuchtungsstärken in den Vordergrund tretende Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms wurde näher untersucht.

Zur Beschreibung des temporären Rauschens wurde ein Modell entwickelt, das den Rauscheinfluss des aus amorphem Silizium bestehenden Detektors direkt in einer SPICE-Simulation berücksichtigt. Die anschließende Analyse der unterschiedlichen Pixelkonzepte machte deutlich, dass bei der hier untersuchten Technologie im Gegensatz zu CCDs das Dunkelstromrauschen vernachlässigbar ist. Weiter konnte nachgewiesen werden, eine hohe Empfindlichkeit kann kontraproduktiv zu einem guten Rauschverhalten sein.

Eine Beschreibung des Verstärkungs-FPN (PRNU) in Abhängigkeit von den Bauelementgeometrien wurde mithilfe der Momentenmethode entwickelt. Dieses Konzept ermöglicht eine frühzeitige Abschätzung jenes Bildsensorparameters und ein Vergleich der verschiedenen Bildsensorkonzepte hinsichtlich dieser Schwankungsgröße. Zusätzlich können diesem Ergebnis die Hauptursachen des Verstärkungs-FPN entnommen und dadurch gezielte Optimierungsmaßnahmen zur Reduzierung dieses Rauschens eingeleitet werden.

Die Arbeit wird abgerundet durch eine Analyse der Auswirkungen, die das Downscaling auf zukünftige Bildsensorkonzepte haben wird und es wird eine Realisierungsmöglichkeit vorgestellt, mit der auch störendes Fremdlicht unterdrückt werden kann.

Durch die allgemein gültige Beschreibung können die zentralen Ergebnisse dieser Arbeit sowohl für CMOS- als auch für TFA-Bildsensoren angewandt werden.

Abstract

The increasing use of CMOS image sensors is connected to the implementation of additional functions on the same chip. While CCDs only convert irradiated light into electrical signals, today's CMOS image sensors provide pixel control and often signal preprocessing on-chip opening up many new fields of application. A further development of CMOS image sensors are Thin-Film-on-ASIC- (TFA-) sensors, which use a thin film layer as photoelectric detector. Based on amorphous silicon, this film is deposited above the 2-dimensional crystalline pixel area.

This thesis investigates the border properties of TFA image sensors with integrating pixel input amplifiers. Different arrangements of the input transistors result in large sensitivity changes. Furthermore, due to the 3-dimensional construction, some parasitic capacitances have a strong influence to this sensitivity. The use of the detector capacitance is normally sufficient for source-follower-concepts whereas for source-concepts the simple consideration of the coupling capacitance between the input and output node leads to a clear misinterpretation.

Further this work documents the effect of the detector i-layer variation to the spectral sensitivity and the total photo current. With this knowledge a new model is developed, which is able to describe the pixel output voltage depending on the i-layer thickness only.

An examination of the dark current proves that previous SPICE models consider the leakage currents inadequate and thus a simulation of this image sensor parameter results in misinterpretations. This thesis presents a solution to modify the given model in a way, which includes the dark current of the crystalline part in a correct way and that of the amorphous part in a sufficient way by a supplement. In particular the temperature dependence of the dark current, which is important for low light level detection, is analyzed.

To determine the temporal noise of the pixel amplifier a new model is developed which considers the noise behavior of the amorphous detector directly in the SPICE simulation. The subsequent analysis of the different pixel concepts reveals, that in contrast to CCDs the dark current noise is negligible. Additionally it is possible to recognize a high sensitivity being counterproductive to a well noise behavior.

A description of the gain FPN (PRNU) depending on the transistor geometry is developed using the moment method. The concept enables an early estimation of this image sensor parameter and a comparison of the different image sensor concepts with regard to these fluctuations. Additionally the result describes the main reasons of the gain FPN. Thus specific optimization arrangements to this noise behavior are made possible.

The thesis closes with an analysis of CMOS downscaling effects for future image sensor concepts and a presentation of a possible realization which eliminates parasitic external light.

Due to the general description, the central results of this thesis are suitable for normal CMOS as well as for TFA image sensors.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung.....	III
Abstract.....	IV
Inhaltsverzeichnis.....	V
1. Einleitung	1
1.1. Elektronische Bildsensorik und die TFA-Technologie	1
1.2. Ausgangspunkt und Ziel der Arbeit	4
1.3. Nutzung des Schaltungsanalyseprogramms SPICE	6
2. APS-Pixelkonzepte für integrierende Verfahren.....	8
2.1. Aufbau eines Sensors in TFA-Technologie	8
2.2. Der Detektor	11
2.2.1. Die Detektorkapazität.....	12
2.2.2. Transientes Verhalten des Detektors	15
2.2.3. Spektrale Empfindlichkeit und Fotostrom.....	22
2.3. Grundlegende APS-Konzepte	29
2.3.1. Das Source-Folger-Schaltungskonzept	30
2.3.2. Das Source-Schaltungskonzept	32
2.3.3. Weitere einfache Source-Schaltungen.....	37
2.4. Ausgangsspannung bei Variation der Detektorgeometrien.....	38
2.5. Zusammenfassung	40
3. Dunkelstromverhalten	42
3.1. Ursachen des Detektorsperrstroms	43
3.1.1. Thermischer Generationsstrom	43
3.1.2. Tunnelströme	48
3.1.3. Temperaturabhängigkeit.....	50
3.2. SPICE-Diodenmodell im Bereich niedriger Sperrspannungen	53
3.2.1. Modell einer PN-Diode	56
3.2.2. Modell einer PIN-Diode.....	57
3.3. Leckströme der Transistoren	57
3.4. Integrationsspannungsfehler bei niedrigen Beleuchtungsstärken	58
3.5. Zusammenfassung	61
4. Rauschverhalten der Pixelkonzepte.....	63
4.1. Das Reset- oder kTC-Rauschen.....	66
4.2. Rauschen des Fotodetektors	68
4.2.1. Rauschmodell eines a-Si:H-Detektors.....	68
4.2.2. SPICE-Modell für das Detektorrauschen	69
4.3. Rauschen der MOSFETs	72
4.4. Zeitabhängiges Rauschen in der Pixeleingangsstufe.....	77
4.4.1. Das zeitabhängige Rauschen bei einem Source-Folger-Pixel	78
4.4.2. Vergleich des Rauschverhaltens der unterschiedlichen Pixelkonzepte	80

4.5.	Zusammenfassung.....	81
5.	Fixed-Pattern-Noise	83
5.1.	Methoden zur simulationstechnischen Erfassung des FPN	84
5.1.1.	Die Momentenmethode bei Halbleiterbauelementen.....	84
5.1.2.	Korrelation der unterschiedlichen Parameter.....	86
5.1.3.	Betrachtung des FPN in den passiven Elementen des Bildsensorpixels.....	87
5.1.4.	FPN-Einfluss des Treibers	89
5.2.	Verstärkungs-FPN der Pixelkonzepte	90
5.3.	Zusammenfassung.....	95
6.	Anregungen zur Weiterentwicklung in der CMOS- und der TFA-Bildsensorik.....	96
6.1.	Bildsensoren mit Korrelationsverfahren	97
6.2.	Downscaling und Moore's law	100
7.	Zusammenfassung und Schlussbemerkungen.....	103
	Anhang	105
A.	Kalkulation der Beleuchtungsstärke bei niedrigen Lichtintensitäten.....	105
B.	Idealitätsfaktor n bei Bildsensor-Dunkelstrombetrachtungen.....	106
C.	Bestimmung des Fehlers verursacht durch den Dunkelstrom.....	108
D.	Empfindlichkeit und Dynamikbereich von Bildsensoren	110
	Empfindlichkeit eines Fotosensors	110
	Dynamikbereich von Fotosensoren.....	112
E.	MOSFET-Modell.....	114
	Modell angelehnt an Shichman/Hodges.....	114
	Physikalische Grundlagen der Kennliniengleichungen	114
	Kleinsignalparameter der MOSFETs	116
	Kapazitäten der MOSFETs	118
	Kapazitäten beim Level-1-Modell	118
	Kapazitäten beim BSIM-Modell.....	119
F.	Abkürzungs- und Symbolverzeichnis	121
	Abkürzungsverzeichnis	121
	Symbolverzeichnis	122
	Auflistung der Symbole	122
	Auflistung der Indizes	124
G.	Literaturverzeichnis.....	126
H.	Liste der im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Veröffentlichungen und Patente ..	142
I.	Danksagung.....	144

1. Einleitung

1.1. Elektronische Bildsensorik und die TFA-Technologie

Für die elektronische Bildverarbeitung ist die Aufnahme und damit Wandlung optischer Signale in elektrische unerlässlich. Beim aktuellen Stand der Technik geschieht dies mit Charge-Coupled-Device (CCD) oder mit CMOS-Bildsensoren. Beide Konzepte wurden Ende der 60er bzw. Anfang der 70er Jahre des vorigen Jahrhunderts erstmals vorgestellt [z. B. Noble68, Dyck68, Boyle70, Tompsett71], wobei CMOS-Bildsensoren wegen ihrer anfänglichen Pixelgröße und ihrer mangelhaften Bildqualität bis zu Beginn der 90er Jahre keine nennenswerte Rolle spielten.

Eine Entwicklungsänderung hin zur verstärkten Nutzung von CMOS-Bildsensoren wird oft mit einer Veröffentlichung von Fossum [Fossum93] verbunden, der für diese Bildsensoren gleichwertige Eigenschaften wie für CCDs vorhersagte. Zusätzliche Möglichkeiten, die sich durch die CMOS-Technik bieten, wurden von ihm als Begründung herangezogen, dass dem CCD ein nahes Ende bevorsteht. Demgegenüber argumentierten Entwickler von CCDs immer wieder mit bestehenden Nachteilen von CMOS-Bildsensoren und hoben den Stellenwert von CCDs in wissenschaftlichen Anwendungen hervor [Lerner01, Janesick02].

Mittlerweile ist diese Diskussion etwas differenzierter zu sehen. Die positiven Eigenschaften von CCDs (niedriger Dunkelstrom, niedriges Rauschen) wurden mit den bisherigen CMOS-Bildsensoren noch nicht erreicht. Auf der anderen Seite hat im low-cost-Bereich wegen der kostengünstigen Herstellung eine starke Verdrängung der CCDs stattgefunden. Die starke Expansion des Bildsensormarkts basiert aber hauptsächlich in dem Erschließen von neuen Anwendungsgebieten, die durch die CMOS-Technik erst möglich werden. Dabei kommt der CMOS-Technologie zugute, dass Möglichkeiten der Bildverarbeitung, die bei CCDs außerhalb des eigentlichen Sensorchips und häufig auch softwarebezogen erfolgten, nun zumindest teilweise hardwaremäßig implementiert werden können. Dadurch kann die Erfassung relevanter Informationen deutlich beschleunigt werden.

Parallel zu den Änderungen im Bildsensormarkt haben sich die Ergebnisveröffentlichungen der Forschungseinrichtungen ebenfalls gewandelt. Die anfänglichen Veröffentlichungen, die einen Vergleich zwischen den beiden oben genannten Bildsensorkonzepten anstrebten, werden abgelöst durch anwendungsbezogene Neuentwicklungen. Hauptstoßrichtungen können in der Erweiterung des Dynamikbereichs und in der Möglichkeit von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gefunden werden. Weiter wurden Konzepte vorgestellt, die eine pixelinterne Spektralzerlegung und damit (durch Vermeidung der bei bisherigen Farbbildsensoren notwendigen Farbfilter) eine Verbesserung der Auflösung zulassen. Eine vierte Richtung nutzt korrelierende Verfahren, um eine Abstandsmessung bzw. die räumliche Aufnahme von Bildern zu ermöglichen. Vielfach wird auch auf die Implementierung ergänzender Schaltkreise auf dem gleichen Chip hingewiesen, was für eine kompakte Bauform ebenfalls interessant ist. Hier finden sich Implementierungen zu einem pixelselektiven Zugriff (Region of Interest, ROI), zu einer AD-Wandlung, die Realisierung von Fehlerkorrekturen, das Hinzufügen von Synchronisationssignalen für nachfolgende Baugruppen usw.. Für Nischenanwendungen werden auch Bildsensoren entwickelt, die u. a. durch Nutzung spezieller strahlungsresistenter Prozesse oder Designmaßnahmen zur Anwendung im Weltall oder in der Kernphysik geeignet sind.

Im CMOS-Bereich ist mit der Thin-Film on ASiC-Technologie (TFA-Technologie) eine Weiterentwicklung von Bildsensoren angesiedelt. Hier wird durch Aufbringen einer dünnen, amorphen Siliziumschicht in einem Niedertemperaturprozess eine dreidimensionale Anordnung der elektrooptischen Gebiete mit den rein elektrisch aktiven Gebieten erreicht. Alle oben

genannten CMOS-Bildsensorrichtungen sind in der TFA-Technologie ebenfalls realisierbar. Durch die vertikale Integration besteht die Möglichkeit, bei relevanten Bildsensorparametern zusätzliche Verbesserungen zu erreichen¹ und ergänzend sogar weitere Anwendungsgebiete zu erschließen².

Die mögliche Nutzung einer amorphen Schicht wurde für die Bildsensorik 1982 von Baji et al. [Baji82] vorgestellt. In einem späteren Aufsatz ist die Verbindung zwischen amorphem Silizium und dem CCD dargestellt [Manabe91]. Die Anfänge in der TFA-Technologie sind jedoch mit den Forschungen am Institut für Halbleiterelektronik (IHE)³ der Universität-Gesamthochschule Siegen und der Silicon Vision GmbH⁴ zu verbinden. Nach dem die Funktionsfähigkeit nachgewiesen wurde [Fischer92, Schulte92], folgten spezielle Untersuchungen und das Erschließen neuer Anwendungsgebiete.

Bei der Erweiterung des Dynamikbereiches sind insbesondere die beiden Konzepte LARS (Lokalautoadaptiver Sensor) und ISAAC (Image Sensor Array with Aadjustable Characteristic) zu nennen. Beim ersten Konzept wurde in jedem Pixel eine Integrationszeitregelung implementiert, die je nach Beleuchtungsstärke die Integrationszeit automatisch variiert und durch Ausgabe von zwei Signalen einen linearen Dynamikbereich von mehr als 120 dB ermöglicht [Lule99]. Schwerpunkt beim ISAAC [Schneider02] ist eine zwischen der Beleuchtungsstärke und dem Ausgangssignal einstellbare Übertragungskennlinie. Neben der allgemeinen Erweiterung des Dynamikbereichs ist hier durch gezielte Einstellung der Übertragungskennlinie auch eine Bildvorverarbeitung erreichbar.

Die Aufnahme von Farbbildern im visuellen Spektralbereich wurde am IHE mit mehreren Schwerpunkten untersucht. Bipolare Mehrfarbdioden waren der hauptsächliche Gegenstand bei Giehl [Giehl97] und anfänglich auch bei Stiebig [z. B. Stiebig93]. Zhu [Zhu94] stellte mit CARINA (Color Array for Intelligent Applications) einen kompletten TFA-Sensor mit diesen bipolaren Mehrfarbdioden vor. Bei den Arbeiten von Rieve stand der Vergleich dieser bipolaren Detektoren mit unipolaren im Vordergrund [Rieve00]. Seine Arbeiten waren auch die Basis für den Farbsensor COSIMA (Color Sensor with Integrated Memory Array)⁵, bei dem zur Vermeidung von Farbfehlern eine Zwischenspeicherung der drei Farbinformationen in jedem Pixel erfolgt [Sommer99].

Untersuchungen zum angrenzenden UV-Bereich sind ebenfalls durchgeführt worden. Mütze et al. [Mütze99a] stellten einen TFA-Sensor vor, der speziell in diesem Bereich Bilder aufnehmen kann. Ergänzt wurden ihre Untersuchungen durch die Entwicklung eines UV-Monitors, der abhängig vom Hauttyp des Menschen und dem Sonnenkremschutzfaktor vor einer zu starken Belastung der Haut warnt. Empfindlichkeitsverbesserungen beim UV-Detektor sind der Forschungsgegenstand von Hillebrand. Er untersucht einen Fotoleiter als coplanare Struktur, in der wegen fehlender dotierter Deckschicht dort auch keine Rekombination von kurzweiligen Anteilen möglich ist [Hillebrand03].

Das temporäre Rauschverhalten des amorphen Detektors ist hauptsächlich in den Arbeiten von Blecher zu finden [z. B. Blecher02]. Es ist für die Beschreibung der Grenzeigenschaften

¹ z. B. höherer, linear aufgelöster Dynamikbereich [Lule00]

² z. B. 100% Füllfaktor und damit Vermeidung von Mikrolinsen bei Bildsensoren, die für die Medizintechnik autoklavierbar sein müssen [Pilgrim02]

³ mittlerweile eingegliedert im Institut für Mikrosystemtechnik (IMT)

⁴ später Silicon Vision AG

⁵ damals wurde das Sensorkonzept mit CAESAR bezeichnet

von TFA-Bildsensoren von zentraler Bedeutung. Deshalb wurde im weiteren Verlauf dieser Arbeit auch vertieft darauf eingegangen.

Ein weiterer Schwerpunkt ist die Detektion von Bildern trotz störendem Hintergrundlicht. Hier werden zwei Konzepte verfolgt. Einmal soll durch Subtraktion des durch das Hintergrundlicht generierten Fotostromanteils die Information vom störenden Einfluss getrennt werden [Friedrich03]. In einem anderen Konzept wird durch Korrelation des anregenden Lichts mit der Aufnahmeeigenschaft der Detektoranordnung ein resultierendes Signal gebildet, in dem der Einfluss des Hintergrundlichts eliminiert ist [Sterzel02b].

Unter der Bezeichnung TFC (Thin Film on CMOS) werden am IMS (Institut für Mikroelektronik Stuttgart) ebenfalls TFA-Sensoren entwickelt. Die veröffentlichten Ergebnisse basieren auf einem HDRC-Sensor (High Dynamic Range CMOS), der durch logarithmische Komprimierung der Kennlinie ebenfalls den Dynamikbereich erweitert. Für diesen Sensor wurde auch der Nachweis erbracht, dass die TFA-Technologie in eine strahlungsresistente Form gebracht werden kann [Harendt02]. Diese Strahlungsresistenz ist für Anwendungen im Welt- und in der Hochenergiephysik von großer Bedeutung.

Die Entwicklung von TFA-Bildsensoren im visuellen Bereich wird auch von Agilent Technologies vorangetrieben. Bisher vorgestellte Bildsensoren beruhen auf dem Source-Folger-Konzept [Theil00]. Interessant sind bei ihren Veröffentlichungen insbesondere die Dunkelstromwerte. Sie ermittelten messtechnisch bei einer Sperrspannung von 1 V Ströme von weniger als $15 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$ [Theil03].

Andere Institute erforschen TFA-Bildsensoren für die Aufnahme von weiteren Wellenlängenbereichen. Hier seien das Institut de Microtechnique, Neuchatel in Zusammenarbeit mit dem CSEM, dem CERN und der ETH Zürich genannt, die einen TFA-Sensor für die Detektion von Röntgenstrahlen entwickeln [Wyrsh03]. Materialien für die optoelektronische Detektion im Infrarot- und γ -Bereich werden von einer Forschungsgruppe am Korea Advanced Institute of Science and Technology (KAIST) entwickelt [Lee03]. Vom Massachusetts Institute of Technology (MIT) werden Detektoren untersucht, mit denen durch Ersetzen des amorphen Siliziums mit Germanium mithilfe der TFA-Technologie eine Detektion von elektromagnetischer Strahlung im nahen Infrarotbereich möglich ist [Cannon03].

Die Vielfältigkeit der TFA-Technologie wird auch durch die Gestaltung von Infrarotdetektoren auf Basis des Bolometerkonzepts bestätigt. Hierbei werden die Temperatur und damit die Widerstandsänderung des amorphen Siliziums in der nachfolgenden kristallinen Elektronik des ASICs detektiert und dadurch die Energieverteilung des Lichts bestimmt. Wärmebildkameras auf diesem Konzept werden von den Firmen ULIS [Mottin02] und Raytheon Commercial Infrared [Syllaios03] angeboten.

Mit der vorstehenden Auflistung wird die mögliche Bandbreite für Forschungsaktivitäten deutlich. Es greifen drei Hauptrichtungen ineinander. Zum Ersten besteht die Notwendigkeit, die Materialeigenschaften und für die Bildsensorik insbesondere die elektrooptischen und elektrischen Eigenschaften zu erfassen. Zweitens kann durch Variation von Pixelkonzepten der Bildsensor an Anwendungsgebiete angepasst werden. Diese Aktivitäten sind wegen der Beschreibung der Grenzen des Anwendungsgebiets häufig mit der messtechnischen Erfassung und Darstellung der Bildsensorparameter verknüpft. Als Drittes ist für das Beschreiben der Grenzeigenschaften die Bildung von Modellierungsansätzen zu nennen, die durch allgemein gültige Formulierungen auch bei der Eruiierung neuer Anwendungsgebiete helfen.

Die letztgenannte Hauptrichtung ist auch die Grundlage dieser Arbeit. Es wurde bei diversen Abschätzungen nämlich deutlich, dass bisherige Ansätze und Modellbildungen für die Frage, ob die Neuentwicklung von Bildsensoren auch zu neuen Anwendungsgebieten führt, unzureichend sind. Nachdem im nächsten Unterkapitel die Ziele und die Gliederung dieser Arbeit

vertieft werden, folgen anschließend noch einige Worte zur Simulation des elektronischen Verhaltens, bevor zu den in dieser Arbeit vorgestellten Lösungen übergegangen wird. Durch die hier vorgestellten Methoden besteht nun die Möglichkeit, Optimierungskriterien für neu zu entwickelnde Bildsensoren herauszuarbeiten.

Abschließend sei noch auf den Stellenwert des Analogdesigns hingewiesen, das bei dieser Arbeit im Vordergrund steht. Für Bildsensoren muss wegen der analogen Eingangsstufe auf Mixed-Signal-ASICs zurückgegriffen werden. Nach Gielen [Gielen01] lag bei diesen ASICs im Jahr 2000 der Analoganteil bei etwa 20% (mit steigender Tendenz); bereits damals schlug die hierfür notwendige Entwicklungszeit jedoch mit ca. 80% zu Buche. Mit dem Downscaling wird die Zahl der verschiedenen physikalischen Phänomene anwachsen und damit das Aufgabengebiet des Analogdesigners größer. Murari [Murari03] fordert deshalb bereits jetzt die größere Beachtung der Schnittstelle zwischen hochintegrierten digitalen Systemen und der physischen Umgebung, die vom Analogdesigner gestaltet werden muss. Er formulierte weiter, dass mit den Entwicklungen in der Mikrosystemtechnik (beispielhaft nannte er die Mikrofluidik) die Bedeutung weiter wachsen wird.

1.2. Ausgangspunkt und Ziel der Arbeit

Bei der Erforschung von neuen Anwendungsgebieten für die Bildsensorik ist es notwendig, Detektionsgrenzen zu bestimmen. Dazu sind, basierend auf den physikalischen Ursachen, Beschreibungsmodelle zu nutzen. Welche Grenzeigenschaft eine Rolle spielt und wie die Bewertung im Verhältnis zum Gesamtkonzept ist, hängt vom Anwendungsgebiet ab. Kritisch sind insbesondere Störgrößen, die sich nur wenig von dem zu detektierenden Signal unterscheiden.

Bei optoelektronischen Bauelementen können die Störgrößen grob in zwei Anteile aufgeteilt werden. Zum Ersten in Störungen, die durch das Licht entstehen, und zum Zweiten elektrische Ströme, die zusätzlich im Detektor generiert werden. Weitere Probleme entstehen durch Nichtlinearitäten oder Schwankungen des Ausgangssignals bei gleichem Eingangssignal.

Zweck der Arbeit ist die Beschreibung und die simulationstechnische Erfassung der Detektionsgrenzen. Die große Bedeutung liegt in der Grundlage für das Erschließen neuer Anwendungsgebiete. Drei Gebiete wurden dabei vertieft untersucht. Diese Beispiele aus dem Bereich Weltraumanwendungen, Medizintechnik und der Spektroskopie stehen exemplarisch für die Anwendungsbreite.

Ein Projekt war die Entwicklung von Bildsensoren für Star Tracker. Star Tracker dienen zur Navigation bei Weltraumfahrzeugen. Dabei wird durch eine Bildaufnahme des Sternhimmels und einem Vergleich mit einem Sternkatalog die Position bestimmt. Der Bildsensor, der hierbei eingesetzt wird, muss den speziellen Anforderungen der Raumfahrttechnik genügen. Neben geringem Leistungsverbrauch und Masse ist die Strahlungsfestigkeit ein entscheidendes Kriterium. Zudem ist die auf die Sensorfläche einfallende Beleuchtungsstärke gering. Die Störgröße Dunkelstrom (und damit auch sein Rauschen) steigt mit zunehmender Dosis der Weltraumstrahlung. Extrem schwache Signale müssen mit einer hohen Empfindlichkeit erfasst werden.

In der Medizintechnik rückt ein anderer Beweggrund in den Mittelpunkt. Wird ein Bildsensor z. B. für die Aufnahme von Röntgenstrahlen entwickelt, so sollte die Strahlenbelastung des menschlichen Körpers möglichst gering sein. Geringe Strahlenbelastung geht aber mit niedrigen Fotoströmen oder einer hohen Empfindlichkeit einher. Das Ziel der Optimierung ist nicht die absolute Höhe des Fotostroms, sondern, wie weit kann ich das empfangene Signal bei ausreichender Qualität noch verkleinern. Grundfrage ist also auch hier: Wann kann die

gewünschte Information noch aus der Störgröße herausgeholt werden und darauf aufbauend, wie hoch ist die maximale Strahlenbelastung auf den menschlichen Körper?

Ein Drittes Beispiel kommt aus der Spektroskopie. Informationen über das Material oder die Temperatur eines Gegenstandes können bei dieser Anwendung aus dem emittierten oder dem reflektierten Licht durch Zerlegung in seine Spektralanteile ermittelt werden. Dabei sind zwei Probleme zu lösen. Einmal führt die Zerlegung des Lichts nur zu sehr kleinen Signalanteilen. Weiter kann das Umgebungslicht signalverfälschend wirken. Das Signal ist hier sowohl aus der Störgröße Hintergrundlicht als auch aus den zusätzlich vorhandenen Fehlerströmen hervor zu heben. Kritisch ist in diesem Fall weiterhin, dass zur Abbildung der Spektralanteile Zeilensensoren mit großflächigen Pixel⁶ eingesetzt werden. Wegen der dabei vorhandenen großen Kapazität reduziert sich die Wandlungs- oder Spannungsempfindlichkeit.

Bei der Untersuchung der Grenzeigenschaften, die sowohl durch den kristallinen ASIC als auch durch den Detektor aus amorphem Silizium gebildet werden, zeigte sich die Schwierigkeit, dass vorhandene Simulationsmodelle vielfach nicht geeignet waren. Insbesondere bei dem für die Entwicklung der Pixelelektronik häufig benutzten Simulationsprogramm SPICE zeigten sich Differenzen zwischen der Modellierung und den in der Bildsensorik relevanten Kenngrößen. Anfängliche Überlegungen, ob die Modelle für kristallines Silizium auch auf amorphes übertragen werden können, zeigten: Die Defizite sind bei Bildsensoren auch im kristallinen Bereich nicht tragbar. Zentrales Element dieser Arbeit ist deshalb die Überprüfung vorhandener Modelle hinsichtlich der Brauchbarkeit und das Aufzeigen möglicher Erweiterungsmaßnahmen zur Nutzung für eine simulationstechnische Erfassung von TFA-Bildsensorgrenzeigenschaften. Ergänzt werden diese Modellerweiterungen durch Vorstellung von Maßnahmen, die eine Verbesserung bei der Detektion zulassen.

Wird die Licht-Fotostrom-Wandlung nicht berücksichtigt, hat das TFA-Konzept viele Gemeinsamkeiten mit der reinen CMOS-Bildsensorik. Durch die dreidimensionale Anordnung und dem amorphen Silizium müssen bei der TFA-Technologie gegenüber reinen CMOS-Bildsensoren jedoch zusätzliche Phänomene berücksichtigt werden. Einige der in dieser Arbeit vorgestellten Konzepte können direkt auf reine CMOS-Sensoren übertragen werden. Eine strikte Trennung wurde deshalb auch nicht angestrebt. Trotzdem steht wegen der höheren Allgemeingültigkeit die TFA-Technologie im Vordergrund. Insgesamt stehen durch diese Arbeit neue Hilfsmittel für die schnellere und kostengünstigere Untersuchung von neuen Anwendungsgebieten, basierend auf TFA-Bildsensoren (aber auch auf einfacheren CMOS-Bildsensoren), zur Verfügung.

In der Arbeit werden die vier Parameter Empfindlichkeit (Kapitel 2), Dunkelstrom (Kapitel 3), temporäres (Kapitel 4) und örtliches Rauschen (Kapitel 5) der Pixeleingangsstufe tiefer untersucht. Diese Eingangsstufe hat in der Regel einen dominierenden Einfluss auf die Gesamtgrenzeigenschaften des Sensors. Sie besteht bei integrierenden Konzepten, die bei APS-Anordnungen (Active Pixel Sensor) hauptsächlich anzutreffen sind, aus einem Eingangstransistor, der das Eingangssignal vom Ausgangssignal entkoppelt. Auch komplexere Pixelkonzepte, die eine Vorverarbeitung des Pixelsignals zulassen, besitzen in der Regel eine der in dieser Arbeit beschriebenen Eingangsstufen. Abschließend folgen noch einige Überlegungen zu Diskussionen bei der Weiterentwicklung der Bildsensorik.

Die zukünftigen Entwicklungsrichtungen in der Bildsensorik werden durch die technologischen Möglichkeiten und damit durch die Detektionsgrenzen bestimmt werden. Besitzt man Tools, die eine frühzeitige Abschätzung der Bildsensoreigenschaften zulassen, schafft man sich ausschlaggebende Vorteile in diesem schnell wachsenden Marktbereich. Die Resultate,

⁶ Pixellängen bis zu einem halben Millimeter

die sich aus dieser Arbeit ergeben, zeigen neue Tools auf und sind für das Erschließen weiterer Marktnischen unabdingbar.

1.3. Nutzung des Schaltungsanalyseprogramms SPICE

Bei der Entwicklung neuartiger Bauelemente oder Schaltungen wird häufig auf Simulationstools zurückgegriffen, die ein schnelleres und kosteneffizienteres Arbeiten ermöglichen sollen. Das Tool SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) bietet im analogen Schaltungsdesign diese Möglichkeit. Wegen der zunehmenden Komplexität der Pixel-elektronik- und der anschließenden Peripherieelektronik wird es auch im Bereich der Bildsensorik eingesetzt. Ein Ziel dieser Arbeit ist die Darstellung von Möglichkeiten, die bei der Fortentwicklung von Bildsensoren helfen. Deshalb wurden Problemstellungen auch im Hinblick auf deren mögliche Implementierung in SPICE untersucht.

SPICE ist ein Simulationsprogramm, das mathematische Gleichungen löst. Es wurde insbesondere darauf abgestimmt, dass die einsetzbaren Funktionen bei der Lösung von elektrotechnischen Fragestellungen helfen. Hierzu sind die Kennlinienverläufe der meisten elektronischen Bauelemente durch mathematische Gleichungen abgebildet. Parametervariationen ermöglichen das Anpassen auf bestehende Bauelemente. Die Darstellung der Vorteile dieses Programms wird hier darauf beschränkt, Dinge aufzuzählen, die aus Sicht des Elektrotechnikers in der Regel nicht geläufig sind:

- Aus mathematischer Sicht spielt es keine Rolle, was mit der Nutzung der Gleichungen untersucht werden soll. Die Parameter können auch so umgewidmet werden, dass bei Kenntnis der Funktionsverläufe Fragestellungen aus anderen Bereichen gelöst werden. In Kapitel 4.2.2 wird z. B. mit einer Diodenkennlinie ein $1/f$ -Rauschverlauf erzeugt, der bei der Beschreibung des Signal-Rauschabstands die Rauscheigenschaften des Fotostroms reflektiert.
- Durch Nutzung spezieller idealisierter Baugruppen können Ersatzschaltungen generiert werden, die den Blick auf den wesentlichen Anteil zulassen. Z. B. besteht die Möglichkeit bei der reinen Untersuchung des Verstärkerrauschverhaltens diesen Verstärker durch Nutzung von spannungsgesteuerten Stromquellen mit einem rauschfreien Widerstand zu belasten. Im Ergebnis ist dann auch nur das Verstärkerrauschen enthalten.
- Durch die Implementierung neuer Funktionsverläufe können auch Effekte mit aufgenommen werden, die in den vorhandenen Modellen (die so genannten primitive models) nicht berücksichtigt werden. Es besteht z. B. die Möglichkeit, auch Tunnelströme bei Diodenkennlinien einzubauen (siehe dazu Kapitel 3.2.2).

Das SPICE-Programm dient dann zur Darstellung neu entwickelter Modelle und der Weiterverarbeitung in komplexeren Umgebungen. Motchenbacher und Connelly analysierten die Möglichkeit, wie weit das Rauschverhalten elektronischer Schaltungen mithilfe von PSPICE untersucht werden kann. Sie warnten dabei mit folgendem Absatz [Motchenbacher93]:

“One word of caution: Sometimes, after a little practice and some successes using the computer to perform the complicated noise calculations, one may become complacent and tempted to rely on the computer to do more and more analysis without carefully cross-checking its output data. This invariably leads to disastrous results because the computer, while extremely fast and accurate, only performs exactly what it is programmed to do. Simple errors in modeling, in the input control file, or in choosing the options control will produce nonsensical results. Here is where the old reliable “hand calculations” must be resurrected and used for cross-checking. *Not to do so is only inviting disaster!*”

Diese Warnung ist nicht nur auf die Lösung von Problemen mit Computern und auf Rauschprobleme zu beschränken. Die Untersuchung von TFA-Bildsensorgrenzeigenschaften kann durch SPICE-Simulationen unterstützt werden. Ohne Kenntnis der Modellgrenzen kann es auch in anderen Bereichen zu Fehlinterpretationen der Detektionsgrenzen kommen. Die von Motchenbacher formulierte Handkalkulation ist eine Möglichkeit, eine Kontrolle einzubauen. Konsequenterweise wurde bei dieser Arbeit das Ergebnis durch Betrachtung mit verschiedenen Modellen überprüft und in vielen Fällen messtechnisch bestätigt.

2. APS-Pixelkonzepte für integrierende Verfahren

Ziel dieses Kapitels ist die Untersuchung der Empfindlichkeit, d. h. die Höhe des Ausgangssignals im Verhältnis zur eingestrahnten optischen Leistung. Die Empfindlichkeit setzt sich aus der Qualität der fotoelektrischen Energiewandlung und der anschließenden Weiterverarbeitung zu einem elektrischen Ausgangssignal zusammen. Integrierende APS-Verfahren mit Spannungsausgang nutzen für die Ladungsträgerspeicherung und als Strom-Spannungswandler eine Kapazität, verknüpft mit einer aktiven Stufe.

Das Kapitel gliedert sich deshalb wie folgt: Zuerst wird anhand eines Schnittbilds die TFA-Technologie vorgestellt und auf die wirkenden Kapazitäten eingegangen. Hauptzweck des Kapitels 2.1, ist eine Grundlage zu bieten, auf der die im Laufe dieser Arbeit zu findenden vertiefenden Betrachtungen aufbauen. Dabei wird deutlich, dass je nach betrachtetem Teilaspekt unterschiedliche Bereiche der dreidimensionalen Anordnung in den Vordergrund treten müssen. Bei der Präsentation der zugehörigen Messergebnisse wird auch auf Effekte eingegangen, die mit dem Teilaspekt keinen direkten Zusammenhang haben. Diese umfassende Beschreibung liefert deshalb auch Ansatzpunkte für Grenzeigenschaften zusätzlicher Anwendungsgebiete. Wegen der besonderen Relevanz folgen im anschließenden Kapitel einige Untersuchungen zur Detektorkapazität. Durch Speichereffekte entstehen transiente Vorgänge. Deshalb wird beim Detektor knapp auch auf dieses Verhalten eingegangen. Es folgt dann noch eine Untersuchung zu den Rahmenbedingungen bei der Höhe des Fotostroms und der spektralen Empfindlichkeit. Abschließend werden Gestaltungsmöglichkeiten der ersten aktiven Stufe analysiert.

Bei der Beschreibung bisheriger Bildsensorkonzepte wurde der Begriff Empfindlichkeit in unterschiedlichen Definitionen eingesetzt. Auch in dieser Arbeit sind drei verschiedene Definitionen enthalten. Zur Unterscheidung werden die drei Begriffe Wandlungsempfindlichkeit, Stromempfindlichkeit und Spannungsempfindlichkeit genutzt. Der erste Begriff beschreibt die Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der Anzahl der gesammelten Ladungsträger, der Zweite den Fotostrom in Abhängigkeit von der eingestrahnten optischen Leistung (auch Strahlungsfluss Φ_e genannt) und der Dritte die Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der optischen Belichtung H_{opt} . Nähere Ausführungen hierzu sind im Anhang D zu finden.

2.1. Aufbau eines Sensors in TFA-Technologie

Bildsensoren in TFA-Technologie werden (auch aus Herstellungsgründen) gerne als Zusammenbau von zwei getrennten Blöcken dargestellt: dem ASIC und der Dünnschicht. Diverse Effekte, die aufgrund des elektrotechnischen Zusammenwirkens entstehen, werden dabei nicht deutlich. Also wird im Folgenden der Bildsensor zuerst als zusammenhängender Block betrachtet und dabei untersucht, wo gemeinsame oder wo getrennte Analysen durchgeführt werden müssen. Der Abb. 1 kann dieses Zusammenwirken entnommen werden.

Die Grobeinteilung von TFA-Bildsensoren gliedert sich in die obere amorphe Dünnschicht (bis zur Rückelektrode) und in eine kristalline Schaltung, integriert in einem ASIC, der für die anschließende Weiterverarbeitung zuständig ist. In der Dünnschicht erfolgt in der Regel die Wandlung der elektromagnetischen Strahlung in einen Fotostrom. Das amorphe Silizium, das hier verwendet wird, hat insbesondere im sichtbaren Wellenlängenbereich eine Stromempfindlichkeit. Kristallines Silizium zeigt dagegen eine zusätzliche deutliche Stromempfindlichkeit im nahen Infrarotbereich. Daher existieren bei der TFA-Technologie auch Bildsensorkonzepte, die die Detektion des Infrarotbereichs im kristallinen ASIC⁷ ermöglichen [z. B.

⁷ durch Verlagern des Orts der Diode in den ASIC oder durch die Nutzung einer zusätzlichen Diode im ASIC

Cesare96, Böhm00]. Um zu einer problemübergreifenden Darstellung zu kommen, wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit für den Wandler des Lichtstroms in einen elektrischen Strom die Bezeichnung Detektor genutzt, egal wo er angeordnet ist. Der Begriff Sensor bezeichnet das Komplettsystem.

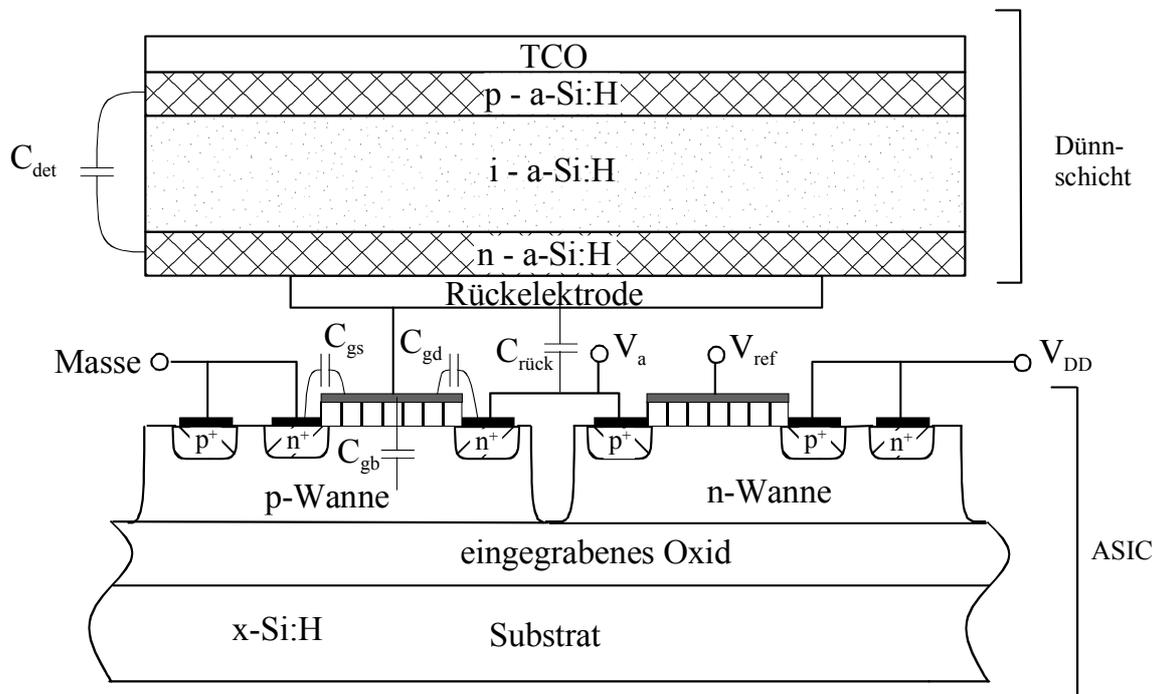


Abb. 1: Schnittbild eines TFA-Sensors mit einem SOI-ASIC⁸. Einflüsse aufgrund von Ladungssammlungen sind durch das Kapazitätssymbol skizziert.

Die dem Detektor anschließende Pixelelektronik hat folgende Aufgaben:

- Entkopplung des Signals zwischen Eingang und Ausgang
- Ermöglichung des Pixelzugriffes
- Rücksetzen in einen Anfangszustand
- Eventuelle Vorverarbeitung des Signals (z. B. Integrationszeitregelung, AD-Wandlung, Datenreduzierung durch Komprimierung des Dynamikbereichs, Zwischenspeicherung zum Vergleich zweier Bilder)

Die Wandlung des Lichts in einen elektrischen Strom und die Vorverarbeitung des Signals in dem ASIC haben aufeinander keinen unmittelbaren Einfluss und können deshalb auch getrennt analysiert werden. Der für die Beschreibung der Wandlungs- oder Spannungsempfindlichkeit sehr wichtige Parameter Integrationskapazität ist jedoch in beiden Bereichen zu finden und muss daher im komplexen Zusammenspiel betrachtet werden.

Häufig wird als Integrationskapazität die Detektorkapazität C_{det} angesetzt. Tiefer gehende Betrachtungen berücksichtigen auch noch die Eingangskapazität des Treibertransistors und /

⁸ SOI-ASICs (Silicon on Insulator) haben gegenüber den häufig angewandten Bulk-Prozessen die Vorteile einer niedrigeren Kapazität, eines geringeren Leistungsverbrauchs und einer höheren Strahlungsfestigkeit.

oder des Resettransistors. Diese Betrachtung ist gerade bei der TFA-Technologie unzureichend. Durch die dreidimensionale Anordnung treten weitere Effekte zu Tage. Ausgehend von den unterschiedlichen Kapazitätsdefinitionen werden nun überblicksmäßig die diversen Kapazitätsanteile vorgestellt.

Die in der Abb. 1 direkt ersichtliche geometrische Kapazität der Dünnschicht, als zwei durch einen Isolator der Dicke d getrennte Leiterplatten der Fläche A , die mit

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d} \quad (2.1)$$

ausgedrückt wird, ist als das einfachste Modell zur Beschreibung von C_{det} zu sehen. Der Isolator wird durch eine verarmte i -Schicht repräsentiert. Ob in den leitenden Schichten eine Flächen- oder eine Raumladung angesetzt wird, ist für diese Betrachtung nebensächlich. Die i -Schicht teilt sich in einen Bereich, der die Raumladungszone darstellt, und einen, der als quasineutrale Zone beschrieben werden kann, auf (siehe Abb. 2). Bei den in der Abb. 1 eingezeichneten Kapazitäten C_{gs} und C_{gb} kann das Modell der geometrischen Kapazität ebenfalls angesetzt werden.

Die Kopplungskapazität $C_{rück}$ zwischen der Rückelektrode und dem Ausgang sowie die Gate-Drain-Kapazität C_{gd} müssen mit einer komplexeren Beschreibung erfasst werden. Dieser Ansatz ist mit der Definition

$$C = \frac{\partial Q}{\partial V} \quad (2.2)$$

leicht nachvollziehbar. Die Höhe der Kapazität kann durch die Ladungsträgeränderung bei einer Spannungsänderung ebenfalls beschrieben werden. Bei einem aktiven System mit einem Transistor ändert sich die Spannung am Ausgangsknoten mit einem anderen Hub als auf der Eingangsseite, die durch den Rückkontakt repräsentiert wird. Auf der anderen Seite muss wegen der Ladungsneutralität die Anzahl der geänderten Ladungen ∂Q auf der einen Platte gleich der auf der zweiten Platte sein. Unterschiedliche Spannungsänderungen führen deshalb zu unterschiedlichen Kapazitäten. Diese Eigenart, bekannt als Millereffekt, drückt sich in einem verstärkenden System wegen der kleineren Eingangsspannung in einer größeren effektiven Eingangskapazität aus.

Gleichung (2.2) beschreibt eine weitere wichtige Eigenschaft. Wird als elektrische Ausgangsgröße eine Spannung gewünscht, so ist die auf der Kapazität gesammelte Ladung proportional zu der Spannungsänderung. Die Wandlungsempfindlichkeit S_{ch} ⁹, die als das Verhältnis zwischen der Ausgangsspannung V_a und der im Eingang gesammelten fotogenerierten Ladung N_{gen} beschrieben wird, kann mit einer effektiven Integrationskapazität C_{int} auf der Eingangsseite und einem aktiven System der Verstärkung v (abgeleitet aus Gleichung (2.2)) wie folgt beschrieben werden:

$$S_{ch} = \frac{V_a}{N_{gen}} \cdot 10^6 = \frac{q \cdot v}{C_{int}} \cdot 10^6 \quad \left[\frac{\mu V}{e^-} \right] \quad (2.3)$$

Empfindliche Bildsensoren, die für die Detektion von niedrigen Beleuchtungsstärken interessant sind, haben nach Gleichung (2.3) eine hohe Verstärkung bzw. eine niedrige Integrationskapazität. Eine hohe Verstärkung wird durch eine entsprechende Eingangsschaltung in der Pixelelektronik erreicht; die Integrationskapazität kann in dem dreidimensionalen Aufbau durch eine günstige geometrische Anordnung optimiert werden.

⁹ In der Literatur ist als Bezeichnung für diese Empfindlichkeit häufig auch „charge conversion efficiency“ zu finden.

Diese Kurzbeschreibung zur Integrationskapazität erfasst bereits die wichtigsten Grundlagen zur Wandlungsempfindlichkeit. Für die Darstellung der TFA-Bildsensorsempfindlichkeit müssen die einzelnen Anteile der Gesamtkapazität und deren Einflüsse untersucht werden. Gerade der Millereffekt spielt bei deutlich verstärkenden Systemen eine wichtige Rolle, da er die Integrationskapazität erhöht. Dies führt durch die Verstärkung im Zähler und die Kapazität im Nenner zu gegenläufigen Systemen, die gemäß Gleichung (2.3) je nach Pixelkonzept für die Wandlungsempfindlichkeit einen optimalen Wert erwarten lassen. Untersuchungen hierzu sind bei der Pixeleingangsstufe in Kapitel 2.3 vorgestellt. Zuvor wird der Einfluss des reinen Detektors betrachtet. Dieser hat mit der Kapazität und der Qualität der optoelektronischen Wandlung zwei Einflussgrößen auf die Empfindlichkeit.

2.2. Der Detektor

In der Bildsensorik werden sowohl Fotoleiter-, Fotogate- als auch Diodenstrukturen als Detektoren für die optoelektronische Wandlung eingesetzt. TFA-Bildsensoren sowie CMOS-Bildsensoren nutzen überwiegend Fotodioden. Amorphe pn-Dioden besitzen eine defektreiche Raumladungszone. In dieser Zone würden die fotogenerierten Ladungsträger schnell wieder rekombinieren und können dann nicht mehr zu einem Fotostrom beitragen. Durch Einfügen einer defekträreren i-Schicht zwischen der p- und der n-Schicht kann die Sammlungseigenschaft erheblich verbessert werden.

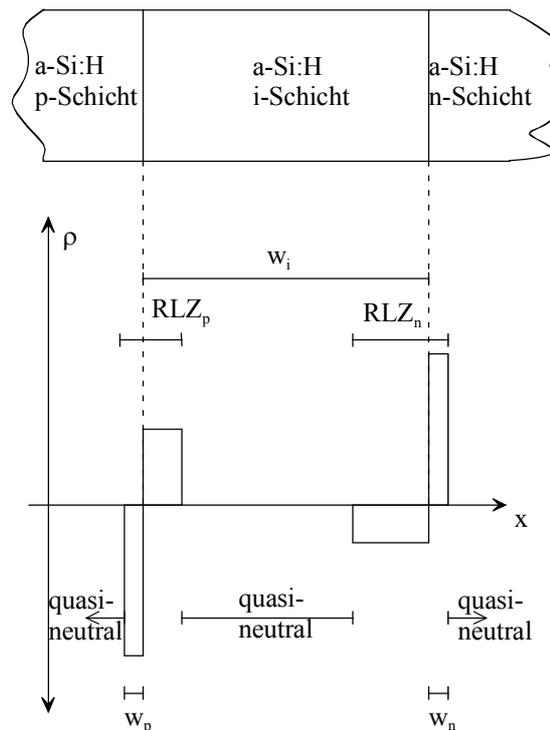


Abb. 2: Skizze zum Aufbau einer pin-Diode mit den beiden zugehörigen Raumladungszone. Amplitude und Eindringtiefen dieser Verarmungsbereiche sind nicht maßstabsgerecht gezeichnet.

Wenngleich sich kristalline pn- und amorphe pin-Dioden vom Aufbau unterscheiden, so führen einige Verhaltensweisen zu einer ähnlichen funktionalen Beschreibung. Lediglich bei der

physikalischen Ursachenbeschreibung ist darauf zu achten, dass die Ladungsträgertrennung bei einem pn-Übergang in der Raumladungszone stattfindet, während dies bei der pin-Diode hauptsächlich in der quasineutralen Zone erfolgt. In der Abb. 2 sind der Aufbau der pin-Diode und die sich daraus ergebenden Raumladungszonen skizziert. Die Amplitude der Verarmung und die Eindringtiefe hängen von den Dotierkonzentrationen der einzelnen Schichten ab und sind maßstabsmäßig nicht korrekt wiedergegeben. Deutlich ist jedoch die Unterscheidung zwischen der Raumladungszone und der in der i-Schicht vorhandenen quasineutralen Zone zu sehen.

Wegen des Schwerpunkts der Arbeit, der „TFA-Technologie“, wird beim Detektor hauptsächlich von einer amorphen pin-Diode ausgegangen. Kristallines Material hat gegenüber dem amorphen Material wegen der regelmäßigen Gitterstruktur keine kontinuierliche Verteilung von Zuständen in der Beweglichkeitslücke. Deshalb entfallen dort auch die dadurch verursachten spezifischen Effekte. Soll für die Detektion eine kristalline Diode genutzt werden¹⁰, so kann, sofern nicht explizit drauf hingewiesen wird, durch Vereinfachungen das Verhalten aus den folgenden Überlegungen abgeleitet werden.

2.2.1. Die Detektorkapazität

Bei der Betrachtung der Wandlungs- und der Spannungsempfindlichkeit ist die Höhe der Detektorkapazität zu berücksichtigen. Weiter ist zu untersuchen, ob durch eine Spannungsabhängigkeit oder transiente Effekte Nichtlinearitäten beim Übertragungsverhalten auftauchen. Ausgehend von einer Messung an einem typischen amorphen pin-Detektor (siehe Abb. 3) werden in diesem Unterkapitel die physikalischen Ursachen erläutert. Diesen Ergebnissen werden in den dann folgenden Unterkapiteln die Ergebnisse der weiteren zu berücksichtigenden Bauelemente gegenübergestellt. Als Resultat ergeben sich daraus Optimierungskriterien, welche beim Design und der Herstellung des Sensors hilfreich sind.

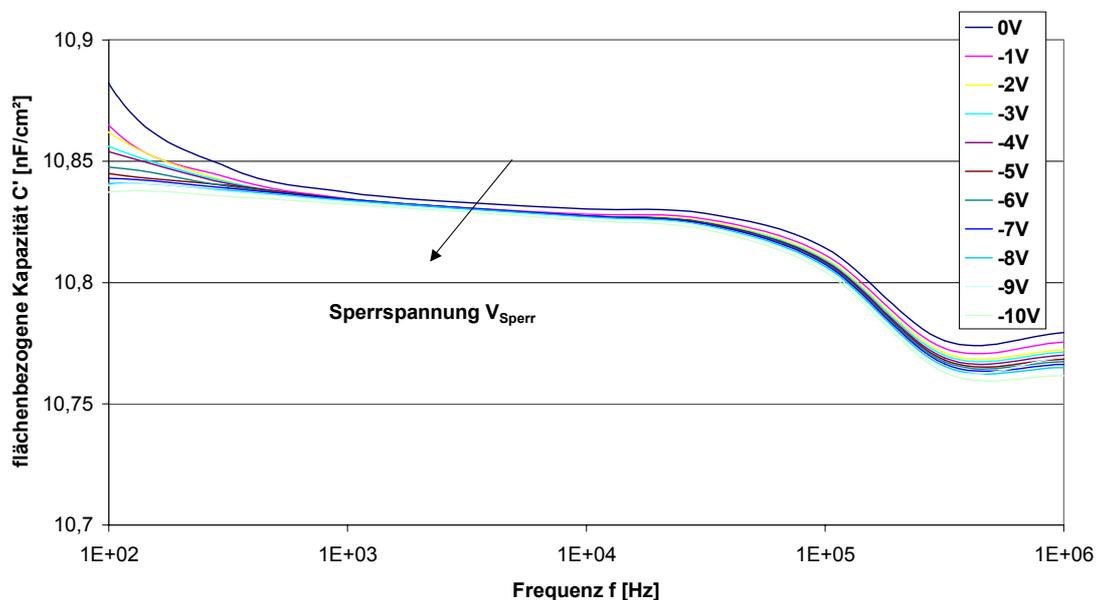


Abb. 3: Flächenbezogene Kapazität einer 1 µm dicken a-Si:H pin-Diode in Abhängigkeit von der bei der Messung genutzten Frequenz. Als Parametervariation wurde eine Sperrspannung gemäß den Werten in der Legende angelegt.

¹⁰ z. B. bei einer gewünschten Detektion des Infrarotanteils

Die Kapazität der amorphen pin-Diode hat verschiedene Ursachen. Neben der bereits genannten reinen geometrischen Kapazität treten noch Effekte auf, die durch Zustände in der Beweglichkeitslücke entstehen. Zusätzlich ist noch die Änderung von Raumladungszonen zu sehen, die sich durch das Anlegen der Sperrspannung ergeben. Die Messungen wurden mithilfe des LCR-Meters HP 4284 A in Ergänzung mit der Halterung HP 16047 durchgeführt. Die Diode hatte eine Fläche von 1 mm^2 , und es wurde mithilfe der Abscheiderate eine i-Schichtdicke von $1 \text{ }\mu\text{m}$ abgeschätzt.

In erster Näherung ist der Abb. 3 ein Kapazitätsanteil von etwa $10 \text{ nF}\cdot\text{cm}^{-2}$ zu entnehmen. Dieser Anteil stimmt bei einer relativen Dielektrizitätskonstante ϵ_r von 11,5 [Street00] und einer Diodendicke von $1 \text{ }\mu\text{m}$ ziemlich gut mit dem nach Gleichung (2.1) für die geometrische Kapazität berechneten Wert von $10,2 \text{ nF}\cdot\text{cm}^{-2}$ überein.

Neben der rein geometrischen Kapazität zeigt die Änderung der Spannung einen weiteren Anteil. Dieser Kapazitätsanteil nimmt mit zunehmender Spannung ab. Der Unterschied, der bei dieser Probe gemessen wurde, beträgt gegenüber dem Absolutwert weniger als 0,2%. Eine physikalische Erklärung kann mithilfe der Theorie von Sah et al. [Sah57] erfolgen. Nach dieser Theorie gilt bei einem abrupten pn-Übergang für die Raumladungszonenweite folgende Beziehung:

$$w_{RLZ} = w_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{|V_D|}{V_{diff}}} \quad (2.4)$$

In Gleichung (2.4) beschreibt w_0 die Weite der Raumladungszone bei 0 V und V_{diff} die Diffusionsspannung der Diode. V_D steht für die an den Detektor angelegte Sperrspannung.

Der Vergleich zwischen den Kapazitäten bei 0 V und bei 10 V zeigt bei einer Messfrequenz von 100 kHz eine Differenz von $17,9 \text{ pF}\cdot\text{cm}^{-2}$. Wird das Modell der geometrischen Sperrschichtkapazität (Gleichung (2.1)) auf die pin-Diode übertragen, setzt sich die Isolatorstärke aus 3 Bereichen zusammen (vergleiche Abb. 2):

$$C = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si} \cdot \frac{A}{w_p + w_n + w_i} \quad (2.5)$$

Die Addition der beiden Anteile w_p und w_n geben das spannungsabhängige Eindringen der Raumladungszonen in die dotierten Schichten wieder und können mit der Gleichung (2.4) abgeschätzt werden. Mit einer Diffusionsspannung von etwa 1,25 V [Wagemann94] errechnet sich ein Wert w_0 von 0,8 nm. Im Verhältnis zur i-Schichtdicke von $1 \text{ }\mu\text{m}$ ist diese Änderung vernachlässigbar.

Zusätzlich kann der Abb. 3 ein weiterer Effekt entnommen werden. Mit abnehmender Messfrequenz steigt die Kapazität an. Hierbei handelt es sich um einen transienten Effekt (siehe Kapitel 2.2.2). Auch dieser Effekt ist im Verhältnis zur Gesamtkapazität kleiner als 1%. Zu beachten ist: Damit stabile Messergebnisse entstehen, wurde bei der Messwechselspannung eine Amplitude von 200 mV genutzt. Diese Amplitude überlagert die Gleichspannung und verfälscht somit die statische Belastung.

Kapazitätsmessungen weiterer Autoren (z. B. [Knipp95, Giehl97, Rieve00]) zeigen den Einfluss von Hintergrundlicht auf die Messergebnisse. In der physikalischen Bewertung wurde in diesem Fall, verursacht durch die Injektion, eine Verschiebung der Quasiferminiveaus erzeugt. Diese Verschiebung hat auch eine Umladung von Zuständen in der Beweglichkeitslücke des amorphen Siliziums zur Folge. Die Schwierigkeit in der Zuordnung der Ursache zu den Messergebnissen liegt sowohl in der inhomogenen Verteilung des Zustandorts (innerhalb der Beweglichkeitslücke als auch den geometrischen Ort innerhalb der Probe) sowie der

Anzahl der Zustände. Eine physikalische Ursachenzuschreibung kann erst nach sehr komplexen Messreihen erfolgen. In den anschließenden Absätzen wird aber deutlich: Die hier aufgezählten Auswirkungen sind gegenüber Effekten, die durch den kristallinen ASIC gegeben sind und im Folgenden beschrieben werden, vernachlässigbar. Deswegen wurde auf eine tiefergehende Analyse verzichtet.

Würde zur Detektion des Infrarotanteils eine kristalline Diode genutzt, so ist die Spannungsabhängigkeit dieser Kapazität zu beachten. Wegen der fehlenden quasineutralen Schicht beschreibt die Raumladungszonenweite die Spannungsabhängigkeit.

$$C_{Sperr} = \frac{C_{Sperr,0}}{\sqrt{1 + \frac{|V_D|}{V_{diff}}}} \quad (2.6)$$

Ergänzend zur Erläuterung nach der Gleichung (2.4) beschreibt $C_{Sperr,0}$ die Kapazität für den Fall, dass keine Spannung anliegt. Mit einer kristallinen Diode als Detektor entsteht bei abintegrierenden Sensoren mit zunehmender Beleuchtungsstärke auch eine Erhöhung der Kapazität. Die Übertragungsfunktion weist dadurch eine Kompression auf. Reine TFA-Bildsensoren mit einem amorphen Detektor zeigen wegen der deutlich niedrigeren Änderung der Verarmungszonenweite eine bessere Übertragungslinearität.

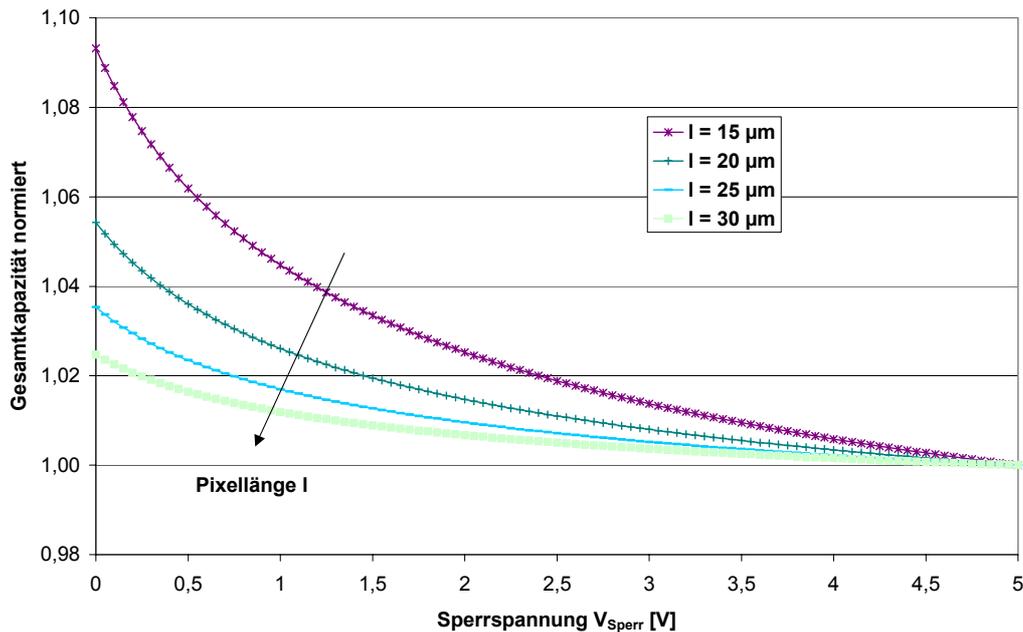


Abb. 4: Relative Kapazität, bestehend aus Detektor und Resettransistorkapazität für unterschiedliche TFA-Pixelgrößen in Abhängigkeit von der Sperrspannung. Die Kurven wurden auf den Wert bei einer Sperrspannung von 5 V normiert.

Durch den Resettransistor ist auch bei TFA-Sensoren auf die Spannungsabhängigkeit der Kapazität im kristallinen Silizium zu achten. Der dadurch verursachte Fehler ist im Verhältnis zur Höhe der Detektorkapazität C_{det} zu sehen. Deshalb ist er bei der relativ großen Pixelfläche für Spektrometeranwendungen auch vernachlässigbar. Bei den für Bildsensoren üblichen Pixelgrößen ist der Effekt zu berücksichtigen. Hierzu ist, beispielhaft für eine Pixelgestaltung

nach den Spezifikationen für das Sternsensorprojekt, in Abb. 3 die Kapazitätsänderung bei variierender Pixellänge dargestellt. Die Parameter für den Diodenübergang des Resettransistors entstammen dem 0,8 μm -DMILL-Designkit [Temic99]. Zur Berechnung des Resettransistor-Source-Anschlusseinflusses wurde die nach den Design Rules kleinstmögliche geometrische Fläche gewählt. Seine Kapazität setzt sich aus einem flächen- und einem längenabhängigen Anteil zusammen. Mithilfe der SPICE-Parameter CJ und CJSW berechnet sich die Kapazität C_{pn} des pn-Übergangs mit

$$C_{pn} = CJ \cdot A + CJSW \cdot l \quad (2.7)$$

A steht in dieser Gleichung für die gezeichnete Fläche und l für den Umfang dieser Fläche. Für die Dünnschicht wurde ein Kapazitätsbelag von $10 \text{ nF} \cdot \text{cm}^{-2}$ angesetzt.

Bei der Pixellänge von $15 \mu\text{m}$ erhöht sich die Gesamtkapazität um fast 10%. Dies führt bei TFA-Sensoren im abintegrierenden Modus ebenfalls zu einer Reduzierung der Wandlungs- oder Spannungsempfindlichkeit und damit zu einer Komprimierung der Übertragungskennlinie. Der Fehler wird durch den kristallinen pn-Übergang beim Resettransistor verursacht. Er ist deutlich höher als die ausgewiesene Spannungsabhängigkeit der Dünnschichtkapazität, die mit 0,2% gemessen wurde.

Insgesamt bleibt festzuhalten, dass bei der amorphen Diode die physikalischen Ursachen der Kapazität von vielen Parametern abhängen. Sie können durch Spannungs- oder Beleuchtungsänderungen sichtbar gemacht werden, hängen aber auch von statisch angelegten Spannungen bzw. auch von einem Hintergrundlicht ab. Für die Betrachtung der Wandlungs- bzw. Spannungsempfindlichkeit ist der dadurch verursachte Linearitätsfehler vernachlässigbar und die Nutzung der reinen geometrischen Kapazität ausreichend. Sind kristalline pn-Dioden am Eingangsknoten parallel zum Detektor angeschlossen, so kann je nach Verhältnis zwischen dem konstanten und dem spannungsabhängigen Kapazitätsanteil eine Nichtlinearität zwischen dem einfallenden Photonenstrom und der Ausgangsspannung entstehen.

Abschließend sei noch darauf hingewiesen, dass durch Downscaling Verbesserungen bei der Kapazität-Spannungsabhängigkeit zu erwarten sind. Zwar nimmt die Kapazität bei gleichen Geometrien wegen der höheren Substratdotierung wurzelförmig zu, durch Reduzierung der Fläche des Sourcegebietes ist beim flächenbezogenen Anteil jedoch ein quadratischer und beim Längenanteil ein linearer Rückgang vorhanden, der bei der Gesamtkapazität zu einer Reduzierung des kristallinen Anteils beiträgt. Insgesamt ergibt sich dann beim Gesamtübertragungsverhalten des TFA-Sensors eine bessere Linearität.

2.2.2. Transientes Verhalten des Detektors

Transiente Effekte treten beim Übergang von einem statischen Zustand in einen anderen statischen Zustand auf und werden durch eine Änderung der Anregung verursacht. Für Bildsensoren besteht die Änderung der Anregung in dem Umschalten der angelegten Spannung¹¹ oder in der Änderung des eingestrahlt und zu detektierenden Lichts¹². Kapazitätsmessungen werden mithilfe einer wechselnden Anregung durchgeführt. Deshalb ist es auch leicht nachvollziehbar, dass die Kapitel 2.2.1 und 2.2.2 eng verknüpft sind.

Ein transienter Effekt war bereits in Abb. 3 enthalten, der thematisch in dieses Kapitel gehört. Mit abnehmender Messwechselspannungsfrequenz nimmt die gemessene Kapazität zu. Eine

¹¹ wie z. B. beim Resetvorgang vorhanden

¹² ist bei Bewegtbildaufnahmen gegeben

Erklärung hierzu ist der Gleichung (2.2) zu entnehmen. Die Höhe der Kapazität ist bei gleicher Spannung proportional zur Anzahl der gespeicherten Ladungen. Wie im weiteren Verlauf dieses Kapitels deutlich wird, kann die Höhe der Speicherladung mit zunehmender Speicherzeit ansteigen. Die zunehmende Zeit steckt im Kehrwert der Messfrequenz. Es wird in diesem Kapitel weiterhin nachvollziehbar, dass durch die Kapazitätsmessung in Abhängigkeit von der Frequenz indirekt die Verteilung der Zustände in der Beweglichkeitslücke repräsentiert wird. Schwierig an dieser Messmethode ist lediglich, dass die bei dieser Kapazitätsmessung übliche Überlagerung von zwei Spannungen bei der Auswertung mit berücksichtigt werden muss.

Neben dem kapazitiven Verhalten spielen bei niedrigen Beleuchtungsstärken transiente Effekte noch in zweifacher Hinsicht eine Rolle. Erstens kann durch sie ein Image Lag entstehen und zum Zweiten eine Änderung der Empfindlichkeit eintreten.

Die physikalischen Ursachen des transienten Verhaltens werden mit vielfältigen Messanordnungen untersucht. Häufig wird das transiente Verhalten von Detektoren aus amorphem Silizium als ansteigende oder abfallende Flanke mit Zeitverläufen dargestellt, die wenig mit den typischen Betriebszuständen von Bildsensoren gemein haben. Diese Flanken werden mit eingestrahltm Licht oder mit der angelegten Versorgungsspannung durch rechteckförmige Anregungsimpulse erzeugt. Diese Untersuchungen eignen sich lediglich zur Beschreibung der physikalischen Ursachen. Einsatzgrenzen müssen daraus abgeleitet werden.

Besondere Anstrengungen wurden bei der transienten Charakterisierung von Farbdetektoren aus amorphem Silizium durchgeführt. Bei diesen Sensoren wird durch das Anlegen unterschiedlicher Spannungen der Ort der Ladungsträgertrennung variiert und dabei die unterschiedliche Eindringtiefe von Licht verschiedener Wellenlänge ausgenutzt. Hierzu sind je nach gewünschtem Detektionswellenlängenbereich diverse Orte sensitiv zu machen, was insbesondere bei bipolaren Farbdetektoren durch Umladungen der Raumladungszonen erfolgt. Wenn jedoch wegen der fehlenden Umladung der Ort nicht definiert ist, kann eine Farbumterscheidung nicht gewährleistet werden [Giehl96, Sterzel96a, Sterzel96b, Zhu98]. Der Detektor ist dann „farbenblind“. Dieses Verhalten hat wenig mit der Grenzeigenschaft zu tun, die bei der Detektion kleiner Signale gefordert wird. Deshalb wird auf diese Fragestellung im Folgenden nicht tiefer eingegangen.

In diesem Kapitel soll ein genereller Überblick zum transienten Verhalten gegeben werden. Die folgenden Ausführungen zielen hauptsächlich darauf ab, basierend auf vorhandenen Veröffentlichungen, den notwendigen Bezug zur Bildsensorik herzustellen.

Amorphes Silizium zeigt insbesondere wegen der Dangling-Bond-Zustände in der Beweglichkeitslücke und den Trappzuständen in den Bandausläufern ein transientes Verhalten. Ob diese Zustände besetzt sind, hängt im stationären Fall von der Lage der Quasiferminiveaus ab. Zusätzlich wird ein transientes Verhalten durch Auf- und Abbau von Raumladungszonen bei Änderung der Anregung hervorgerufen.

Messergebnisse mit der Darstellung des transienten Verhaltens wurden ursprünglich für die physikalische Beschreibung des amorphen Siliziums und den daraus entwickelten Bauelementen genutzt [Street85, Wiczorek88, Wiczorek89, Street91]. Kida et al. [Kida86] stellten verschiedene Anregungsmöglichkeiten vor, die für diese Beurteilung genutzt werden können. Eine Arbeitsgruppe um Cohen [Cohen92] beschrieb, wie durch transiente Messungen das $\mu\tau$ -Produkt der Minoritätsladungsträger bestimmt werden kann. Den Forschungen von Nesladek et al. [Nesladek92] kann entnommen werden, dass mithilfe von so genannten time-of-flight-Messungen die Dangling Bond-Verteilung, die Beweglichkeit der Ladungsträger und die Temperaturabhängigkeiten untersucht werden können. Wentinck und Crans [Wentinck89] zeigten, dass mit transienten Messungen auch das Feld im Interfacebereich zwischen verschieden dotierten Gebieten des a-Si:H durchleuchtet werden kann. Reynolds et al. präsen-

tierten transiente Messungen als eine gute Möglichkeit, den Einfluss von lichtinduzierten Defekten zu beurteilen [Reynolds03].

Das Ändern der Anregung wurde sowohl durch Spannungs- als auch durch Lichtschalten erreicht, wobei das Lichtschalten durch die wellenlängenabhängige Eindringtiefe zu einem tieferen Erkenntnisgewinn führen kann. Gezielt wird hierbei der Ort der Ladungsträgergeneration gewählt, und es besteht eine Möglichkeit, die Ortsabhängigkeit der untersuchten Größe beurteilen zu können.

Das transiente Verhalten von amorphen Dioden, die als Detektoren eingesetzt werden, ist insbesondere von Wiczorek untersucht worden [Wiczorek87]. Er stellte Messergebnisse sowohl von amorphen Schottky- als auch amorphen pin-Strukturen vor. Wichtige Ergebnisse waren hierbei:

- Die Ladung, die bei der Anstiegsflanke fehlt, ist gleich der Ladung, die nach dem Abschalten einen weiteren Strom erzeugt. Dieser Ansatz wurde von Street bestätigt, der die Höhe der gespeicherten Ladung proportional zur i-Schichtdicke und umgekehrt proportional zur Feldstärke angab [Street92].
- Die Ladung, die durch den Speichereffekt fehlt, ist nahezu proportional zu der einstrahlten Lichtintensität [Wiczorek91].
- Mit zunehmender Sperrspannung nimmt beim Abschalten die Zeit, in der das transiente Verhalten beobachtet werden kann, ab [Wiczorek87].
- Mit zunehmender Zahl von Zuständen in der Beweglichkeitslücke (z. B. durch Alterung) verlangsamt sich das transiente Verhalten [Wiczorek95].
- Das transiente Verhalten ist abhängig von der Seite, auf der das Licht eintritt, der Dotierreihenfolge und der Eindringtiefe [Wiczorek95]. Es kann bei der Einschaltflanke zu einem Überschwinger kommen, der sich bei der Abschaltflanke in einer Stromumkehr ausdrückt. Die Höhe des Überschwingers nimmt mit zunehmender Defektdichte zu. Weiter wurde teilweise noch ein Plateau entdeckt, dem später ein höherer Endwert folgt.

Durch die komplexen Abläufe innerhalb des amorphen Siliziums mussten diese Messergebnisse mit Ergebnissen verglichen werden, die durch numerische Simulationen erzeugt wurden. Brüggemann [Brüggemann93] konnte den einzelnen oben aufgezählten Phänomenen physikalische Ursachen zuordnen. Neben der bereits erwähnten Höhe der Zustandsdichte innerhalb der Beweglichkeitslücke konnte er nachweisen, dass die Stromumkehr nicht durch eine zeitweise vorhandene Feldumkehr in der pin-Struktur sondern durch Diffusionsströme entsteht, die entgegengesetzt zu den Feldströmen fließen und diese dominieren. Weiter waren durch Aufteilung des Gesamtstroms in einen Elektronen- und einen Löcherstrom Plateau- und Überschwingeffekte erklärbar. Vom Löcherstrom wird wegen der flacheren Tailsteigung des Valenzbandausläufers ein größerer Anteil von Ladungsträgern getrapped; dieser Stromanteil erreicht erst später seinen Endwert. Der Überschwinger wurde als Rückgang des Stromes gedeutet, der sich (nach der Umladung der Dangling Bonds in der Mitte der Beweglichkeitslücke) durch verstärkte Rekombination über diese Zustände ausdrückt. Da durch die unterschiedliche Eindringtiefe von verschiedenfarbigem Licht auch der Anteil am Löcher- und am Elektronenstrom gesteuert werden kann, sind differierende Messergebnisse sowohl bei Änderung der Lichtfarbe als auch der Lichteintrittsseite nachvollziehbar. Strahlt z. B. kurzwelliges Licht durch die n-Schicht ein, werden kurz hinter der n/i-Raumladungszone Löcher und Elektronen generiert. Während die Elektronen nur den kurzen Weg bis zum n-Kontakt zurücklegen müssen, wandern die Löcher fast durch die komplette i-Schicht. Eine hohe Zahl

von Zuständen an der Valenzbandkante muss aufgefüllt werden, und der Strom zeigt ein langsames transientes Verhalten.

Langsame Transienten können sich bei Bildsensoren wie ein Nachleuchten (Image Lag) ausdrücken. Hierbei werden getrappte Ladungsträger nach einer gewissen Zeit t_{em} emittiert und verursachen einen Strom. Die zugehörige Zeitabhängigkeit drückt sich nach Street [Street90] und Nesladek [Nesladek92] mit folgender Gleichung aus:

$$t_{em} = \frac{1}{\omega_0} \cdot \exp\left(\frac{W_L - W_t}{kT}\right) \quad (2.8)$$

Die Energie W_t beschreibt die Lage des relevanten Trapniveaus und ω_0 die so genannte attempt to escape frequency. Nach Kida [Kida86] hat sie eine Höhe von etwa 10^{13} s^{-1} und kann theoretisch mit der Phononenfrequenz verglichen werden [Street91]. Gleichung (2.8) beschreibt, dass die Zeiten, bis Ladungsträger thermisch angeregt aus einem Trapniveau in das Leitungsband gelangen, exponentiell mit dem Abstand zwischen Beweglichkeitskante der Elektronen und dem Trapniveau zunehmen. Mit ihr kann leicht berechnet werden, dass Ladungsträger in Dangling Bonds, die in der Mitte der Beweglichkeitslücke liegen, erst nach Zeiten freigegeben werden, die in der Größenordnung von 1000 s liegen. Weitere Untersuchungen von Giehl [Giehl97], bei denen die Gleichung (2.8) ebenfalls eine zentrale Rolle spielt, bestätigten auch den Einfluss der unterschiedlichen Steigungen der Bandtails auf das transiente Verhalten.

Für die Übertragung dieser physikalischen Eigenarten auf Bildsensoren ist es notwendig, realistische Bildverarbeitungsszenarien zu formulieren. Drei Effekte verursachen das transiente Verhalten. Erstens wird der Sensor durch den Resetvorgang in einen Ausgangszustand gebracht und zum Zweiten wird durch wechselnde Lichtverhältnisse die durch eingestrahelte Photonen verursachte Injektion variiert. Drittens wird im charge storage mode die Detektorspannung, über der Integrationszeit betrachtet, bei der Erfassung des Signals variiert.

Im Ausgangszustand haben die Quasiferminiveaus eine Lage, die durch die Sperrspannung zum Resetzeitpunkt vorgegeben ist. Je nach Höhe des Lichteinfalls verschieben sich bei der anschließenden Integration diese Quasiferminiveaus. Diese Verschiebung beschreibt aber auch die Zahl der Ladungsträger, die in der Beweglichkeitslücke umgeladen werden müssen. Absolut betrachtet bedeutet eine niedrige Beleuchtungsstärke eine niedrige Zahl umzuladender Zustände. Der Strom nach dem Abschalten bleibt gering. Diese Überlegung wird auch von Wieczorek bestätigt [Wieczorek91], der eine annähernde Proportionalität zwischen der eingestrahelten Lichtleistung und der gespeicherten Ladung beschrieb. Die Proportionalität ist aber zu hinterfragen. Nach der Shockley/Read/Hall-Theorie [Shockley52] ist die Besetzung der Zustände in der Beweglichkeitslücke nicht von der Anzahl der Ladungsträger in den Bändern abhängig. Physikalisch kann die Proportionalität nur eintreten, wenn unter Berücksichtigung der Gleichung (2.8) ein exponentieller Anstieg der Zustandsdichte¹³ vorhanden ist und die Verschiebung der Quasiferminiveaus in diesen Bereichen erfolgt. Die bei höherer Lichtstärke vorhandene höhere Anzahl an getrappten Ladungsträgern ist dann auf eine größere Ausweitung der Quasiferminiveaus und der damit erhöhten Anzahl an betroffenen Zuständen in der Beweglichkeitslücke zurückzuführen.

¹³ wie er bei den Bandausläufern auch vorliegt

Die Betrachtung der Stromempfindlichkeit des amorphen Detektors führt zu einem erheblich komplexeren Ergebnis. Ein gewisser Anteil der fotogenerierten Ladungsträger wird für die Umladung benötigt. Die Höhe dieses Anteils hängt von der Anzahl der Zustände in dem durch die Quasiferminiveaus definierten, relevanten Energiebereich ab. Sofern nicht von zwei stationären Zuständen gesprochen werden kann¹⁴, kann das Speichern eines Teils der fotogenerierten Ladungen als Reduzierung der Stromempfindlichkeit interpretiert werden. Dieser Effekt kann bei der Änderung der Stromempfindlichkeit für niedrige Beleuchtungsstärken, wie sie in Abb. 13 gezeigt wird, bereits eine Rolle gespielt haben. Die Spannungsabhängigkeit deutet dort jedoch auf einen dominierenden Rekombinationsanteil hin.

Weiterhin stellt sich bei Bildsensoren die Frage: Welche Auswirkungen haben kurze Lichtimpulse? Und kann ein kurzer heller Lichtstrahl durch ein Image Lag ein schwach beleuchtetes Bild in einer nachfolgenden Aufnahme überdecken? Zur Klärung dieser wichtigen Frage sind in den folgenden zwei Abbildungen die Einschalt- und Abschalttransienten eines bipolaren nipin-Farbdetektors¹⁵ vorgestellt. Dieses Verhalten ist übertragbar auf pin-Strukturen, was mit einem Vergleich zu den Messergebnissen von Wiczorek [Wiczorek91] oder Zhang et al. [Zhang91] nachvollziehbar ist.

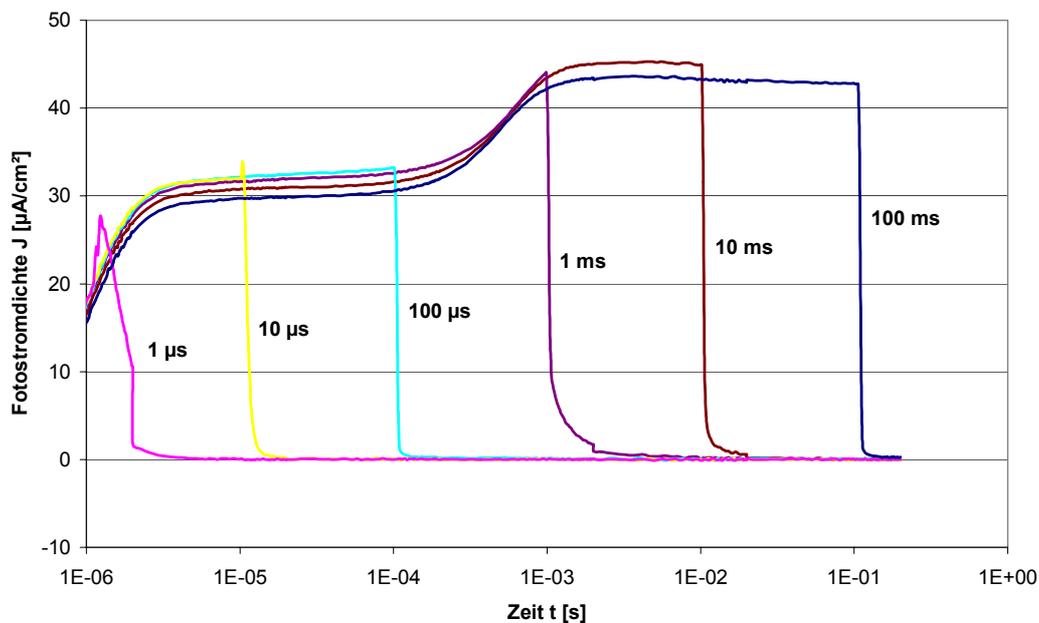


Abb. 5: Einschaltverhalten eines amorphen nipin-Bipolar-Farbdetektors bei unterschiedlich langen Lichtimpulsen und einer eingestrahelten Wellenlänge von 567 nm. Die Sperrspannung liegt bei 1,5 V und die Beleuchtungsstärke bei 10^{15} Photonen·cm⁻²·s⁻¹. Die abfallende Flanke verdeutlicht die Länge des Lichtpulses.

Bei den angegebenen Betriebsbedingungen wird bis zu einer Zeitdauer von 100 µs der Fotostrom hauptsächlich durch den Elektronenstrom dominiert. Ab etwa 1 ms ist auch der Löcherstrom vorhanden. Somit bildet sich das angesprochene Plateau aus, der dann von einem Endwert gefolgt wird.

¹⁴ d. h. die Integrationszeit ist ausreichend, die Umladung abzuschließen

¹⁵ entnommen aus [Sterzel96a]

Interessant ist das Abschaltverhalten. Es können der Abb. 6 grob 2 Bereiche entnommen werden. Im ersten Bereich liegt die Abklingzeit im Bereich weniger μs und ist von der Auflösung des Messplatzes bestimmt, beim zweiten Teil steigt die Abklingzeit auf einige ms an. Ein Vergleich der Abb. 5 mit der Abb. 6 zeigt den Einfluss des Löcherstromes bei den transienten Verläufen. Der langsame Verlauf beim Einschalten spiegelt sich im Abschaltverhalten wieder. Da dies gemäß Gleichung (2.8) jedoch auf die unterschiedlichen Orte der Trappzustände zurückzuführen ist (die bei Löchern tiefer liegen), ist es nachvollziehbar, dass tiefe Trappzustände, die wegen der kurzen Einwirkzeit nicht umgeladen werden können, auch nicht zu einem langsamen transienten Verhalten beitragen können. Wegen des Elektronenstromanteils, der bereits im Bereich kleiner $1 \mu\text{s}$ zur Verfügung steht, kann ein kurzer, heller Lichtimpuls detektiert werden; er trägt aber nicht zu einem langsamen transienten Verhalten bzw. zu einem Image Lag bei.

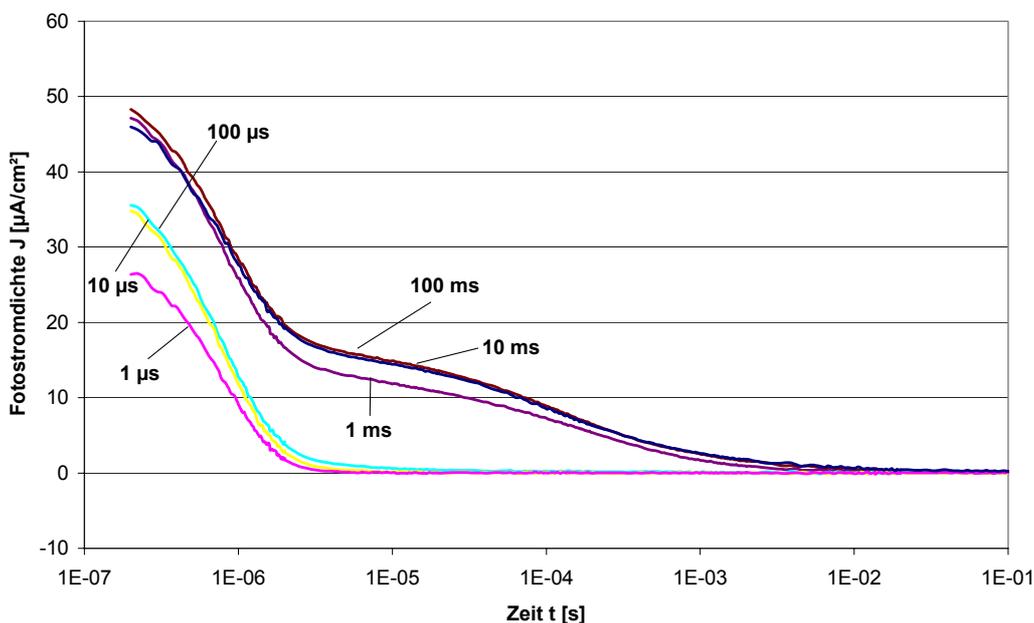


Abb. 6: Abschalten eines amorphen n-p-i-Bipolar-Farbdetektors bei unterschiedlich langen Lichtimpulsen und einer eingestrahlten Wellenlänge von 567 nm . Die Sperrspannung lag bei $1,5 \text{ V}$ und die Beleuchtungsstärke bei $10^{15} \text{ Photonen}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

Ein zentraler Ansatz, der in der Gleichung (2.8) enthalten ist, ist bei einer Variation der Sensortemperatur relevant. Der Gleichung kann entnommen werden, dass sich das transiente Verhalten mit abnehmender Temperatur verschlechtert. Niedrige Temperaturen spielen bei niedrigen Beleuchtungsstärken aber auch zur Reduzierung des Dunkelstromverhaltens eine Rolle (siehe Kapitel 3.1.3).

Im Folgenden soll deshalb das Verhalten der beiden gegenläufigen Auswirkungen verglichen und damit eine Aussage zur Temperaturabhängigkeit des Detektorverhaltens gemacht werden. Für den rechnerischen Vergleich werden folgende Zahlenwerte zu Grunde gelegt: Der Dunkelstrom hat eine Aktivierungsenergie W_A von $0,85 \text{ eV}$ und einen Temperaturbeiwert a von 1 . Welche transienten Anteile berücksichtigt werden müssen, hängt vom Anregungszeitraum ab. Dieser kann nach Gleichung (2.8) durch den Energieabstand zwischen der Leitungsbandkante und den tiefsten relevanten Energieniveaus ausgedrückt werden. Das Ergebnis ist in Abb. 7 zu

finden. Um die unterschiedlichen Effekte vergleichbar darstellen zu können, wurden alle Kurven bei einer Temperatur von 300 K auf einen Wert von 100% normiert.

Bei allen genutzten Integrationszeiten nimmt verhältnismäßig der Dunkelstrom am deutlichsten ab. Die Verschlechterung durch das transiente Verhalten wird durch die Verbesserung beim Dunkelstrom überwogen. Das Verhalten relativiert sich erst bei einer extremen Verlängerung der Zeit¹⁶. Mit den hier angegebenen Werten errechnet sich eine Emissionszeit t_{em} von 116 s, ab der dieser Fall eintritt.

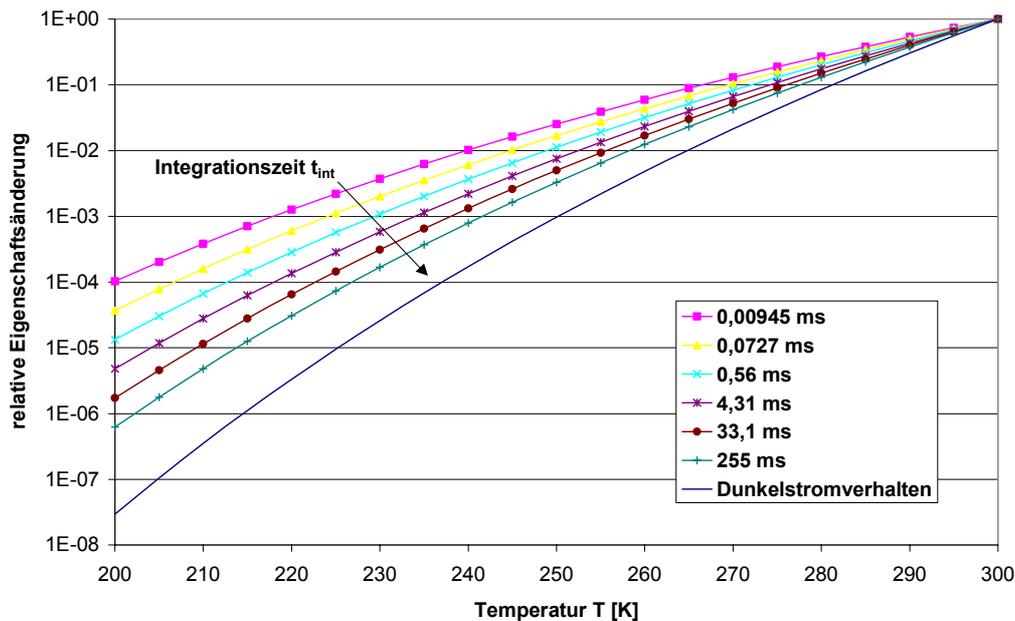


Abb. 7: Änderung des Dunkelstroms (Kurve ohne Markierung) und des Zeitverhaltens in Abhängigkeit von der Temperatur. Der Parameter ist der Energieabstand zur Leitungsbandkante und hat folgende Werte: 0,45 eV ($\hat{=}$ 9,45 μ s), 0,5 eV ($\hat{=}$ 72,7 μ s), 0,55 eV ($\hat{=}$ 560 μ s), 0,6 eV ($\hat{=}$ 4,31 ms), 0,65 eV ($\hat{=}$ 33,1 ms) und 0,7 eV ($\hat{=}$ 255 ms). In den Klammern und in der Legende ist die gemäß Gleichung (2.8) zugehörige Zeit angegeben.

Abschließend sei noch erwähnt, dass Wiczorek Korrekturmaßnahmen zur Reduzierung des transienten Verhaltens vorstellte [Wiczorek93]. Er beschränkte diese Möglichkeit auf eine mittlere Bestrahlungsintensität und kurzwellige Lichtanteile. Die Korrektur erfolgt in einer nachfolgenden Bildbearbeitung bei Kenntnis des transienten Verhaltens. Das Konzept kann auch in Bereichen genutzt werden, die nicht durch obige Einschränkung eingegrenzt wurden. Aufgrund der erforderlichen externen Maßnahmen ist dies für eine Detektoroptimierung nicht relevant und bei dieser Arbeit nur von zweitrangiger Bedeutung.

Zusammengefasst muss betont werden, dass das transiente Verhalten bei der Detektion von Licht in einer amorphen Siliziumschicht eine bedeutende Rolle spielen kann. Es hängt von vielen Parametern ab. Neben der einfachen Aussage, dass eine niedrige Zustandsdichte in der Beweglichkeitslücke zu einem schnelleren transienten Verhalten führt, kann das Verhalten durch die Lichteinstrahlrichtung, die Integrationszeit, die Lichtintensität, den Feldverlauf, der wiederum durch den geometrischen Aufbau beeinflusst wird, und der Temperatur gesteuert

¹⁶ und daraus Berücksichtigung sehr tiefer Zustände in der Beweglichkeitslücke

werden. Die Optimierung sollte wegen der Vielfältigkeit der einfließenden Parameter mit dem Gesamtkonzept des Projekts, für das der Bildsensor entwickelt wird, abgestimmt werden.

2.2.3. Spektrale Empfindlichkeit und Fotostrom

Der an einer Diode gemessene Hellstrom I_{hell} kann als additive Überlagerung des aus den Photonen generierten Fotostroms I_{foto} und des Dunkelstroms I_{dunkel} beschrieben werden. Grundlage für dieses Modell ist die Entwicklung einer inhomogenen Differentialgleichung, welche an vielfältigen Stellen dargestellt (z. B. [Wagemann94]) wird. Die Differentialgleichung setzt sich aus den Halbleiterstrom- und Halbleiterkontinuitätsgleichungen zusammen und wird unter der Nutzung von Niedriginjektion, Quasineutralität und für stationäre Vorgänge gelöst.

$$I_{\text{hell}} = I_{\text{dunkel}} + I_{\text{foto}} \quad (2.9)$$

Gleichung (2.9) ist für die Bewertung der Messungen als grundlegend anzusehen. Solange der Dunkelstrom deutlich niedriger als der Fotostrom ist, kann der Hellstrom mit dem Fotostrom gleichgesetzt werden. Eine tiefere Analyse des Dunkelstroms und seine messtechnische Untersuchung sind in Kapitel 3 zu finden. Bei niedrigen Beleuchtungsstärken kann der Dunkelstrom aber in die gleiche Größenordnung wie der Fotostrom kommen und ist dann bei den Messergebnissen zu berücksichtigen. Vorgreifend auf Kapitel 3 wird deshalb bei der folgenden Analyse die Beachtung des Dunkelstromanteils notwendig.

Die Höhe des Fotostromes hängt von diversen Material- und Geometrieparametern ab. Er ist bei diskreter Wellenlänge bzw. bei einer spektralen Charakteristik des einfallenden Lichts proportional zur eingestrahlt optischen Leistung E_{opt} . Werden die Reflexionsverluste vernachlässigt, die durch eine Antireflexionsschicht minimiert werden können, dann dringen praktisch alle Photonen in das Halbleitermaterial ein, werden absorbiert und generieren dabei Ladungsträgerpaare. Die Anzahl der Photonen nimmt durch diese Absorption exponentiell mit einer Eindringtiefe α , die wellenlängenabhängig ist, ab.

$$N_{\text{phot}}(x) = N_0 \cdot e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (2.10)$$

Zum Fotostrom beitragen können diese generierten Ladungsträger bei Niedriginjektion jedoch nur, wenn sie vor einer möglichen Rekombination durch ein ausreichendes elektrisches oder magnetisches Feld getrennt werden [Wagemann94]. Dieses Feld ist über der Raumladungszone bei kristallinen Dioden bereits durch die beiden dotierten Schichten vorhanden. Ladungsträger, die außerhalb dieser Raumladungszone generiert werden, können bei Hochinjektion als Diffusionsstrom in diese Raumladungszone gelangen und dann trotzdem zum Fotostrom beitragen. Der letztgenannte Fall kann bei niedrigen Beleuchtungsstärken aber ausgeschlossen werden. Ein weiterer Schwerpunkt, der von Wagemann heraus gearbeitet wurde, liegt in dem Einfluss der Verringerung des Fotostroms durch die Oberflächenrekombination. Kurzwelliges Licht kann wegen der geringen Eindringtiefe nur reduziert oder gar nicht zum Fotostrom beitragen.

Diese Überlegungen können nur bedingt auf die amorphe pin-Diode übertragen werden. Statt in der Raumladungszone findet die Fotostromgeneration hier hauptsächlich in der quasineutralen i-Schicht statt. Dotierte Schichten führen aufgrund der relativ hohen Defektdichte zu starker Rekombination, so dass der dort generierte Anteil des Fotostroms vernachlässigbar klein ist.

Analytische Modelle, die das Verhalten der amorphen pin-Diode beschreiben, sind in der Literatur mehrfach zu finden [Crandall83, Furlan92, Wagemann94, Schulte96, Gieh197]. Sie basieren alle auf der Lösung der Halbleitergleichungen und berücksichtigen das Verhalten in der i-Schicht. Alle genannten Modelle haben einen integralen Gesamtphotostrom zum Ergeb-

nis. Es kann mit diesen Modellen jedoch nicht das Spektralverhalten beschrieben werden, das messtechnisch erfasst wurde und beispielhaft in Abb. 8 dargestellt ist.

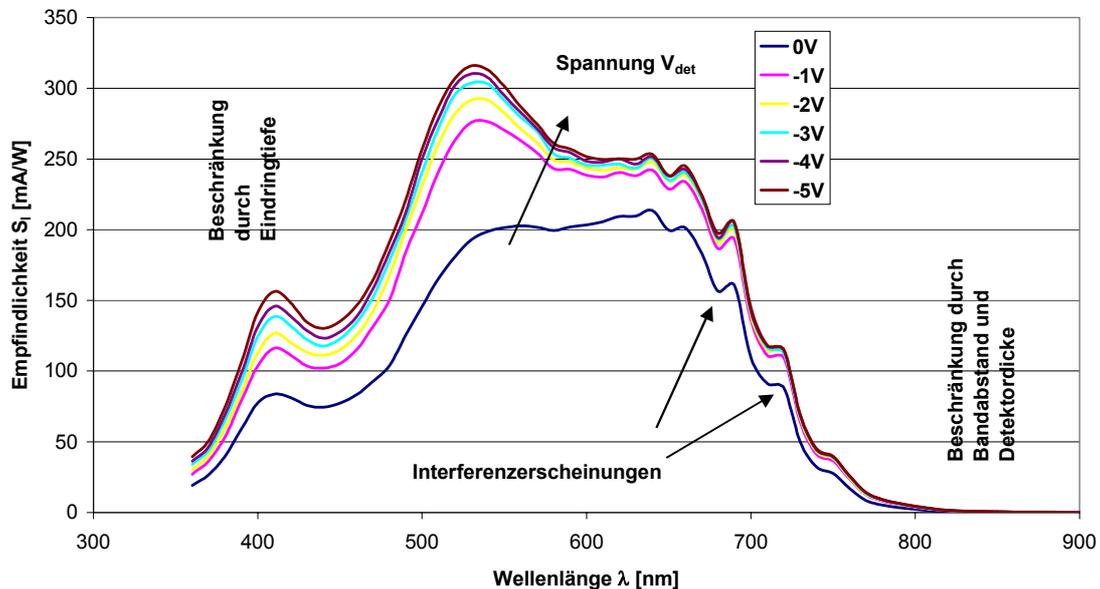


Abb. 8: Spektrale Empfindlichkeit eines amorphen Detektors. Eine Begrenzung erfolgt bei kurzen Wellenlängen durch die Eindringtiefe und bei langen Wellenlängen durch die Materialwahl und Dicke der Absorptionsschicht. Die Schwankungen entstehen durch konstruktive und destruktive Interferenzen.

Ursache ist, dass bei allen Modellen eine örtlich konstante Generationsrate angenommen wurde und die Lösungen deshalb zu einer wellenlängenabhängigen Stromempfindlichkeit nach

$$S_f = \frac{q \cdot \lambda}{h \cdot c} \cdot QE \cdot 10^3 \quad \left[\frac{mA}{W} \right] \quad (2.11)$$

führen. Die spektrale Empfindlichkeit würde linear mit der Wellenlänge λ zunehmen. Mit einer wellenlängenabhängigen Generationsrate oder dem Einfügen einer wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz könnten die vorgestellten analytischen Lösungen zwar dem Verhalten nach der Abb. 8 angepasst werden, sie verschleiern jedoch die physikalische Ursache. Deshalb wird im Folgenden ein neuer Weg vorgestellt.

Nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz nimmt die Generationsrate G exponentiell ab. Die zugehörige Eindringtiefe $1/\alpha$ ist wellenlängenabhängig (siehe auch Gleichung (2.10)).

$$G(x) = G_0 \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot x} \quad (2.12)$$

Wird als Lichteintrittsseite die p-Schicht angenommen, so kann durch Integration über die Eindringtiefe mit einer p-Schichtdicke d_p und einer i-Schichtdicke d_i folgender Zusammenhang zur Gesamtgenerationsrate G_{ges} hergestellt werden:

$$G_{ges} = G_0 \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot d_p} \cdot (1 - e^{-\alpha(\lambda) \cdot d_i}) \quad (2.13)$$

Wird nun dieses Ergebnis statt der konstanten Generationsrate in eines der oben genannten Modelle eingesetzt, so kann der spektrale Fotostrom (bzw. daraus abgeleitet die spektrale

Empfindlichkeit) angegeben werden. Der Exponentialterm vor der Klammer beschreibt den Einfluss der dotierten Schicht, die das kurzwellige Licht dämpft. In Abb. 9 ist der Einfluss der Dicke dieser Schicht dargestellt. Neben üblichen p-Schichtdicken ist auch eine fiktive Dicke 0 eingezeichnet. Diese Linie zeigt das Verhalten der bisher benutzten Beschreibungen. Für die theoretische Betrachtung wurden weiterhin eine i-Schichtdicke von 950 nm und Verluste¹⁷ in Höhe von 25% angesetzt. Bei realistischen Schichtdicken ist der Rückgang im kurzwelligen Bereich erkennbar. Zum Vergleich ist ein messtechnisch ermittelter Verlauf (mit ausgefüllten Rauten gepunktet) ebenfalls eingezeichnet.

Der Unterschied der gemessenen Kurve zu den theoretischen Werten hat insbesondere zwei Ursachen. Erstens liegt hier eine fehlerhafte Anpassung des Modells an den Feldverlauf innerhalb der i-Schicht vor. Bereits die Spannungsabhängigkeit bei den verschiedenen Kurven in Abb. 8 zeigte diesen Einfluss. Sie ist bei amorphen pin-Dioden aufgrund der Komplexität des Verhaltens aber nur durch ein numerisches Modell nachzubilden. Für eine Temperaturabhängigkeit des Fotostromes wurde dies bereits von Stiebig [Stiebig97] durchgeführt. Seine Überlegungen wären auf das hier vorgestellte Modell zu übertragen. Zum Zweiten sind in der genannten Abbildung auch Auswirkungen zu erkennen, die aufgrund von Interferenzerscheinungen durch die verschiedenen Schichtdicken entstehen. Wagner [Wagner96] stellte hierzu ein Modell vor, wie diese Auswirkungen ebenfalls erfasst werden können.

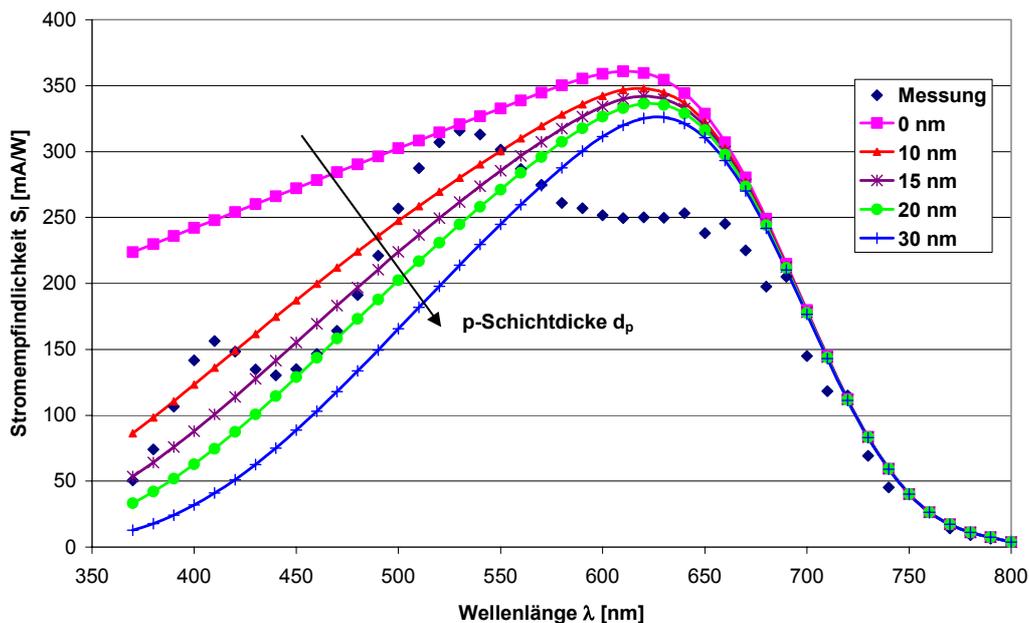


Abb. 9: Einfluss der p-Schichtdicke auf die spektrale Empfindlichkeit einer amorphen pin-Diode. Die p-Schichtdicke von 0 nm soll darstellen, welcher Fehler durch die bisherigen Modelle vorhanden war. Als Verluste wurden 25% und als i-Schichtdicke 950 nm angesetzt.

Von besonderer Bedeutung ist der Klammerterm in Gleichung (2.13). In ihm steckt die i-Schichtdicke, die für die geometrische Kapazität des Detektors verantwortlich ist. Der Einfluss der i-Schichtdicke auf die spektrale Empfindlichkeit ist in Abb. 10 dargestellt.

¹⁷ welche durch die Absorption in der TCO-Schicht sowie durch Reflexion an der Oberfläche des Detektors entstehen

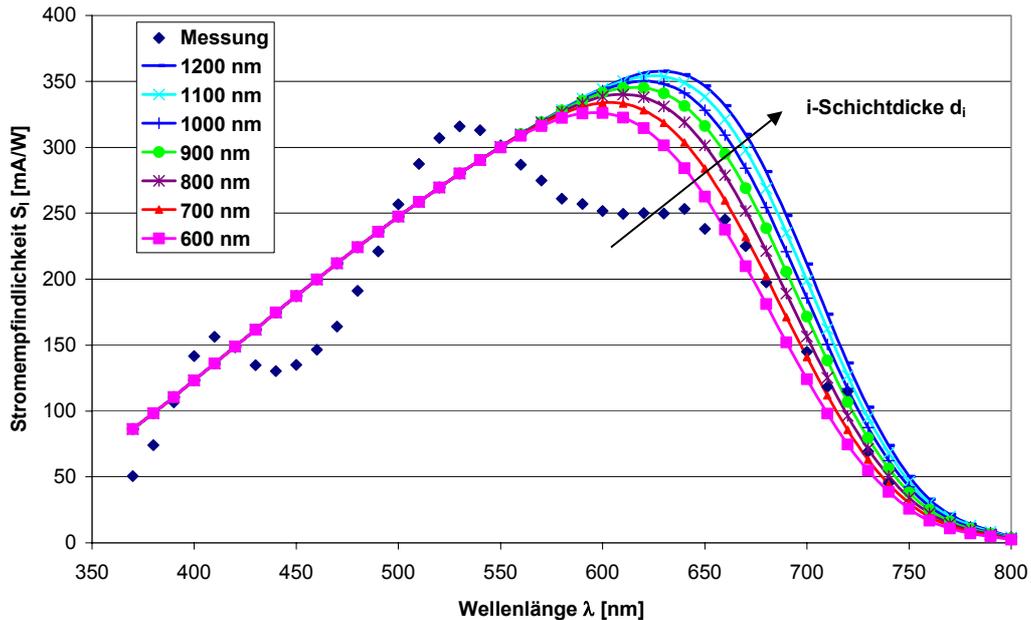


Abb. 10: Einfluss der i-Schichtdicke auf die spektrale Empfindlichkeit einer amorphen pin-Diode. Hier wurden eine p-Schichtdicke von 10 nm angesetzt und Einstrahlverluste von 25% angenommen.

Deutlich ist bei höheren i-Schichtdicken eine verbesserte Rotempfindlichkeit zu erkennen. Wird eine hohe Empfindlichkeit gefordert, so zeigt das in Abb. 10 vorgestellte Ergebnis zwei Vorteile. Erstens nimmt durch die höhere i-Schichtdicke die Kapazität ab und damit die Spannungsempfindlichkeit zu; zum Zweiten werden die langwelligeren Anteile der Lichtquelle besser detektiert, die wiederum einen höheren Stromfluss hervorrufen.

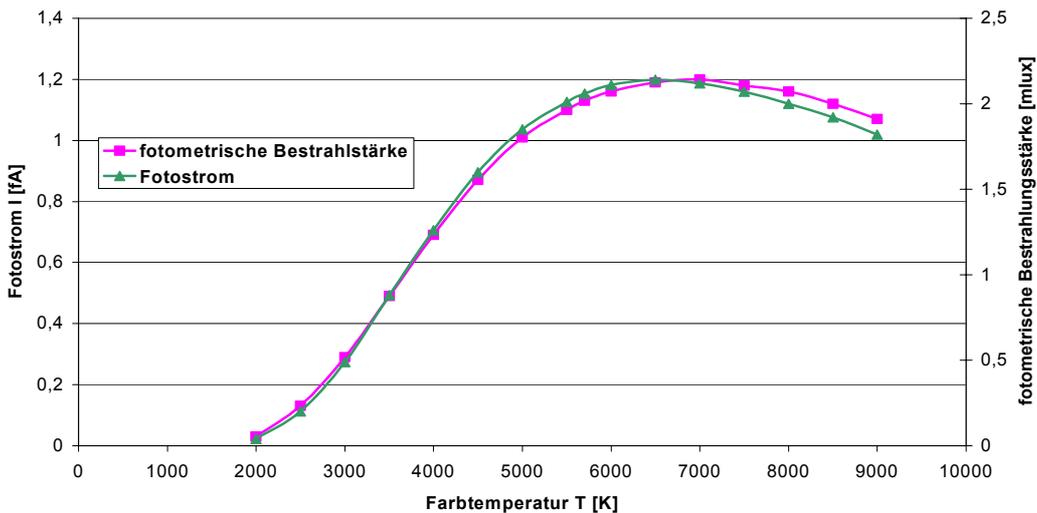


Abb. 11: Fotostrom des Detektors aus Abb. 8 in Abhängigkeit von der Farbtemperatur verschiedener Sterne. Die abgestrahlte Lichtleistung wurde konstant gehalten. Die Angabe der fotometrischen Beleuchtungsstärke E_{opt} dient der Vergleichbarkeit zu der Aufnahme mit dem menschlichen Auge. Sie ist für technische Anwendungen jedoch weniger interessant.

Durch die Abb. 11 wird eine weitere Möglichkeit zur Erhöhung der Empfindlichkeit verständlich. Kann die abgestrahlte Wellenlänge der Beleuchtungsquelle variiert werden, so führt dies ebenfalls zu einer Veränderung der Stromempfindlichkeit. Zu einem quantitativen Vergleich dieses Effekts wurde der Fotostrom mit dem gleichen Aufbau kalkuliert, wie er in Anhang A angegeben ist. Die abgestrahlte Lichtleistung wurde konstant gehalten und als Basis eine visual magnitude¹⁸ von 6 gewählt. Auf die Sensorfläche fällt somit eine integrale Leistungsdichte von $2,06 \text{ nW}\cdot\text{cm}^{-2}$.

Gegenüber der Standardfarbtemperatur von 5700 K kann bei 7000 K mit dem gleichen Detektor eine Verbesserung um 6% erreicht werden. Eine weitere Erhöhung macht in diesem Fall keinen Sinn mehr, da die Eindringtiefe des Lichts nicht mehr ausreicht. Der Fotostrom nimmt wieder ab.

Der Herleitung der Gleichung (2.9) ist auch zu entnehmen, dass der Fotostrom bei einer definierten Wellenlänge proportional der eingestrahlten Bestrahlstärke E_{opt} ist.

$$I_{\text{foto}}(\lambda) \sim E_{\text{opt}} \cdot \lambda \quad (2.14)$$

Wuu et al. [Wuu02] veröffentlichten eine Messung, wonach diese Voraussetzung bei niedrigen Beleuchtungsstärken nicht mehr gültig sei. Bei einer Wellenlänge von 450 nm erhielten sie bei einer Bestrahlstärke von $20 \text{ nW}\cdot\text{cm}^{-2}$ eine Quanteneffizienz von 12%, die auf 6% bei $2 \text{ nW}\cdot\text{cm}^{-2}$ absank. Sie vermuteten, dass dies auf Zustände an der Oberfläche zurückzuführen sei, was einer kritischen Betrachtung jedoch nicht standhält. Licht dieser Wellenlänge hat bei kristallinem Silizium eine Eindringtiefe von $0,7 \mu\text{m}$. Der metallurgische Übergang, ab dem sicher von der Raumladungszone gesprochen werden kann, liegt nach dem Design-Kit [MOSIS03] bereits bei $0,1 \mu\text{m}$. Wird der Extremfall angenommen, dass alle vorher generierten Ladungsträger nicht zum Fotostrom beitragen können, so errechnet sich mit Gleichung (2.13) ein Verlust von lediglich 13%. Für das Messergebnis sind andere Ursachen anzunehmen.

Zur Verifikation der von Wuu et al. vorgestellten Ergebnisse wurden die Messungen an einer kristallinen p⁺/n-Wanne-Diode eines AMIS-1,5 μm -Prozesses [MOSIS02] wiederholt. Die Diode wurde mit dem Licht einer weißen LED der Firma Marl (Farbtemperatur nach Datenblatt 8000 K) bestrahlt, die Helligkeit mit Graufilter herunter geteilt und für jede Beleuchtungsstärke eine I/V-Kennlinie aufgenommen. Auf dem Detektor trat dabei eine Beleuchtungsstärke auf, die im Größenordnungsbereich des Dunkelstroms lag¹⁹. Zur Ermittlung des reinen Fotostroms erfolgte eine Subtraktion des Dunkelstroms gemäß Gleichung (2.9). Das Ergebnis ist in Abb. 12 dargestellt.

Bei den niedrigen Beleuchtungsstärken ist ein Anstieg in Abhängigkeit von der Sperrspannung zu erkennen. Das Verhalten deutet auf Rekombinationsvorgänge hin. Mit zunehmender Sperrspannung nehmen die Anzahl der pro Zeiteinheit rekombinierten Ladungsträger ab und damit der Strom zu. Weiter sind nach der Shockley/Read/Hall-Theorie [Shockley52] die Übergangsraten proportional zur Anzahl der Rekombinationszentren. Das bedeutet: Zwar ist auch bei höheren Fotoströmen eine Rekombination vorhanden, bei niedrigen Beleuchtungen ist (relativ zum Fotostrom gesehen) diese Rekombination aber deutlicher ausgeprägt.

¹⁸ Die Sterne werden in 6 Helligkeitsklassen (1 bis 6) eingeteilt (siehe Anhang A). In der Klasse 1 sind die hellsten Sterne enthalten. Die Bezeichnung dieser Einteilung ist visual magnitude.

¹⁹ Der niedrigste Fotostrom hatte bei -4 V lediglich 8% des gemessenen Dunkelstroms.

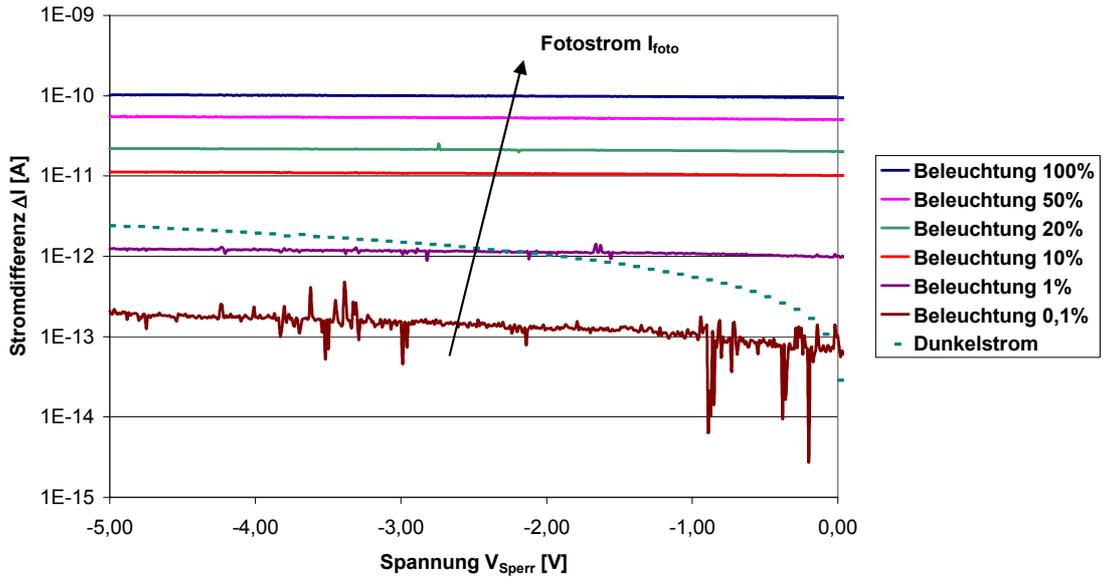


Abb. 12: I/V-Kennlinie des Fotostroms einer kristallinen Diode. Hierzu wurde der Dunkelstrom von den Hell-Kennlinien subtrahiert. Zum Vergleich wurde auch der Dunkelstrom dargestellt (gestrichelte Linie).

Ein vergleichbares Verhalten wie in Abb. 13 wurde auch von Schulte [Schulte96] bei amorphen pin-Dioden beobachtet. Dort ist dieses Verhalten jedoch bei deutlich höheren Beleuchtungsstärken aufgetaucht. Es kann festgehalten werden: Die Stromempfindlichkeitsmessungen an den kristallinen Dioden können mit den Ergebnissen an den amorphen Dioden direkt verglichen werden. Dies deutet darauf hin, dass eine Reduzierung der Stromempfindlichkeit bei niedrigen Beleuchtungsstärken durch Rekombinationszentren verursacht wird und deshalb bei amorphen Dioden bereits bei deutlich höheren Beleuchtungsstärken sichtbar ist.

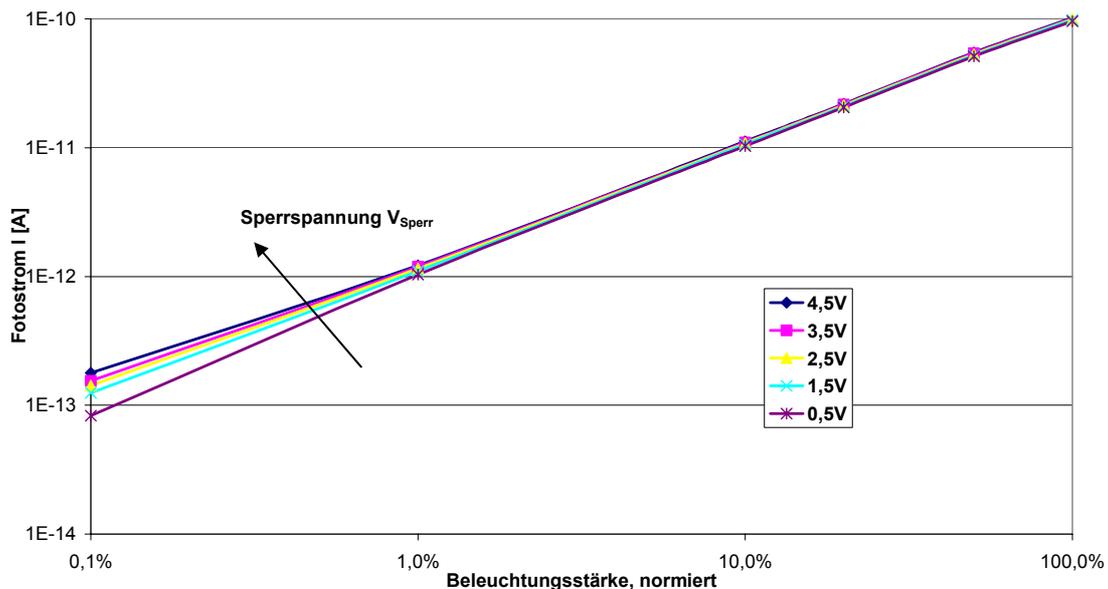


Abb. 13: Fotostrom in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke nach Korrektur des Dunkelstromes. Eine Abweichung von der Linearität ist bei niedrigen Beleuchtungsstärken zu beobachten.

Für eine weitere Untersuchung wurde die genutzte LED durch farbige LEDs mit Wellenlängen von 470 nm, 525 nm und 590 nm ersetzt. Wegen der Kenntnis der spektralen Empfindlichkeit konnte vor diesen Messungen auch eine Kalibrierung des Messplatzes vorgenommen werden.

Bei den Messungen ist der Einfluss der Messfehler sehr kritisch. Es wird angenommen, dass der Dunkelstrom mit einem relativen Messfehler von 3% bestimmt werden kann. Weiter wird der Hellstromfehler durch die zusätzlichen Einflussgrößen (homogene Ausstrahlung der Probenfläche und Nichtlinearitäten der Graufilter) mit 6% angesetzt. Den größten Einfluss hat jedoch die Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms (siehe Kapitel 3.1.3). Der Fehler des Fotostromes ΔI_{foto} kann durch folgende Beziehung ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \Delta I_{\text{foto}} = & I_{\text{hell}} \cdot I_{\text{hell,rel}} + I_{\text{soll}} \cdot \left[\left(\frac{T_{\text{ist}}}{T_{\text{soll}}} \right)^a \cdot \exp \left(\frac{W_A}{k} \cdot \left(\frac{1}{T_{\text{soll}}} - \frac{1}{T_{\text{ist}}} \right) \right) - 1 \right] + \\ & + I_{\text{soll}} \cdot \left(\frac{T_{\text{ist}}}{T_{\text{soll}}} \right)^a \cdot \exp \left(\frac{W_A}{k} \cdot \left(\frac{1}{T_{\text{soll}}} - \frac{1}{T_{\text{ist}}} \right) \right) \cdot I_{\text{soll,rel}} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Gleichung (2.15) wurde unter Berücksichtigung der Gleichungen (2.9) und (3.15) hergeleitet. Die Parameter mit dem Index rel stehen für den relativen Messfehler, W_A für die Aktivierungsenergie, k für die Boltzmannkonstante und a für den Temperaturbeiwert. I_{soll} beschreibt den Sollwert des Dunkelstroms, der bei der mittleren Messtemperatur von $T_{\text{soll}} = 25^\circ\text{C}$ vorhanden ist. Mit der Temperatur T_{ist} ist die Temperatur bei der Messung gemeint. Der Einfluss der Terme 2 und 3 in Gleichung (2.15) hängt vom Verhältnis zwischen Dunkelstrom und Hellstrom ab. Je niedriger der Fotostrom umso bedeutender ist der Einfluss des Dunkelstromfehlers auf das Messergebnis. Einen bedeutenden Anteil am Fehler kann der 2. Term annehmen. Durch die Subtraktion des Dunkelstroms vom Hellstrom verursacht die Dunkelstromunsicherheit ein massives Anwachsen der Messtoleranz.

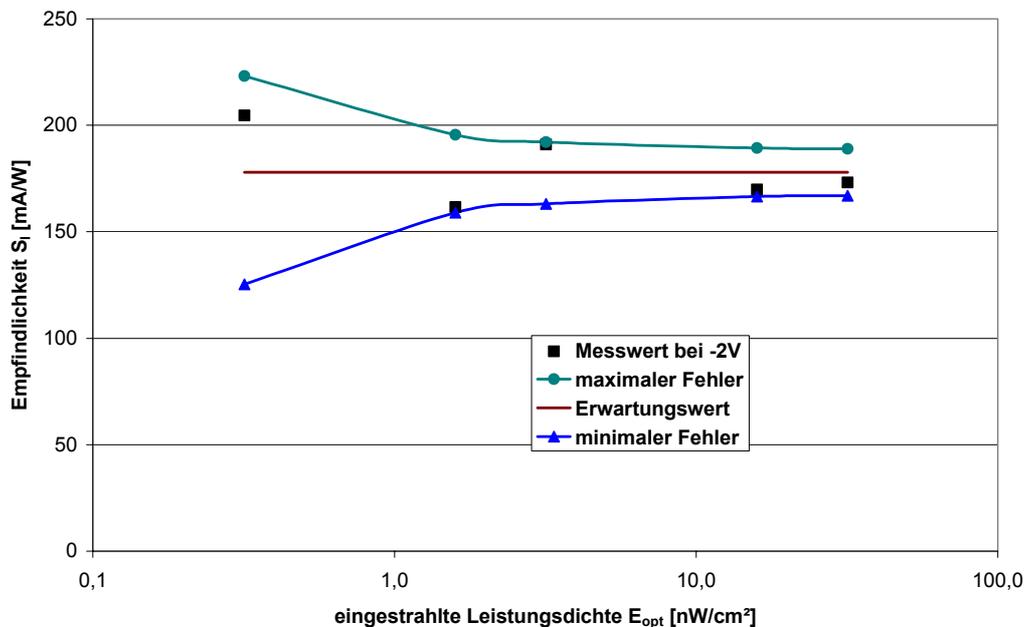


Abb. 14: Spektrale Empfindlichkeit des kristallinen p^+/n -Wanne-Übergangs in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke bei einer Wellenlänge von 470 nm. Die Messung wurde bei einer Sperrspannung von -2 V durchgeführt. Weiter wurde gemäß Gleichung (2.9) der Dunkelstrom vom Fotostrom abgezogen.

In der Abb. 14 sind die Unsicherheitsverläufe für den Worst-Case-Fall als Min-Max-Werte eingezeichnet. Während bei hohen Beleuchtungsstärken der Hellstromfehler dominiert, ist durch die Dunkelstromunsicherheit bei niedrigen Beleuchtungsstärken kaum noch eine reale Aussage zur Stromempfindlichkeit zu machen. Für die vorgestellte Messung wurde zur Ermittlung der Min-Max-Werte berücksichtigt, dass in dem nicht klimatisierten Raum über einer Messdauer von 18 Stunden die Temperatur um ± 2 K schwanken kann. Die weiteren Parameter, Temperaturbeiwert α mit 2 und Aktivierungsenergie mit 0,58 eV, wurden der Messung aus Kapitel 3.1.3 entnommen.

Trotz vergleichbarer Beleuchtungsstärken und erweitertem Messbereich konnte der Ansatz von Wuu et al. nicht bestätigt werden. Möglicherweise liegt in dem zitierten Aufsatz ein systematischer Messfehler vor. In dem obigen Beispiel wurde bereits gezeigt, dass die durch den Dunkelstrom verursachte Unsicherheit zu Fehlinterpretationen führen kann. Ein weiterer Ansatz, der den Messfehler erklären könnte, ist, dass transiente Auswirkungen nicht berücksichtigt wurden. Wegen fehlenden Informationen zum Messablauf von Wuu et al. wurde dieser Weg jedoch nicht weiter verfolgt.

Zusammengefasst: Eine Linearität zwischen Beleuchtungsstärke und Fotostrom ist bei niedrigen Beleuchtungsstärken nicht zu erwarten. Ursache sind Rekombinationszentren, deren Dichte auch verantwortlich ist, ab wann das Abweichen von der Linearität beginnt. Sind die Rekombinationszentren nicht homogen über das Material verteilt (z. B. Mehrfarbdioden mit Änderungen der Legierung in der i-Schicht), so kann sich auch eine spektrale Abhängigkeit bei der Stromempfindlichkeit ergeben. Trotzdem bleibt festzuhalten: Der Messwert weist, verursacht durch einen systematischen Fehler, eine große Unsicherheit auf. Für die in der Einleitung erwähnten Anwendungsfälle sind die Beleuchtungsstärken, ab der dieser Fehler eine Rolle spielt, nicht interessant. Sollte eine Ausweitung des Detektionsbereichs angestrebt werden, so ist ein Messplatz aufzubauen, der durch Kühlung der Probe den systematischen Fehler verringert.

2.3. Grundlegende APS-Konzepte

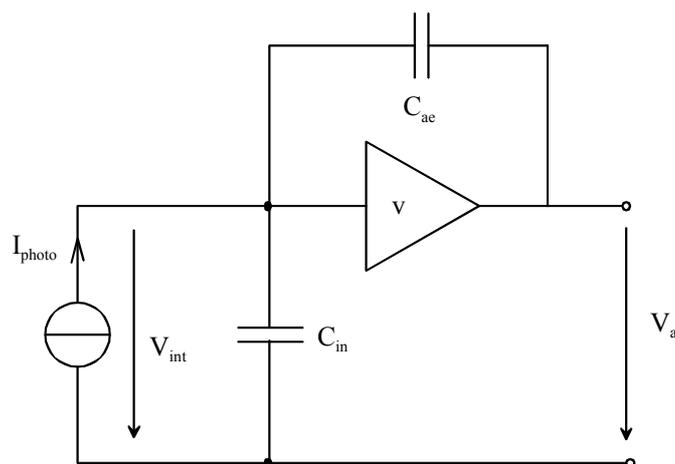


Abb. 15: Allgemeines Ersatzschaltbild der Eingangsstufe für integrierende APS-Bildsensorkonzepte

Die Qualität der Pixeleingangsstufe ist für die unterste detektierbare Beleuchtungsgrenze von großer Bedeutung. Qualitätsbestimmender Faktor ist bei Pixeln mit Spannungsauslese (neben den in den Kapiteln 4 und 5 beschriebenen Schwankungsgrößen) der Umwandlungsfaktor zwischen Fotostrom und Ausgangsspannung. Diese Bildsensorenkenngröße wird in dieser Arbeit mit dem Begriff „Spannungsempfindlichkeit“ bezeichnet und ist gemäß Gleichung (2.3) definiert. Bei integrierenden Sensoren erfolgt eine erste Umwandlung durch die Integration des Fotostroms in einer Integrationskapazität C_{int} . Die so generierte Spannung wird dann mit einem ersten Transistor vom Detektor entkoppelt und anschließend, ggf. mit einer Spannungsverstärkung größer 1 versehen, der Weiterverarbeitung zugeführt. Konzeptionell ist dies in Abb. 15 dargestellt.

Der in Abb. 15 dargestellte Verstärker wird bei APS-Sensoren im einfachsten Fall durch einen Transistor als aktives Glied (der Treiber) aufgebaut. Die Anordnung dieses ersten Transistors trägt entscheidend zu den Bildsensoreigenschaften bei. Für das Reset und die Auslese sind minimal noch zwei weitere Transistoren notwendig. Weiter gehört zum Treiber noch eine Last, die teilweise innerhalb des Pixels und teilweise in der Auslesespalte zu finden ist. Sie besteht in der Regel ebenfalls aus einem Transistor. Minimal sind in einem Pixel, wenn die Last dort ebenfalls angeordnet ist, 4 Transistoren.

Für die Beschreibung der Wandlungs- oder Spannungsempfindlichkeit sind weiterhin noch die vorhandenen Kapazitäten wichtig. Die Kapazität C_{in} ²⁰ fasst alle Kapazitäten zwischen dem Eingang der aktiven Stufe und dem Bezugspotential zusammen. Hierzu zählen neben der Detektorkapazität C_{det} insbesondere noch die Eingangskapazität des Treibers und der Source-Bulk- bzw. Drain-Bulk-pn-Übergang des Resettransistors. In der Kapazität C_{ae} sind alle Kapazitäten zusammengefasst, die zwischen Ausgang und Eingang wirken. Bei dieser Kapazität ist der Miller-Effekt zu berücksichtigen. Die Wandlungsempfindlichkeit drückt sich bei integrierenden APS-Systemen wie folgt aus:

$$S_{ch} = \frac{q \cdot v}{C_{in} + (1-v) \cdot C_{ae}} \quad (2.16)$$

Eine optimale Wandlungsempfindlichkeit der Pixeleingangsstufe ist durch eine bestmögliche Anpassung von Verstärkung und Kapazitäten zu erreichen. Der Treiber- und der Lasttransistor bestimmen die Verstärkung. Mit NMOS- und PMOS-Transistoren, der Source-Schaltung und der Source-Folger-Schaltung als Grundsaltung sowie eines Gegentaktinverters als „Sonderbauform“ gibt es neun verschiedene Möglichkeiten, eine einfache Pixeleingangsstufe aus 4 Transistoren aufzubauen. Die Geometriedaten der Transistoren beeinflussen neben der Verstärkung auch die effektiv vorhandene Transistorkapazitäten.

In den folgenden Unterkapiteln werden die möglichen Anordnungen vorgestellt und miteinander verglichen. Dazu wird die Wandlungsempfindlichkeit mithilfe eines erweiterten Shichman-Hodge-Modells²¹ und der Kleinsignalanalyse beschrieben und mit einer SPICE-Analyse überprüft. Das Modell ist dem Anhang E zu entnehmen.

2.3.1. Das Source-Folger-Schaltungskonzept

Source-Folger-Schaltungen sind bei APS-Bildsensoren weit verbreitet. Fast jede Veröffentlichung zu APS-Bildsensoren beschreibt dieses Konzept. Die fotogenerierten Ladungen werden auf dem Gate des Treibertransistors gesammelt und steuern damit den Strom im Ausgangs-

²⁰ Demgegenüber wird in dieser Arbeit auch mit der Kapazität C_{int} gearbeitet. Diese Kapazität fasst alle Kapazitäten am Eingangsknoten, also auch C_{ae} , welche millerbehafet eingehen kann, zusammen.

²¹ Shichman-Hodges, siehe [Shichman68]. Das erweiterte Modell ist im Anhang E beschrieben.

kreis. Eine Last wandelt diesen Strom und stellt dadurch eine Ausgangsspannung zur Verfügung. Die Wandlungsempfindlichkeit am Ausgang dieser Stufe, als Verhältnis der Ausgangsspannung zur gesammelten Fotoladung, wird mit folgendem Zusammenhang bestimmt:

$$S_{ch} = \frac{V_a}{I_{foto} \cdot t} = \frac{v \cdot q}{C_{det} + C_{e0} + C_{gbMD} + C_{gsMres} + C_{bsMres} + C_{gdMD} + (C_{gsMD} + C_{rück})(1-v)} \quad (2.17)$$

$$= \frac{v \cdot q}{C_1 + C_{gdMD} + (C_{gsMD} + C_{rück})(1-v)}$$

$$v = \frac{S_{MD}}{g_{dsMD} + g_{dsML} + S_{bsMD} + S_{MD}} < 1 \quad (2.18)$$

In diesen Gleichungen beschreibt V_a die Ausgangsspannung und I_{foto} den generierten Fotostrom; die Integrationszeit wird mit t abgekürzt, v ist die Verstärkung der Transistoranordnung und C_{det} beschreibt die Detektorkapazität. In C_{e0} sind alle zusätzlichen parasitären Kapazitäten zusammengefasst, die zwischen dem Eingang und dem Bezugspotential wirken und in $C_{rück}$ die parasitären Kapazitäten, die zusätzlich zwischen Aus- und Eingang vorhanden sind. In der TFA-Technologie handelt es sich hier insbesondere um die geometrische Anordnung zwischen Rückkontakt der Dünnschicht und der Ausleseleitung. Alle Bezeichnungen der weiteren Kapazitäten und Transistorkleinsignalparameter können dem Ersatzschaltbild in Abb. 47 (Anhang E) entnommen werden. Die Bezeichnungen bedeuten: MD Treibertransistor, ML Lasttransistor und Mres Resettransistor. Weiter wurde für eine bessere Übersichtlichkeit eine Kapazität C_1 eingeführt, die alle Anteile zusammenfasst, die auch in den weiteren, in dieser Arbeit vorgestellten, Pixelkonzepten nicht variieren. Dazu gehören insbesondere die Kapazitäten des Resettransistors, die Detektorkapazität und die parasitäre Kapazität aufgrund der Leiterbahnführung, die zwischen dem Eingang und dem Bezugspotential wirkt.

Die Wandlungsempfindlichkeit S_{ch} zeigt nach Gleichung (2.17) bestmögliche Werte, wenn die Verstärkung v in der Nähe von eins liegt. Diese wiederum wird, da die Drain-Source-Leitwerte g_{ds} üblicherweise zwei bis drei Größenordnungen niedriger als die Steilheit des Treibertransistors sind, lediglich mit der Spannung zwischen Source und Bulk des Treibertransistors geringfügig variierbar. Ursache dieser Steuerbarkeit ist die Source-Bulk-Steilheit (siehe hierzu Gleichung (1.36) im Anhang E).

Einen deutlicheren Einfluss zeigen die diversen Kapazitäten. Während bei einer bestmöglichen Verstärkung die Koppelkapazität und damit auch die geometrische Anordnung des Rückkontakts keinen großen Einfluss haben, ist insbesondere auf die Gate-Drain-Kapazität des Treibers und die Detektorkapazität zu achten. Bei einer vorgegebenen Technologie führt dies auf die Forderung einer möglichst kleinen Weite des Treibertransistors.

Bis hierher sind die Ergebnisse auf die Überlegungen von Lule et al. [Lule00] übertragbar. In jener Arbeit wurden diverse Bildsensorkonzepte verglichen und die Möglichkeiten der TFA-Technologie bei zunehmender Verkleinerung der Pixelflächen herausgearbeitet. Im Vordergrund stand die Empfindlichkeit in Abhängigkeit zum Downscaling der CMOS-Prozesse. Durch die Beschränkung auf Source-Folger-Konzepte war es auch nicht notwendig, Geometrievariationen bei den Transistoren oder den Einfluss der Verstärkung zu berücksichtigen. Beide Parameter spielen hingegen bei Pixeleingangsstufen mit dem Source-Schaltungskonzept eine deutliche Rolle und werden deshalb in Kapitel 2.3.2 näher betrachtet.

Wird die TFA-Technologie zur Erhöhung der Pixelelektronikkomplexität genutzt, so wird die Empfindlichkeit zwar maßgeblich durch die Pixeleingangsstufe mitgestaltet, der Einfluss der ASIC-Kapazitätsanteile geht jedoch zurück. In Abb. 16 ist diese Auswirkung dargestellt. Hierzu wurde der Kapazitätsanteil der Pixeleingangsstufe konstant gehalten, während die Detektorkapazität durch die zunehmende Komplexität (und der dadurch gegebenen Notwen-

digkeit eines größeren Pixels) höher werden muss. Da die Pixellänge quadratisch in die Detektorkapazität eingeht, dominiert bei großen Pixeln nach Gleichung (2.17) die Detektorkapazität. Für die ASIC-Kapazitäten wurden Parameter gemäß dem DMILL-0,8 μm -Prozess [Temic97, Temic99] und für den Kapazitätsbelag des Detektors $10 \text{ nF}\cdot\text{cm}^{-2}$ festgelegt. Die obere Kurve verdeutlicht, welche Wandlungsempfindlichkeit zu erhalten ist, wenn lediglich die Detektorkapazität berücksichtigt werden würde. Deutlich ist zu erkennen, dass dies mit abnehmenden Pixelgeometrien zu einem wachsenden relevanten Fehler führt.

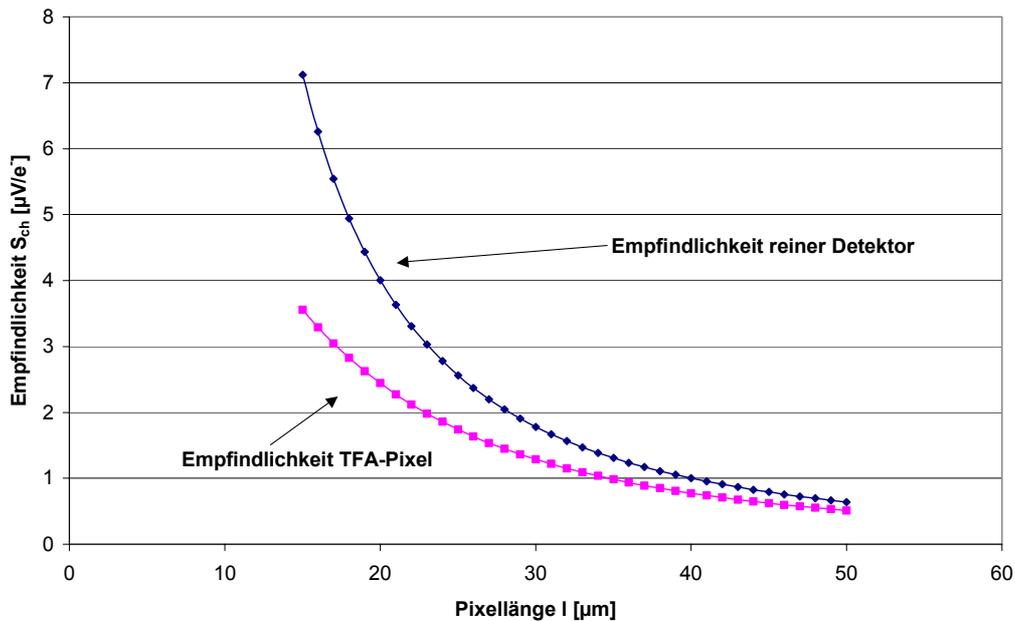


Abb. 16: Wandlungsempfindlichkeit eines Source-Folger-TFA-Pixels in Abhängigkeit von der Pixellänge. Die obere Kurve zeigt die Wandlungsempfindlichkeit, wenn die Kapazitäten durch das ASIC und den dreidimensionalen Aufbau nicht berücksichtigt werden würden.

2.3.2. Das Source-Schaltungskonzept

Source-Schaltungen sind in der Bildsensorik selten zu finden. Bei einer Recherche konnten bisher lediglich vier Arbeitsgruppen ausfindig gemacht werden, die sich intensiver mit diesem Konzept beschäftigten, obwohl Fowler et al. [Fowler01] von Untersuchungen aus den 70er Jahren berichteten, bei denen in den Bildsensorenspaltenverstärkern dieses Konzept bereits eingesetzt wurde.

Die erste Gruppe (um Fowler) beschrieb in ihrer Veröffentlichung, dass durch Teilung der Koppelkapazität zwischen Aus- und Eingang und einem entsprechendem Timing das Verstärkungs-FPN verringert werden kann. Kozlowski untersuchte bei Infrarot-Detektoren verschiedene Verstärkungsmöglichkeiten [Kozlowski96] und nannte dabei ebenfalls dieses Konzept. 1999 übertrug er es auf Bildsensoren [Kozlowski99] und beschrieb, dass damit das temporäre Rauschen unter dem von CCDs gedrückt werden könne. In der TFA-Technologie ist es in zwei Richtungen zu finden. Einmal stellten es Benthien et al. [Benthien99] als eine Möglichkeit zur Generierung hochauflösender TFA-Sensoren vor, und zum Zweiten wurde es von Schneider et al. [Schneider98] als eine hochempfindliche Realisierung für Sternsensoranwendungen genannt. Die vierte Gruppe um Goy [Goy00, Goy01a, Goy01b] entwickelte einen

Bildsensor für Raumfahrtanwendungen. Hier wurde das Source-Konzept in einen CMOS-Bildsensor integriert.

An der Source-Schaltung vorteilhaft ist die direkt vorhandene Spannungsverstärkung größer 1, die nach Gleichung (2.16) zu einer Verbesserung der Wandlungsempfindlichkeit führt. Diese Gleichung verdeutlicht weiter, warum Fowler, Kozlowski und Goy für die Beschreibung der Wandlungsempfindlichkeit die Koppelkapazität zwischen Aus- und Eingang der Schaltung C_{ae} nutzen. Ist die Verstärkung ausreichend hoch, kann sowohl die Eingangskapazität C_{in} als auch die 1 in der Klammer vernachlässigt werden. In der Gleichung steckt aber auch, dass nicht nur die Verstärkung sondern auch das Verhältnis zwischen der Eingangskapazität C_{in} und der Koppelkapazität C_{ae} eine Rolle spielt; die einfache Nutzung der Koppelkapazität also lediglich einen Sonderfall darstellt. Im Folgenden wird deshalb die allgemeinere Beschreibung genutzt, die sowohl die Beschreibung der Grenzeigenschaften ermöglicht, als auch Optimierungskriterien für die Pixeleingangsstufe aufzeigt.

Mithilfe des Kleinsignalersatzschaltbilds (siehe Anhang E) kann die Wandlungsempfindlichkeit S_{ch} wie folgt dargestellt werden:

$$S_{ch} = \frac{v \cdot q}{C_{det} + C_{e0} + C_{gbMD} + C_{gsMres} + C_{bsMres} + C_{gsMD} + (C_{gdMD} + C_{rück})(1-v)} \quad (2.19)$$

$$= \frac{v \cdot q}{C_1 + C_{gsMD} + (C_{gdMD} + C_{rück})(1-v)}$$

Werden für die Source-Schaltung entweder nur NMOS- oder nur PMOS- Transistoren genutzt, so ist die Verstärkung mit folgender Abhängigkeit gegeben:

$$v = - \frac{S_{MD}}{g_{dsMD} + g_{dsML} + S_{ML} + S_{bsML}} \quad (2.20)$$

Die Beschreibung der Formelzeichen ist identisch zu der in dem unter Gleichung (2.18) zu findenden Absatz. Ein Vergleich dieser Gleichung mit Gleichung (2.18) zeigt, dass bei ähnlicher Steilheit S der beiden Transistoren die Verstärkung durchaus im Bereich von 1^{22} liegen kann. Im Hinblick auf die Wandlungsempfindlichkeit S_{ch} kann dies dann gegenüber der Source-Folger-Schaltung sogar zu schlechteren Werten führen. Nachteilig wirkt sich aus, dass durch das negative Verstärkungsvorzeichen der Anteil durch die Koppelkapazität deutlicher zum Tragen kommt, sowie auch die im Sättigungsbereich gegenüber der Gate-Drain-Kapazität größere Gate-Source-Kapazität direkt eingeht. Dadurch ist es auch nachvollziehbar, dass die von Benthien et al. [Benthien99] präsentierte Empfindlichkeit in einer ähnlichen Höhe liegt, wie sie bei einem Source-Folger-Konzept zu erwarten ist.

Eine deutliche Verbesserung der Wandlungs- oder Spannungsempfindlichkeit ist nur zu erwarten, wenn die Source-Schaltung mit komplementären Transistoren aufgebaut wird. In diesem Fall berechnet sich die Verstärkung mit:

$$v = - \frac{S_{MD}}{g_{dsMD} + g_{dsML}} \gg 1 \quad (2.21)$$

Gegenüber der Gleichung (2.20) entfallen die Steilheiten des Lasttransistors. Verstärkungen im zwei- bis dreistelligen Bereich sind dann durchaus möglich. Für das Spektrometerkonzept, das wegen der großen Pixelfläche extrem niedrige Wandlungsempfindlichkeiten besitzt, wurde dieser Parameter simulationstechnisch mit PSPICE erfasst. Der Detektor hatte dabei eine Kapazität von 2,1 pF (Pixelfläche $25 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$). Treiber und Lasttransistor hatten ein

²² auch kleiner 1!

Weiten-Längenverhältnis von 1 und der Resettransistor von 6. Zusätzliche parasitäre Kapazitäten wurden mit 2,5 fF bei der Koppelkapazität C_{ae} und mit 5 fF bei der Kapazität zwischen dem Eingang und dem Bezugspotential C_{e0} berücksichtigt. Für die Transistorparameter wurde das AMIS-1,5 μ m-BSIM3v3-Modell [MOSIS02] genutzt. Die damit ermittelten Wandlungsempfindlichkeiten sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Bezeichnung	Treiber	Last	Wandlungsempfindlichkeit [μ V/e ⁻]
SS1	PMOS	NMOS	-11,0
SS2	NMOS	PMOS	-20,9
SS3	NMOS	NMOS	-0,11
SS4	PMOS	PMOS	-0,11

Tabelle 1: Wandlungsempfindlichkeiten verschiedener Source-Schaltung-Pixelkonzepte. Für den Detektor wurde eine Kapazität von 2,1 pF, für die Koppelkapazität 2,5 fF und für die parasitäre Kapazität zwischen Eingang und Bezugspotential 5 fF angesetzt.

Deutlich ist bei der Nutzung von Komplementärtransistoren die um zwei Größenordnungen bessere Wandlungsempfindlichkeit zu erkennen. Weiter zeigt sich bei einem NMOS-Treiber das beste Ergebnis, was durch die höhere Elektronenbeweglichkeit²³ verständlich wird.

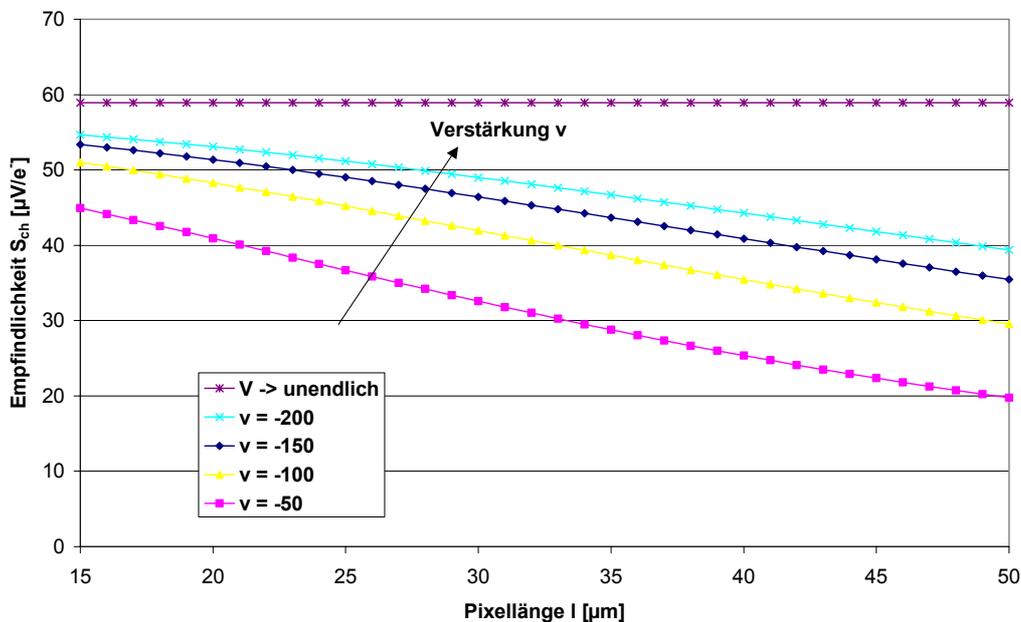


Abb. 17: Wandlungsempfindlichkeit eines TFA-Pixels mit einer Source-Schaltung als Eingangsstufe. Die oberste Kurve zeigt, wie die Empfindlichkeit bei dem Ansatz von Fowler, Kozlowski oder Goy aussehen würde.

²³ siehe die Gleichungen (1.35) und (1.39) im Anhang E

Zur Überprüfung des Ansatzes von Fowler, Kozlowski und Goy wurde für das Sternsensor-konzept mit den gleichen Transistorparametern wie beim Source-Folger-Konzept²⁴ die Wandlungsempfindlichkeit in Abhängigkeit von der Pixelgröße bestimmt. Als Parameter diente eine mögliche Verstärkung v im Bereich von -50 bis -200 . Das Ergebnis ist in Abb. 17 dargestellt.

Die einfache Nutzung der Koppelkapazität C_{ae} durch die oben genannten Autoren entspricht einer Verstärkung, die gegen ∞ geht. Der Idealfall, dass lediglich die Koppelkapazität C_{ae} die Wandlungsempfindlichkeit bestimmt, tritt erst bei sehr großen Verstärkungen ein. Wird diese Kurve mit realistischen Verstärkungen verglichen, wird deutlich: Der einfache Ansatz mit der Koppelkapazität ist für die Source-Schaltung unzureichend. Die Wandlungsempfindlichkeit nimmt mit abnehmender Pixellänge zu. Ursache ist der geringere Einfluss der Detektorkapazität. In Abhängigkeit von der Verstärkung kann bei höherer Verstärkung eine höhere Empfindlichkeit erkannt werden, was gemäß Gleichung (2.16) und nicht vernachlässigbarer Eingangskapazität C_{in} auch zu erwarten ist.

Die Verstärkung wird gemäß der Gleichung (2.21) durch die Steilheit S und die beiden Ausgangsleitwerte g_{ds} bestimmt. Alle genannten Größen sind durch die Transistorgeometrien bestimmt (siehe die Gleichungen (1.35) und (1.39) im Anhang E). Sie nehmen mit der Weite proportional zu, während die Steilheit S proportional und der Ausgangsleitwert g_{ds} quadratisch mit der Länge abnehmen. Durch die Geometrievariation ändert sich aber auch die effektive Kapazität der Transistoren. Dieser Einfluss wird in Abb. 18 und Abb. 19 dargestellt. Für die Simulation wurde das erweiterte Modell nach Shichman-Hodges gewählt, wie es im Anhang E zu finden ist.

Die Abweichung bei der Wandlungsempfindlichkeit zwischen der Handkalkulation und der SPICE-Simulation (siehe Tabelle 1) konnte in dem von MOSIS bereitgestellten Design-Kit [MOSIS02] lokalisiert werden. Bei der Beweglichkeit der Ladungsträger im PMOS-Transistor konnte zwischen dem PSPICE-Level 3-Modell und dem PSPICE-Level 7-Modell ein Faktor 3 ausgemacht werden. Der Unterschied beruht auf der fehlerhaften Ermittlung von Parametern und hat keine Auswirkungen auf den grundsätzlichen Verlauf, der hier diskutiert wird. Lediglich der Absolutwert kann nicht als gesichert angesehen werden, was an dieser Stelle aber nicht zur Notwendigkeit führt, tiefergehende Untersuchungen durchzuführen.

Bei einer Analyse des linken Bereichs von Abb. 18 ist zu erkennen, dass mit zunehmender Kanalweite des Treibers ein Anstieg der Wandlungsempfindlichkeit gegeben ist. Dargestellt ist eine Source-Schaltung mit einem PMOS-Transistor als Treiber und einem NMOS-Transistor als Last. Ursache für den Anstieg ist die Steilheit S und damit die Verstärkung v . In diesem Bereich dominiert im Nenner von Gleichung (2.21) der Ausgangsleitwert des Lasttransistors, der bei dieser Simulation konstant gehalten wurde. Die Wandlungsempfindlichkeit steigt mit zunehmender Verstärkung an. Im weiteren Verlauf wird der Anstieg der Steilheit durch den Anstieg des Ausgangsleitwerts des Treibertransistors kompensiert, die Verstärkung bzw. die Wandlungsempfindlichkeit nähert sich einem Sättigungswert. Bei der Kurve mit der kleinsten Kanallänge ist dieses Verhalten bereits zu erkennen. Unterstützt wird dieser Effekt durch den anwachsenden Einfluss der Koppelkapazität C_{ae} . Würde die Kanalweite noch deutlicher erhöht, kommt es sogar zu einem Rückgang bei der Empfindlichkeit.

²⁴ siehe Kapitel 2.3.1

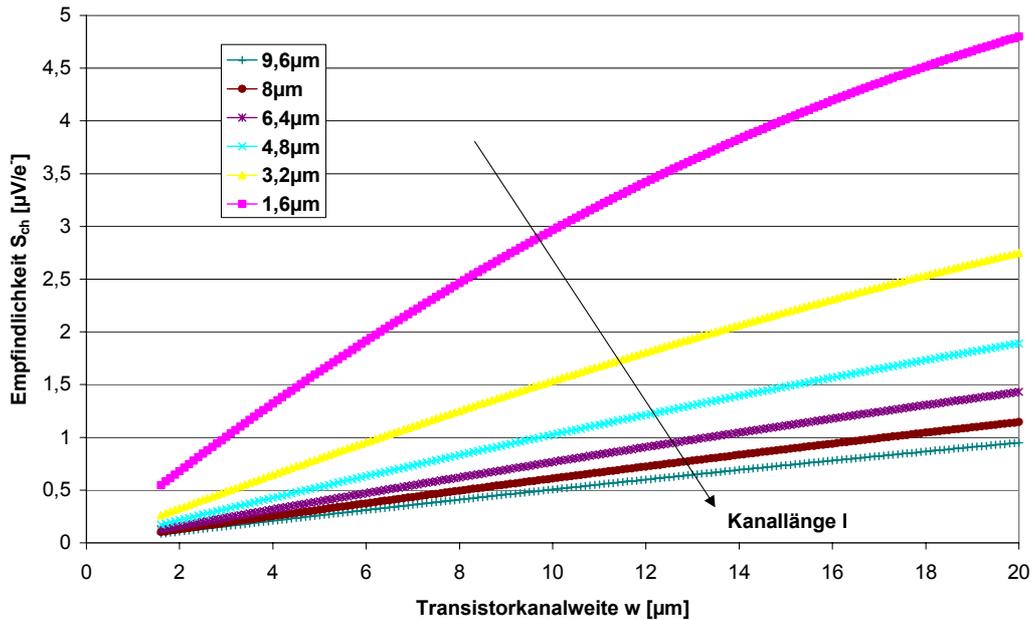


Abb. 18: Wandlungsempfindlichkeit eines Pixels für das Spektrometerkonzept mit einer CMOS-Source-Schaltung und einem PMOS-Transistor als Treiber in Abhängigkeit von der Kanalweite des Treibers. Als Parameter sind verschiedene Kanallängen gewählt.

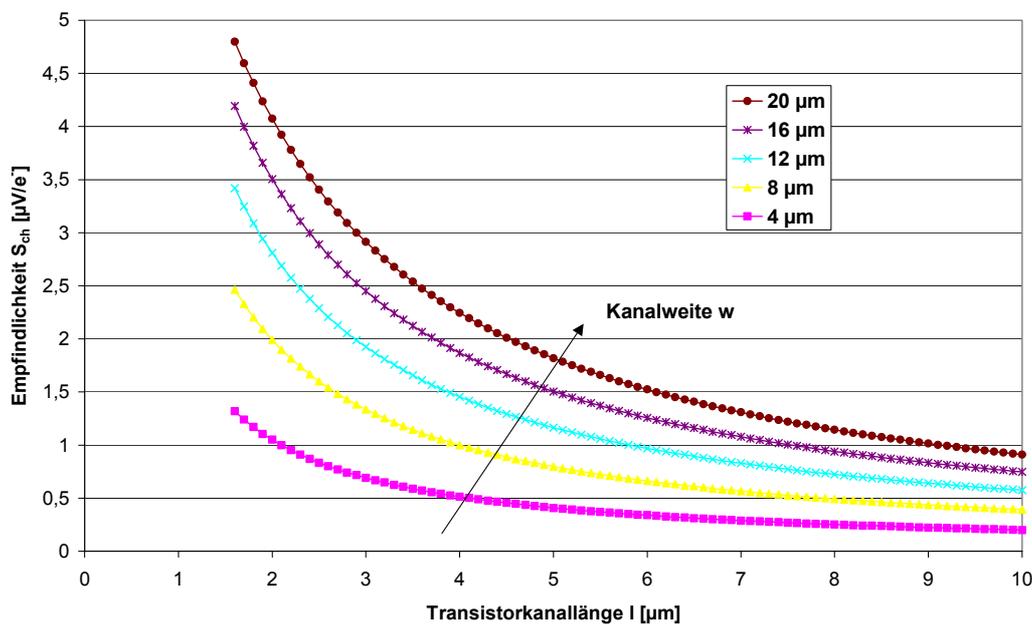


Abb. 19: Wandlungsempfindlichkeit eines Pixels für das Spektrometerkonzept in Abhängigkeit von der Kanallänge des Treibers. Als Parameter sind verschiedene Kanalweiten gewählt.

Bei der Variation der Länge des Treibertransistors dominiert, wegen des quadratischen Nenneranteils, anfänglich der Ausgangsleitwert des Treibertransistors die Verstärkung (siehe Gleichung (2.21) und aus dem Anhang E Gleichung (1.39)). Mit zunehmender Länge überlagern sich zwei Effekte. Erstens übernimmt im Nenner von Gleichung (2.21) der Ausgangsleit-

wert des Lasttransistors die dominierende Rolle, und zum Zweiten geht die Steilheit des Treibers zurück, was sich in einem Rückgang der Verstärkung ausdrückt.

Zusammengefasst: Bei dem Source-Schaltungskonzept können gegenüber dem Source-Folger-Konzept deutlich höhere Wandlungsempfindlichkeiten erreicht werden. Welche Maximalwerte zu erreichen sind, hängt von einer Vielzahl von Effekten ab, auch wenn mit der Pixelgröße und den Geometriedaten der Transistoren nur wenige Parameterwerte variiert werden. Eine optimale Gestaltung ist gegenüber dem Source-Folger-Konzept mit einem deutlich höheren Arbeitsaufwand verbunden. Weitere Effekte, die für die optimale Gestaltung der Pixeleingangsstufe relevant sind, können dem Kapitel 4 (Rauschverhalten) und dem Kapitel 5 (Fixed-Pattern-Noise) entnommen werden.

2.3.3. Weitere einfache Source-Schaltungen

Der Vollständigkeit halber werden hier kurz weitere einfache Realisierungsmöglichkeiten für die Pixeleingangsstufe vorgestellt. Für diese Möglichkeiten gelten weitgehend die in Kapitel 2.3.2 aufgezählten Eigenschaften. Die Eigenschaftsnennung in diesem Kapitel beschränkt sich deshalb auf die geringfügigen Abweichungen zum vorherigen Kapitel.

Neben den beiden bisher genannten Source-Schaltungen wird in der Digitaltechnik auch gerne der Gegentaktinverter eingesetzt. Bei diesem Konzept müssen beide Transistoren als Treiber in Source-Schaltung angesehen werden. Für eine Anlogschaltung, wie sie beim Pixeleingang eines Bildsensors notwendig ist, wird der Übergangsbereich zwischen den beiden extremen Betriebszuständen genutzt. Mit dem Kleinsignalersatzschaltbild sind folgende Beziehungen zu erhalten:

$$S_{ch} = \frac{v \cdot q}{C_{det} + C_{e0} + C_{gsMres} + C_{gbMres} + C_{gsMD1} + C_{gsMD2} + C_{gbMD1} + C_{gbMD2} + (C_{gdMD1} + C_{gdMD2} + C_{rück})(1-v)} \quad (2.22)$$

$$v = - \frac{S_{MD1} + S_{MD2}}{g_{dsMD1} + g_{dsMD2}} \quad (2.23)$$

Dadurch, dass die Steilheit von beiden Transistoren in die Verstärkung eingeht, kommt es zu einer weiteren Verbesserung der Wandlungsempfindlichkeit. Bei der Simulation zeigt sich aber, dass die Eigenschaften der Pixeleingangsstufe deutlich empfindlicher auf Parameterschwankungen reagieren. Die Vorspannung zur Einstellung des Arbeitspunktes wirkt direkt auf beide Transistoren, während bei den in den Kapiteln 2.3.1 und 2.3.2 vorgestellten Schaltungen eine weit gehend unabhängige Ansteuerung möglich ist. Zusätzlich ist durch diese Arbeitspunkteinstellung auch eine enge Kopplung zwischen den möglichen Geometrien der beiden Transistoren gegeben. Die Änderung der Kanallänge (oder –weite) des einen Transistors hat direkten Einfluss auf den Arbeitspunkt des Zweiten.

Um die negative Auswirkung der Millerkapazität zu reduzieren, wird in der Analogtechnik häufig auch die Kaskodeschaltung eingesetzt. Aus dem Kleinsignalersatzschaltbild lassen sich hier folgende Beziehungen ableiten:

$$S_{ch} = \frac{v \cdot q}{C_{det} + C_{e0} + C_{gbMD} + C_{gsMres} + C_{bsMres} + C_{gsMD} + (C_{ae}' + C_{gdMD})(1-v') + C_{rück}(1-v)} \quad (2.24)$$

$$= \frac{v \cdot q}{C_1 + C_{gsMD} + (C_{gdMD} + C_{ae}')(1-v') + C_{rück}(1-v)}$$

$$v = - \frac{S_{MD} \cdot (S_{MK} + S_{bsMK} + g_{dsMK})}{g_{dsMD} \cdot g_{dsML} + g_{dsMK} \cdot g_{dsML} + g_{dsMD} \cdot g_{dsMK} + S_{MK} \cdot g_{dsML} + S_{bsMK} \cdot g_{dsML}} \quad (2.25)$$

$$v' = - \frac{S_{MD} \cdot (g_{dsML} + g_{dsMK})}{g_{dsMD} \cdot g_{dsML} + g_{dsMK} \cdot g_{dsML} + g_{dsMD} \cdot g_{dsMK} + S_{MK} \cdot g_{dsML} + S_{bsMK} \cdot g_{dsML}} \quad (2.26)$$

wobei v für die Gesamtverstärkung und v' für die Verstärkung zwischen dem Kaskodepunkt und dem Eingang steht. Die zusätzlich eingeführte Bezeichnung MK beschreibt den Kaskodetransistor.

Vorteile²⁵, die aus der einfachen analogen Schaltungstheorie zu erwarten sind, können jedoch nicht komplett auf TFA-Bildsensoren übertragen werden. In dieser analogen Schaltungstheorie wird als Koppelkapazität zwischen Aus- und Eingang lediglich die Gate-Drainkapazität des Treibertransistors C_{gdMD} betrachtet. Bei der TFA-Technologie wirkt gemäß Gleichung (2.24) jedoch weiterhin die Kapazität zwischen Rückkontakt der pin-Diode und der Ausleseleitung C_{ae} . Diese ist auch bei optimalem Layout höher als die Gate-Drainkapazität und wirkt weiterhin millerverstärkt auf die Integrationskapazität ein. Dies ist auch die Ursache, weshalb Mütze bei der Simulation der kaskodierten Schaltung gegenüber der einfachen Source-Schaltung keine wesentliche Empfindlichkeitsverbesserung erhielt [Mütze99b].

2.4. Ausgangsspannung bei Variation der Detektorgeometrien

Eine zusammenfassende Betrachtung der Ergebnisse aus den Kapiteln 2.2.1, 2.2.3 und 2.3 führt für die Empfindlichkeit zu einer weiteren möglichen Beschreibungsart. Sie beruht auf der Kombination zwischen der Wandlungs- und der Stromempfindlichkeit. Diese Definition, die in der Literatur nicht zu finden ist, wurde hier eingeführt, damit eine direkte Beschreibung der Detektor-i-Schichtdicke auf das Pixelausgangssignal möglich wird. Vorteilhaft an dieser Definition ist, dass die Auswirkung durch Eindringtiefe und Pixelkapazität in einem Modell erfasst wird. Eine Optimierung von TFA-Bildsensoren wird dadurch beschleunigt.

Bei den Betrachtungen im Kapitel 2.2.3 wurde gezeigt, dass der Fotostrom I_{foto} von den Schichtdicken des Detektors und von der eingestrahlten Beleuchtungsstärke abhängig ist. Die in der Pixeleingangsstufe vorhandene Elektronik (Kapitel 2.3) wandelt den Fotostrom in eine Ausgangsspannung um. Auch hier ist bei der Integrationskapazität wieder eine Abhängigkeit von der i-Schichtdicke des amorphen Detektors zu finden. Beide Anteile sind bei der Empfindlichkeitsbeschreibung multiplikativ miteinander verknüpft.

Für die relative Höhe des Fotostromspektralanteils gilt (siehe Gleichung (2.13)):

²⁵ insbesondere die Reduzierung des negativen Einflusses der Millerkapazität auf die Empfindlichkeit

$$\frac{I_{foto}(\lambda)}{I_{foto_0}(\lambda)} = e^{\alpha(\lambda)(d_{p0}-d_p)} \cdot \frac{1-e^{-\alpha(\lambda)d_i}}{1-e^{-\alpha(\lambda)d_{i0}}} \quad (2.27)$$

Die beiden Ausdrücke in den Nennern von Gleichung (2.27) beschreiben die Werte für eine gewählte i-Schicht-Bezugsdicke. Durch diese Normierung²⁶ kann der Einfluss der Integrationszeit ausgeblendet werden. Zur Darstellung des Gesamtstroms ist das Integral über den betrachteten Wellenlängenbereich zu bilden. Mit Detektionsgrenzen von 370 nm und 800 nm werden typische Anwendungsfälle im visuellen Bereich betrachtet. Weiter wurde in Gleichung (2.28)²⁷ ein schwarzer Strahler mit einer Farbtemperatur von 5700 K angesetzt. Mit der Gleichung (2.17), ergänzt um den Ausdruck in Gleichung (2.27), beträgt die relative Ausgangsspannung bei der Source-Folger-Schaltung:

$$\frac{V_a}{V_{a_0}} = \frac{\int_{370 \text{ nm}}^{800 \text{ nm}} e^{-\alpha(\lambda)d_p} \cdot (1-e^{-\alpha(\lambda)d_i}) \cdot \frac{1}{\lambda^4} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot kT_{Farb}}\right) - 1} \cdot d\lambda \cdot \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{A_0}{d_{i0}} + C_{const}}{\int_{370 \text{ nm}}^{800 \text{ nm}} e^{-\alpha(\lambda)d_{p0}} \cdot (1-e^{-\alpha(\lambda)d_{i0}}) \cdot \frac{1}{\lambda^4} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot kT_{Farb}}\right) - 1} \cdot d\lambda \cdot \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{A}{d_i} + C_{const}} \quad (2.28)$$

T_{Farb} ist die Farbtemperatur des schwarzen Strahlers. Weiterhin wurde für die grafische Darstellung eine konstante Bildsensorauflösung und eine Verteilung der eingestrahelten Lichtleistung über das gesamte Array genutzt. In der Kapazität C_{const} sind alle konstanten Kapazitätsanteile der Pixelelektronikeingangsstufe zusammengefasst:

$$C_{const} = C_{e0} + C_{gbMD} + C_{gsMres} + C_{bsMres} + C_{gdMD} + (C_{gsMD} + C_{rück}) \cdot (v-1) \quad (2.29)$$

Für eine leichte Vergleichbarkeit wurden bei dieser Darstellung die gleichen Parameter wie in Kapitel 2.3.1 gewählt. Lediglich beim Detektorkapazitätsbelag musste, wegen den unterschiedlichen i-Schichtdicken, eine Variation angesetzt werden.

In der Abb. 20 ist das Ergebnis von Gleichung (2.28) grafisch dargestellt. Grundsätzlich tragen höhere i-Schichtdicken zu einem höheren Ausgangssignal bei. Diese Erhöhung schwankt bei den gewählten Parametern zwischen einem Faktor 2,2 (bei einer Pixellänge von 10 μm) und 4,1 (bei 30 μm). Hauptursache ist die geringere Detektorkapazität, was auch dadurch deutlich wird, dass bei kleinen Pixellängen die Verbesserung nicht so stark ausfällt. Parallel entsteht eine Verbesserung durch den höheren Stromanteil. Diese Verbesserung kann bei der Erhöhung der i-Schichtdicke von 500 nm bis 2 μm mit ca. 28% quantifiziert werden. Absolut betrachtet ist deshalb bei kleinen Pixellängen der deutlichste Anstieg zu sehen.

²⁶ Für das Beispiel wurden bei der Normierung folgende Annahmen gemacht: Detektorlänge von 15 μm , i-Schichtdicke von 1 μm und eine p-Schichtdicke von 20 nm.

²⁷ zur Berücksichtigung des Einflusses der Beleuchtungsquelle

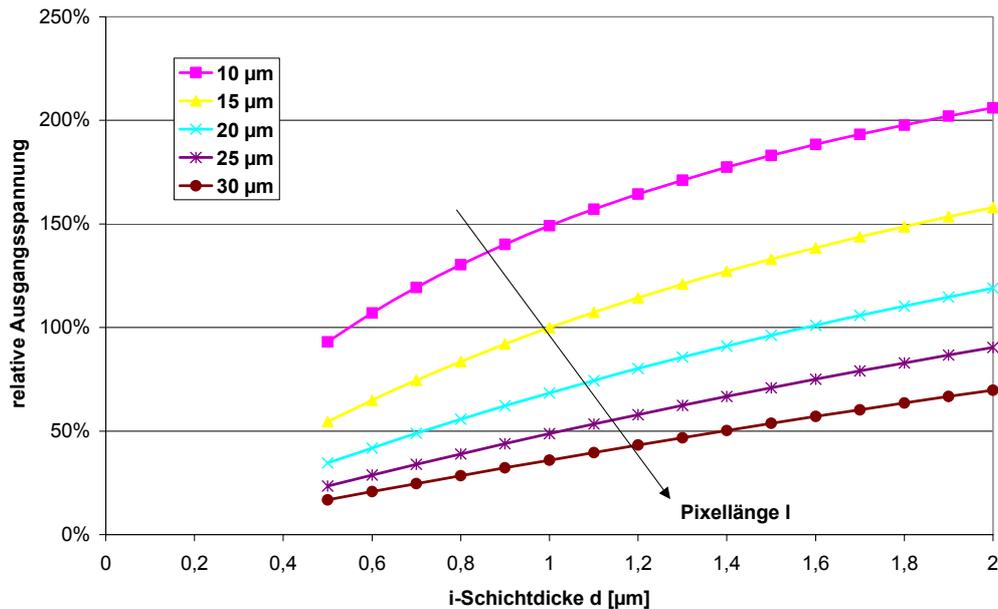


Abb. 20: Darstellung des relativen Ausgangssignals bei unterschiedlichen i-Schichtdicken. Als Parameter wurde die Pixellänge im Bereich von 10 µm bis 30 µm variiert.

2.5. Zusammenfassung

Für die Beschreibung der Empfindlichkeit von integrierenden APS-Konzepten wurden in diesem Kapitel hauptsächlich zwei Kenngrößen genutzt. Die Erste beschrieb den Umwandlungsfaktor zwischen dem generierten Fotostrom und der eingestrahlten Lichtleistung (genannt Stromempfindlichkeit) und die Zweite das Ausgangssignal als Spannung in Abhängigkeit von der Anzahl der generierten Ladungsträger (genannt Wandlungsempfindlichkeit).

Die Stromempfindlichkeit ist insbesondere für die Beurteilung der Detektorqualität interessant. Durch die Wellenlängenabhängigkeit der Fotostromhöhe bieten sich (neben einer möglichen Wahl der Beleuchtungsquelle) Optimierungsmöglichkeiten mit der Gestaltung des Detektors. Hierzu wurde ein Modell vorgestellt, mit dem die spektrale Empfindlichkeit in Abhängigkeit von den Schichtdicken abgeschätzt werden kann. Es basiert auf einer Wellenlängenabhängigkeit der Generationsrate, die bei den bisherigen analytischen Modellen nicht berücksichtigt wurde. Diese Wellenlängenabhängigkeit ist physikalisch wiederum durch die unterschiedliche Eindringtiefe begründet. Dieses Modell hilft insbesondere, wenn auf das Spektralverhalten (z. B. Spektrometeranwendung) geachtet werden muss oder die Beleuchtungsquelle variabel gestaltet werden kann.

In Messungen wurde bei niedrigen Beleuchtungsstärken eine geringfügige Nichtlinearität der Stromempfindlichkeit nachgewiesen. Diese Nichtlinearität wird auf Rekombination zurückgeführt und ist spannungsabhängig. Der Nachweis konnte noch bei einem Fotostromanteil erbracht werden, der bei 8% des Dunkelstroms lag. Beobachtungen von Wu et al., die von einem Empfindlichkeitsrückgang um den Faktor 2 berichteten, konnten nicht bestätigt werden und sind wahrscheinlich auf Messungenauigkeiten zurückzuführen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen zeigten weiterhin, dass für die betrachteten Anwendungsgebiete das Abweichen von der Linearität keine Rolle spielt; bei der Detektion von noch geringeren Beleuchtungsstärken sollte dieser Effekt aber beachtet werden. Wo die Detektionsgrenze anzusetzen ist, hängt von der Rekombinationshöhe und damit von der Qualität des Detektors ab.

Das transiente Verhalten des amorphen Detektors ist von vielen Parametern abhängig. Die Ursachen lassen sich auf den Verlauf und die Höhe der Zustände in der Beweglichkeitslücke zurückführen. Durch die ortsabhängige Verteilung und aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit der Eindringtiefe, der Höhe der Injektion durch Lichteinfall und der angelegten Spannung ist für eine exakte Beschreibung aufgrund der Komplexität auf numerische Modelle zurückzugreifen. Die transienten Vorgänge können auch zur Reduzierung der Stromempfindlichkeit beitragen. Relevant ist hierbei die Zustandsdichte in der Bandlücke. Für die Zeitdauer des transienten Verhaltens ist zusätzlich die Tiefe des Zustands in der Beweglichkeitslücke verantwortlich. Der Löcherstrom zeigt wegen der geringeren Tailsteigung ein langsames Verhalten als der Elektronenstrom. Es wurde nachgewiesen, dass kurze, relativ starke Lichtimpulse keine Auswirkung auf das langsame transiente Verhalten haben. Eine Detektion von schwachen Signalen ist deshalb trotzdem möglich.

Die Temperaturabhängigkeit des transienten Verhaltens ist nicht so stark ausgeprägt wie das Temperaturverhalten des Dunkelstroms. Es konnte gezeigt werden, dass durch Kühlung es auch beim TFA-Sensor möglich ist, eine Verbesserung der Eigenschaften zu erreichen.

Für die Beschreibung der Wandlungsempfindlichkeit sind die einzelnen Kapazitäten der Anordnung von großer Bedeutung. Die Detektorkapazität, bestehend aus einer amorphen Dünnschicht, ist durch eine geometrische Kapazität ausreichend beschrieben. Nichtlinearitäten aufgrund von Spannungsabhängigkeiten und transienten Effekten werden in der Regel von Nichtlinearitäten im kristallinen Bereich überdeckt. Deshalb ist bei der Entwicklung von TFA-Sensoren eine Nichtlinearität bei der Empfindlichkeit, verursacht durch das ASIC, ebenfalls zu berücksichtigen.

Für die verschiedenen Schaltungsvarianten der Pixeleingangsstufe wurde eine übergeordnete Beschreibungsmöglichkeit der Empfindlichkeit vorgestellt. Dadurch ist es möglich, einen direkten Vergleich vorzunehmen und je nach Anwendungsfall die Stärken und Schwächen der Schaltungsvariante abzuschätzen.

Bei der in der Bildsensorik weit verbreiteten Source-Folger-Schaltung ist für die Wandlungs- und Spannungsempfindlichkeit die Koppelkapazität zwischen Aus- und Eingang von nebensächlicher Bedeutung. Dominierend wirken die Kapazitäten zwischen dem Eingangsknoten und dem Bezugspotential. Die Source-Schaltung kann in zwei Gruppen aufgeteilt werden. Schaltungen mit gleichen Transistoren verhalten sich in der TFA-Technologie ähnlich wie die Source-Folger-Schaltung. Werden jedoch komplementäre Transistoren genutzt, kann die Empfindlichkeit um mehrere Größenordnungen ansteigen. Die Formulierung diverser Autoren, dass in diesem Fall die Koppelkapazität für die Beschreibung der Wandlungsempfindlichkeit verantwortlich ist, muss aber als Sonderfall angesehen werden! Eine Kaskodierung der Transistoren bringt bei der TFA-Technologie keine vergleichbaren Vorteile, wie sie aus der Standardanalogtechnik bekannt sind. Pixeleingangsschaltungen in Source-Schaltungstechnik sind im kristallinen ASIC-Bereich zwar nur von einigen wenigen Parametern abhängig, diese sind aber im komplexen Zusammenspiel zu beurteilen. Es ist deshalb ratsam, für die Optimierung SPICE-Simulatoren einzusetzen.

Abschließend wurde gezeigt, wie durch Kombination der Strom- und der Wandlungsempfindlichkeit direkt ein Optimierungskriterium für das Ausgangssignal in Abhängigkeit von der Detektordicke zu erhalten ist. Dadurch, dass die Erhöhung der i-Schichtdicke sowohl zu einer Reduzierung der Detektorkapazität als auch zu einer Erhöhung des Fotostroms führt, werden das Ausgangssignal und damit auch der Signal-Rauschabstand verbessert. D. h., steht bei den zu entwickelnden TFA-Bildsensoren eine hohe Empfindlichkeit im Vordergrund, sollte eine dicke i-Schicht angestrebt werden.

3. Dunkelstromverhalten

Dunkelströme haben bei der Beschreibung des Bildsensordynamikbereichs eine große Bedeutung. Sie beschränken die Eigenschaften sowohl als Offsetwert, der durch die Integration dieses Anteils entsteht, als auch durch seine Rauschanteile. Zwar existieren Konzepte, bei denen mithilfe so genannter Dunkelpixel eine Dunkelstromkorrektur durch Subtraktion des Offsets vom Ausgangssignal erfolgt, trotzdem ist auch hier eine Einschränkung des Dynamikbereichs gegeben.

Die obere Grenze des Dynamikbereiches wird durch die Sättigungsladung beschränkt. Sei nun beispielsweise der Dunkelstrom so hoch wie der Fotostrom, so reduziert sich der Dynamikbereich trotz Korrektur um den Faktor 2.

Die untere Schwelle wird durch die Messunsicherheit des Ausgangswerts bestimmt, von der sich das Signal abheben muss. Diese Unsicherheit beinhaltet das temporäre Rauschen (Schrottrauschen des Dunkelstroms) und die örtlichen Schwankungen des Dunkelstroms (Dark Signal Non-Uniformity DSNU). Es ist leicht nachzuvollziehen, dass dieser Dunkelstrom möglichst gering sein soll; zur Beschreibung der Detektionsgrenzen für niedrige Beleuchtungsstärken sowie zur geschlossenen Beschreibung von Detektor- und Pixelelektronik ist aber sowohl eine Ursachenbeschreibung als auch eine Erfassung dieser Größe in einem Simulationsmodell erforderlich.

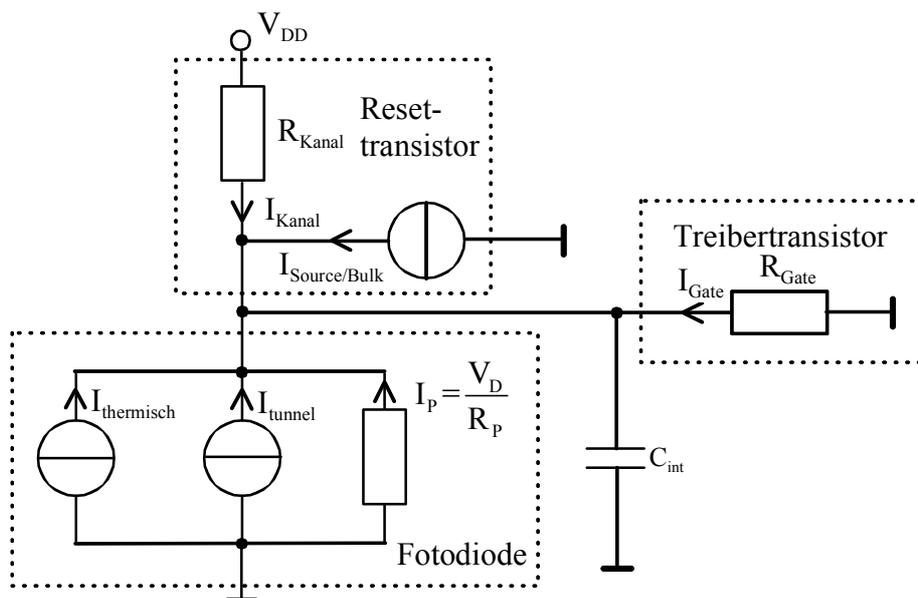


Abb. 21: Ersatzschaltbild (ohne Berücksichtigung der Serienwiderstände) zur Beschreibung der Dunkel- und Leckströme der Pixeleingangsstufe. Die Kapazität C_{int} beinhaltet Anteile aus allen drei Blöcken sowie weitere parasitäre Anteile zwischen den Blöcken.

Der Dunkelstrom setzt sich bei APS-Sensoren aus den Sperrströmen des Fotodetektors und den Leckströmen des Reset- und des Treibertransistors zusammen (siehe Abb. 21). Die Ströme des Fotodetektors dominieren in der Regel das Verhalten und werden deshalb zuerst beschrieben. Die Übertragung der Detektordunkelstromursachen in bestehende SPICE-Modelle ist in Kapitel 3.2 dargestellt. Die zusätzlich zu berücksichtigenden Ströme der umlie-

genden Elektronik sind zusammenfassend in Unterkapitel 3.3 zu finden. Abschließend sind in diesem Kapitel noch Analysen zu finden, die speziell bei niedrigen Beleuchtungsstärken von Bedeutung sind.

Durch die geschickte Anordnung des Detektors zu den anderen Dunkelstrom verursachenden Quellen sowie einer geeigneten Spannungswahl lassen sich die Ströme teilweise kompensieren. Mithilfe der in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen und Ergänzungen zu SPICE-Modellen liegt nun ein Werkzeug vor, mit dem dieser Effekt bei der Entwicklung der Pixel-eingangsstufe effektiv genutzt werden kann.

3.1. Ursachen des Detektorsperrstroms

Der Dunkelstromanteil, der durch den Detektorsperrstrom verursacht wird, wird in der Regel in drei Anteile aufgeteilt:

- thermisch generierter Strom
- Tunnelströme
- Ströme durch Parallelwiderstände

Diese Anteile sind in der Abb. 21 in dem Rahmen, der mit Fotodiode bezeichnet ist, dargestellt. Zu den thermisch generierten Strömen werden in dieser Arbeit sowohl die Anteile, die aus dem Diffusionsanteil der Minoritätsladungsträger an den Grenzen eines pn-Übergangs entstehen, als auch die thermischen Generationsströme in der Raumladungs- oder quasineutralen Zone gezählt. Die Höhe beider Anteile ist deutlich von der Temperatur abhängig.

Tunnelströme beschreiben Ströme, die bei höheren Spannungen aufgrund von Oberflächen- oder Volumeneffekten entstehen können. Sie werden in der Literatur entweder durch Teilchen- oder durch quantenmechanische Modelle physikalisch erläutert. Während bei der Untersuchung der Materialeigenschaften auf die physikalischen Ursachen zurückgegriffen werden muss, ist bei der Übertragung der Dunkelstromabhängigkeit von der Spannung und von der Temperatur in ein mathematisches SPICE-Modell die funktionale Abhängigkeit ausreichend. Für diese Arbeit stand deshalb die zweite Methode im Vordergrund.

Ströme durch Parallelwiderstände entstehen durch kleine leitfähige Kanäle in der Diode, weisen auf Materialfehler hin und zeigen ohmsches Verhalten. Mit einem Parallelwiderstand R_p ist die Beschreibung des darauf basierenden Dunkelstromverhaltens in einer Schaltungssimulation ausreichend abgedeckt.

Street [Street90] weist in seinen Veröffentlichungen noch auf einen transienten Anteil hin. Dieser transiente Anteil entsteht durch Verschiebung des Quasiferminiveaus bei Spannungsänderungen und der damit verbundenen Umladung von Zuständen in der Beweglichkeitslücke. Bei einer Schaltungssimulation werden transiente Vorgänge durch Energiespeicher oder zeitlich versetzte Anregungen erfasst. Damit es bei den im Folgenden dargestellten statischen Eigenschaften nicht zu Verwechslungen oder Fehlinterpretationen kommt, ist dieser Anteil hier ausgeblendet und in Kapitel 2.2.2 berücksichtigt. Lediglich bei der Durchführung der Messungen war darauf zu achten, dass der transiente Anteil unter der Fehlerschwelle liegt.

3.1.1. Thermischer Generationsstrom

Die folgende Beschreibung des thermischen Generationsstroms wird auf kristallinem Material aufgebaut. Anschließend erfolgt die Erweiterung des Modells hin zu amorphem Silizium. Bei niedrigen Sperrspannungen setzt sich der Detektorsperrstrom einer pn-Diode aus dem Diffusionsstrom der Minoritätsladungsträger an den Rändern der Raumladungszone RLZ zu den hoch dotierten Bereichen und dem thermischen Generationsstrom in der Raumladungs-

zone zusammen. Eine Erweiterung auf pin-Dioden, wie sie bei Paul [Paul81] vorgestellt ist, führt bei Vernachlässigung eines Spannungsabfalls über der i-Schicht zu folgendem Ergebnis:

$$\begin{aligned}
 I_{dunkel,1} &= I_{Min} + I_i \\
 &= q \cdot A \cdot \left(\frac{n_i^2}{N_D} \cdot \frac{D_p}{L_p} \cdot \coth \frac{d_n - w_n}{L_p} + \frac{n_i^2}{N_A} \cdot \frac{D_n}{L_n} \cdot \coth \frac{d_p - w_p}{L_n} \right) \cdot \left(\exp \frac{q \cdot V}{k \cdot T} - 1 \right) \\
 &\quad + \frac{2 \cdot q \cdot A \cdot n_i}{\tau} \cdot L_i \cdot \tanh \frac{w_i}{L_i} \cdot \left(\exp \frac{q \cdot V}{2 \cdot k \cdot T} - 1 \right)
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Beachtenswert sind bei dieser Gleichung insbesondere zwei Größen: die Eigenleitungskonzentration n_i und die Dicke der i-Schicht w_i . Die Eigenleitungskonzentration n_i geht bei dem Stromanteil, der durch die Minoritätsladungsträgerkonzentration entsteht, quadratisch ein, während sie in dem Generationsteil in der Raumladungszone linear vorhanden ist.

Wagemann und Eschrich [Wagemann94] erhielten bei ihrer Herleitung zum Dunkelstrom von amorphen pin-Dioden das gleiche Ergebnis²⁸, wenn berücksichtigt wird, dass dort lediglich der Rekombinationsstrom in der i-Schicht und keine Ortsabhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration in dieser Schicht bewertet wurden.

Furlan et al. [Furlan92] veröffentlichten eine Herleitung, die ebenfalls speziell auf amorphe Dioden zugeschnitten ist. In diesem Modell berücksichtigten sie, dass zwischen der p- und der i-Schicht eine weitere Schicht vorhanden ist, die für die Beschreibung einer höheren Zustandsdichte an der Grenzschicht und eines veränderten Bandabstands genutzt werden kann. Grundlage für dieses Konzept sind die Halbleitergleichungen, die sie in einem anderen Aufsatz veröffentlichten [Smole92]. Bei ihren Betrachtungen vernachlässigten sie u. a. die thermische Generation / Rekombination in der i-Schicht. Das veröffentlichte Ergebnis für den Dunkelstrom lautet:

$$\begin{aligned}
 I_{dunkel,1} &= \frac{q \cdot A \cdot V_i}{1 - \exp \frac{q \cdot V_i}{kT}} \\
 &\quad \cdot \left(\mu_n \cdot n_n \cdot \exp \frac{q \cdot (V_{RLZ,p} + V_{Buf} - V_D)}{kT} + \mu_p \cdot p_n \cdot \exp \frac{q \cdot V_{RLZ,n}}{kT} \right) \cdot \left(\exp \frac{q \cdot V}{kT} - 1 \right)
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Mit der oben genannten Vereinfachung ist es nachvollziehbar, dass diese Gleichung keinen Term für die Generation in der i-Schicht, wie er bei der Gleichung (3.1) zu finden ist, enthält. Der Strom wird bei diesem Modell durch einen Anteil dargestellt, der die Diffusionsströme der Minoritätsladungsträger an den Rändern der RLZ beschreiben könnte. Überraschenderweise findet sich mit n_n jedoch ein Term von Majoritätsladungsträgern, der entweder auf einen Tippfehler oder auf einen anderen Transportmechanismus hindeutet. Wegen der großen Relevanz von Generationsströmen in der i-Schicht, die bei Furlan et al. nicht berücksichtigt wurden, wird sich im Folgenden auf das Modell von Paul (Gleichung (3.1)) bezogen, das nach Wagemann und Eschrich bei amorphem Material in der i-Schicht die gleichen Abhängigkeiten besitzt.

Entscheidend für die Höhe des Dunkelstromes I_0 ²⁹ ist die Konzentration der Ladungsträger, deren Beweglichkeit und zusätzlich beim Generationsstrom deren Lebensdauer. Für eine

²⁸ Grundlage ihrer Herleitung war eine andere Geometriedefinition, die jedoch in das Modell von Paul überführt werden kann.

²⁹ als Vorfaktor ohne Spannungsabhängigkeit

Übertragung in Simulationsmodelle werden nun (vorgreifend auf Kapitel 3.1.3) die Stromanteile aus Gleichung (3.1) dahingehend dargestellt, dass auch eine Temperaturabhängigkeit ersichtlich wird. Der Stromanteil, der durch die Minoritätsladungsträger verursacht wird, lautet:

$$I_{0,Min} = A \cdot \left(\frac{\mu_n \cdot n_i^2}{N_D \cdot (d_n - w_n)} + \frac{\mu_p \cdot n_i^2}{N_A \cdot (d_p - w_p)} \right) \cdot kT \quad (3.3)$$

Dabei wurde die Diffusionskonstante gemäß der Einsteinbeziehung (Gleichung (3.4)) und die Minoritätsladungsträgerkonzentration gemäß der Gleichgewichtsbedingung im Erschöpfungsbereich (Gleichung (3.5)) umgeformt.

$$D = \frac{\mu}{\beta} = \frac{\mu \cdot kT}{q} \quad (3.4)$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_D} \quad \text{bzw.} \quad n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \quad (3.5)$$

Neben der Temperaturabhängigkeit der Eigenleitungskonzentration beschreibt ein weiterer linearer Term (außerhalb der Klammer) die Erhöhung mit zunehmender Temperatur. Anzumerken ist bei Gleichung (3.3) weiterhin: Sollte die Dicke der dotierten Schicht $d_{n,p}$ nicht deutlich über der Raumladungszonenweite liegen, so muss bei diesem Term noch eine Spannungsabhängigkeit eingebaut werden. Ursache ist die spannungsabhängige Weite $w_{n,p}$ der Raumladungszone. Zur Abschätzung, wann dies bei amorphen Dioden notwendig ist, sei auf folgendes Zahlenbeispiel verwiesen (Diffusionsspannung $V_{Diff} = 1,25 \text{ V}$ [Wagemann94], Dotierkonzentration $N = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [Jin99], Dielektrizitätskonstante ($\epsilon_{Si} = 11,5$ [Street00]):

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si} \cdot V_{diff}}{q}} \cdot \frac{1}{N} = 12,6 \text{ nm} \quad (3.6)$$

Zum Vergleich: Schulte [Schulte96] stellte bei seiner Betrachtung von unterschiedlichen Dotierschichtdicken Abmessungen zwischen 5 und 20 nm und Zhu et al. [Zhu94] bei der Untersuchung von Farbdioden Abstände zwischen 3 und 36 nm vor.

Bei dem Term, der den thermischen Generationsstrom in der i-Schicht beschreibt, kann folgende Näherung vorgenommen werden:

$$I_{0,i} = \frac{2 \cdot w_i \cdot A \cdot n_i \cdot q}{\tau} \quad (3.7)$$

In diesem Ausdruck ist eine Temperaturabhängigkeit in der Lebensdauer τ zu finden. Diese Lebensdauer ist umgekehrt proportional zur thermischen Geschwindigkeit, die wiederum umgekehrt proportional zur Wurzel der Temperatur ist.

$$\tau = \frac{1}{N \cdot \sigma \cdot v_{th}} \quad (3.8)$$

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{eff}}} \quad (3.9)$$

Die Temperaturabhängigkeit geht hier, zusätzlich zur Abhängigkeit durch die Eigenleitungskonzentration, mit einem Wurzelfaktor ein. Der Anteil, der eine Spannungsabhängigkeit beschreibt, ist wie folgt zu bewerten: Handelt es sich um eine pn-Diode, so drückt der Term w_i die Weite der Raumladungszone aus und ist deutlich spannungsabhängig (siehe Kapitel

3.2). Handelt es sich jedoch um eine pin-Diode, beschreibt w_i die halbe i-Schichtdicke³⁰. Diese ändert sich nur geringfügig (im Beispiel aus Kapitel 2.2.1 weniger als 0,2%) und kann deshalb als konstant angenommen werden.

Die Herleitung, die Street für seine Betrachtung von amorphen pin-Dioden benutzt, berücksichtigt beim Sperrstrom lediglich die Generations- / Rekombinationsrate in der i-Schicht. Seine Betrachtungen³¹ basieren auf den Zuständen in der Mitte der Beweglichkeitslücke, verknüpft mit den Übergangsraten aus der Shockley/Read/Hall-Theorie. Das Ergebnis lautet:

$$I_{0,a-Si:H}(V) = q \cdot \omega_0 \cdot kT \cdot A \cdot w_i \cdot N' \cdot \exp\left(-\frac{W_L - W_F}{kT}\right) \cdot \zeta(V) \quad (3.10)$$

Im Vergleich zur Beschreibung für das kristalline Silizium mit Gleichung (3.7) sind hier zwei wesentliche Unterschiede zu finden. Erstens geht die Temperatur linear ein und zweitens sind mit dem Exponentialterm und $\zeta(V)$ zwei Spannungsabhängigkeiten eingeführt. Diese Spannungsabhängigkeiten beruhen auf den Verschiebungen der Quasiferminiveaus und der damit verbundenen Umbesetzung von Zuständen in der Bandmitte.

Gemeinsam ist den Modellen von Paul und Street, dass die Höhe des Stroms proportional der i-Schichtdicke ist. Beim Einsatz in Bildsensoren würde sich hieraus die Forderung ableiten, die i-Schicht möglichst dünn zu gestalten. Dies steht im Widerspruch sowohl zu einer notwendigen Schichtdicke, damit auch langwelliges Licht detektiert werden kann, als auch zu der einer niedrigen Kapazität (Kapitel 2.4).

Relevanter aber ist: Messungen und Simulationen widersprechen teilweise diesem von Street veröffentlichten Modell. Van Berkel und Kroon [Berkel93, Kroon00, Kroon01] zeigten, dass der Dunkelstrom nicht von der Dicke der i-Schicht abhängig ist, wenn der Einfluss der p/i-Grenzschicht das Bauelementverhalten dominiert. Insbesondere Kroon weist darauf hin, dass bisherige Stromtransportmodelle lediglich auf Diffusionsströme über der i-Schicht oder Tunnelströme an den Grenzschichten basieren. Für das Dunkelstromverhalten kann jedoch die Rekombination in der p/i-Grenzschicht von großer Bedeutung werden. In diesem Fall liefert eine Simulation mit dem Defekt-Pool-Modell zu Messergebnissen vergleichbare Lösungen.

Trotz der genannten Randbedingungen und Sonderfälle ist es weitestgehend möglich, sofern nur der thermische Generationsstrom betrachtet werden muss, mit dem um den Idealitätsfaktor n erweiterten Shockley-Modell (dargestellt in Gleichung (3.20)) das Verhalten in den Simulationen darzustellen.

Die Abb. 22 und die Abb. 23 zeigen zwei beispielhaft ausgewählte Dioden, die für die Untersuchungen genutzt wurden. In Abb. 22 ist die I/V-Kennlinie einer kristallinen Diode dargestellt. Es handelt sich um einen pn-Übergang, der in einem AMIS-1,5 μm -Prozess [MOSIS02] als p⁺/n-Wanne ausgestaltet wurde. Die beim ASIC-Design gezeichnete Diodenfläche hat Abmessungen von 87,2 μm x 83,95 μm . Für jede Temperatur wurde in 6 mV-Schritten 10 Messungen durchgeführt und daraus, zur Reduzierung des Rauschens, der Mittelwert gebildet. Zusätzlich erfolgte eine weitere Mittelwertbildung aus den 17 benachbarten Werten, wodurch eine gemeinsame Rauschverminderung um den Faktor 13 erreicht wurde.

³⁰ basierend auf dem Ansatz von Paul; durch den Faktor 2 geht die komplette i-Schichtdicke ein

³¹ [Street90], ergänzt mit [Street93a]

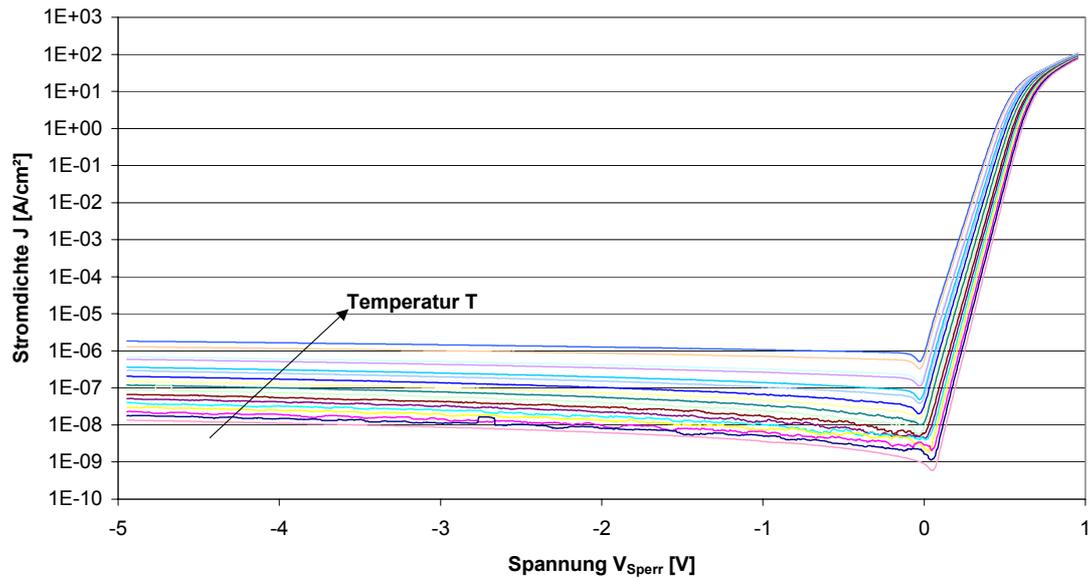


Abb. 22: Dunkelstromverhalten einer kristallinen pn-Diode in Abhängigkeit von der Spannung. Die Kennlinien wurden in 5 K-Schritten in dem Bereich von 20°C bis 100°C aufgenommen.

Aus den Messwerten wurde im Bereich zwischen 200 mV und 500 mV der Diodenfaktor bestimmt. Er lag mit einem Fehler von 1% bei 1. Für das Diodenverhalten muss deshalb der Minoritätsladungsträgeranteil an den Grenzen der Raumladungszone dominierend sein. Der zugehörige Sperr sättigungsstrom stieg von $27 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$ bei 20°C auf $840 \text{ nA}\cdot\text{cm}^{-2}$ bei 100°C.

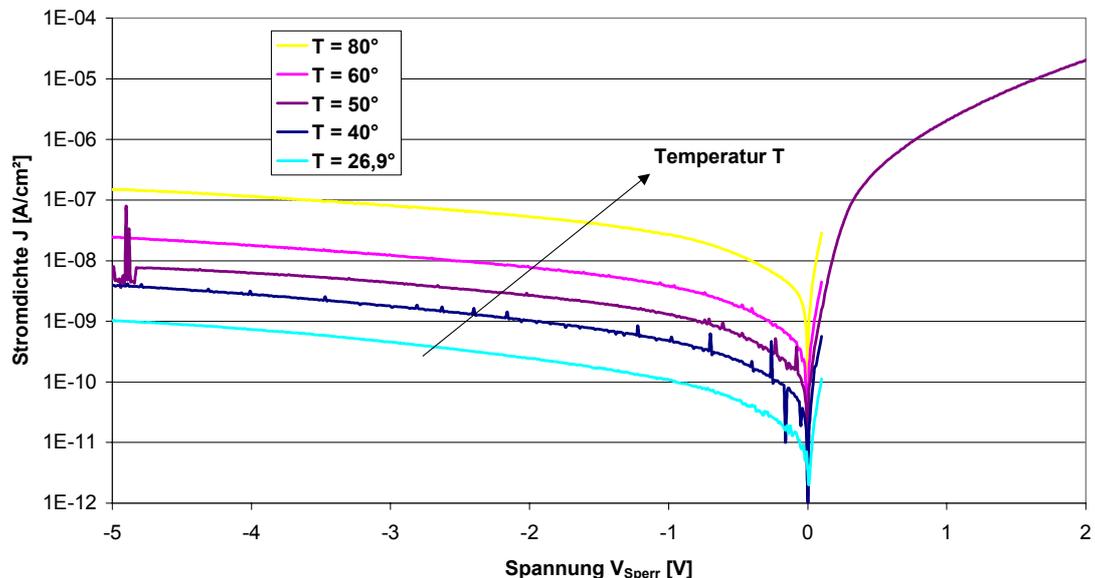


Abb. 23: Dunkelstromverhalten einer amorphen pin-Diode in Abhängigkeit von der Spannung. Die gewählten Temperaturen sind in der Legende zu finden.

Die aufgenommenen Kennlinien einer amorphen Diode sind in Abb. 23 zu finden. Der Dunkelstrom wurde hier an einer 36 mm² großen Diode mit einer i-Schichtdicke von 1,3 µm bestimmt. Die Aufnahmen erfolgten in Schritten zu 10 mV mit einer Zeitverzögerung³² von 65 s. Bei der Aufnahme mit 50°C konnte bei kleinen Durchlassspannungen ein Idealitätsfaktor von 1,44 und ein zugehöriger Sperrsättigungsstrom von 95 pA·cm² ermittelt werden. Durch den Kennlinienverlauf wird bereits deutlich: Bei der amorphen Diode sind im Sperrbereich weitere Transporteffekte vorhanden, die in den folgenden Kapiteln näher beleuchtet werden.

3.1.2. Tunnelströme

Eine Diode im Dunkelfall und in Sperrrichtung soll ideal betrachtet isolierende Eigenschaften aufweisen. Neben den im vorigen Kapitel beschriebenen thermischen Generationsströmen kommen bei einer weiteren Zunahme der Sperrspannung noch weitere Leitungsmechanismen zustande. Diese sind aus der Untersuchung von Isolatoren bekannt³³, wobei die Verarmungszone diesen Isolator darstellen soll. Neben der Feldemission (Fowler-Nordheim-Tunnelung) und der Schottkyemission, die beide eine Barrierenabsenkung an der Kontaktfläche beschreiben, wird bei amorphem Silizium hauptsächlich der Poole-Frenkel Effekt zitiert [z. B. Street93b, Theil03]. Dieser Poole-Frenkel-Effekt nutzt die Störstellen in der Beweglichkeitslücke, exakter formuliert, er nutzt eine feldunterstützte thermische Ionisierung. Folgende Spannungs- und Temperaturbeziehungen beschreiben die drei genannten Effekte:

$$I_{FN} = const \cdot E^2 \cdot \exp\left(-\sqrt{\frac{4\pi \cdot m \cdot W_{bar}^3}{3 \cdot E \cdot h \cdot q}}\right) \quad (3.11)$$

$$I_{Sch} = A^* \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{W_{bar} - q \cdot \sqrt{\frac{q \cdot E}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}}}}{kT}\right) \quad (3.12)$$

$$I_{PF} = const \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{W_{bar} - q \cdot \sqrt{\frac{q \cdot E}{\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}}}}{kT}\right) \quad (3.13)$$

Der Strom aufgrund des Poole-Frenkel-Effekts I_{PF} ist ein volumenbegrenzter Strom, während der durch den Fowler-Nordheim-Effekt (I_{FN}) und der durch den Schottky-Effekt (I_{Sch}) verursachte Strom zu dem durch die Grenzfläche bestimmten Strom gezählt werden. Neben den allgemein bekannten mathematischen und physikalischen Parametern h , k , q , ϵ_0 und π steht in den obigen Gleichungen E für die wirksame Feldstärke, ϵ_{Si} für die relative Dielektrizitätskonstante des Siliziums, A^* für die effektive Richardson-Konstante, m für die effektive Masse der Ladungsträger, W_{bar} für die (ursprüngliche) Barrierenhöhe, T für die Temperatur und $const$ für eine allgemeine Proportionalitätskonstante. Beim Schottky- und beim Poole-Frenkel-Effekt kann durch eine einfache mathematische Umformung die Barrierenhöhe ebenfalls in die Konstante mit einfließen.

³² zur Reduzierung von transienten Effekten

³³ Eine Auflistung möglicher Effekte ist bei Paul [Paul81] zu finden.

Bei der Herstellung amorpher Dioden dominieren je nach Qualität der p/i- Grenzschicht und der i-Schicht Oberflächen oder Volumeneffekte die I/V-Kennlinie. Somit ist auch eine allgemeine Aussage, welche Abhängigkeit bei einer simulationstechnischen Erfassung zu nehmen ist, nicht möglich. Sofern diese Effekte berücksichtigt werden müssen, ist zuerst eine Qualifizierung der gewünschten Dioden notwendig. Hierbei kann mithilfe der Spannungs- und der Temperaturabhängigkeiten³⁴ auf die einzelnen Ursachen rückgeschlossen werden.

Beispielhaft sei in Abb. 24 das Ergebnis der Qualifizierung der a-Si:H Diode aus Abb. 23 gezeigt. Zur Unterscheidung der einzelnen Dunkelstromanteile wurde (damit eine bestmögliche Auflösung erzielt wird) die Messaufnahme bei 50°C doppellogarithmisch aufgetragen. Die Überlagerung zeigt, dass neben dem thermischen Anteil auch ein Parallelwiderstand und ein durch den Poole-Frenkel-Effekt verursachter Tunnelstrom für das I/V-Verhalten verantwortlich sind. Bei niedrigen Spannungen dominiert der Anteil, der durch die Shockley'sche Kennliniengleichung beschrieben wird (Gleichung (3.20)). Dieser Anteil hat einen Sperrsättigungsstrom in Höhe von $95 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ab einer Spannung von ca. 150 mV übersteigt der durch den Parallelwiderstand erzeugte Anteil diesen Effekt. Dieser Widerstand hat einen Wert von $1,5 \text{ G}\Omega\cdot\text{cm}^{-2}$. Etwa bei 2,3 V tritt der Poole-Frenkel-Effekt in den Vordergrund. Inklusiv des Anteils, der durch die Barriere erzeugt wird, wurde bei einer Verarmungsschichtdicke von $1,3 \mu\text{m}$ eine Vorkonstante von $30 \text{ fA}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{V}^{-1}$ ermittelt.

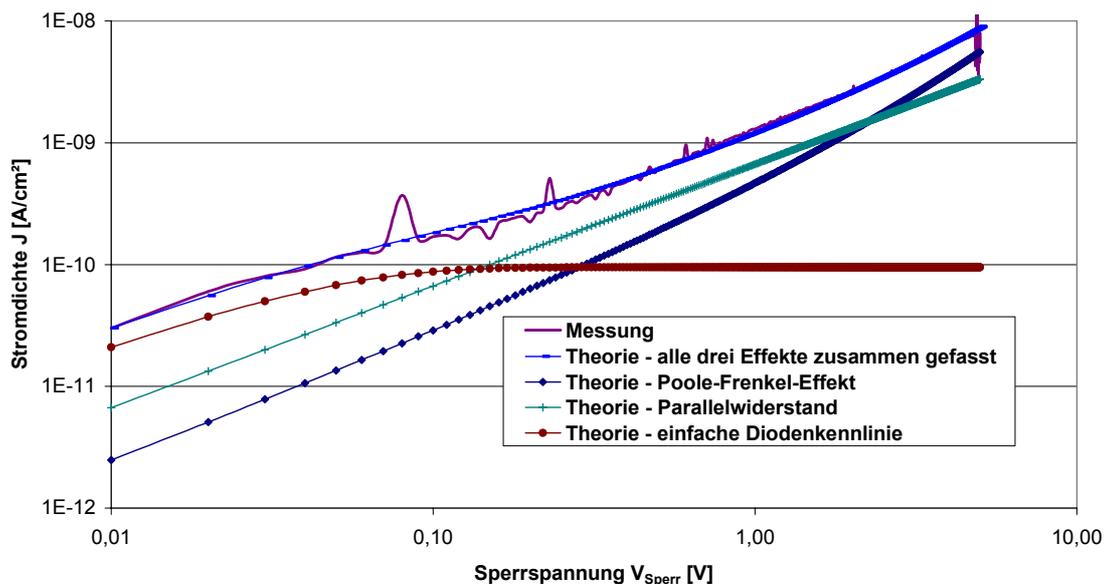


Abb. 24: Doppellogarithmische Auftragung der Sperrkennlinie aus Abb. 23, die bei 50°C aufgenommen wurde. Zusätzlich wurden die theoretisch ermittelten Stromanteile und deren Summe in die Darstellung aufgenommen. Zur Übersicht: Die Reihenfolge der Kurven ist bei der Sperrspannung von 1 V von oben nach unten gleich der in der Legende.

Allen drei genannten Tunneleffekten gemeinsam ist deren Abhängigkeit von der Feldstärke E . Neben den Materialeigenschaften wie Blecher [Blecher02] noch auf einen weiteren Punkt hin. Hohe Feldstärken treten in den Pixeln an Kanten auf, da sich dort die Äquipotentiallinien

³⁴ wie in den Gleichungen (3.11) bis (3.13) beschrieben

konzentrieren. Diese hohen Feldstärken erleichtern, wie in den Gleichungen (3.11) bis (3.13) dargestellt, Tunnelströme. Bei der Herstellung eines TFA-Bildsensors ist durch Abrunden von Kanten bzw. eine Planarisierung eine Entstehung von Feldstärkespitzen zu verhindern. Methodisch handelt es sich um eine Maßnahme, wie sie auch bei Bauelementen im Hochvoltbereich eingesetzt wird. Dort werden Dioden u. a. mit einem Randschliff versehen, damit Oberflächendurchbrüche verhindert werden [Böhm02].

3.1.3. Temperaturabhängigkeit

Die Höhe des Dunkelstromes weist eine deutliche Temperaturabhängigkeit auf. Entsprechend Gleichung (3.1) beruht diese Temperaturabhängigkeit auf der Temperaturabhängigkeit der Eigenleitungskonzentration n_i . Diese hat bei einem reinen kristallinen Halbleiter im Bulkbereich folgende Proportionalität:

$$n_i \sim T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{W_L - W_V}{2 \cdot kT}\right) \quad (3.14)$$

Häufig wird der Exponentialterm auch mithilfe einer Aktivierungsenergie W_A dargestellt. Diese Messgröße kann deshalb zur Charakterisierung des Dunkelstroms einer Diode ebenfalls herangezogen werden. Nach Gleichung (3.2) geht die Eigenleitungskonzentration beim Minoritätsanteil quadratisch und beim Generationsanteil linear ein. Im ersten Fall kann bei kristallinem Silizium unter Hinzuziehung der Gleichung (3.14) die Aktivierungsenergie 1,1 eV und im zweiten Fall 0,55 eV betragen. Findet die Generation nicht im Bulk, sondern an der Oberfläche statt, so können Zustände in der Beweglichkeitslücke diese thermische Generation vereinfachen. Auch hier zeigt sich eine Absenkung der Aktivierungsenergie, im Extremfall (Zustände in der Bandmitte) ebenfalls auf die Hälfte des Bandabstandes. Amorphe Halbleiter haben kontinuierlich verteilte Zustände im Bereich der Bandmitte und besitzen deshalb eine geringere Aktivierungsenergie. Zusammenfassend können all diese Möglichkeiten der Temperaturabhängigkeit des thermisch generierten Dunkelstromes wie folgt dargestellt werden:

$$I_{\text{dunkel}}(T) = I_0 \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^a \cdot \exp\left(-\frac{W_A}{kT}\right) \quad (3.15)$$

Der Exponent a bei der Temperatur schwankt zwischen

$$1 \leq a \leq 4, \quad (3.16)$$

wobei 1 für die Betrachtung des amorphen Anteils nach dem Modell von Street [Street93a] steht. 2 steht bei kristallinen Dioden für einen reinen Anteil aus der thermischen Generation in der Raumladungszone und 4 für einen reinen Minoritätsladungsträgeranteil. Bei den Temperaturabhängigkeiten der kristallinen Diode wurden die Temperaturabhängigkeiten aus den Gleichungen (3.3) und (3.7) beachtet.

Die Aktivierungsenergie schwankt zwischen:

$$\frac{\Delta W}{2} \leq W_A \leq \Delta W = W_L - W_V \quad (3.17)$$

mit ΔW als Abstand zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband. Diese Überlegung weiter entwickelt macht es deshalb auch leicht nachvollziehbar, dass bei kristallinen Bildsensoren mit bulkdominierten Dunkelströmen eine Verschlechterung des Gitteraufbaus (z. B. durch Bestrahlung mit Protonen oder Ionen) mit einer Erhöhung der Zustände in der Beweglichkeitslücke und damit einer Absenkung der Aktivierungsenergie einhergeht. Dies konnte an

einem CCD nach Protonenstrahlung nachgewiesen werden, deren Aktivierungsenergie von 0,84 eV auf 0,73 eV sank.

Bei kristallinen Materialien kann deshalb durch Messen der Temperaturabhängigkeit auch ein Rückschluss auf die Ursache des Leitungsmechanismus erfolgen. Demgegenüber ist bei amorphen Materialien die Aktivierungsenergie wegen der Vielzahl von Zuständen verhältnismäßig konstant, bzw. wegen der nur geringfügigen Zunahme von Zuständen nach einer Bestrahlung ist dieses Material auch als deutlich strahlungsresistenter zu bezeichnen.

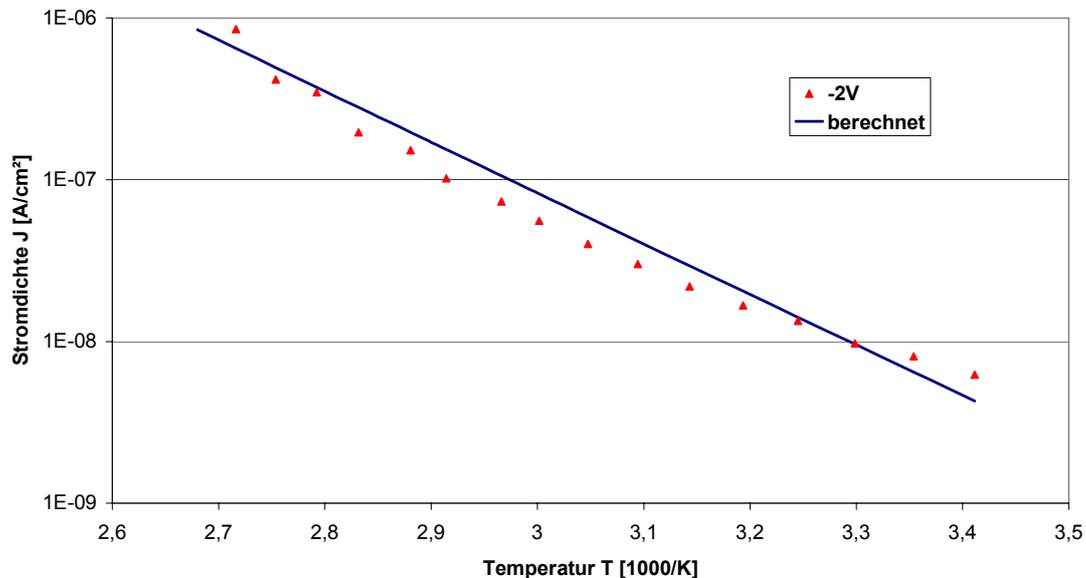


Abb. 25: Arrheniusplot des Dunkelstromverhaltens der kristallinen Diode aus Abb. 22 bei einer Sperrspannung von 2 V.

In Abb. 25 ist die Änderung der Dunkelstromdichte der kristallinen Diode bei einer Sperrspannung von -2 V in Abhängigkeit vom Kehrwert der Temperatur aufgetragen. Theoretisch wurde mithilfe der Methode des kleinsten Fehlerquadrats eine Aktivierungsenergie von 0,58 eV bestimmt. Dieser Wert beträgt fast die Hälfte des Bandabstands vom kristallinen Silizium. Die Ursache des Dunkelstroms ist somit hauptsächlich auf die Oberflächenzustände der p^+ -Schicht zurückzuführen.

Die Messpunkte im Bild zeigen einen Bauch, der auch bei den anderen Spannungen vorhanden ist. Dieser Bauch wird auf Temperaturschwankungen an der Messanordnung zurückgeführt. Bereits eine Schwankung von $\pm 3\text{ K}$ ³⁵ führt zu einer Stromänderung um bis zu einem Faktor 2, wie bei der späteren Betrachtung der Verdopplungstemperatur deutlich wird.

Bei der amorphen Diode aus der Abb. 26 wurden in Abhängigkeit von der Sperrspannung verschiedene Aktivierungsenergien ermittelt. Die Werte sind in Tabelle 2 aufgelistet. Deutlich ist ein Rückgang der Aktivierungsenergie mit zunehmender Sperrspannung erkennbar. Werden die Spannungswerte mit den unterschiedlichen Ursachen des Sperrstromes in Abb. 24 verglichen, so ist das leicht nachvollziehbar. Sowohl beim Parallelwiderstand R_p als auch

³⁵ übliche Vorschrift bei der Charakterisierung von Bildsensoren, siehe z. B. [ESA02]

beim Poole-Frenkel-Effekt ist die Temperaturabhängigkeit gegenüber der thermisch verursachten Änderung der Eigenleitungskonzentration³⁶ deutlich niedriger. Die Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms muss also mit steigender Sperrspannung zurückgehen.

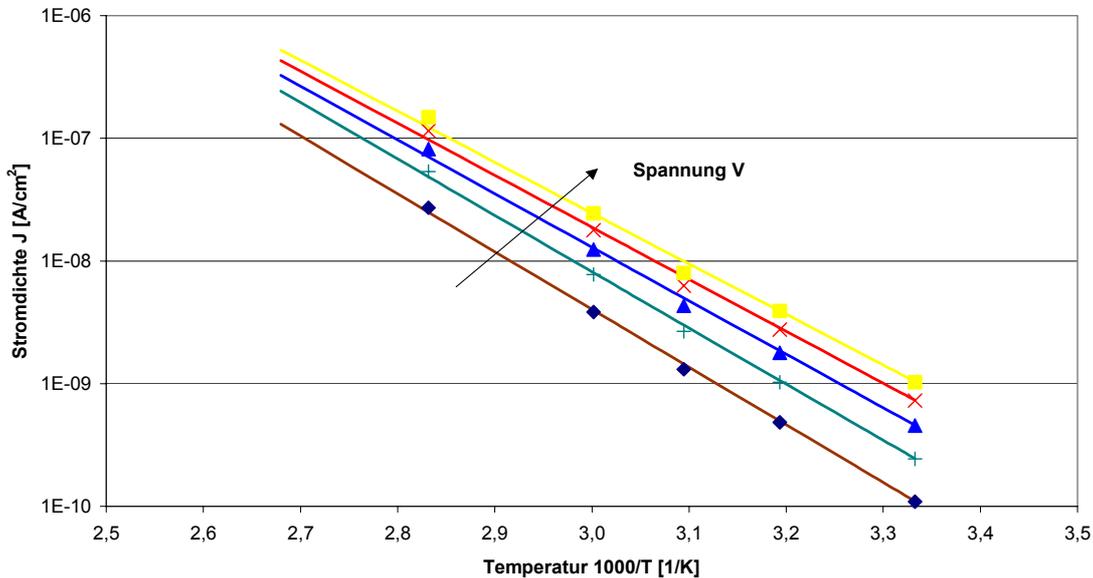


Abb. 26: Arrheniusplot des Dunkelstromverhaltens der amorphen Diode aus Abb. 23 bei Sperrspannungen von 1 V, 2 V, 3 V, 4 V und 5 V

Sperrspannung [V]	1	2	3	4	5
Aktivierungsenergie [eV]	0,9	0,87	0,83	0,81	0,79
Temperaturbeiwert a	1,2	1,4	1,3	1,1	1,1
Verdopplungstemperatur, normiert auf 300 K [K]	5,97	6,18	6,48	6,64	6,8

Tabelle 2: Temperaturparameter der in Abb. 23 vorgestellten amorphen pin-Diode in Abhängigkeit von der Sperrspannung

In der Bildsensorik wird auch gerne mit der Dunkelstromverdopplungstemperatur T_D gearbeitet. Man möchte mit diesem Parameter von der Höhe des Dunkelstroms bei einer definierten Temperatur auf eine andere Temperatur schließen. Die Dunkelstromverdopplungstemperatur kann aus der Beziehung (3.15) abgeleitet werden. Eine geschlossene analytische Lösung ist jedoch nur möglich, wenn der Temperaturterm mit dem Exponenten a vernachlässigt wird. Diese Vereinfachung ist im Bereich der Zimmertemperatur zulässig. Eine Abschätzung des durch diese Näherung verursachten Fehlers zeigt: Bei der Betrachtung führt eine Umrechnung der Aktivierungsenergie in eine Verdopplungstemperatur zu einem Fehler von ca. 5%.

³⁶ welche im Kapitel 3.1.1 den mit thermischer Generationsstrom bezeichneten Anteil repräsentiert

Wichtig ist auch, ob bei der Nutzung der Verdopplungstemperatur die Betrachtung von einer Bezugstemperatur T_0 in Richtung zunehmender oder in Richtung abnehmender Temperatur erfolgt. Folgende zwei Lösungen ergeben sich aus der Umstellung:

$$T_D = T_0 \cdot \frac{1}{\frac{W_A}{kT_0 \cdot \ln 2} - 1} \approx T_0 \cdot \frac{kT_0 \cdot \ln 2}{W_A}, \text{ zunehmende Temperatur} \quad (3.18)$$

$$T_D = T_0 \cdot \frac{1}{\frac{W_A}{kT_0 \cdot \ln 2} + 1} \approx T_0 \cdot \frac{kT_0 \cdot \ln 2}{W_A}, \text{ abnehmende Temperatur} \quad (3.19)$$

Durch die Vereinfachung im letzten Term wird ein weiterer Fehler gemacht, der den erstgenannten Fehler bei der Betrachtung von zunehmenden Temperaturen teilweise kompensiert, während er bei abnehmenden Temperaturen den Fehler noch weiter verstärkt. Die bei niedrigen Beleuchtungsstärken interessante Absenkung der Temperatur würde bei Nutzung der Verdopplungstemperatur zu pessimistischeren Ergebnissen führen, als real zu erwarten ist. Allgemein betrachtet: Eine höhere Aktivierungsenergie senkt die Verdopplungstemperatur. Für niedrige Beleuchtungsstärken ist das aus zwei Blickwinkeln vorteilhaft. Der Kühlaufwand zur Reduzierung des Dunkelstromes ist kleiner, und zusätzlich ist durch einen größeren Bandabstand auch grundsätzlich die Generationsrate niedriger³⁷.

Mithilfe der Gleichung (3.18) bzw. der Gleichung (3.19) kann für amorphes Silizium und bei Raumtemperatur eine theoretische Verdopplungstemperatur von etwa 6,5 K berechnet werden, ein Wert, der gut mit den Ergebnissen in Tabelle 2 übereinstimmt. Die von Schulte für amorphe pin-Dioden messtechnisch bestimmte Verdopplungstemperatur von 15 K [Schulte96] ist nicht auf die thermische Generation zurückzuführen. Ursache dürften bei seinen Messungen dominierende Randleckströme aufgrund von Parallelwiderständen sein, die eine deutlich niedrigere Temperaturabhängigkeit aufweisen.

Von der Nutzung der Verdopplungstemperatur ist bei der Betrachtung von niedrigen Beleuchtungsstärken abzuraten. Einmal ist mit der Verdopplungstemperatur T_D und der Bezugstemperatur T_0 mit 2 Parametern im Gegensatz zur Beschreibung mit der Aktivierungsenergie zu arbeiten. Weiterhin wird der Fehler bei Absenkung der Temperatur größer. Die Absenkung der Temperatur ist jedoch gerade bei niedrigen Beleuchtungsstärken interessant, da dadurch der Dunkelstrom reduziert wird.

3.2. SPICE-Diodenmodell im Bereich niedriger Sperrspannungen

Bei der TFA-Technologie wird wegen der hohen Defektdichte der dotierten Schichten bei der amorphen Diode für die fotoelektrische Ladungswandlung eine intrinsische Schicht zur Verfügung gestellt. Es entstehen somit statt der bei Dioden üblichen pn-Übergänge im einfachsten Fall pin-Dioden. Dieses Konzept ist bei dem in SPICE vorhandenen Diodenmodell nicht direkt vorgesehen. Die Bedeutung der folgenden Untersuchung liegt in der Realisierung einer simulationstechnischen Erfassung des Dunkelstromverhaltens. Drei Ausgangsüberlegungen liefern die Basis für die kommenden Ausführungen. Erstens: Zur Modellierung des pn-Übergangs beim Resettransistor, dessen Sperrstrom ebenfalls zum Dunkelstrom beiträgt,

³⁷ n_i ist kleiner, siehe Gleichung (3.14)

kann das Diodenmodell direkt übernommen werden. Zweitens: Bei einer simulationstechnischen Erfassung von pin-Dioden aus amorphem Silizium ist darzustellen, worin die Grenzen des SPICE-Modells liegen bzw. wie Fehlinterpretationen zu vermeiden sind. Drittens: Wie kann durch eine geschickte Parameterwahl mit dem bestehenden SPICE-Modell eine Abschätzung des Dunkelstromverhaltens erfolgen, und wo sind Modellerweiterungen notwendig. Der Stellenwert dieser Herangehensweise liegt in der gemeinsamen Untersuchung von Bauelementen in einer Mischtechnologie aus amorphem und kristallinem Silizium, wie sie bei der TFA-Technologie vorhanden ist. Es zeigt sich: Mit nur wenigen Einschränkungen kann das für kristalline Dioden entwickelte SPICE-Modell auch auf amorphe Dioden übertragen werden.

Zur analytischen Beschreibung des Diodenverhaltens wird in der Regel das einfache Shockley'sche Modell, erweitert mit einem Idealitätsfaktor n , genutzt.

$$I = I_{sat} \cdot \left(e^{\frac{q \cdot V}{n \cdot kT}} - 1 \right) \quad (3.20)$$

Die zugehörigen Parameter bei PSPICE lauten dann IS und N.

Dieses Modell zeigt bei kleinen und moderaten Durchlassspannungen sehr gute Übereinstimmungen mit den Messungen, auch wenn (bei genauerer Betrachtung) in der logarithmischen Darstellung zwei Spannungsbereiche mit unterschiedlichem Idealitätsfaktor n auftauchen. Weitere Überlegungen, die im Zusammenhang mit dem Idealitätsfaktor n gemacht wurden, wegen des schmalen, interessanten Sperrspannungsbereichs bei Bildsensoren jedoch selten eine Rolle spielen, sind im Anhang B zu finden. Für Fotodetektoren ist kritischer, dass der erreichte Strom nach diesem Modell schon bei niedriger Sperrspannung den Sperrsättigungsstrom erreicht, was für die Dunkelstrombetrachtung ungenügend ist. Auf der anderen Seite beschrieben bereits 1957 Sah et al. [Sah57] eine Zunahme des Sperrstromes, dessen Spannungsabhängigkeit je nach Verlauf des Dotiergradienten mit \sqrt{V} bis $\sqrt[3]{V}$ beschrieben werden kann. Diese Beschreibung wird durch den Ansatz einer spannungsabhängigen Raumladungsweite erläutert. Durch die breitere Raumladungszone nimmt auch der Anteil des in diesem Bereich thermisch generierten Stromes zu.

Dieses von Sah beschriebene Verhalten ist bei der Auswertung der kristallinen Diode zu erkennen (Abb. 27). Bereits ab 1,6 V überwiegt der Stromanteil, der durch Erweiterung der Raumladungszone entsteht. Der dazugehörige Exponent entspricht mit 0,5 einem pn-Übergang mit abruptem Dotierkonzentrationsverlauf; dieser Defaultparameter in PSPICE repräsentiert die Eigenschaften des gemessenen pn-Übergangs sehr gut. Für die Auswertung wurde die Kennlinie bei einer Messtemperatur von 90°C ausgewählt.

Aktuelle SPICE-Simulatoren verschiedener Hersteller verarbeiten das Verhalten der Stromzunahme im Sperrbereich unterschiedlich. Teilweise wird diese Eigenschaft nicht (z. B. WinSpice3, [Smith01]), teilweise durch Setzen zusätzlicher Schalter (z. B. Eldo Anacad, [MentorGraphics98]) und teilweise immer unterstützt (z. B. PSPICE, [Cadence00]). Im letzten Fall ist der zugehörige Defaultwert gleich null gesetzt, sodass dieses Verhalten erst nach Eingriff in die Simulationsparameter deutlich wird. Nachteilig ist bei diesem Simulator, dass er nicht für die Mikroelektronik ausgelegt ist und deshalb weder eine Flächenabhängigkeit noch den Einfluss von Randeffekten berücksichtigt.

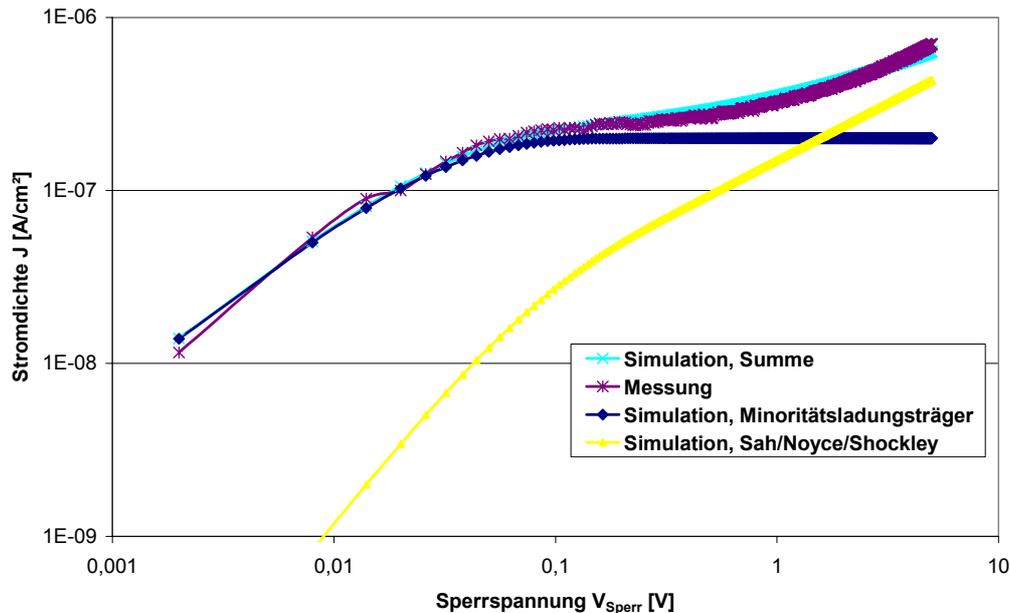


Abb. 27: Dunkelstromursachen bei der kristallinen pn-Diode aus Abb. 22 und seine Komponenten. Ausgewertet wurde die Dunkelkennlinie bei einer Messtemperatur von 90°C. Die Reihenfolge der Kurven ist bei der Sperrspannung von 1 V von oben nach unten gleich der in der Legende.

Bemerkenswert ist weiter, dass das Sperrverhalten der pn-Übergänge selbst bei dem weit entwickelten BSIM3v3-Modell [Cheng96] noch nicht berücksichtigt wurde. Hier wird ein Anstieg des Sperrstroms durch einen Parallelwiderstand, charakterisiert mit dem Optionsparameter GMIN, erzeugt. Diese Möglichkeit, die auch von verschiedenen anderen Autoren vorgestellt wurde [z. B. Hoefler85, Tuinenga88, Antognetti88], ist unzureichend. Einmal handelt es sich hier um einen globalen Parameter, d. h., alle PN-Übergänge werden gleich behandelt³⁸, weiter liegen dann ein linearer und kein wurzelförmiger Verlauf vor. Ab dem BSIM4-Modell [Xi01] ist eine Änderung bei der Simulation des Sperrverhaltens zu finden. Diese beschreibt den Durchbruch aufgrund des Avalanche- oder des Zenereffekts [Laha81]. Somit ist dieses Modell auch weiterhin unzureichend.

Zusammengefasst: Neben der fehlenden Beschreibung der fotoelektrischen Effekte sind beim SPICE-Diodenmodell auch die Sperrstrom-Spannungsabhängigkeit der reinen pn-Diode und der angrenzenden MOS-Transistoren unzureichend wiedergegeben. In den weiteren Unterkapiteln wird, abgeleitet aus den vorhergehenden Überlegungen, dargestellt, wie mit dem vorhandenen SPICE-Diodenmodell trotzdem Aussagen zum Dunkelstromverhalten gemacht werden können. Bei diesen Erweiterungen ist darauf zu achten, dass es sich hier lediglich um eine simulationstechnische Erweiterung für die Darstellung des beschriebenen Problems handelt. Eine Übertragbarkeit auf andere Problemstellungen ist nicht immer gegeben. Z. B. wies bereits Blecher [Blecher02] darauf hin, dass ein Hinzufügen eines Parallelwiderstandes zu einer Diode zu einem Widerspruch bei dem physikalischen Rauschmodell führt. Bei SPICE handelt es sich aber immer um eine Verknüpfung zwischen physikalisch fundierten und den an den Kurvenverläufen mathematisch angepassten Abhängigkeiten. Die folgende Beschrei-

³⁸ Bei einer CMOS-Schaltung hätte z. B. der n⁺ / p-Wanne-Übergang das gleiche Stromverhalten wie der p⁺ / n-Wanne-Übergang oder bei der TFA-Technologie würde sich die simulationstechnische Erfassung einer unabhängigen Gestaltung von Dünnschicht und ASIC verbieten.

bung ist hauptsächlich für die Erfassung der Höhe des Dunkelstroms geeignet. Betrachtungen zum Fotostromverhalten sind in Kapitel 4 zu finden.

3.2.1. Modell einer PN-Diode

Das PSPICE-Modell der Diode besteht aus vier additiv zusammengesetzten Stromanteilen. Die beiden Stromanteile Normalstrom und Rekombinationsstrom werden gemäß Gleichung (3.20) beschrieben. Vorteilhaft ist bei dem Modell, dass die jeweils zugehörigen relevanten Parameter Sperrsättigungsströme I_S bzw. I_{SR} und Idealitätsfaktoren N bzw. N_R unabhängig voneinander eingestellt werden können. Zusätzlich finden sich noch zwei Stromanteile, die einen Durchbruch im Sperrbereich beschreiben. Damit wird es möglich, Zener- und Avalanche-Effekt getrennt voneinander zu formulieren. Folgende Gleichung repräsentiert das Diodenmodell; ein Blockschaltbild ist in Abb. 28 zu finden.

$$I_{dark} = A \cdot \left(\underbrace{K_{inj} \cdot I_S \cdot \left(\exp\left(\frac{q \cdot V}{n \cdot kT}\right) - 1 \right)}_{\text{Normalstrom}} + \underbrace{K_{gen} \cdot I_{SR} \cdot \left(\exp\left(\frac{q \cdot V}{n_R \cdot kT}\right) - 1 \right)}_{\text{Rekombinationsstrom}} \right) - \underbrace{I_B \cdot \exp\left(\frac{q \cdot (V + V_B)}{n_{BV} \cdot kT}\right)}_{\text{Durchbruchstrom1}} - \underbrace{I_{BVL} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot (V + V_B)}{n_{BVL} \cdot kT}\right)}_{\text{Durchbruchstrom2}} \quad (3.21)$$

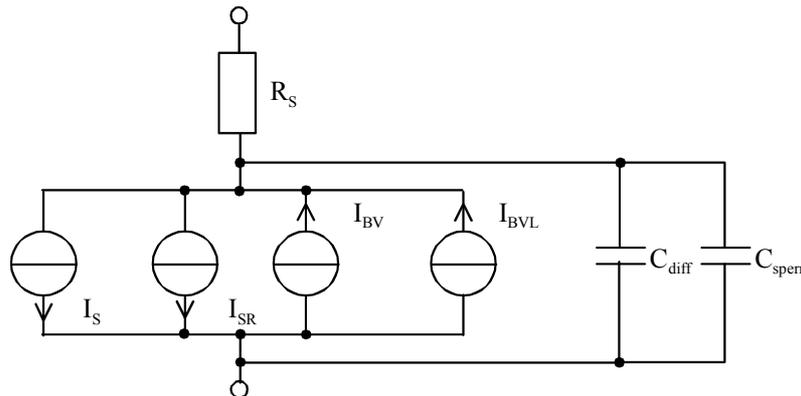


Abb. 28: Blockschaltbild des PSPICE-Diodenmodells. In diesem Modell können 4 Stromanteile getrennt variiert werden.

Multiplikativ ist beim Rekombinationsstrom der Parameter I_{SR} mit einem Term K_{gen} verknüpft, der die Stromzunahme aufgrund des Sah/Noyce/Shockley-Modells beschreibt. Beim Normalstrom ist ein Term vorhanden, der das Hochstromverhalten im Durchlassbereich darstellt. Dieser Stromterm ist deshalb für die Beschreibung des Dunkelstroms weniger geeignet, da bei Fotodioden der Verlauf im Sperrbereich betrachtet werden muss.

Durch Umschreiben des Parametersatzes kann das Diodenmodell gut für eine Dunkelstrombeschreibung genutzt werden. Dominiert der Strom, der aufgrund der Generation in der Raumladungszone entsteht, ist es sinnvoll, entgegen den Standardeinstellungen, den Strom I_{SR} für die Simulation zu nutzen. Hierzu ist dem Parameter I_{SR} der Sättigungswert zuzuweisen. Der üblicherweise genutzte Parameter I_S ist dann gleich null zu setzen. Alternativ kann, falls der Strom durch die Minoritätsladungsträger an der Raumladungszonengrenze berücksichtigt

werden muss, an dieser Stelle der zugehörige Sättigungswert eingesetzt werden. Parallel ist dann aber darauf zu achten, dass der Parameter IKF ausreichend hoch ist.

Auch das Temperaturverhalten des Dunkelstroms kann mit diesem Simulationsmodell abgebildet werden. Hierzu ist der Parameter XTI dem Parameter a anzupassen und der im Modell vorhandene Bandabstand, der im Parameter EG enthalten ist, durch die Aktivierungsenergie W_A zu ersetzen. Insbesondere diese Möglichkeit verdeutlicht: Durch Nutzung der in dem Programm vorhandenen mathematischen Funktionen kann auch ein anderer „fremder“³⁹ Vorgang simuliert werden.

3.2.2. Modell einer PIN-Diode

Bei amorphen pin-Dioden ist die Spannungsabhängigkeit der Verarmungszone nicht so stark ausgeprägt wie bei pn-Dioden. Hier bietet es sich an, den Stromanteil mit dem Parameter IS zu nutzen. Bei einer Spannungsabhängigkeit, wie sie von Street (siehe Gleichung (3.10)) genutzt wurde, ist zu überprüfen, ob mit dem Anteil I_{SR} eine bessere Näherung erreicht werden kann.

Kritischer ist die Implementierung von Tunnelströmen. Beide Funktionsverläufe, wie sie im PSPICE-Diodenmodell zur Darstellung von Durchbrucheffekten enthalten sind, geben weder das Spannungs- noch das Temperaturverhalten korrekt wieder. Da auch bei kristallinen Dioden diese Tunneleffekte auftreten (siehe z. B. [Loukinova03]), wird davon ausgegangen, dass dieses Verhalten ebenfalls implementiert wird, sobald für weitere vielfältige Anwendungsgebiete das Verhalten des SPICE-Diodenmodell im Sperrbereich weiter entwickelt werden muss. Bis zu dieser Erweiterung bleibt bei SPICE ersatzweise nur die Möglichkeit, mithilfe einer parallel geschalteten, von der Funktion her frei definierbaren Ergänzung⁴⁰, die Tunnelströme wiederzugeben.

3.3. Leckströme der Transistoren

Ergänzend zu den vorherigen Betrachtungen findet sich in diesem Unterkapitel eine Analyse des Einflusses der umliegenden Elektronik auf den Dunkelstrom. Dieser Einfluss kann durch drei Stromkomponenten beschrieben werden.

- Leckstrom durch den Source-Bulk-pn-Übergang des Resettransistors
- Leckstrom durch den Kanal des Resettransistors
- Leckstrom durch das Gate des Treibertransistors

Gerade die letzte Stromkomponente wird mit zunehmendem Downscaling ein größeres Problem. Sie wurde meines Wissens in der Literatur zur Bildsensorik bisher noch nicht beachtet. Folgendes Beispiel verdeutlicht jedoch die Notwendigkeit: Zur Reduzierung der Versorgungsspannung wird die Oxiddicke der Transistoren verringert. Angestrebt wird für 100 nm-Transistoren eine Dicke von 2,5 nm. Für diese Transistoren stellten Hensen et al. [Hensen00] bei einer Gate-Bulk-Spannung von 1,5 V Gateleckstrommessergebnisse von $3 \cdot 10^{-3} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ vor. Setzt man hier nun eine sehr optimistisch angenommene Gatefläche von $0,01 \mu\text{m}^2$ an und

³⁹ abweichend von den physikalischen Ursachen, die zur SPICE-Modellbeschreibung geführt haben

⁴⁰ genannt .subckt

vergleicht diese mit dem Leckstrom der Dünnschicht eines Pixels mit 10 μm Kantenlänge und einer Dunkelstromdichte von $100 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$, so übersteigt der Leckstrom über das Gate den Dunkelstrom der Dünnschicht um den Faktor 3000!

Der Resttransistor soll während der Integrationsphase das Abfließen der Ladungen verhindern. Die Potentialbarriere im Sperrzustand wird durch Kurzkanaldefekte wie z. B. den DIBL-Effekt (Drain-Induced Barrier-Lowering) abgesenkt und ein Teil der gesammelten Ladungen geht verloren [z. B. Henson00]. Dieser Effekt ist durch eine ausreichende Kanal-länge zu verhindern. Dies bedeutet aber auch, dass bei der Pixelgröße bzw. -komplexität trotz Downscaling gegenüber reinen CMOS-Bildsensoren auch in der TFA-Technologie nur eine bedingte Verbesserung zu erreichen ist.

Bei den aktuellen Strukturgrößen ist der Leckstrom durch den Source-Bulk-Übergang des Resettransistors dominierend. Ein Vergleich des Größenverhältnisses zum Dunkelstrom des Detektors ist in einer Veröffentlichung aus der Forschergruppe um Theuwissen [Loukianova03] zu finden. Der pn-Übergang des Resettransistors steuerte bei deren Bildsensoren je nach Konzept einen Anteil zwischen 17% und 28% zum Dunkelstrom bei. Eine ausführliche Beschreibung der Ursachen, ergänzt mit Medici-Simulationen ist dort ebenfalls zu finden. Aufgrund der knappen Darstellung der gewählten Parameter ist eine Übertragung der dort gewählten Modelle auf TFA-Strukturen nur mit umfangreichen Messreihen an eigenen Strukturen machbar.

3.4. Integrationsspannungsfehler bei niedrigen Beleuchtungsstärken

Neben dem Fotostrom wird auch der Dunkelstrom auf der Kapazität gesammelt und trägt zu einer Abweichung vom gewünschten Signal bei. Gerade bei im Verhältnis zum Dunkelstrom niedrigen Signalströmen ist dieser Fehler zu beachten. Zwar kann der Fehler durch eine sogenannte Dunkelstromkompensation⁴¹ reduziert werden, wegen der pixelweisen Schwankung des Dunkelstromes (DSNU), verursacht durch technologische Schwankungen, ist ein Integrationsspannungsfehler nicht zu vermeiden.

Im Folgenden ist eine Darstellung des Integrationsspannungsfehlers in Abhängigkeit vom Dunkelstrom zu finden. Die gleiche Beschreibung kann (da es sich um ortsabhängiges Rauschen handelt) auch benutzt werden, wenn statt der Höhe des Dunkelstromes die Höhe der Schwankung eingesetzt wird.

Bei der Beschreibung wurde vorausgesetzt, dass die Kapazität nicht spannungsabhängig ist. Dies stellt bei pin-Dioden eine gute Näherung dar (siehe Kapitel 2.2.1). Weiter wurden, trotz der Betrachtung im Sperrbereich, für alle Spannungen und Ströme positive Werte angesetzt. Grundsätzlich besteht die Möglichkeit, dass die fotogenerierten Ladungsträger in der Diode die gespeicherten Ladungsträger erhöhen (Aufintegration) oder erniedrigen (Abintegration). Die zweite Möglichkeit wird in der Regel bei Fotosensoren auf Diodenbasis eingesetzt. Um einen allgemeinen Ansatz zu erhalten, werden der erste Fall durch ein positives Vorzeichen und der zweite Fall durch ein negatives Vorzeichen beschrieben. Die auf der Fotodiode zu findende Eingangsspannung V_{int} kann dann wie folgt dargestellt werden:

$$V_{\text{int}}(t) = V_{\text{res}} \pm (V_{\text{signal}} + V_{\text{dunkel}}) \quad (3.22)$$

Die Spannung V_{res} beschreibt die Resetspannung zu Beginn der Integration und V_{signal} die durch den Fotostrom verursachte Eingangsspannung:

⁴¹ d. h. parallele Integration des Dunkelstroms in zusätzlichen Dunkelstumpixel und Subtraktion dieses Wertes von der Ausgangsspannung

$$V_{\text{signal}} = \frac{1}{C_{\text{int}}} \cdot \int_0^{t_{\text{int}}} I_{\text{foto}} dt \quad (3.23)$$

Der Dunkelstrom bzw. die dadurch aufintegrierte Spannung wird durch das um den Idealitätsfaktor erweiterte Shockley-Modell beschrieben:

$$V_{\text{dunkel}} = -\frac{I_{\text{dunkel},1}}{C_{\text{int}}} \int_0^{t_{\text{int}}} \left[\exp\left(-\frac{q \cdot V_{\text{int}}(t)}{n \cdot kT}\right) - 1 \right] dt \quad (3.24)$$

Die Zusammenfassung der Gleichungen (3.22) bis (3.24) und Auflösung nach der gewünschten Eingangsspannung V_{int} muss durch Lösen einer Differentialgleichung 1. Ordnung erfolgen (dargestellt im Anhang C). Mit dem Ergebnis

$$t = \frac{C_{\text{int}} \cdot (V_{\text{int}} - V_{\text{res}})}{I_{\text{foto}} - I_{\text{dunkel},1}} - \frac{C_{\text{int}} \cdot n \cdot kT}{q \cdot (I_{\text{foto}} - I_{\text{dunkel},1})} \cdot \ln \left[\frac{I_{\text{dunkel},1} + I_{\text{foto}} - I_{\text{dunkel},1} \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot V_{\text{int}}}{n \cdot kT}\right)}{I_{\text{dunkel},1} + I_{\text{foto}} - I_{\text{dunkel},1} \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot V_{\text{res}}}{n \cdot kT}\right)} \right] \quad (3.25)$$

ist die Analyse des Dunkelstromfehlers möglich. Die in Gleichung (3.25) dargestellte Lösung beschreibt den Weg der Aufintegration der fotogenerierten Ladungsträger. Die zweite Lösung ist im Anhang C zu finden.

Zur Bewertung der Gleichung und der anschaulichen Darstellung sind die Funktionen in den anschließenden drei Grafiken dargestellt. Hierzu wurden folgende Festlegungen getroffen: Der Fotostrom sei um einen Faktor 10 größer als der Dunkelstrom, d. h., für den Fotostrom wurden 100 fA und für den Dunkelstrom 10 fA angenommen. Für die Höhe der Kapazität wurden 100 fF angesetzt. Bei den beiden ersten Grafiken variiert der Idealitätsfaktor. Eine Erläuterung, warum auch Werte größer als der aus dem kristallinen Bereich bekannte theoretische Grenzwert von 2 dargestellt wurden, ist im Anhang B zu finden. Die Temperatur beträgt 300 K. In den Grafiken sind der relative Fehler in Abhängigkeit von der Integrationszeit und der Verlauf der Integrationsspannung zu finden.

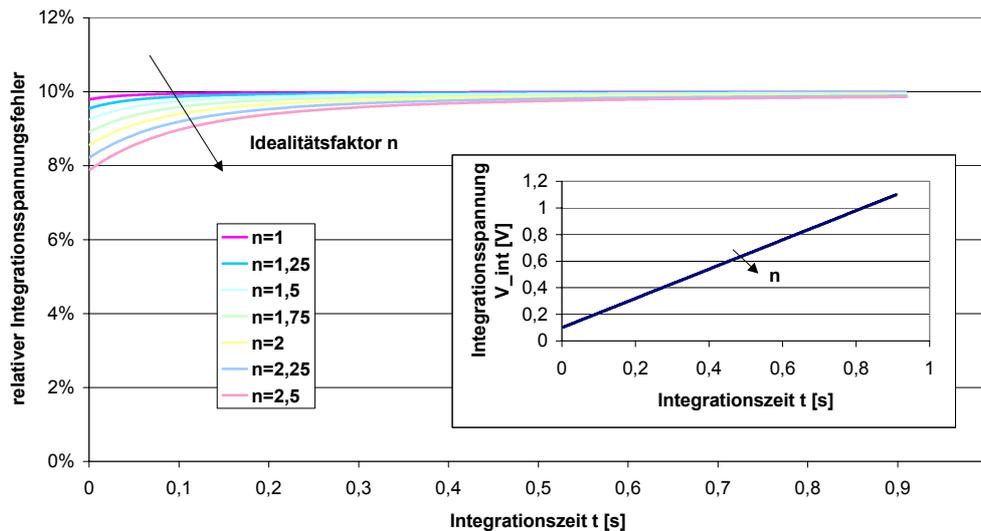


Abb. 29: Relativer durch den Dunkelstrom verursachter Fehler in Abhängigkeit von der Integrationszeit. Der Fotostrom wurde aufintegriert, die Darstellung erfolgt für die Idealitätsfaktoren $n = 1; 1,25; 1,5; 1,75; 2; 2,25$ und $2,5$. Als Restspannung, ab der aufintegriert wird, wurden 100 mV angesetzt.

Trotz variierendem Idealitätsfaktor ist bei der Pixelausgangsspannung kein sichtbarer Unterschied vorhanden. Trotzdem kann beim relativen Integrationsspannungsfehler für kurze Integrationszeiten bei großem Idealitätsfaktor eine deutliche Verbesserung erkannt werden. Diese Verbesserung ist umso höher, je kleiner die Resetspannung gewählt wird.

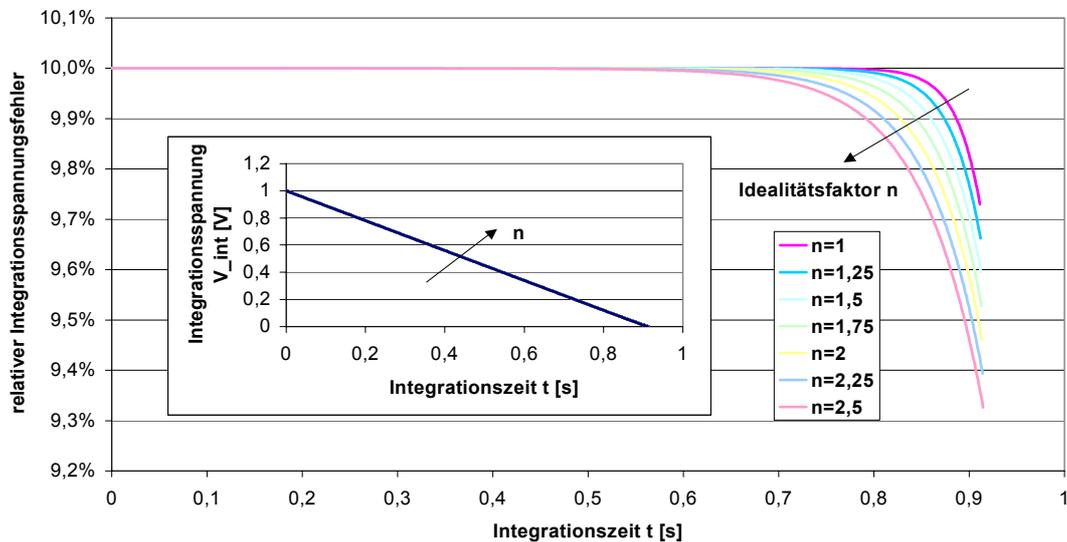


Abb. 30: Relativer durch den Dunkelstrom verursachter Fehler in Abhängigkeit von der Integrationszeit. Der Fotostrom wurde abintegriert, die Darstellung erfolgt für die Idealitätsfaktoren $n = 1; 1,25; 1,5; 1,75; 2; 2,25$ und $2,5$. Als Resetwert, bei dem die Abintegration beginnt, wurde 1 V gewählt.

Das in Abb. 30 zu sehende, verbesserte Verhalten bei hohen Integrationszeiten ist kritisch zu betrachten. Es wird ausgenutzt, dass die Spannung an der Diode sehr gering ist, also fast den Sättigungswert der Ladungsträgersammlung erreicht hat. Das wird bei höheren Beleuchtungsstärken schneller erreicht. Diese haben aber sowieso schon einen höheren Abstand zum Dunkelstrom. Ein verbessertes Verhalten bei kritischen Strömen wird also nicht erreicht.

Auch die Temperatur hat auf die Qualität der Verbesserung einen Einfluss. Für den bei niedrigen Beleuchtungsstärken interessanteren Fall der Aufintegration ist dies in Abb. 31 dargestellt. Eine Temperaturabhängigkeit des Dunkelstromes wurde bei dieser Betrachtung noch nicht berücksichtigt.

Bei der Herleitung wurde zur Vereinfachung der Parallelwiderstand vernachlässigt. Ist dieser Parallelwiderstand zu berücksichtigen oder sind zusätzlich noch Tunnelströme vorhanden, so drückt sich dies in einem noch deutlicheren Fehler aus. Der negative Sättigungswert von 10%, der dem Verhältnis zwischen Dunkel- und Fotostrom entspricht, wird dann bei einer späteren Integrationszeit erreicht.

Der Auswertung kann entnommen werden, dass durch den Dunkelstrom ein Integrationsspannungsfehler entsteht, der von dem Idealitätsfaktor n , der Temperatur T , der Integrationszeit t_{int} und auch vom Verhältnis zwischen Foto- und Dunkelstrom abhängt. Sofern es sich um einen für alle Pixel konstanten Dunkelstrom handelt, kann dieser Fehler in einer nachfolgenden Bildverarbeitung korrigiert werden.

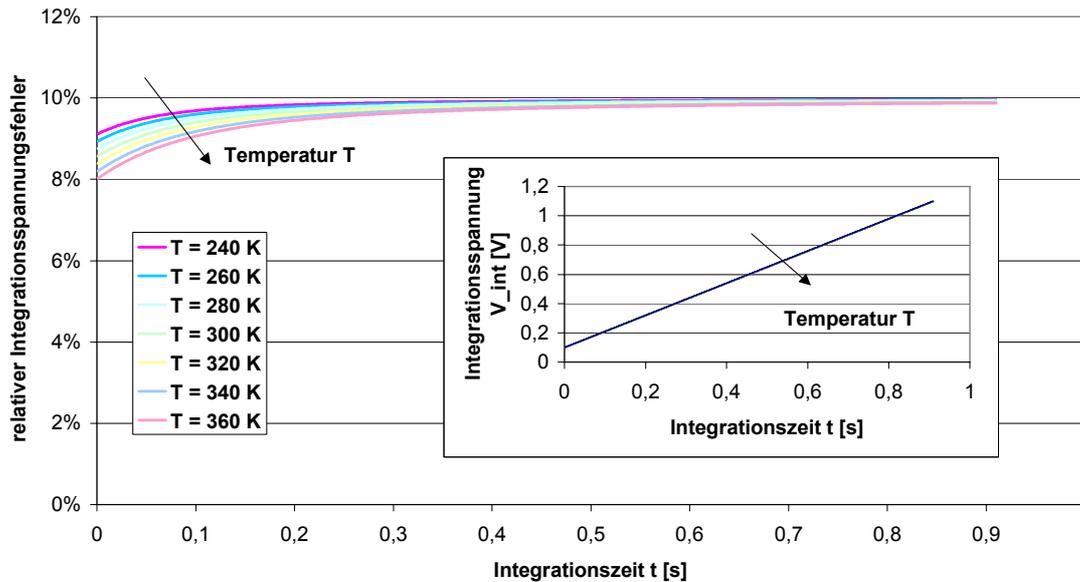


Abb. 31: Relativer Integrationsspannungsfehler in Abhängigkeit von der Integrationszeit. Die Parameterwerte wurden wie in Abb. 29 gewählt, mit Ausnahme eines Idealitätsfaktors von 2. Als variable Parameterwerte wurden die in der Legende angegebenen Temperaturen gewählt.

3.5. Zusammenfassung

Der Dunkelstrom in einem Pixel setzt sich aus drei Anteilen zusammen. Dabei stammt beim aktuellen Technologiestand der größte Anteil vom Detektordunkelstrom, gefolgt vom Sperrsättigungsstrom des Source-Bulk- bzw. Drain-Bulk-pn-Übergangs beim Resettransistor. Bei einem weiteren Downscaling können jedoch Anteile wie Leckströme über das Gate oder durch Kurzkanaleffekte massiv zunehmen und den Detektordunkelstrom und Sperrsättigungsstrom übertreffen. Besitzen diese Anteile dann noch eine deutlich geringere Temperaturabhängigkeit, kann das Einsatzgebiet des Detektors auch nicht durch Kühlung ausgeweitet werden. Bildsensoren, die einen niedrigen Dunkelstrom benötigen, sind dann, entgegen dem allgemeinen Trend, mit Technologieparametern umzusetzen, die größere Strukturen aufweisen.

Eine Untersuchung der Dunkelstromursachen des Detektors und der des Source-Bulk- bzw. Drain-Bulk-pn-Übergangs beim Resettransistor konnte ebenfalls in drei Anteile gegliedert werden. Hier existieren thermisch generierte Anteile neben Tunnelströme, ergänzt durch Ströme aufgrund von Parallelwiderständen. Die Höhe der einzelnen Anteile hängt vom Material und von der angelegten Spannung ab. Die Tunnelströme spielen besonders bei amorphem Silizium eine Rolle und werden je nach Herstellungsqualität dem i-Schichtvolumen oder der p/i-Grenzschicht zugeschrieben. Die Ursachenzuordnung kann durch Aufnahme der I/V-Kennlinie bei verschiedenen Temperaturen erfolgen. Grundsätzlich besteht jedoch die Aufgabe, durch Technologieoptimierung diesen Tunnelstromanteil möglichst gering zu halten, sodass lediglich der thermisch generierte Anteil vorhanden ist. Zusätzlich sollte darauf geachtet werden, dass die am Detektor angelegte Spannung gering ist.

Zentrale Bedeutung hat bei den niedrigen Beleuchtungsstärken die Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms, der insbesondere bei dem thermisch generierten Anteil stark ausgeprägt ist. Die Temperaturabhängigkeit dieses thermisch generierten Dunkelstroms kann mithilfe der Aktivierungsenergie W_A und einem zusätzlichen Temperaturbeiwert a leicht charakterisiert werden. Wird statt der Aktivierungsenergie zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit die

Verdopplungstemperatur T_D genutzt, so erhöht sich erstens die Parameterzahl und zum Zweiten werden bei einer Temperaturerniedrigung pessimistischere Resultate errechnet. Deshalb ist die Aktivierungsenergie eine besser geeignete Beschreibungsform.

Die Übertragung der physikalischen Diodeneigenheiten in die SPICE-Modelle führt beim thermischen Anteil zu guter Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Auch eine Erfassung des Sah/Noyce/Shockley-Effekts ist möglich. Hierbei sind jedoch Änderungen im Parametersatz angebracht. Kritisch bleiben die Implementierung des Tunnelstroms der Dioden sowie die Implementierung der Spannungsabhängigkeit des Sperrstromes bei den MOS-Transistoren. Diese Anteile können in SPICE-Simulationen nur erfasst werden, wenn zusätzlich zu den primitive models ergänzende, frei definierbare Funktionsverläufe eingebaut werden.

Mithilfe der einfachen Diodenkennlinie wurde der Integrationsspannungsfehler untersucht. Bei niedrigen Beleuchtungsstärken ist eine Aufintegration vorzuziehen. Die Resetspannung sollte möglichst gering gewählt werden.

4. Rauschverhalten der Pixelkonzepte

Bildsensoren sind Messsysteme, die die physikalische Größe Lichtstärke in eine elektrische Ausgangsgröße umwandeln. Diese Lichtstärke kann jedoch nur erkannt werden, wenn sich ihr Signal von den Unsicherheiten, die in dem Messsystem vorhanden sind, abhebt. Diese Unsicherheiten können in verschiedene Gruppen und Ursachen eingeteilt werden. Sie sind in Abb. 32 grafisch dargestellt.

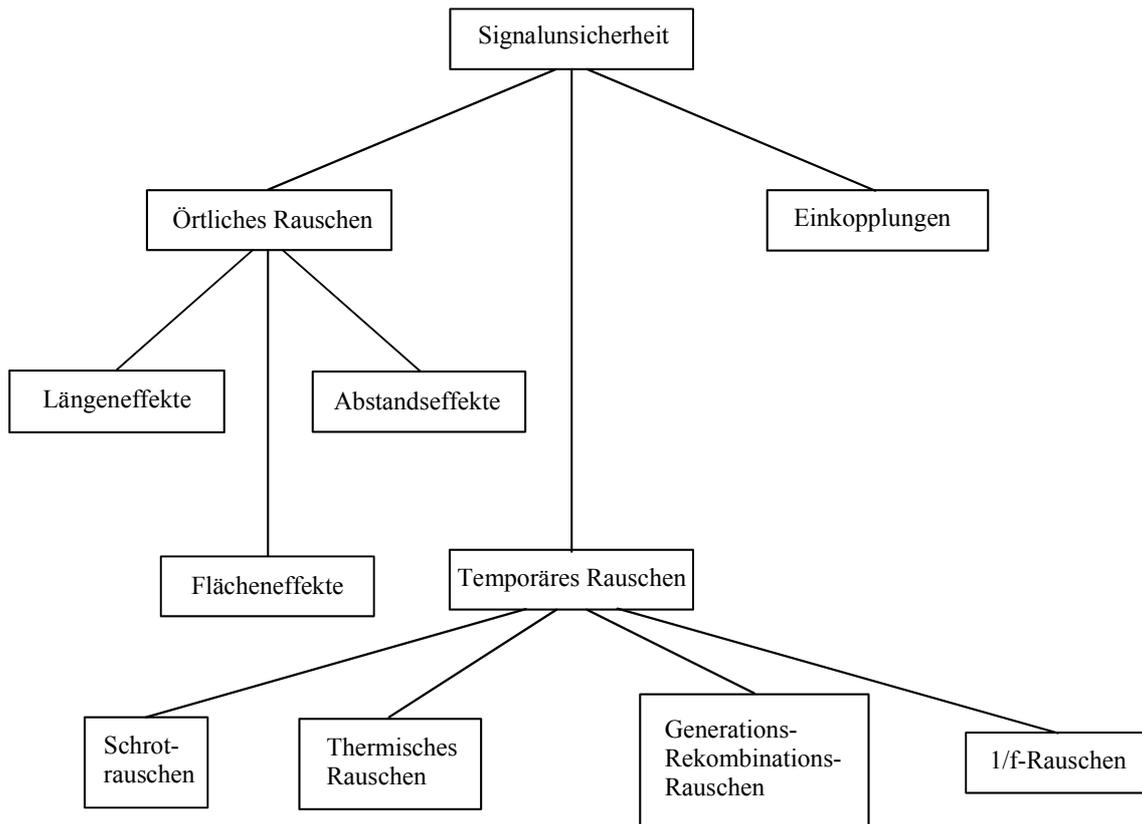


Abb. 32: Signalunsicherheiten in einem Bildsensordsystem

Für diese Arbeit wichtige Gruppen sind das temporäre und das örtliche Rauschen. Das temporäre Rauschen wird in den folgenden Unterkapiteln behandelt. Die Betrachtung des örtlichen Rauschens erfolgt in Kapitel 5. Als dritte Unsicherheit sind noch die Einkopplungen aufgezeigt. Hierbei handelt es sich um Störungen, die nichts oder nur bedingt mit dem Eingangsverhalten der Bildsensordpixelkonzepte zu tun haben. Beispielsweise seien hier digitale Komponenten im ASIC genannt, die einen störenden Einfluss auf die analoge Elektronik haben und bei der Diskussion um ein System-on-Chip eine Rolle spielen müssen. Auch Schaltflanken beim Reset oder bei der Auslese stören die Signalamplitude und sollten beim Timingverhalten⁴² beachtet werden. Einkoppelstörungen können durch einen vernünftigen Systemaufbau in der Regel verhindert werden und tragen dann nicht zur unteren Detektionsschwelle bei.

⁴² Der Zeitpunkt, wann das Auslesesignal als gültig betrachtet wird, darf nicht in einer Einschwingphase liegen.

Die Unsicherheiten, die mit dem örtlichen und dem temporären Rauschen bezeichnet werden, sind statistischer Natur und werden deshalb auch mit diesen mathematischen Methoden erfasst. Die zugehörigen Verteilungsfunktionen beschreiben beim örtlichen Rauschen die Wahrscheinlichkeit, mit der eine physikalische oder eine geometrische Größe auftaucht; beim temporären Rauschen ist es eine Verteilung, wie hoch eine Amplitude (Spannung, Strom oder Leistung) bei einer bestimmten Frequenz vorhanden ist. Für die Beschreibung des Rauschens sind die Momente der Verteilung, die Korrelation der Ursachen und in diesem Kapitel die daraus folgende Darstellung im Frequenzbereich interessant. Aus Sicht der mathematischen Beschreibung sind somit die hier vorgestellten Überlegungen, wenn von der Variablen der Verteilungsfunktion abgesehen wird, auch auf das örtliche Rauschen übertragbar.

Beim temporären Rauschen sind verschiedene Ursachen vorhanden. Eine genaue Beschreibung ist in der Literatur mehrfach zu finden. Insbesondere sei hier auf Müller [Müller79], van der Ziel [Ziel76] und Motchenbacher [Motchenbacher93] verwiesen. Auch die Arbeit von Blecher [Blecher02] ist empfehlenswert, zumal bei der ausführlichen Beschreibung der Ursachen speziell auf die Anwendung in der TFA-Technologie Wert gelegt wurde. Für zukünftige Untersuchungen sind die Ausführungen von Bonani und Ghione [Bonani01] interessant. Sie argumentieren, dass mit zunehmendem Downscaling in Halbleitern bei der Rauschbeschreibung die Methoden der statistischen Mechanik herangezogen werden müssen. Die aus ihren Überlegungen folgenden Ergebnisse sind für eine Übertragung in Schaltungssimulationsmodelle jedoch noch unzureichend und werden erst bei Minimalgeometrien interessant.

Für die temporären Rauschbetrachtungen sind zusammenfassend vier Beschreibungen wichtig (die ersten drei basieren auf dem Teilchenmodell). Folgende Kurzfassung soll die Einordnung bei den folgenden Unterkapiteln erleichtern.

Zum Ersten ist das thermische Rauschen zu nennen. Es kann mit dem Widerstandswert R bzw. dem Leitwert G wie folgt ausgedrückt werden:

$$\overline{i_{therm}^2} = \frac{4kT}{R} \cdot \Delta f = 4kT \cdot G \cdot \Delta f \quad (4.1)$$

Dabei beschreibt $\overline{i_{therm}^2}$ den Mittelwert des Rauschstromquadrats, Δf die effektive Bandbreite, T die Temperatur und k die Boltzmannkonstante. Erklärt wird das thermische Rauschen mit der Brown'schen Molekularbewegung, welche als immer existent anzusehen ist. Es kann im für die Bildsensorik interessanten Frequenzbereich als weißes Rauschen betrachtet werden.

Weiter ist das mit einem Stromfluss vorhandene Schrotrauschen zu nennen. Dieses Rauschen entsteht durch die endliche Höhe der Elementarladung und den damit vorhandenen Stromimpulsen. Es wird wie folgt dargestellt:

$$\overline{i_{Schrot}^2} = 2 \cdot q \cdot |I| \cdot \Delta f \quad (4.2)$$

Ergänzend zu den Bezeichnungen in Gleichung (4.1) steht q für die Elementarladung und I für den Gleichstrom. Erreichen die in der Raumladungszone generierten Ladungsträger durch Generations-Rekombinationsvorgänge nicht direkt das entgegengesetzte Ende des Bauelements, kann dies durch eine kleinere effektive Elementarladung beschrieben oder durch einen Reduktionsfaktor Γ ausgedrückt werden. Der Schrotrauschanteil ist über einen weiten Frequenzbereich mit einer konstanten Amplitude vorhanden, wobei bei reduziertem Schrotrauschen ab einer bestimmten Frequenz die Reduktion eintritt und dort dieses Rauschen einen niedrigeren Amplitudenwert hat.

Eine dritte Beschreibungsart ist das Generations-Rekombinationsrauschen. Bei diesem Modell wird davon ausgegangen, dass die den Strom verursachende Ladung statistisch schwankt. Insofern kann das Schrotrauschen in diesen Anteil ebenfalls mit einfließen.

Begrifflich wird für das Generations-Rekombinationsrauschen auch gerne das Wort Stromrauschen benutzt. Parallel kann die Schwankung der Ladungsträgerzahl auch als Schwankung des Widerstandswerts beschrieben werden. Es ist leicht nachvollziehbar, dass dieser Effekt insbesondere bei Bauelementen, bei denen die Anzahl der Ladungsträger eine bedeutende Rolle spielt⁴³, für die Ursachenbeschreibung wichtig ist.

Das Generations-Rekombinations-Rauschen kann je nach Lebensdauer der Ladungsträger und dem Modulationseffekt unterschiedliche Amplitudenverläufe $A(f)$ im Frequenzbereich erzeugen. Sie reichen von konstanter Rauschleistungsdichte bis zum $1/f^2$ -Verlauf. Mit der Ladungsträgerlebensdauer τ können die Frequenzverläufe wie folgt eingeteilt werden:

$$\begin{aligned} f \ll \frac{1}{\tau}: \quad & A(f) \sim f^0 \\ f \approx 1: \quad & A(f) \sim \frac{1}{f} \\ f \gg \frac{1}{\tau}: \quad & A(f) \sim \frac{1}{f^2} \end{aligned} \tag{4.3}$$

Als letzte Rauschbeschreibung ist das $1/f$ -Rauschen zu nennen. Neben der Generations-Rekombinationsursache bei kontinuierlicher Verteilung der Zeitkonstanten gibt es eine Vielzahl von weiteren Argumenten, woher dieses Rauschen stammt. Müller [Müller79] bezeichnet es deshalb auch als sinnlos, die Herkunft des $1/f$ -Rauschens genauer aufzulisten. Gemeinsam ist allen Ursachen, dass mit abnehmender Frequenz das Quadrat der Spektralanteile der Rauschamplitude umgekehrt proportional zunimmt:

$$\overline{i_{1/f}^2} = \frac{\alpha_H}{N} \cdot I^2 \cdot \frac{1}{f} \tag{4.4}$$

In der Gleichung (4.4) ist das Quadrat einer spektralen Rauschamplitude beschrieben, die von der Ladungsträgerzahl N , dem Gleichstrom I , der betrachteten Frequenz f und einer Konstante α_H ⁴⁴ abhängt. Die Höhe des Rauschens wird teilweise eingangs- und teilweise ausgangsbezogen dargestellt. Für eine Signal-Rauschabstand- oder Dynamikbereichbetrachtung sind beide Beschreibungen äquivalent. Bei der Betrachtung der Detektionsmöglichkeit niedriger Beleuchtungsstärken ist die eingangsbezogene Größe vorteilhafter: Sie ermöglicht einen direkten Vergleich mit der durch das Licht verursachten Eingangsgröße und zeigt dadurch direkt die Detektionsgrenze auf. Auch die Nutzung von Ladungen oder Strömen ist sowohl bei den Signal- als auch bei den Störgrößen äquivalent. Der Umrechnungsfaktor ist mit der Elementarladung und der Integrationszeit direkt vorgegeben:

$$Q = q \cdot N = I \cdot t_{\text{int}} \tag{4.5}$$

Bei der Spannung ist diese Beschreibung nicht so eindeutig, wie im folgenden Unterkapitel gezeigt wird. Die weiteren Ziele dieses Kapitels dienen der Untersuchung des temporären Rauschens der Pixeleingangsstufe. Zuerst folgt nach allgemeinen Ausführungen zum kTC-Rauschen mit den obigen Ursachenbetrachtungen eine Untersuchung der in SPICE vorhandenen Rauschmodelle. Anschließend wird durch Erweiterung bestehender SPICE-Modelle eine Möglichkeit vorgestellt, mit der auch das Rauschen von amorphen pin-Dioden simulations-technisch erfasst werden kann. Dadurch ist es zukünftig möglich, die TFA-Pixeleingangsstufe rauschtechnisch mit SPICE zu untersuchen. Abschließend wurden mit den vorhandenen

⁴³ z. B. die Anzahl der Kanalladungen beim MOSFET

⁴⁴ In der Literatur findet sich als Bezeichnung der Konstante α_H der Begriff Hooge-Parameter.

Rauschparametern beispielhaft Rauschsimulationen für die Pixeleingangsstufen durchgeführt und miteinander verglichen.

4.1. Das Reset- oder kTC-Rauschen

Eine in der Bildsensorik und in switched-capacitor- (SC-) Schaltungen wichtige Rauschquelle ist das Reset- oder kTC-Rauschen. Obwohl Blindwiderstände nicht zur Erhöhung des Rauschens beitragen, können zwei Beschreibungen den Einfluss der Kapazität verdeutlichen. Erstens können Kapazitäten einen Wirkanteil speichern und später wieder abgeben und zum Zweiten tragen bei einer Betrachtung im Frequenzbereich die Kapazitäten zu einer Änderung des Frequenzverlaufs bei.

Bei der in der Kapazität aufgenommenen Ladung bleibt auch deren Unsicherheit gespeichert und wird später weitergereicht. Das heißt: Bei einem Zusammenwirken eines thermisch rauschenden Widerstands mit der Kapazität und einer integralen Betrachtung über den gesamten Frequenzbereich des Netzwerks errechnet sich ein Ergebnis, nach dem die effektiv wirksame Rauschspannung bzw. -ladung unabhängig von der Höhe des spektralen Rauschstroms oder der spektralen Rauschspannungsamplitude ist. Damit ist sie auch unabhängig von der Höhe des Widerstands. Die auf der Kapazität vorhandene thermische Rauschspannung hat eine Höhe von:

$$\overline{v_{kTC}} = \sqrt{\frac{kT}{C}} \quad (4.6)$$

Äquivalent zu Gleichung (4.6) kann auch eine Unsicherheit bei der vorhandenen Ladung angegeben werden. Sie wird mit der Beziehung:

$$Q = C \cdot V \quad (4.7)$$

in Gleichung (4.8) überführt:

$$\overline{q_{kTC}} = \sqrt{kT \cdot C} \quad (4.8)$$

Ein Vergleich der Gleichungen (4.6) und (4.8) macht deutlich, dass diverse Autoren bei ihren Rauschbetrachtungen zu einer unterschiedlichen Bewertung des Kapazitätseinflusses kommen. So schreiben einige Autoren „mit einer zunehmenden Kapazität geht das kTC-Rauschen zurück“ [Tian99, Lule00, Blecher02, Theuwissen02], während andere [Fossum97, Seitz92, Chen00, Goy01b] argumentieren, „mit zunehmender Kapazität nimmt das Resetrauschen zu“. Beide Betrachtungsweisen sind für eine Beschreibung der Rauschamplitude richtig. Erst im Zusammenhang mit der zu betrachtenden Sensoreigenschaft ist eine sinnvolle Wahl zu treffen.

Dominiert das kTC-Rauschen, so ist für eine Grenzbetrachtung bei niedrigen Beleuchtungsstärken die Beschreibung mit Gleichung (4.8) besser geeignet. Sie beschreibt direkt, wie viele Ladungsträger gesammelt werden müssen, damit sich der Fotostrom vom Rauschen abhebt. Demgegenüber zeigt bei der Beschreibung des Dynamikbereichs eine große Kapazität Vorteile. Wird die obere Spannung, die die Sättigungsspannung der Speicherkapazität oder den Aussteuerbereich des Treibertransistors beschreibt, als konstant betrachtet, ist eine niedrige untere Spannungsgrenze vorteilhaft, und diese wird nach Gleichung (4.6) durch eine große Kapazität erreicht.

Drei Maßnahmen zu einer Reduktion des Resetrauschens werden diskutiert. Am weitesten verbreitet ist die korrelierte Doppelabtastung (Correlated Double Sampling, CDS). Bei dieser Methode wird zu Beginn der Integrationszeit der Pixelwert zwischengespeichert und nach der

Integration von dem dann vorhandenen Wert abgezogen. Dadurch werden neben allen vorhandenen Offsetwerten auch die niederfrequenten Rauschanteile⁴⁵ und der kTC-Rauschanteil eliminiert. Aus Speicherplatzgründen wird bei diversen Bildsensoren auch ein unechtes CDS eingesetzt. Hierbei wird zuerst das Pixelsignal nach der Integration ausgelesen, das Pixel auf seinen Resetwert gebracht und anschließend das Signal zur Subtraktion ausgelesen. Wegen der fehlenden Korrelation zwischen den beiden kTC-Rauschanteilen findet hier jedoch keine Elimination, sondern eine Erhöhung der Rauschspannung um den Faktor $\sqrt{2}$ statt.

Bei der zweiten Maßnahme wird durch eine Reduktion des für das kTC-Rauschen verantwortlichen Resettransistorkanalrauschens eine Verbesserung bis zu einem Faktor zwei erreicht. Das Kanalrauschen hängt vom Arbeitspunkt des Transistors ab (siehe Kapitel 4.3). Es ist im Subschwellsbereich niedriger als im Sättigungsbereich. Würde das Reset nur im Subschwellsbereich durchgeführt, so entstehen ein Image-Lag und bei niedrigen Beleuchtungsstärken Nichtlinearitäten (siehe [Pain99] und [Pain00]). Woher dieses Image-Lag kommt, wird mit Kapitel 4.3 verständlich. Diese Forschergruppe am JPL schlägt deshalb vor, eine kombinierte Maßnahme durchzuführen. Hierbei wird das Reset erst im Sättigungsbereich und anschließend im Subschwellsbereich durchgeführt. Das Konzept wird Hard-to-Soft-Reset (HTS) genannt.

Die dritte Möglichkeit wurde bei Pixel Devices entwickelt [Fowler00]. Hier wird ein sogenanntes aktives Reset durchgeführt, bei dem durch einen zusätzlichen Verstärker und zwei Schalter eine Variation der effektiven Kapazität erfolgt und damit eine Verbesserung um einen Faktor 18 präsentiert wird. Die vorgestellte Lösung benötigt drei zusätzliche Transistoren und führt im Verhältnis zu häufig diskutierten Pixelkomplexitäten nur zu einer geringfügigen Vergrößerung der notwendigen Pixelfläche.

Welche Maßnahmen zur Eliminierung oder Reduzierung des kTC-Rauschens notwendig werden, hängt vom Gesamtbildsensorkonzept ab. Maßgebend sind hierbei die erlaubte Pixelgröße zur Aufnahme der Bauelemente, die für die Signalvorverarbeitung oder die Zwischenspeicherung notwendig sind, und die erlaubte Komplexität bei der Pixelansteuerung.

Vorher ist es aber sinnvoll zu kontrollieren, welches Rauschen die Gesamtanordnung dominiert. Dazu wird beispielhaft der Schrotrauschanteil eines pin-Detektors mit dem kTC-Rauschen seiner Kapazität verglichen. Die zum Schrotrauschen zugehörige Rauschspannung kann mit

$$v_{Schrot} = \frac{\sqrt{q \cdot J \cdot A \cdot t_{int}}}{C} \quad (4.9)$$

angegeben werden. Der Vergleich von Gleichung (4.6) und Gleichung (4.9) führt bei einer Dunkelstromdichte von $100 \text{ pA} \cdot \text{cm}^{-2}$ und einem Kapazitätsbelag von $10 \text{ nF} \cdot \text{cm}^{-2}$ zu:

$$\frac{v_{Schrot}}{v_{kTC}} = \sqrt{\frac{q \cdot J_{dunkel} \cdot t_{int}}{kT \cdot C}} = 0,622 \cdot \frac{1}{\sqrt{s}} \cdot \sqrt{t_{int}} \quad (4.10)$$

Der Unterschied zwischen dem kTC-Rauschen und dem Rauschen des Dunkelstroms ist wegen der bei niedrigen Beleuchtungsstärken häufig angewandten, langen Integrationszeit nur gering. Der Zahlenwert in Gleichung (4.10) wurde bei einer Temperatur von 300 K bestimmt. Durch die exponentielle Zunahme des Dunkelstroms mit der Temperatur (siehe Kapitel 3.1.3)

⁴⁵ kleiner dem Kehrwert der Integrationszeit

⁴⁶ Mit dem kleinen „s“ unter der Wurzel ist die Einheit der Sekunde berücksichtigt

oder einer Absenkung des Kapazitätsbelags durch Reduzierung der i-Schichtdicke kann das Schrotrauschen des Dunkelstroms leicht das kTC-Rauschen übersteigen.

4.2. Rauschen des Fotodetektors

Für das Gesamtrauschverhalten eines Systems ist in der Regel der Eingangsbereich von besonderer Bedeutung. Spätere Rauschkomponenten müssen mit der Verstärkung der Eingangsgrößen betrachtet werden und sind im Verhältnis dazu u. U. sogar vernachlässigbar. Der erste Teil im Eingangsbereich ist der Fotodetektor. Bei der TFA-Technologie handelt es sich dabei um eine pin-Diode aus amorphem Silizium. Untersuchungen zu ihrem Rauschen wurden von Blecher [Blecher 02] durchgeführt und sind zusammenfassend in Kapitel 4.2.1 dargestellt. Kapitel 4.2.2 zeigt, wie diese Ergebnisse in SPICE übertragen und dadurch für die Rauschsimulation eingesetzt werden können.

4.2.1. Rauschmodell eines a-Si:H-Detektors

Das Ersatzschaltbild eines amorphen Fotodetektors ist in Abb. 33 vorgestellt. Neben den allgemeinen Kleinsignalgrößen sind die Rauschkomponenten in konzentrierten Elementen, jeweils aufgeteilt nach den Ursachen, eingezeichnet. Durch die Schraffur sind die Rauschanteile von den normalen, rauschfreien Anteilen zu unterscheiden. Für die Bildsensorik ist neben dem thermischen Rauschen das Rauschen des Foto- und des Dunkelstroms relevant.

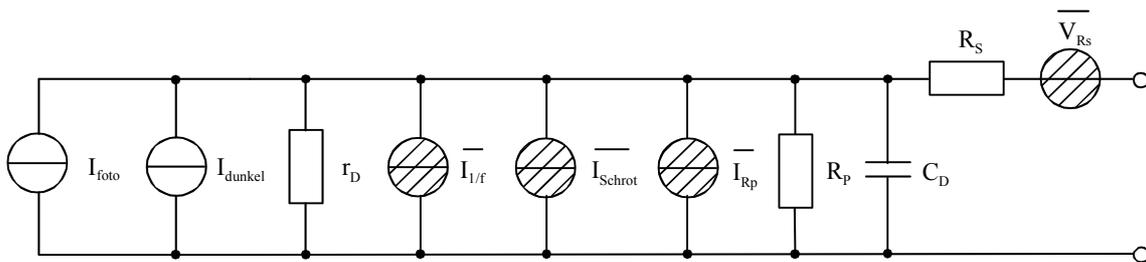


Abb. 33: Ersatzschaltbild eines rauschenden a-Si:H-Fotodetektors, angelehnt an der Darstellung von Blecher. Die rauschenden Quellen sind schraffiert dargestellt. Der differenzielle Widerstand r_D beschreibt die Steilheit der Kennlinie im Arbeitspunkt und trägt nicht zum Rauschen bei.

Müller [Müller79] formulierte bei seinem Dioden-Rauschmodell lediglich ein Schrotrauschen für den Dunkelstrom. Messtechnisch wurde von Blecher aber auch ein 1/f-Rauschen nachgewiesen. Auch beim Fotostrom konnten beide Rauschanteile erkannt werden. Blecher stellte dabei fest, dass im Verhältnis zur Stromhöhe des Fotostroms der 1/f-Rauschanteil des Dunkelstroms um einen Faktor 100 höher ausfiel. In der Abb. 33 enthalten die konzentrierten Elemente 1/f- und Schrot-Anteile sowohl aus dem Fotostrom als auch aus dem Dunkelstrom.

Der Schrotrauschanteil wird mit

$$\overline{i_x^2} = 2 \cdot q \cdot |I_x| \cdot \Delta f \quad (4.11)$$

beschrieben und der des 1/f-Rauschens mit:

$$\overline{i_{x,1/f}^2} = \frac{c_x}{A^{2\beta_x-1}} \cdot I_x^{2\beta_x} \cdot \frac{1}{f^{\gamma_x}} \quad (4.12)$$

Der Index x beschreibt, ob der Foto- (foto) oder der Dunkelstrom (dunkel) betrachtet wird. Die Zahlenwerte für die Parameter der Gleichung (4.12) sind der Tabelle 3 zu entnehmen.

I_x	$c_x[\text{cm}^2]$	γ_x	β_x
Kurzschlussfotostrom	$c_{\text{foto}} = 5 \cdot 10^{-16}$	$\gamma_{\text{foto}} = 1$	$\beta_{\text{foto}} = 0,85$
Sperrdunkelstrom	$c_{\text{dunkel}} = 2 \cdot 10^{-7}$	$\gamma_{\text{dunkel}} = 1$	$\beta_{\text{dunkel}} \approx 1$

Tabelle 3: Rauschparameter zur Beschreibung des 1/f-Rauschens bei einem amorphen pin-Detektor

Die Betrachtung eines reduzierten Schrotrauschens ist nicht notwendig, da es sich nach Blecher erst bei Integrationszeiten unter dem ms-Bereich bemerkbar macht. Niedrige Beleuchtungsstärken erfordern in der Regel deutlich längere Integrationszeiten.

Eine Unterscheidung des Foto- und des Dunkelstromrauschens ist notwendig, da sonst eine Differenzierung zwischen dem Dynamikbereich und dem Signal-Rauschabstand nicht möglich ist. In der Abb. 33 sind deshalb der 1/f- und der Schrotrauschanteil doppelt anzusetzen. Weitere in dieser Abbildung zu findende Rauschanteile sind durch Widerstände dargestellt, die einen thermisch verursachten Rauschanteil besitzen. Deren Anteil an der gesamten Rauschamplitude kann mit der Gleichung (4.1) berechnet werden.

4.2.2. SPICE-Modell für das Detektorrauschen

Das SPICE-Diodenmodell berücksichtigt sowohl das in Kapitel 4.2.1 formulierte Schrot- als auch das 1/f-Rauschen. Trotzdem ist eine direkte Übertragung der Ergebnisse aus Kapitel 4.2.1 für eine SPICE-unterstützte Rauschbetrachtung der Pixeleingangsstufe nicht möglich. Erstens beschreibt das SPICE-Diodenmodell lediglich den Dunkelstromanteil, zweitens ist keine Flächenabhängigkeit gegeben und drittens würde ein Strom durch die Diode, der den gewünschten Rauschstrom repräsentiert, den Arbeitspunkt der übrigen Schaltung verschieben. Wegen des simulierten Rauschverlaufs in Abhängigkeit von der Frequenz bietet sich das SPICE-Modell der Diode als Rauschgenerator für die Modellierung aber trotzdem an. Das genutzte Rauschersatzschaltbild ist in Abb. 34 dargestellt.

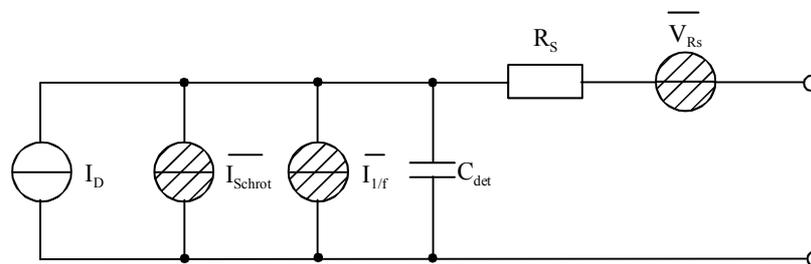


Abb. 34: Ersatzschaltbild der Rauschgrößen des in SPICE implementierten Diodenmodells. Auch hier sind die rauschenden Quellen schraffiert dargestellt.

Der Schrotrauschanteil wird in diesem Modell gemäß Gleichung (4.2) simuliert und der 1/f-Anteil mit den beiden SPICE-Parametern AF und KF durch:

$$\overline{i^2_{1/f}} = KF \cdot I^{AF} \cdot \frac{1}{f} \quad (4.13)$$

beschrieben.

Ein Vergleich der Gleichungen (4.12) und (4.13) macht deutlich, dass, sofern der Parameter $\gamma = 1$ und die gewünschte Diodenfläche A bekannt sind, eine leichte Übertragung der Ergebnisse aus Kapitel 4.2.1 in die SPICE-Parameter sowohl beim Foto- als auch beim Dunkelstromrauschverhalten möglich ist:

$$AF = 2 \cdot \beta_x \quad (4.14)$$

$$KF = \frac{c_x}{A^{2 \cdot \beta_x - 1}} \quad (4.15)$$

	Messdiode		Diode für Spektroskopie	
	KF	AF	KF	AF
Fotostrom	$1.26 \cdot 10^{-14}$	1,7	$2,7 \cdot 10^{-13}$	1,7
Dunkelstrom	$2 \cdot 10^{-5}$	2	$1,6 \cdot 10^{-3}$	2

Tabelle 4: SPICE-Parameter für die Beschreibung des 1/f-Rauschverhaltens der amorphen pin-Diode bei der rauschtechnisch vermessenen Diode [Blecher02] und die Übertragung auf die für die Spektroskopie angestrebte Dünnschichtfläche des TFA-Sensors

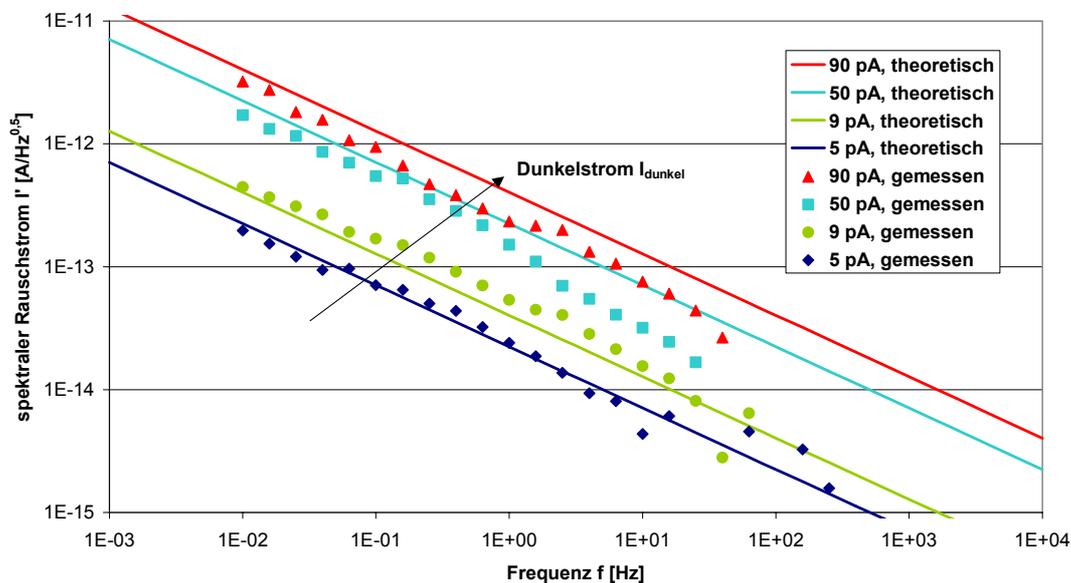


Abb. 35: 1/f-Rauschen des Dunkelstroms in Sperrrichtung bei Sperrströmen von 5 pA, 9 pA, 50 pA und 90 pA im Vergleich zur PSPICE-Simulation

In der Tabelle 4 sind die kalkulierten Werte dargestellt, die sich bei der Nachbildung des 1/f-Rauschanteils der vermessenen Diode ergeben. Weiter enthält sie die Parameter, die für die Rauschbetrachtung des Pixels bei der Spektrometeranwendung benötigt werden. Zur Bestäti-

gung der Betrachtung wurde das mit SPICE simulierte Diodenrauschen in der Abb. 35 und Abb. 36 dargestellt. Die Punkte zeigen die von Blecher ermittelten Messwerte. Für die Simulation wurden weiter die in der gleichen Arbeit genannten Werte⁴⁷ genutzt. Dabei wird die gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung deutlich.

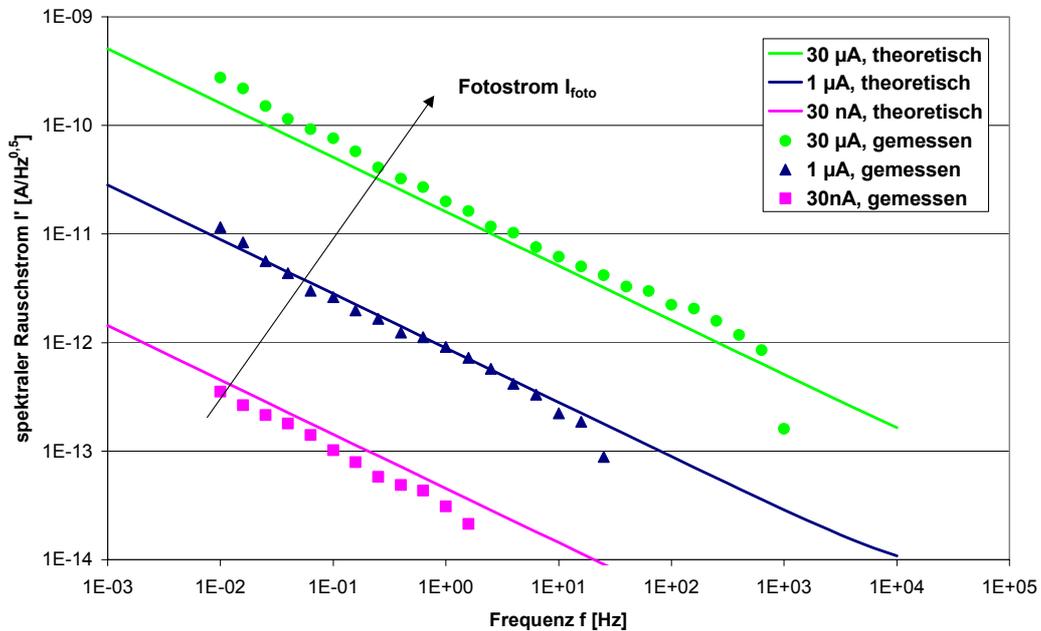


Abb. 36: 1/f-Rauschen des Kurzschlussfotostroms bei 30 nA, 1 μA und 30 μA im Vergleich zur PSPICE-Simulation

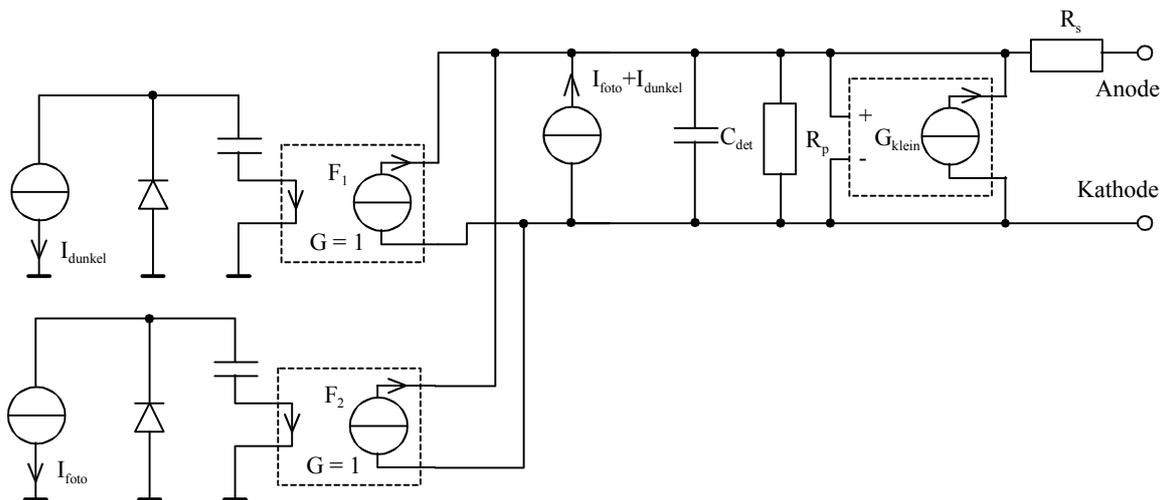


Abb. 37: Simulationskonzept zur Berücksichtigung des Rauschens der Dünnschicht in TFA-Bildsensoren.

⁴⁷ Kapazität von 113 pF, Pixelfläche von 1 mm², Serienwiderstand von 100 Ω und Parallelwiderstand von 1 TΩ

Damit die Arbeitspunkteinstellung bei der Simulation korrekt bleibt, sind die Rauschverläufe extern zu generieren und anschließend in die Pixelelektronik mit rauschfreien Strom-Strom-Wandlern einzukoppeln. Weiterhin ist darauf zu achten, dass bei den Rauschgeneratoren der Serienwiderstand und der differentielle Widerstand der Diode nicht zu zusätzlichen Rauschquellen beitragen. In Abb. 37 ist das gesamte für die Rauschsimulation notwendige Ersatzschaltbild dargestellt. Dabei wird die Superposition der unkorrelierten Rauschanteile von Fotostrom und Dunkelstrom durch geometrische Addition der Rauschleistung berücksichtigt. Durch die stromgekoppelten Stromquellen (F_1 und F_2) werden die extern generierten Rauschanteile in die Pixeleingangsstufe eingekoppelt. Mithilfe einer spannungsgesteuerten Stromquelle (G_{klein}) wird der Kleinsignalwiderstand der pin-Diode rauschfrei nachgebildet. Damit ist es nun möglich, mithilfe von SPICE trotz fehlender Modellierung von Fotostromdioden auch das Rauschverhalten der Pixeleingangsstufen von TFA-Bildsensoren zu untersuchen. Komplexe Handkalkulationen und dazu notwendige Vereinfachungen sind nicht mehr notwendig. Dem Bildsensorentwickler steht mit diesem Modell nun ein Werkzeug zur Verfügung, mit dem auch bei einer komplexen Pixelelektronik eine anwendungsbezogene Machbarkeit bereits simulationstechnisch überprüft werden kann.

4.3. Rauschen der MOSFETs

Bei der Simulation des Rauschens der Eingangsstufe ist neben dem Detektoranteil auch das Verhalten der MOSFETs zu beurteilen. Deren spektrale Rauschbeiträge können ebenfalls in die beiden Anteile 1/f-Rauschen und weißes Rauschen aufgeteilt werden. Der weiße Anteil berücksichtigt das thermische, das Schrot- und das induzierte Gate-Rauschen. Das Konzept zur Beschreibung des thermischen und des Schrot-Rauschens bei JFETs wurde erstmals 1962 von van der Ziel [Ziel62] vorgestellt. Jordan et al. [Jordan65] übertrugen dieses Konzept auf MOSFETs und erhielten unter Berücksichtigung der Kanalhöhe im Trioden- und Sättigungsbereich folgende Beschreibung für das Rauschen:

$$\overline{i_{ds,therm}^2} = 4 \cdot kT \cdot g_{\max} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{1-(1-u)^3}{u \cdot (2-u)} \cdot \Delta f \quad \text{mit } g_{\max} = g_{ds} + S + S_{bs} \quad (4.16)$$

Der arbeitspunktabhängige Rauschparameter u ist bei diesem Modell wie folgt definiert:

$$u = \begin{cases} \frac{V_{ds}}{V_{ds} - V_{th}} & \text{im Triodenbereich} \\ 1 & \text{im Sättigungsbereich} \end{cases} \quad (4.17)$$

Arbeitet der Transistor im Subschwellsbereich, so wird der Rauschstrom durch das Schrotrauschen des Kanalstroms ausgedrückt [Tsividis87]:

$$\overline{i_{ds,Schrot}^2} = 2 \cdot q \cdot I_{sat} \cdot \left(1 + e^{-\frac{q|V_{ds}|}{kT}} \right) \cdot \Delta f \quad (4.18)$$

Die Gleichungen (4.16) und (4.18) sind für die Beschreibung des kTC-Rauschens interessant. Im Sättigungsbereich ist die Rauschleistung durch den Term 2/3 und daraus folgend um das gleiche Verhältnis auch das kTC-Rauschen kleiner, als es sich bei einem reinen thermisch rauschenden Leitwert g_{\max} ergeben würde⁴⁸. Gleichung (4.18) ist für das Soft-Reset wichtig und beschreibt mit dem Exponentialterm die Verringerung des Schrotrauschanteils. Mit einer großen Drain-Source-Spannung ($V_{ds} \gg V_T$) entfällt der Exponentialterm und gegenüber dem reinen thermischen Rauschen ist dann die Rauschleistung auf die Hälfte abgesunken. Parallel

⁴⁸ Vergleiche Gleichung (4.16) mit Gleichung (4.1)

verringert sich jedoch auch der Strom, der die Detektorkapazität umladen kann. Dieser Strom ist nach Sze [Sze85]:

$$I_{ds} = I_{sat} \cdot \left(1 - e^{-\frac{q \cdot V_{ds}}{kT}}\right) \approx \frac{q \cdot A \cdot D_n \cdot n_i}{l} \cdot e^{-\frac{q \cdot (V_{gs} - V_{th})}{kT}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{q \cdot V_{ds}}{kT}}\right) \quad (4.19)$$

Folgendes Beispiel soll zur Erklärung der sich daraus ergebenden Probleme dienen: Bei einer Drain-Source-Spannung von 0 V, einer Kanaltiefe von 100 μm , den Transistorgeometrieparametern von 3 μm Weite und 1 μm Länge sowie den üblichen Materialparametern von Silizium ergibt sich ein Drainsättigungsstrom I_{sat} von 5 nA. Die hier gemachten Festlegungen sind für diese Problemstellung als extrem positive Werte anzusehen.

Mit diesem Sättigungsstrom soll nun die notwendige Restzeit in Abhängigkeit von der genutzten Subschwellschwungung $V_{gs} - V_{th}$ abgeschätzt werden. Hierzu wurde festgelegt: 100.000 e^- müssen mithilfe des Drainstroms über einen Transistor im Subschwellschwungungsbereich umgeladen werden. Weiter erfolgt die Umladung mit einem linearen Ladungshöhe-Zeit-Zusammenhang. Gegenüber Gleichung (2.2) ist zusätzlich noch der Zusammenhang zwischen Ladung und Strom zu beachten. Die Resetzeit wird durch folgende Gleichung ausgedrückt:

$$\Delta Q = C \cdot \Delta V = I \cdot \Delta t \quad (4.20)$$

Die Abb. 38 zeigt die Resetzeit in Abhängigkeit von der Gate-Source-Spannung, die den Subschwellschwungungsbereich beschreibt. Wenn bereits die Gate-Source-Spannung gleich der Schwellschwungung ist, beträgt die Resetzeit 3,2 ms. Würde sie auf 100 mV ansteigen, steigt die Resetzeit auf 153 ms. Diese Zeitdauer ist bei Bildsensoren üblicherweise nicht tolerabel. Der Detektor wird in einer kürzeren Resetzeit nicht komplett entladen. Dass Pain et al. [Pain99] ein Image-Lag beobachtet haben, ist mit dieser Überlegung deshalb leicht nachvollziehbar. Einer Verbesserung des Rauschverhaltens sind mit dieser Methode deshalb enge Grenzen gesetzt.

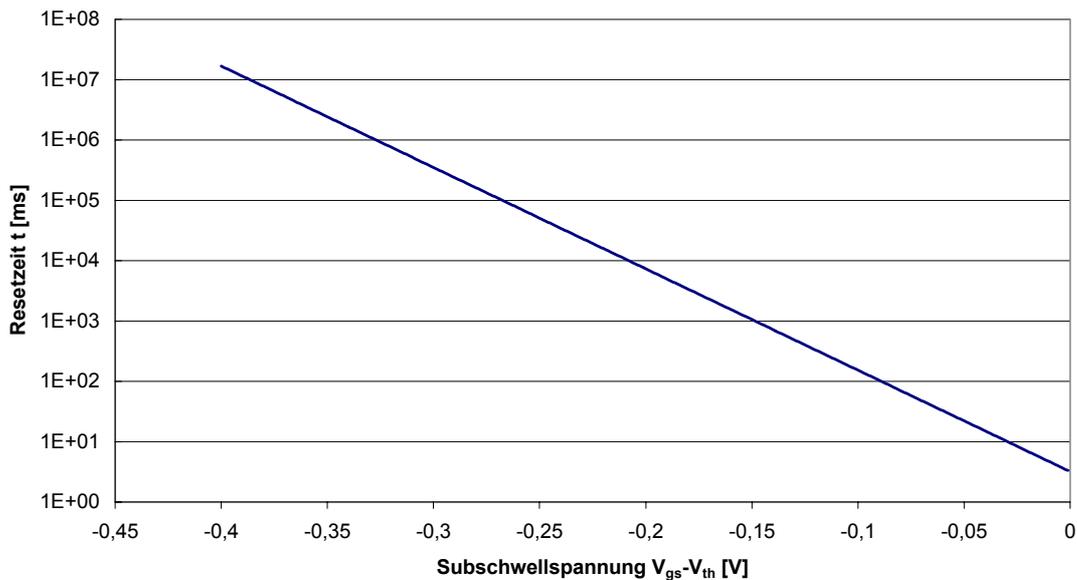


Abb. 38: Resetzeit in Abhängigkeit von der Drain-Source-Spannung bei einem Soft-Reset

Die Spice-Umsetzung beim weißen Rauschanteil lautet im sogenannten Level2-Modell [Cheng96] wie folgt:

$$\overline{i_{therm}^2} = \frac{8}{3} \cdot kT \cdot (g_{ds} + S + S_{bs}) \cdot \Delta f \quad (4.21)$$

Der Vergleich mit Gleichung (4.16) macht deutlich, dass mit diesem am häufigsten angewandten Rauschmodell lediglich das Rauschen im Sättigungsbereich beschrieben wird. Weder der Triodenbereich⁴⁹, noch der für die kTC-Rauschreduzierung interessante Subschwellsbereich wird korrekt wiedergegeben. Eine geeignete Simulation des Rauschverhaltens ist nicht möglich.

Eine verbesserte Beschreibung des thermischen Kanalrauschens ist zu erhalten, wenn hierzu die Anzahl der im Kanal vorhandenen Ladungen und deren Fluktuation genutzt wird. Ab dem BSIM3v3-Modell, das mit der geeigneten Beschreibung arbeitet, steht ein Rauschmodell zur Verfügung, das für alle Betriebsbereiche gültig ist. In diesem Rauschmodell ist der Rauschstrom wie folgt definiert:

$$\overline{i_{therm}^2} = 4 \cdot kT \cdot \frac{\mu_{eff}}{l_{eff}^2} \cdot |Q_{inv}| \cdot \Delta f \quad (4.22)$$

Im Sättigungsbereich sind die Gleichungen (4.21) und (4.22) äquivalent. Die Inversionsladung Q_{inv} beschreibt die gesamte den Drainstrom verursachende Ladung und kann durch Integration über der Kanallänge ermittelt werden. Mit Nutzung der gradual channel approximation wird der Faktor $2/3$ ⁵⁰ errechnet. Der Einfluss der Beweglichkeit und die quadratische Abhängigkeit zur Kanallänge sind ebenfalls in beiden Gleichungen beschrieben⁵¹.

Bis auf das induzierte Gate-Rauschen, das bei höheren Frequenzen zu beachten ist [Klaassen67], enthält das Modell in Gleichung (4.22) alle weißen Rauschanteile eines MOSFETs und sollte deshalb bevorzugt für die Untersuchung von Bildsensoren genutzt werden.

Beim 1/f-Rauschen sind die SPICE-Umsetzungen noch komplexer. Im Level2-Modell sind insgesamt drei verschiedene Definitionen zu finden, die in PSPICE auch alle implementiert sind:

$$\overline{i_{ds,1/f}^2} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{KF \cdot I_{ds}^{AF}}{C_{Ox} \cdot l_{eff}^2 \cdot f} \quad (a) \\ \frac{KF \cdot I_{ds}^{AF}}{C_{Ox} \cdot l_{eff} \cdot w_{eff} \cdot f} \quad (b) \\ \frac{KF \cdot S^2}{C_{Ox} \cdot l_{eff} \cdot w_{eff} \cdot f^{AF}} \quad (c) \end{array} \right. \quad (4.23)$$

Auffallend ist insbesondere die unterschiedliche Geometrieabhängigkeit. Von dem AMS-Vorschlag [AMS02a] zur Nutzung von (a) für NMOS- und von (b) für PMOS-Transistoren ist

⁴⁹ der für den Aufbau von Bildsensoren mit logarithmischer Kennlinie interessant ist

⁵⁰ siehe auch Gleichung (4.16) und (4.17)

⁵¹ vergleiche hierzu die Gleichungen (1.35), (1.37) und (1.39) aus dem Anhang E

jedoch abzuraten. Dies wird durch die Herleitung über die physikalischen Grundlagen und die Einbindung in die Transistorkleinsignalparameter deutlich.

Die 1/f-Rauschspannung wird im Wesentlichen durch Tunneleffekte an der Grenzschicht zwischen dem Oxid und dem Halbleiter verursacht. Hierbei werden Ladungsträger im Oxid eingefangen und zu einem späteren Zeitpunkt wieder freigegeben. Da die Trappzustände unterschiedlich tief in dem Oxid sitzen, kommt es bei der integralen Betrachtung zu einem 1/f-Rauschverlauf. Im Trioden- und Sättigungsbereich wird die Rauschspannung durch folgenden Zusammenhang beschrieben [Nemirovsky01]:

$$\overline{v_{1/f}^2} = \frac{q^2}{C_{Ox}^2} \cdot \frac{N_{Ox}}{w_{eff} \cdot I_{eff}} \cdot \frac{1}{f} \cdot \Delta f \quad (4.24)$$

In dieser Gleichung beschreibt C_{Ox} die flächenbezogene Gatekapazität und N_{Ox} die flächenbezogene Anzahl der Zustände im Oxid. Die Übertragung der Rauschspannung in einen Rauschstrom erfolgt mit der Steilheit S durch folgenden Zusammenhang:

$$\overline{i_{1/f}^2} = \overline{v_{1/f}^2} \cdot S^2 \quad (4.25)$$

Wird die Zusammenfassung der Gleichungen (4.24) und (4.25) mit dem Teil (c) der Gleichung (4.23) verglichen, so errechnet sich der Rauschparameter KF wie folgt:

$$KF = \frac{q^2}{C_{Ox}} \cdot N_{Ox} \quad (4.26)$$

Mit dem Teil (c) der Gleichung (4.23) wird das 1/f-Rauschverhalten allgemein durch die Steilheit S beschrieben und gilt somit für den Trioden- als auch für den Sättigungsbereich. Häufig wird im Rauschmodell das Rauschen jedoch durch den Drainstrom ausgedrückt. Hierzu ist die Steilheit S durch einen äquivalenten Ausdruck zu ersetzen. Unter Vernachlässigung der Kanallängenmodulation kann mit der Gleichung (1.35) (siehe Anhang E) die Steilheit S im Sättigungsbereich durch folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$S = \sqrt{2 \cdot \mu \cdot C_{Ox} \cdot I_{ds} \cdot \frac{w_{eff}}{l_{eff}}} \quad (4.27)$$

Es sind die Gleichungen (4.24), (4.25) und (4.27) zusammenzufassen. Dies führt im Sättigungsbereich zu einem Rausch-Strom-Zusammenhang, der in der Gleichung (4.28) dargestellt ist. Diese Gleichung bildet für diesen Fall die physikalische Grundlage für den SPICE-Parameter KF :

$$\overline{i_{1/f}^2} = \frac{2 \cdot \mu \cdot q^2 \cdot N_{Ox} \cdot I_{ds}}{C_{Ox} \cdot l_{eff}^2} \cdot \frac{1}{f} \cdot \Delta f \quad (4.28)$$

$$KF = 2 \cdot \mu \cdot q^2 \cdot N_{Ox} \quad (4.29)$$

Im Sättigungsbereich kann das 1/f-Rauschen also gut mit dem Teil (a) der Gleichung (4.23) bestimmt werden. Nemirovsky et al. [Nemirovski01] wiesen jedoch darauf hin, dass die Zustandsdichte N_{Ox} bei PMOS-Transistoren von der Gate-Spannung abhängig ist und deshalb das Rauschverhalten durch eine Konstante nur unzureichend beschrieben werden kann. Weiter erwähnten sie, dass bei der Herstellung von PMOS-Transistoren weniger Zustände als bei NMOS-Transistoren entstehen. Bei NMOS-Transistoren fällt deshalb der Rauschanteil höher aus und sollte, so weit möglich, in der Eingangsstufe von Bildsensoren sparsam eingesetzt werden.

Im linearen Bereich der Transistorkennlinie ist die Steilheit durch folgenden Ausdruck repräsentiert:

$$S = \frac{I_{ds}}{V_{gs} - V_{th}} \quad (4.30)$$

Hieraus lassen sich zwei Ausdrücke für den Rauschstrom entwickeln:

$$\overline{i_{1/f}^2} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{q^2 \cdot \mu \cdot N_{Ox} \cdot V_{ds}}{V_{gs} - V_{th}} \cdot \frac{I_{ds}}{C_{Ox} \cdot l_{eff}^2} \cdot \frac{1}{f} \cdot \Delta f \quad (a) \\ \frac{q^2 \cdot N_{Ox}}{C_{Ox} \cdot (V_{gs} - V_{th})} \cdot \frac{I_{ds}^2}{C_{Ox} \cdot w_{eff} \cdot l_{eff}} \cdot \frac{1}{f} \cdot \Delta f \quad (b) \end{array} \right\} \quad (4.31)$$

Der erste Ausdruck kann mit Teil (a) und der zweite Ausdruck mit Teil (b) der Gleichung (4.23) verglichen werden. Dies führt jeweils zu folgenden SPICE-Parametern KF:

$$KF = \left\{ \begin{array}{l} \frac{q^2 \cdot \mu \cdot N_{Ox} \cdot V_{ds}}{V_{gs} - V_{th}} \quad (a) \\ \frac{q^2 \cdot N_{Ox}}{C_{Ox} \cdot (V_{gs} - V_{th})} \quad (b) \end{array} \right\} \quad (4.32)$$

Da dieser SPICE-Parameter eine Konstante ist, sind genau genommen beide Möglichkeiten ungeeignet. Es ist im Fall (b) der Gleichung (4.32) lediglich eine Abhängigkeit von der Gate-Source-Spannung vorhanden, was nachvollziehbar macht, dass wegen der einfacheren Beschreibung für den linearen Bereich der Ausdruck (b) der Gleichung (4.23) bevorzugt wird. Im Gegensatz zum Sättigungsbereich geht der Drainstrom quadratisch ein und muss durch Änderung des Parameters AF angepasst werden.

Zusammenfassend ist hervorzuheben, dass die unterschiedlichen, in bisherigen SPICE-Modellen zu findenden Beschreibungen des 1/f-Rauschens (Gleichung (4.23)) für unterschiedliche Arbeitspunkte des MOSFETs gelten. Soll der Drainstrom für die Beschreibung des 1/f-Rauschens genutzt werden, so ist darauf zu achten, dass unter Voraussetzung eines konstanten Parameters KF die Beschreibung nur für einen Arbeitspunkt gilt und deshalb nur extrem eingeschränkt genutzt werden kann. Ob das 1/f-Rauschen bei der Pixeleingangsstufe zu hoch oder zu niedrig abgeschätzt wird, hängt neben dem benutzten Modell auch vom Arbeitspunkt ab, bei dem der Parameter gemessen wurde. Dieser Arbeitspunkt ist bei den Beschreibungen der Design-Kits in der Regel jedoch nicht angegeben und führt deshalb zu einer großen Fehlerquelle bei der Untersuchung der unteren Detektionsgrenze von Bildsensoren. Sind alle unterschiedlichen Betriebsbereiche zu berücksichtigen, so wäre zusätzlich auch noch das Rauschmodell von Hand anzupassen. Insofern ist die Nutzung eines Rauschmodells, das alle Arbeitspunkte berücksichtigt, anzuraten.

Auch beim 1/f-Rauschen wurde ab der BSIM3v3-Version [Cheng96] ein weiteres Rauschmodell implementiert. Dieses Modell berücksichtigt die Betriebsbereiche in schwacher und starker Inversion, Kurzkanaleffekte, Trapeffekte durch das Oxid sowie auch Schwankungen der Oberflächenbeweglichkeit [Degerli00]. Das exakte Verhalten wird mit drei Parametern eingestellt (NOI A, NOI B, NOI C), die empirisch zu ermitteln sind. Die Übertragung dieses Modells in die Design-Kits der ASIC-Hersteller erfolgt erst seit kurzem. AMS [AMS02a] setzt es in ihren kommerziellen Tools bereits als das Standardmodell ein. In den für die Lehre oder für Testzwecke eingerichteten Multi-Projekt-Wafer-Angeboten (MPW), wie z. B. MOSIS, in dem auch die Teststrukturen hergestellt wurden, stehen die Parameter dieses BSIM-Rauschmodells noch nicht zur Verfügung. Deshalb wurde für die weitere Untersu-

chung, die im folgenden Unterkapitel dargestellt ist, mit den vom SPICE-Simulator zur Verfügung gestellten Defaultwerten gearbeitet. Diese Betrachtung ist insbesondere deshalb zulässig, da für den Vergleich der verschiedenen Pixelkonzepte noch keine Prozessoptimierungskriterien anzuwenden sind. Die für die Simulation notwendigen Parameter sind in Tabelle 5 aufgelistet.

Bezeichnung	NMOS	PMOS
NOIA	$1,0 \cdot 10^{20}$	$9,9 \cdot 10^{18}$
NOIB	$5 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^3$
NOIC	$-1,4 \cdot 10^{-12}$	$1,4 \cdot 10^{-12}$

Tabelle 5: Defaultparameter für das BSIM3v3-Modell

Die Komplexität des BSIM3v3-Modells erschwert bei Grobabschätzungen eine schnelle Prüfung der Ergebnisse. Deshalb sind auch weiterhin die in den Gleichungen (4.23) bis (4.32) vorgestellten Modelle von großer Bedeutung.

4.4. Zeitabhängiges Rauschen in der Pixeleingangsstufe

Das Fotostromsignal wird in einem elektrischen Netzwerk weiterverarbeitet. In diesem Netzwerk entsteht ein zusätzliches Rauschen, das für die untere Detektionsgrenze bedeutsam werden kann. Während bei passiven Netzwerken (als lineares System) lediglich eine Filterung der einzelnen Frequenzanteile der Rauschquellen erfolgt, kann bei nichtlinearen Systemen das Rauschspektrum auch in andere Frequenzbereiche transponiert werden [Müller79]. Durch die Transistoren in der Pixeleingangsstufe ist ein solches nichtlineares System vorhanden. Wegen der daraus resultierenden Komplexität ist es sinnvoll, neben analytischen Berechnungen zusätzlich noch SPICE-Simulatoren einzusetzen. Diese Simulatoren beziehen auch den in Kapitel 2.1 genannten Millereffekt ein, der nicht nur für Blind- sondern auch für Wirkwiderstände berücksichtigt werden muss. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird damit deutlich, dass die Untersuchungen von Blecher [Blecher02] zwar eine wichtige Grundlage bilden, für die Betrachtungen bei niedrigen Beleuchtungsstärken jedoch noch unzureichend sind.

Rauschsimulationen in SPICE werden mit einer Kleinsignalanalyse durchgeführt. Nichtlineare Systeme, die bei einer Nutzung von Dioden oder Transistoren entstehen, werden dabei durch eine Arbeitspunktanalyse zuerst linearisiert, und anschließend erfolgt die Berechnung in diesem Arbeitspunkt. Die Rauschamplituden der einzelnen rauschenden Widerstände und aktiven Elemente werden auf einen Ausgangspunkt bezogen und dort als ausgangsbezogene Spannungswerte quadratisch aufsummiert. Weiter wird in diesem Arbeitspunkt die frequenzbezogene Verstärkung ermittelt und damit auch eine eingangsbezogene Rauschamplitude der Komplettschaltung berechnet. Eine Untersuchung, welche Rauschkomponente das Gesamt-rauschen dominiert, ist deshalb nur mit der ausgangsbezogenen Spannung möglich.

Ein schaltendes System, um das es sich bei einem integrierenden Bildsensor durch die Aufnahme- und die Resetphase handelt, muss durch zwei getrennte Simulationen betrachtet werden. Während der Resetphase entsteht das kTC-Rauschen. Ausführungen hierzu sind im Kapitel 4.1 zu finden. Dort sind auch die Einflüsse aufgeführt, die eine Berechnung der Höhe ermöglichen. Ob dieses Rauschen für die weiteren Untersuchungen relevant ist, ist im Vergleich mit der Höhe des Rauschens während der Aufnahmephase zu sehen, die im Folgenden untersucht wird.

Die Eingangsstufe eines aktiven, integrierenden Pixels besteht aus dem eigentlichen Detektor⁵², einem Treibertransistor und einer Last. Treiber und Last werden in der Regel durch MOSFETs realisiert. Dies ist auch bei den folgenden Untersuchungen zu Grunde gelegt. Der Resttransistor ist in diesem Betriebsbereich gesperrt und sein Rauschanteil kann vernachlässigt werden. Trotzdem wird er in der Simulation mit eingebaut, da die kapazitiven Eigenschaften einen Einfluss auf den Frequenzverlauf haben können.

4.4.1. Das zeitabhängige Rauschen bei einem Source-Folger-Pixel

Das TFA-Konzept HIRISE [Benthien99] gibt es in zwei Ausführungen: einmal als Source-Schaltung und einmal als Source-Folger-Schaltung, jeweils mit 2 PMOS-Transistoren als Treiber und Last. Blecher untersuchte an dem Source-Folger-Konzept den Einfluss des Dünnschichtsystems auf die Kenngrößen Signal-Rauschabstand und Dynamikbereich [Blecher99, Blecher00, Blecher02]. Dabei beschränkte er sich auf den Detektor als Pixeleingangsstufe. Betrachtungen mit niedrigen Beleuchtungsstärken machen jedoch deutlich, dass für die Bestimmung der Detektionsgrenze weitere Einflüsse beachtet werden müssen.

Die bisherigen Untersuchungen wurden deshalb um zwei Aspekte erweitert. Erstens wurden die Rauschursachen durch die Anteile des Transistors der aktiven Eingangsstufe ergänzt und zum Zweiten wurde der Sonderfall „niedrige Beleuchtungsstärke“ in den Vordergrund gestellt. Um welche Fotoströme es sich bei diesen Beleuchtungsstärken handelt und in welchem Verhältnis dies zu üblicherweise aufzunehmenden Beleuchtungsstärken steht, soll durch die Tabelle 6 nachvollziehbar werden. Zur Orientierung wurde die Vorschrift der Beleuchtungsstärke E_{opt} für einen Büroraum mit tageslichtorientierten Arbeitsplätzen herangezogen, die nach DIN 5035 [DIN90] eine Beleuchtungsstärke von $E > 300$ lux fordert. Weitere Randbedingungen bei der Ermittlung der Größen sind im Anhang A zu finden.

Stern-klasse	Generierter Fotostrom	Verhältnis zur Sonneneinstrahlung	Verhältnis zur Arbeitsplatzbeleuchtung	Beschreibung
1,14	100 fA	$6,31 \cdot 10^{-12}$	$2,83 \cdot 10^{-9}$	Heller Stern ⁵³
-6,36	100 pA	$6,31 \cdot 10^{-9}$	$2,83 \cdot 10^{-6}$	
-20,23	35,2 μ A	$2,23 \cdot 10^{-3}$	1	Vorgeschriebene Arbeitsplatzbeleuchtung
-26,86	15,8 mA	1	448,9	Direkte Sonneneinstrahlung

Tabelle 6: Vergleich der generierten Fotoströme mit üblichen durch eine Kamera zu bearbeitende Anwendungsbereiche

Der spektrale Rauschstrom am Eingang ist in der Abb. 39 zu sehen. Bei niedrigen Fotoströmen ist das Gesamtrauschverhalten durch diesen Stromanteil nur unwesentlich beeinflusst. Ab einem Fotostrom von 100 pA verstärkt sich der Schrotrauschanteil und ab etwa 10 nA

⁵² einer amorphen pin-Diode

⁵³ Die Sterne werden in 6 Helligkeitsklassen (1 bis 6) eingeteilt (siehe Anhang A). In der Klasse 1 sind die hellsten Sterne enthalten.

auch der $1/f$ -Rauschanteil, was bedeutet: Im betrachteten Strombereich von weniger als 1 pA wird das Rauschen nicht durch den Detektoreinfluss bestimmt. Zum Vergleich der verschiedenen Möglichkeiten in der Pixeleingangsstufe ist im Folgenden der Übergangsbereich mit einem Fotostrom von 100 pA gewählt worden.

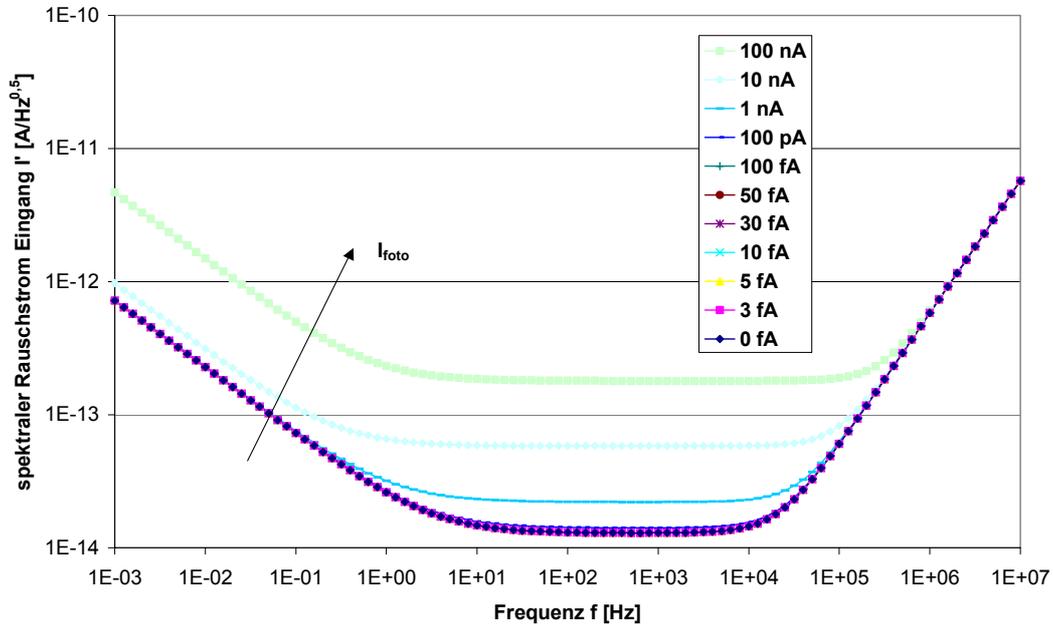


Abb. 39: Spektraler Rauschstrom am Eingang des PMOS/PMOS-Source-Folger-Pixels. Als Parameter ist der Fotostrom dargestellt. Erst ab einem Fotostrom von etwa 100 pA hat das Rauschen des Detektors beim Gesamtrauschen einen relevanten Einfluss.

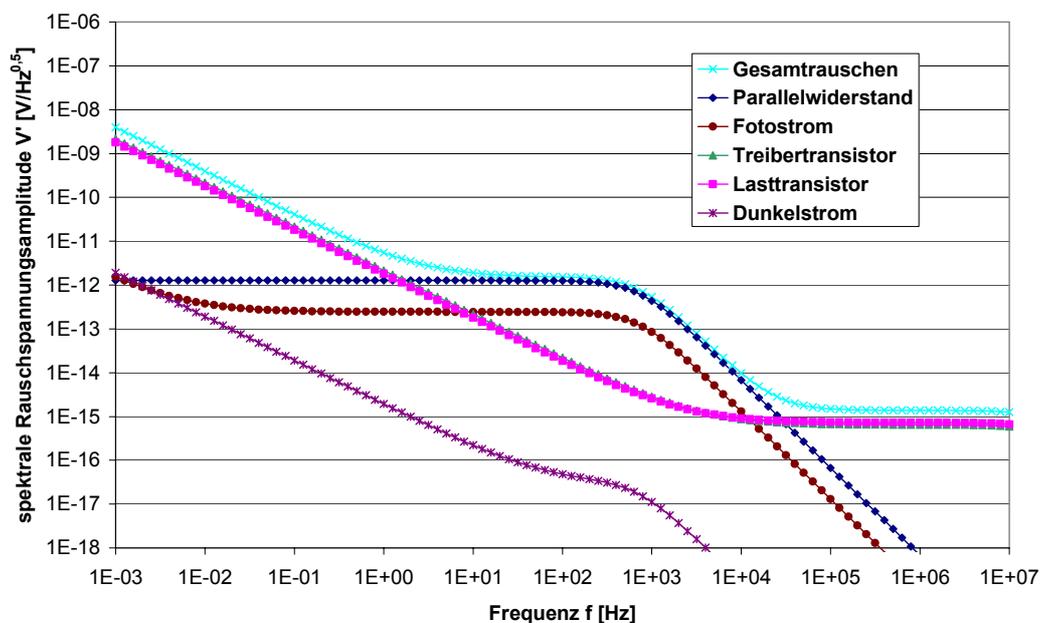


Abb. 40: Ursachen der Rauschstromanteile für das PMOS/PMOS-Source-Folger-Pixel bei einem Fotostrom von 100 pA. Es ist die spektrale Rauschspannung bezogen auf den Ausgang des Pixels dargestellt. Die Reihenfolge der Kurven ist im mittleren Frequenzbereich (100Hz) von oben nach unten gleich der in der Legende.

Je nach dem Frequenzbereich sind diesem Rauschverhalten unterschiedliche Ursachen zuzuordnen (siehe Abb. 40). Im niedrigen Frequenzbereich dominiert das $1/f$ -Rauschen des Treiber- und des Lasttransistors. Da durch beide Transistoren etwa der gleiche Strom fließt und die Verstärkung ungefähr bei 1 liegt, ist der jeweils 71%ige Anteil dieser beiden Transistoren auch leicht nachvollziehbar. Im mittleren Frequenzbereich bestimmt das thermische Rauschverhalten des Detektor-Parallelwiderstands den Rauschanteil, unterstützt durch das Schrotrauschen des Fotostroms. Bei hohen Frequenzen werden durch die Eingangskapazitäten das thermische Rauschen des Parallelwiderstands und das Schrotrauschen des Fotostroms beschränkt; es übernehmen die Ströme des Treiber- und des Lasttransistors wieder die Dominanz, jetzt jedoch durch deren thermischen Rauschanteil. Das Dunkelstromrauschen hat in keinem Bereich eine dominierende Rolle und kann deshalb vernachlässigt werden. Dieses Verhalten ist insbesondere bei einem Vergleich von CCDs mit APS-Sensoren interessant. Bei CCDs ist als unterste Detektionsgrenze in der Regel das Dunkelstromrauschen bestimmend.

4.4.2. Vergleich des Rauschverhaltens der unterschiedlichen Pixelkonzepte

Nach Kapitel 2.3 weisen CMOS-Source-Schaltungen die beste Wandlungs- oder Spannungsempfindlichkeit auf. Diese Empfindlichkeit ist jedoch im Verhältnis zum Rauschverhalten der unterschiedlichen Eingangsstufen zu sehen. Es ist vor allem darauf zu achten, dass bei verstärkenden Systemen der Miller-Effekt eine große Rolle spielen kann. Insgesamt hat jeder Transistor 6 verschiedene Rauschbeiträge und durch die Unterscheidung von Foto- und Dunkelstrom hat die Diode ebenfalls 6 verschiedene Rauschquellen. Jeder dieser Beiträge ist hinsichtlich des Miller-Effekts auf seinen Beitrag zum Gesamtrauschen zu untersuchen. Zum Vergleich der unterschiedlichen Pixelkonzepte wurden die Möglichkeiten mit jeweils zwei gleichen und zwei verschiedenen Transistoren in Source- und in Source-Folger-Schaltung analysiert. Die jeweiligen Rauschbeiträge wurden dann als Spannung am Ausgang zusammengefasst und sind spektral in Abb. 41 dargestellt.

Die beiden Kurven, die etwa 5 Größenordnungen über den anderen 6 Kurven liegen, stammen von den CMOS-Source-Schaltungen. Die Spannungs- bzw. Wandlungsempfindlichkeit liegt bei diesen Schaltungen etwa 2 Größenordnungen höher als bei den anderen Konzepten. Das bedeutet: Auch wenn bei der Empfindlichkeit eine deutliche Verbesserung erreicht wird, durch die überproportionale Zunahme des Rauschens sind diese Schaltungen für die Detektion niedriger Beleuchtungsstärken schlecht geeignet. Das Ergebnis widerspricht der Vermutung von Kozlowski [Kozlowski99], wonach insbesondere durch die Source-Schaltung das Rauschen unter die Schwelle gedrückt werden kann, die von CCDs vorgegeben ist.

Alle in der Abb. 41 dargestellten Pixelkonzepte zeigten bei der Untersuchung der dominierenden Rauschursache ein ähnliches Ergebnis, wie es bereits in Kapitel 4.4.1 mit dem PMOS/PMOS-Source-Folgerpixel vorgestellt wurde. Verantwortlich ist bei niedrigen Frequenzen der Rauschanteil durch die Transistoren und im mittleren Frequenzbereich der Parallelwiderstand, ergänzt durch den Schrotrauschanteil des Fotostroms. Unterschiedlich ist lediglich das Verhältnis zwischen dem Einfluss des Treiber- und des Lasttransistors. Ist die Verstärkung größer 1, dominiert bei gleichen Geometrien der Treibertransistor. Bei der NMOS/PMOS-Source-Schaltung konnte ein Unterschied von einem Faktor 20 ermittelt werden.

Werden für Treiber und Last die gleichen Transistortypen genutzt, so unterscheidet sich beim Rauschverhalten die Source-Folger-Schaltung nur unwesentlich von der Source-Schaltung. Alle Simulationen zeigten das erwartete Verhalten, dass PMOS-Transistoren einen niedrigeren Rauschanteil beisteuern. Ein Vergleich der unterschiedlichen Schaltungskonzepte zeigte

mit dem genutzten Designkit für niedrige Beleuchtungsstärken eine optimale Pixeleingangsstufe mit einem PMOS-Treiber und einer PMOS-Last im Source-Schaltungskonzept⁵⁴.

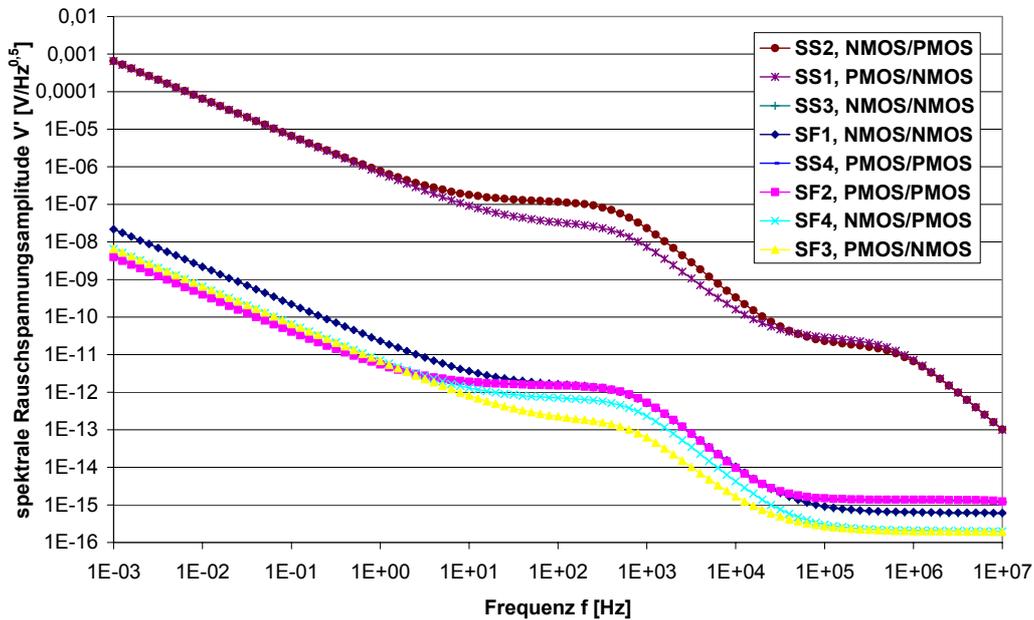


Abb. 41: Spektrale Rauschspannungsamplituden bei verschiedenen Bildsensoreingangskonzepten. SF steht für eine Source-Folger-Schaltung und SS für die Source-Schaltung. Weiter stehen der erste Transistor für den Treiber und der zweite Transistor für die Last. Die Reihenfolge der Kurven ist im mittleren Frequenzbereich (100 Hz) von oben nach unten gleich der in der Legende.

4.5. Zusammenfassung

Die unterste Detektionsgrenze wird durch temporäre und durch örtliche Störungen eines idealen Übertragungsverhaltens bestimmt. Temporäre Störungen, in der Regel lediglich mit Rauschen bezeichnet, werden üblicherweise mit Teilchenmodellen beschrieben. Mit zunehmendem Downscaling wird es aber auch hier notwendig werden, die Methoden der statistischen Mechanik anzuwenden.

Es können thermisches Rauschen, Schrotrauschen und Generations- / Rekombinationsrauschen sowie $1/f$ -Rauschen unterschieden werden. Die Grenzen sind dabei teilweise fließend. Das kTC-Rauschen, das in der Bildsensorik häufig genannt wird, ist eine Unsicherheit der gespeicherten Ladung. Methoden zur Reduzierung dieses Rauschanteils beruhen auf einem geeigneten Timing-Verhalten bzw. auf schaltungstechnischen Maßnahmen. So ist darauf zu achten, dass die Erfassung der Information zu Zeitpunkten erfolgt, an denen die Störung durch die Schaltung gering ist. Weiter ist wegen der Korrelation der Rauschwerte ein echtes CDS dem unechten vorzuziehen.

⁵⁴ aus Sicht einer hohen Wandlungs- oder Spannungsempfindlichkeit und einem niedrigen transienten Rauschen

Das Rauschen des Fotodetektors besteht aus Schrot- und $1/f$ -Rauschen. Zusätzlich sind gegebenenfalls noch thermische Anteile durch den Reihen- oder Serienwiderstand zu berücksichtigen. Es wurde gezeigt, wie das Rauschen der Dünnschicht, dessen Frequenzverlauf und Höhe von Blecher vorgestellt wurde, in SPICE-Simulationen mit aufgenommen werden kann. Mit der Simulation des Gesamtpixels konnte dann nachgewiesen werden, dass im Gegensatz zu CCDs nicht das Dunkelstromrauschen die untere Grenze bestimmt, sondern je nach Integrationszeit das thermische oder das $1/f$ -Rauschen der Treiber- und Lasttransistoren dominiert. Bei der Bildsensorentwicklung sollte hier die Optimierung angesetzt werden.

Weiter wurde die Qualität der MOSFET-Rauschmodelle in der SPICE-Beschreibung untersucht. Bis zum BSIM3v2-Modell sind in herkömmlichen MOSFET-Rauschmodellen die Beschreibungen stark vom Arbeitspunkt abhängig. Dieses Verhalten wird in der SPICE-Simulation aber nicht berücksichtigt. Die Modelle eignen sich deshalb schlecht für die Beschreibung des Bildsensorrauschens. Ab dem BSIM3v3-Modell steht zwar eine erweiterte Beschreibung zur Verfügung, das für alle Arbeitspunkte geeignet ist; es ist in den meisten Fällen jedoch noch nicht in den Design-Kits der ASIC-Hersteller umgesetzt. Aktuell kann deshalb eine SPICE-Simulation zu deutlichen Fehlinterpretationen führen bzw. man sollte zukünftig darauf achten, dass das BSIM3v3-Modell zur Verfügung steht.

Integrierende Bildsensoren sind wegen der Integrations- und Resetphase als schaltende Systeme zu betrachten und SPICE-Simulationen sind für beide Betriebsfälle getrennt durchzuführen. Während der Resetphase ist das kTC -Rauschen zu beachten. Soll das Rauschen durch ein Softreset reduziert werden, so ist zu berücksichtigen, dass wegen des niedrigen Resetstroms die Resetphase sehr lange dauert; alternativ entsteht ein Image Lag.

Wegen der fehlenden Rauschparameter im BSIM3v3-Modell wurden die unterschiedlichen, möglichen Pixeleingangsstufen vergleichend untersucht. Liegt ein verstärkendes System vor, so ist insbesondere das Rauschen des Treibertransistors zu beachten. Durch den Miller-Effekt kann das Rauschen überproportional gegenüber dem Verstärkungsfaktor zunehmen. Die sich zuerst abzeichnende positive Eigenschaft einer hohen Wandlungsempfindlichkeit von CMOS-Source-Schaltungen ist wegen des überhöhten Rauschanteils zu relativieren. Optimale Eigenschaften für niedrige Beleuchtungsstärken zeigte das PMOS/PMOS-Source-Schaltungskonzept.

5. Fixed-Pattern-Noise

In einem Bildsensor-Array führen technologische Schwankungen im Herstellungsprozess zu unterschiedlichem Verhalten der einzelnen Pixel. Diese Schwankung um das Idealverhalten wird ortsabhängiges Rauschen (Fixed-Pattern-Noise, FPN) genannt und sollte für qualitativ hochwertige Bildsensoren möglichst gering bleiben.

Die Abweichungen entstehen durch systematische und zufällige Fehler. Systematische Fehler basieren auf einem mangelhaften Design⁵⁵ oder durch mechanische Beanspruchung⁵⁶. Zu den systematischen Fehlern gehören auch Abweichungen aufgrund des Abstands zwischen zwei gleich gestalteten Anordnungen. Zufällige Fehler entstehen durch Inhomogenitäten sowohl im Material als auch durch Schwankungen der Geometrien. Da die systematischen Fehler durch ein sorgfältiges Layout weitgehend vermieden werden können, wird bei der weiteren Betrachtung bis auf die Beschreibung des Abstandverhaltens lediglich auf zufällige Fehler eingegangen.

Das FPN kann in zwei Anteile aufgeteilt werden: In ein FPN nullter Ordnung, das sich in einem Offsetwert beim Ausgangssignal ausdrückt und in ein FPN erster Ordnung⁵⁷, das sich in einem Abweichen einzelner Pixel vom Idealverhalten der foto-elektrischen Transferfunktion⁵⁸ wiederfindet [Fowler01, Lim02]. Durch ein Doppelabtasten⁵⁹ kann bei einer sinnvollen Timing-Ansteuerung das FPN nullter Ordnung eliminiert werden [z. B. Ye99, Pain01, Fujimori00]. Im Gegensatz dazu ist die Korrektur des Verstärkungs-FPN sehr komplex. Vogelsong et al. [Vogelsong00] schlagen deshalb ein Pixelkonzept vor, bei dem im Pixel eine Verstärkung von eins angestrebt und die Verstärkung selbst in die Zeile verlagert werden soll. Ein anderer Vorschlag besteht in der Mehrfachauslese eines stationären Bilds. Durch eine nachfolgende externe Bildbearbeitung wird die unterschiedliche Verstärkung abgeschätzt und zur Korrektur des Bilds herangezogen [Lim02]. Die vorgestellte Methode kann örtliche und temperaturabhängige Variationen korrigieren.

Beschreibungen zum FPN in Bildsensoren beschränken sich in der Regel auf Messergebnisse oder in einer Aufzählung der physikalischen Ursachen [z. B. Fischer96, Decker97, Ogiers97, Loose99, Hausschild99]. Eine Unterscheidung zwischen dem FPN nullter und erster Ordnung findet hier nicht statt. Fowler et al. [Fowler98a, ElGamal98] stellen ein Konzept vor, wie aus der messtechnischen Erfassung der Quanteneffizienz auf die Anteile des Pixel- und des Spalten-FPN rückgeschlossen werden kann. Dabei gingen sie davon aus, dass die Schwankungen, im Gegensatz zu den Annahmen bei CCDs, über dem Array nicht gleich verteilt auftreten, sondern einem Abstandsgesetz gehorchen, wie es bereits von Pelgrom et al. [Pelgrom89] postuliert wurde. Weiter veröffentlichte Fowler et al. ein Konzept [Fowler01], wie die Schwankung der Rückkopplungskapazität abgeschätzt und reduziert werden kann.

Die oben genannten Darstellungen sind zur Erfassung der FPN-Abhängigkeiten in einem Sensorarray nicht ausreichend. Insbesondere lassen sie keine Aussagen zur Abschätzung der Höhe der PRNU bei unterschiedlichen Pixelkonzepten zu. Im Folgenden wird deshalb ein

⁵⁵ z. B. Spiegeln und Rotieren des Layouts bei der Anordnung der einzelnen Pixel

⁵⁶ verursacht z. B. beim Packaging

⁵⁷ auch als Verstärkungs-FPN bezeichnet

⁵⁸ Photo Response Non-Uniformity, PRNU

⁵⁹ Correlated Double Sampling CDS und/oder Double Delta Sampling DDS [Nixon96], auch Delta Difference Sampling genannt [Mendis97]

Modell entwickelt, das dieses Problem löst, den Einfluss unterschiedlicher Schaltungskonzepte (siehe Kapitel 2.3) vergleicht, sowie Optimierungskriterien für das Design verdeutlicht.

5.1. Methoden zur simulationstechnischen Erfassung des FPN

Grundsätzlich kommen zur Erfassung von statistischen Schwankungen zwei Methoden zum Einsatz: die nicht-deterministische Monte-Carlo-Methode und die deterministische Momentenmethode [Berg96]. Bei der Monte-Carlo-Methode erfolgt die Ermittlung der Schwankungen durch vielfaches Simulieren der Schaltung mit statistisch modifizierten Parametern und kommt somit mehr einem „Ausprobieren“ gleich. Die Genauigkeit des Ergebnisses hängt von der Anzahl der Simulationen und damit auch von der Dauer bzw. dem Rechenaufwand ab:

$$\frac{\sigma_x}{\sigma_x} = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (5.1)$$

Der durch die Simulation zusätzlich hervorgerufene Fehler σ_x nimmt mit der Wurzel der Anzahl der durchgeführten Simulationen n ab [Berg96]. Um bei der Beschreibung einen Fehler kleiner 1% zu erhalten, sind deshalb mindestens 10.000 Simulationen notwendig.

Bei der Momentenmethode werden die toleranzbehafteten Parameter bestimmt und je nach funktionalem Zusammenhang gewichtet mit der Ausgangsgröße verknüpft. Sind die einzelnen Toleranzparameter zueinander unkorreliert, haben die gleiche statistische Sicherheit und gehorchen einer Normalverteilung, so entspricht diese Methode dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\sigma^2(y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)) = \frac{\partial^2(y = f(x_1, x_2, \dots, x_n))}{y^2} = \sum_n \left(\frac{1}{y} \frac{\partial y}{\partial x_n} \cdot \Delta(x_n) \right)^2 \quad (5.2)$$

Die Korrelation zweier Parameter kann mit einem zusätzlichen Term, der als Korrekturfaktor dient, berücksichtigt werden.

Bei der technologischen Herstellung monolithisch integrierter Schaltkreise führen die unterschiedlichen physikalischen Beiträge als Summe einer Vielzahl unabhängiger, stochastischer Ereignisse zu statistischen Schwankungen der Eigenschaften. Daraus folgt, dass jeder dieser physikalischen Beiträge zu Schwankungen mit einer Gaußverteilung [AMS02b] führen. Die Voraussetzung zur Beschreibung der Schwankungen mit der Momentenmethode ist also gegeben.

Mit dieser Methode entsteht ein analytisches Modell, bei dem zusätzlich auch die Variation diverser Sollwerte (z. B. Geometrievariation) untersucht werden kann und deshalb eine Optimierung der Bildsensoren beschleunigt wird. Sofern alle oben genannten Voraussetzungen erfüllt sind, liefert die Momentenmethode im Gegensatz zur Monte-Carlo-Methode prinzipiell beliebig genaue Ergebnisse.

5.1.1. Die Momentenmethode bei Halbleiterbauelementen

Heutige Betrachtungen zur Momentenmethode basieren insbesondere auf den Untersuchungen von Lakshmikumar et al. [Lakshmikumar86], die die Auswirkungen der physikalischen und geometrischen Schwankungen auf die Schwellspannung V_{th} und den Transkonduktanzparameter β analysierten. Pelgrom et al. [Pelgrom89] erhielten mit einem auf einem mathematischen Konzept entwickelten Modell, das anschließend mit den physikalischen Abhängigkei-

ten verknüpft wurde, vergleichbare Abhängigkeiten⁶⁰. Beide Untersuchungen ergaben eine umgekehrt proportionale Abhängigkeit des Produkts aus der Weite und der Länge zum Quadrat der Standardabweichung. Dieses Modell ist bei den Matching-Eigenschaften der Halbleiterhersteller-Design-Kits zu finden. Pelgrom erhielt zusätzlich noch einen Anteil, der auf ein unterschiedliches Verhalten gleichartiger Anordnungen in Abhängigkeit von deren Abstand d hinweist:

$$\sigma^2 = \frac{A^2}{w_{\text{eff}} \cdot l_{\text{eff}}} + S^2 \cdot d^2 \quad (5.3)$$

Die Größen A und S stellen in erster Näherung Konstanten dar. Das Gesetz beschreibt, dass sich die Schwankungen mit zunehmender Fläche herausmitteln, mit zunehmendem Abstand zwischen den Bauelementen jedoch zunehmen. 1984 wiesen Shyu et al. [Shyu84] ebenfalls auf diese Unterschiede hin. Sie nannten diese Unterschiede lokale und globale Abweichungen. Weiter ist diesem Aufsatz zu entnehmen, dass aufgrund von Randeffekten bei der Beurteilung der Geometrieschwankungen zusätzlich folgende Gewichtungsfaktoren eingeführt werden müssen:

$$\sigma^2(l) \sim \frac{1}{w_{\text{eff}}} \quad \text{und} \quad \sigma^2(w) \sim \frac{1}{l_{\text{eff}}} \quad (5.4)$$

Diese Gewichtungsfaktoren basieren auf Kantenrauigkeiten. Die Rauigkeit der Kanallängenkante wird durch die Kanalweite w_{eff} gemittelt und umgekehrt.

Eine Zusammenfassung für die Schwankungen des Drainstroms, gemäß dem vereinfachten Shichman/Hodges-Modell im Sättigungsbereich (Gleichung (1.24) im Anhang E), unter Vernachlässigung der Kanallängenmodulation λ und der nicht berücksichtigten Korrelation zwischen den einzelnen Abhängigkeiten lautet demnach wie folgt:

$$\begin{aligned} \sigma^2(I_D) &= \frac{\partial^2(I_D)}{I_D^2} = \frac{A_1 \cdot \sigma^2(w)}{w_{\text{eff}}^2} + \frac{A_2 \cdot \sigma^2(l)}{l_{\text{eff}}^2} + \\ &+ \frac{A_3}{w_{\text{eff}} l_{\text{eff}}} \left(A_4 \cdot \frac{\sigma^2(d_{\text{ox}})}{d_{\text{ox}}^2} + A_5 \cdot \frac{\sigma^2(\mu)}{\mu^2} + 4 \cdot A_6 \cdot \frac{\sigma^2(V_{\text{th}})}{(V_{\text{GS}} - V_{\text{th}})^2} \right) + S^2 \cdot d^2 \quad (5.5) \\ &= \frac{A_{LE,w}}{w_{\text{eff}}^2 l_{\text{eff}}} + \frac{A_w}{w_{\text{eff}}^2} + \frac{A_{LE,l}}{w_{\text{eff}} l_{\text{eff}}^2} + \frac{A_l}{l_{\text{eff}}^2} + \frac{A_{d_{\text{ox}}}}{w_{\text{eff}} l_{\text{eff}}} + \frac{A_\mu}{w_{\text{eff}} l_{\text{eff}}} + \frac{A_{V_{\text{th}}}}{w_{\text{eff}} l_{\text{eff}}} + S^2 \cdot d^2 \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck wird, teilweise verkürzt, in aktuellen Veröffentlichungen zur Bildsensorik mehrfach zitiert [z. B. Lovett98, Loose99, Hausschild99, Afzalian03]. Dabei sind Vernachlässigungen in unterschiedlichen Richtungen zu finden. Die Parameter A_i sind empirisch ermittelte Größen, die die Schwankungen der Transistorparameter beschreiben; sie können gemäß Gleichung (5.5) aber auch direkt den Transistorparametern zugeordnet werden. Größen, die sich über der betrachteten Fläche mitteln, sind bei der messtechnischen Bestimmung auf eine Normfläche A_0 zu beziehen.

In Gleichung (5.5) wird lediglich die Schwankung des Drainstroms vorgestellt. Dabei wird zu Grunde gelegt, dass die Weite, Länge, Oxiddicke, Beweglichkeit und die Schwellspannung voneinander unabhängig sind. Jedoch sind in der Literatur zu diesem Ansatz diverse Widersprüche zu finden.

⁶⁰ genannt Pelgrom-Flächengesetz der monolithischen Integration

Bastos et al. wiesen bereits 1997 [Bastos97] nach, dass das Pelgrom'sche Flächengesetz für die Schwellspannung bei Transistoren mit Kanallängen kleiner 0,7 μm nicht mehr gültig ist. Sie führten dies auf eine Abweichung der Anzahl der Ladungen im Kanal zurück. Zwar behaupteten in einem aktuelleren Aufsatz Croon et al. [Croon02], dass für die Schwellspannung das Flächengesetz auch für Transistoren in einer 0,18 μm -Technologie noch gültig sei, in den vorgestellten Messkurven ist aber auch hier bereits eine Abweichung von der Idealkennlinie zu erkennen. In einer Veröffentlichung von Mizuno et al. [Mizuno94] wurde ebenfalls auf eine Schwankung der Schwellspannung in Abhängigkeit von den Ladungen im Kanal hingewiesen. Dieser Aufsatz ist im Hinblick auf das Scaling interessant (siehe Kapitel 6.2). Er wies nach, dass der Parameter $A_{V_{th}}$ folgender Abhängigkeit gehorcht:

$$A_{V_{th}} \sim d_{Ox} \cdot \sqrt[4]{N_{sub}} \quad (5.6)$$

Die vierte Wurzel kommt aus dem multiplikativen Einfluss der wurzelförmigen Abhängigkeit der Schwankung auf die Substratdotierung und aus der ebenfalls wurzelförmigen Schwankung des Kanalstromes bei einem Poisson-Prozess zustande. Deshalb verursacht bei üblichen Scaling-Konzepten die Verringerung der Oxiddicke ebenfalls eine Verringerung des Parameters $A_{V_{th}}$. Es ist jedoch darauf hinzuweisen, dass gemäß dem Pelgrom'schen Flächengesetzes dieser Effekt nur bei Beibehaltung der Transistorgeometrien positive Auswirkungen hat [Anelli00].

Die in den genannten Aufsätzen beobachteten Phänomene lassen sich durch eine konsequente Betrachtung der einzelnen unabhängigen physikalischen Parameter auf ein einfaches gemeinsames theoretisches Konzept bringen. 1999 wurde deshalb folgerichtig ein Aufsatz vom National Microelectronics Center in Sevilla, Spanien [Serrano99] veröffentlicht, in dem zur Reduzierung der Korrelation die Anzahl der zu berücksichtigenden Transistorparameter bereits auf 5 erhöht wurde. Zur Korrektur der Abweichungen benötigten sie jedoch auch weiterhin mehrere Korrelationsfaktoren, da sie ebenfalls nicht alle physikalischen Grundlagen beachteten.

Bereits hier wird deutlich, dass wegen der Korrelation die bisherige Schwankungsbeschreibung unzureichend ist. Insbesondere sind bei den vorgestellten Beziehungen keine Angaben zu den für das Kleinsignalersatzschaltbild wichtigen Größen Steilheit S und Ausgangsleitwert g_{ds} zu finden. Ein Ziel ist es deshalb, diese Größen in Abhängigkeit von den Schwankungen der physikalischen Parameter zu ermitteln. Weiter können dann mit diesen Ergebnissen und den Methoden der Differentialrechnung die Schwankung beim Übertragungsverhalten in einem Pixel einfach berechnet und unterschiedliche Pixelkonzepte miteinander verglichen werden. Es besteht mit dem hier neu vorgestellten Konzept die Möglichkeit, bei zukünftigen Entwicklungen im Bereich der Bildsensorik das Verstärkungs-FPN nun bereits bei der Entwicklung abzuschätzen und somit Entwicklungszeit zu sparen. Da für eine einfache Beschreibung der Ausschluss der Korrelation von physikalischen Parametern die wichtigste Voraussetzung ist, findet sich im nächsten Absatz eine Auflistung, welche Parameter mit welchen verknüpft sind.

5.1.2. Korrelation der unterschiedlichen Parameter

SPICE-Simulationsmodelle von MOS-Transistoren nutzen nicht-physikalische Parameter, die sich bei den meisten Modellen auf physikalische zurückführen lassen. Für die Bestimmung der Einflüsse auf die Standardabweichung sind die variierenden physikalischen und geometrischen Parameter zu ermitteln und deren Auswirkung auf die nicht-physikalischen Modellparameter anzugeben. Dies führt zu einem Simulationsmodell, das die Korrelation zwischen den einzelnen Parametern berücksichtigt [Michael92, Zhang01a, Zhang01b].

Schwankende Geometrieparameter sind die Längen und Weiten des Transistors. Durch die Maskentoleranzen und Kantenrauigkeit kommt es bei der Herstellung zu Variationen zwi-

schen den einzelnen Transistoren. Da bei einem selbstjustierenden Prozess für die Weiten die Diffusionsmaske und für die Längen die Poly-Maske verantwortlich ist, können die Schwankungen der Weiten und der Längen als gegeneinander unkorreliert angesetzt werden, Weitere für die Schwankungen relevante Größen sind die für die Eigenschaften von MOS-Transistoren relevanten Oberflächenzustände, Dotieratome im Kanal und Oxidladungen, die nicht homogen verteilt sind. Relevant ist auch die inhomogene Verteilung der Aufwachsrate bei der Oxiddicke, die eine Variation des Gate-Kapazitätsbelags verursacht. Durch die unterschiedlichen Prozessschritte sind diese Ursachen alle zueinander unkorreliert. Die folgende Tabelle zeigt den Einfluss auf die für die Handkalkulation notwendigen Modellparameter⁶¹ und verdeutlicht die Korrelation.

	Transkon- duktanzpa- rameter β	Schwell- spannung V_{th}	Kanallän- genmodula- tion λ	Bulk- poten- tial ϕ_b	Body- Effekt γ
Weite w_{eff}	X				
Länge l_{eff}	X		X		
Kanalbeweglichkeit μ	X				
Oxiddicke d_{Ox}	X	X	X		X
Oxidladungen Q_{Ox}		X	X		
Dotierungskonzentration N_{sub}		X	X	X	X
Oberflächenzustände N_{SS}		X			

Tabelle 7: Korrelation der nicht-physikalischen mit den physikalischen Transistorparametern. Senkrecht sind die Variationen, die durch den Herstellungsprozess verursacht werden, und waagrecht die abhängigen Größen, die in den Gleichungen zu finden sind, aufgetragen.

Werden alle diese Einflüsse bei der Kalkulation berücksichtigt, so sind zur Beschreibung des Übertragungsfunktionsverhaltens durch die physikalischen Parameter sieben verschiedene Ableitungen notwendig. Bei Vorliegen aller Informationen zu den nichtkorrelierten Schwankungen, ist es sinnvoller, mit diesen zu arbeiten, obwohl die nicht-physikalischen Parameter eine geringere Anzahl an Ableitungen suggerieren. Durch die Korrelation würde eine Vielzahl von Korrekturtermen notwendig.

5.1.3. Betrachtung des FPN in den passiven Elementen des Bildsensorpixels

In einem Pixel sind verschiedene Funktionen implementiert. Im Folgenden wird von einfachen APS-Sensoren ausgegangen, die den Fotostrom lediglich verstärken, Eingangs- und Ausgangssignal entkoppeln und ein integrierendes Verfahren zur Bereitstellung einer Ausgangsspannung benutzen. Neben den Transistoren für das Reset und die Auslese sind insbesondere der Treiber und die Last des aktiven Teils zu nennen. Die Last wird oftmals auch in die Auslesespalte verlegt. Bei den Betrachtungen zum FPN spielt dies (unter Vernachlässi-

⁶¹ Die zugehörigen Beschreibungen der Modellparameter sind im Anhang E vorgestellt.

gung des Abstandsgesetzes) jedoch keine Rolle. Deshalb können sie hier unabhängig von der Platzanordnung berücksichtigt werden.

Während der Integrationsphase sind der Resettransistor und der Auslesetransistor hochohmig. Das bedeutet, dass beim Ausgangswiderstand vom Auslesetransistor keine Schwankung und eingangsseitig lediglich die Schwankung der Sperrschichtkapazität des am Eingang angeschlossenen Diffusionsgebietes berücksichtigt werden muss. Diese Kapazität kann mithilfe der SPICE-Parameter wie folgt berechnet werden:

$$C_{bsMres} = CJ \cdot w \cdot s + CJSW \cdot (2 \cdot s + 2 \cdot w) \quad (5.7)$$

s bezeichnet die Länge und w die Weite des Diffusionsgebietes. Der Parameter CJ beschreibt physikalisch für ein n-dotiertes Bulk die flächenbezogene Kapazität durch folgende Abhängigkeit⁶²:

$$CJ = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{2} kT \cdot \frac{N_D}{\ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}}} \quad (5.8)$$

Bei CJSW ist die Tiefe des Diffusionsgebietes enthalten. Deshalb ist hier folgende physikalische Abhängigkeit zu nutzen:

$$CJSW = t_{diff} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{2} kT \cdot \frac{N_D}{\ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}}} \quad (5.9)$$

Schwankungsgrößen bei den SPICE-Parametern sind die Dotierkonzentrationen N_A und N_D sowie die Tiefe t_{diff} der Diffusionsgebiete. Somit errechnet sich die Schwankung der Resettransistorkapazität wie folgt:

$$\begin{aligned} \sigma^2(C_{bsMres}) &= \frac{(\partial C_{bsMres})^2}{C_{bsMres}^2} \\ &= \frac{A_{LE,s}}{s^2 w} + \frac{A_s}{s^2} + \frac{A_{LE,w,C}}{w^2 s} + \frac{A_{w,C}}{w^2} + r \frac{\sqrt{A_s \cdot A_{w,C}}}{s \cdot w} + \frac{A_{N_D}}{s \cdot w} + \frac{A_{N_A}}{s \cdot w} + \frac{A_{t_{diff}}}{s \cdot w} \end{aligned} \quad (5.10)$$

Die Länge s und die Weite w des Diffusionsgebietes werden mit der Diffusionsmaske definiert und sind somit miteinander korreliert. Deshalb muss hier ein Korrelationsfaktor r angesetzt werden, der zwischen -1 und 1 schwanken kann. Zwar wird die Länge s zusätzlich auch von der Poly-Maske bestimmt, deren Schwankungen und Kantenrauigkeit ist bei der messtechnischen Bestimmung der A_i -Werte in Gleichung (5.10) jedoch bereits enthalten.

Neben diesen Größen sind auch die Schwankungen bei der Fotodiode zu beachten. Diese Schwankungen führen zu einer Variation des Fotostroms, verursacht durch Inhomogenitäten der Dotierung und der geometrischen Größen⁶³, die zu Variationen der Raumladungszonen und der Rekombinationszentren führen. Durch diese Schwankungen ändern sich die Rekombinationseigenschaften und damit die spektrale Empfindlichkeit (siehe Kapitel 2.2.3). Wird die Diodenkapazität zur Speicherung der fotogenerierten Ladungsträger genutzt, so ist auch deren Schwankung zu beachten. Setzt man hierbei reine kristalline CMOS-Prozesse ein, kann diese Schwankung wie bei Gleichung (5.10) angesetzt werden (Kapitel 2.2.1). Bei der Nut-

⁶² Für die Dotierkonzentrationen gilt $N_A \gg N_D$.

⁶³ z. B. durch unterschiedliche Aufwachsrate

zung der TFA-Technologie kann die Kapazität als geometrische Kapazität mit der i-Schichtdicke als Plattenabstand betrachtet werden. Hier sind als Schwankungsgrößen sowohl die Dicke als auch die geometrischen Abmessungen des Rückkontakts anzusetzen. Folgende Gleichung beschreibt diese Schwankungsabhängigkeit:

$$\sigma^2(C_D) = \frac{(\partial C_D)^2}{C_D^2} = \frac{A_{LE,s,C_D}}{s^2 w} + \frac{A_{s,C_D}}{s^2} + \frac{A_{LE,w,C_D}}{w^2 s} + \frac{A_{w,C_D}}{w^2} + r \frac{\sqrt{A_{s,C_D} \cdot A_{w,C_D}}}{s \cdot w} + \frac{A_{l_{Diff}}}{s \cdot w} \quad (5.11)$$

Auch hier wurden die Größen s und w zur Darstellung der Kapazitätsfläche, speziell des Rückkontakts, genutzt.

Es ist an dieser Stelle darauf hinzuweisen, dass bei den Gleichungen (5.10) und (5.11) lediglich die Fehlergrößen aufgrund des Herstellprozesses genannt werden. Bei integrierenden Bildsensoren entsteht ein zusätzlicher Fehler durch die Spannungsabhängigkeit der Kapazität. Dieser Effekt ist ein systematischer Fehler und kann daher nicht zu den Rauschprozessen gezählt werden. Er wird aus diesem Grund in Kapitel 2.2.1 beschrieben.

Für die Untersuchung des Verstärkungs-FPN ist eine Betrachtung der Kleinsignalparameter erforderlich. Deshalb sind im Folgenden die Abhängigkeiten der Schwankungen auf diese Parameter dargestellt.

Beim Lasttransistor ist der Drain-Source-Leitwert g_{ds} von Relevanz. Die Varianz dieses Leitwertes kann mithilfe der Gleichung (1.39) aus dem Anhang E wie folgt ausgedrückt werden:

$$\sigma_{g_{ds}}^2 = \frac{\partial g_{ds}^2}{g_{ds}^2} = \frac{A_{LE,w} - 4 \cdot A_{LE,w,v_{th}}}{w_{eff}^2 l_{eff}} + \frac{A_w - 4 \cdot A_{w,v_{th}}}{w_{eff}^2} + \frac{A_{LE,l} + A_{LE,l,\lambda} + 4 \cdot A_{LE,l,v_{th}}}{w_{eff} l_{eff}^2} + \frac{A_l + A_{l,\lambda} + 4 \cdot A_{l,v_{th}}}{l_{eff}^2} + \frac{A_{d_{Ox}} + 4 \cdot A_{d_{Ox},v_{th}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_\mu}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_{N_{SS}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_{Q_{Ox}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{4 \cdot A_{N_{sub}5} - A_{N_{sub}1}}{w_{eff} l_{eff}} \quad (5.12)$$

Wird beim Lasttransistor der gleiche Transistortyp wie beim Treiber benutzt, so ist bei der Übertragungskennlinie auch der Bulkeffekt zu betrachten. Die Schwankung dieses Bulkeffekts drückt sich in der Bulkeffekt-Steilheit aus, die mit Gleichung (1.37)⁶⁴ dargestellt wird.

$$\sigma_{S_{bs}}^2 = \frac{\partial S_{bs}^2}{S_{bs}^2} = \frac{A_{LE,w} - A_{LE,w,v_{th}}}{w_{eff}^2 l_{eff}} + \frac{A_w - A_{w,v_{th}}}{w_{eff}^2} + \frac{A_{LE,l} + A_{LE,l,\lambda,S} + A_{LE,l,v_{th}}}{w_{eff} l_{eff}^2} + \frac{A_l + A_{l,\lambda,S} + A_{l,v_{th}}}{l_{eff}^2} + \frac{A_{d_{Ox},v_{th}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_\mu}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_{N_{SS}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_{N_{sub}5} + A_{N_{sub}3} - A_{N_{sub}2} - A_{N_{sub}4}}{w_{eff} l_{eff}} \quad (5.13)$$

Alle Schwankungsgrößen nehmen mit zunehmenden Geometriedaten ab. Dies steht im Widerspruch zu einer möglichst kleinen Pixelfläche. Sonst sind diese genannten Schwankungsparameter bei gleichen Geometriedaten für alle Pixelkonzepte identisch. Sie sind zu den in Kapitel 5.2 vorgestellten Werten geometrisch zu addieren und für eine Optimierung im Hinblick auf ein geeignetes Pixelkonzept nicht notwendig. Auf eine Schätzung und Darstellung von Absolutwerten kann deshalb verzichtet werden.

5.1.4. FPN-Einfluss des Treibers

Die Schwankungseigenschaften der Kleinsignalparameter des Treibers können vergleichbar wie in Kapitel 5.1.3 hergeleitet werden. Es ist jedoch darauf zu achten, dass eine Korrelation auftaucht, die abhängig vom Pixelkonzept ist. Zusätzlich zu den vorgestellten Größen g_{ds} und

⁶⁴ aus dem Anhang E

S_{bs} sind die Schwankungen der Steilheit S , der Schwellspannung V_{th} im Sättigungsbereich und der einzelnen parasitären Kapazitäten zu betrachten. Die Abhängigkeiten der physikalischen Parameter auf Steilheit S und Schwellspannung V_{th} lauten wie folgt:

$$\sigma_S^2 = \frac{\partial S^2}{S^2} = \frac{A_{LE,w} - A_{LE,w,v_{th}}}{w_{eff}^2 l_{eff}^2} + \frac{A_w - A_{w,v_{th}}}{w_{eff}^2} + \frac{A_{LE,l} + A_{LE,l,\lambda,S} + A_{LE,l,v_{th}}}{w_{eff} l_{eff}^2} + \frac{A_l + A_{l,\lambda,S} + A_{l,v_{th}}}{l_{eff}^2} \quad (5.14)$$

$$+ \frac{A_{d_{Ox}} + A_{d_{Ox},v_{th}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_\mu}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_{N_{SS}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_{Q_{Ox}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_{N_{sub,5}} - A_{N_{sub,2}}}{w_{eff} l_{eff}}$$

$$\sigma_{V_{th}}^2 = \frac{\partial V_{th}^2}{V_{th}^2} = \frac{A_{LE,w,v_{th}}}{w_{eff}^2 l_{eff}^2} + \frac{A_{w,v_{th}}}{w_{eff}^2} + \frac{A_{LE,l,v_{th}}}{w_{eff} l_{eff}^2} + \frac{A_{l,v_{th}}}{l_{eff}^2} + \frac{A_{d_{Ox},v_{th}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_{N_{SS}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_{Q_{Ox}}}{w_{eff} l_{eff}} + \frac{A_{N_{sub,5}}}{w_{eff} l_{eff}} \quad (5.15)$$

Der Einfluss der örtlichen Schwankungen, abhängig vom Pixelkonzept, kann nun mit dem Übertragungsverhalten, vorgestellt in Kapitel 2.3, und den Herleitungen in Kapitel 5.1 beschrieben werden. Absolutangaben sind wegen fehlender technologischer Daten bislang noch nicht möglich; mit den vorgestellten Ergebnissen können jedoch sowohl Aussagen hinsichtlich optimaler Geometriedaten als auch ein Vergleich zwischen den unterschiedlichen Pixelkonzepten gemacht werden. Insbesondere die einfache Ermittlung der Schwankungsgröße in Abhängigkeit von gewählten Geometriedaten verdeutlicht den Vorteil der Momentenmethode gegenüber der Monte-Carlo-Methode. Der Pixeldesigner hat mit diesem Konzept nun eine deutlich zielgerichtete Methode an der Hand, bei der Bildsensorentwicklung auch das Verstärkungs-FPN-Verhalten simulationstechnisch zu untersuchen.

5.2. Verstärkungs-FPN der Pixelkonzepte

Bei dem Konzeptvergleich und der Betrachtung benachbarter Pixel kann das Abstandsgesetz gemäß Gleichung (5.3) vernachlässigt werden. Als zweite Vereinfachung wird auch die Korrelation zwischen der Schwellspannung und den übrigen in dem Transkonduktanzparameter β enthaltenen Einflussgrößen vernachlässigt. Dessen Korrelation wurde mehrfach messtechnisch ermittelt und mit ungefähr null angegeben [Lakshmikummar86, Oehm00]. Dies ist auch, sofern keine Kurzkanal bzw. -weiteneffekte beachtet werden müssen, leicht nachzuvollziehen. Mit der Gleichung (1.29) aus dem Anhang E und den in der Tabelle 9 angeführten Schwankungswerten lassen sich die einzelnen Einflüsse berechnen [Sterzel02a]. Als Grundlage wurde ein NMOS-Transistor mit den Parametern gewählt, die messtechnisch von MOSIS ermittelt wurden⁶⁵. Für einige physikalische Parameter gab es vom Hersteller keine Angaben. Diese wurden mit folgenden Werten abgeschätzt: Die Anzahl der Oberflächenzustände N_{Ox} ⁶⁶ beträgt $N_{Ox} = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und die der Oberflächenzustandsdichte N_{SS} ⁶⁷ hat eine Höhe von $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Mit diesen Werten schwankt der Anteil der Schwellspannung um:

$$\Delta V_{th} = \frac{1}{\sqrt{l_{eff} \cdot w_{eff}}} \cdot \sqrt{4,1544 \cdot 10^{-4} V^2 \cdot A_{sub}^2 + 3,7448 \cdot 10^{-3} V^2 \cdot A_{d_{Ox}}^2 + 1,0036 \cdot 10^{-3} V^2 \cdot A_{N_{SS}}^2 + 2,0876 \cdot 10^{-3} V^2 \cdot A_{Ox}^2} \quad (5.16)$$

Der Anteil der Oxiddicke, der sowohl bei dem Transkonduktanzparameter β als auch in der Schwellspannung zu finden ist, trägt in der Gleichung (5.16) mit einem Anteil von

⁶⁵ AMIS-1,5 μm - Prozess [MOSIS02]

⁶⁶ ist nach Deal et al. [Deal67] abhängig von den Herstellungsbedingungen und schwankt zwischen 10^{10} cm^{-2} und 10^{12} cm^{-2}

⁶⁷ schwankt nach [Berglund76] zwischen 10^{11} und $2 \cdot 10^{11}$ bzw. nach [Deuling72] zwischen 10^{11} bis $14 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$

$2,4 \cdot 10^{-20} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^2$ bei, während z. B. der Anteil aufgrund der Oberflächenzustände mit $2,7 \cdot 10^{-16} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^2$ deutlich überwiegt. Bei der vorgegebenen Oxiddicke ist nur ein geringfügiger Einfluss auf die Schwellspannungsschwankung vorhanden. In diesem Fall ist eine vernachlässigbare Korrelation zu den anderen Parametern gegeben und deshalb auch die genannte Vereinfachung gerechtfertigt.

Zu den Folgen der Kantenrauigkeit, die durch Gleichung (5.4) beschrieben wird, konnte in der Literatur keine Zahlenangabe gefunden werden. Oftmals wurde sie direkt gleich null gesetzt bzw. es wurde argumentiert, dass sie erst bei sehr kleinen Strukturen Auswirkungen hat. Lediglich Lovett et al. [Lovett98] formulierten eine Beziehung, wonach der Wert $A_{LE,w}$ kleiner als $A_{LE,l}$ sei. Die folgenden Ausführungen wurden deshalb ohne Berücksichtigung der Kantenrauigkeit durchgeführt. Bei den Messungen sind aus diesem Grund leicht höhere Werte zu erhalten.

	NMOS-Transistor	PMOS-Transistor
Weite A_w	$(20 \text{ nm})^2$	$(20 \text{ nm})^2$
Länge A_l	$(20 \text{ nm})^2$	$(20 \text{ nm})^2$
Kanalbeweglichkeit A_μ	$(23 \text{ nm})^2$	$(32 \text{ nm})^2$
Oxiddicke A_{Ox}	$(2,54 \text{ nm})^2$	$(1,74 \text{ nm})^2$
Substratdotierung A_{Nsub}	$(22,5 \text{ nm})^2$	$(3,62 \text{ nm})^2$
Oberflächenzustandsdichte A_{NSS}	$(356,3 \text{ nm})^2$	$(244 \text{ nm})^2$

Tabelle 8: Genutzte Schwankungsparameter für die FPN-Betrachtung. Die Parameter wurden dem Parametersatz des Simulationprogramms GAME [ZKOM99] entnommen und bei der Oxiddicke durch Messwerte von Lakshmikumar [Lakshmikumar86] ergänzt.

Die relative Schwankung wird aus der geometrischen Addition der einzelnen Berechnungen zusammengesetzt. Diese Berechnung ist für alle 6 in Tabelle 8 genannten Parameter durchgeführt worden. Exemplarisch werden in den folgenden Abbildungen die Schwankung einer CMOS-Source-Schaltung mit einem NMOS-Treiber sowie ausgewählte Anteile in Abhängigkeit von der Kanalweite bzw. der Kanallänge des Treibertransistors dargestellt.

Erwartungsgemäß zeigt Abb. 42, dass mit zunehmender Kanallänge und –weite das Verstärkungs-FPN abnimmt. Der Vergleich mit Abb. 19 macht aber deutlich, dass bei der Kanallänge ein konträres Verhalten zum Bildsensorparameter Wandlungsempfindlichkeit vorliegt. Ausgehend vom geforderten Anwendungsgebiet müssen diese beiden Eigenschaften gegeneinander abgewogen werden. Das hier vorgestellte Modell bietet eine Grundlage für diese Entscheidung.

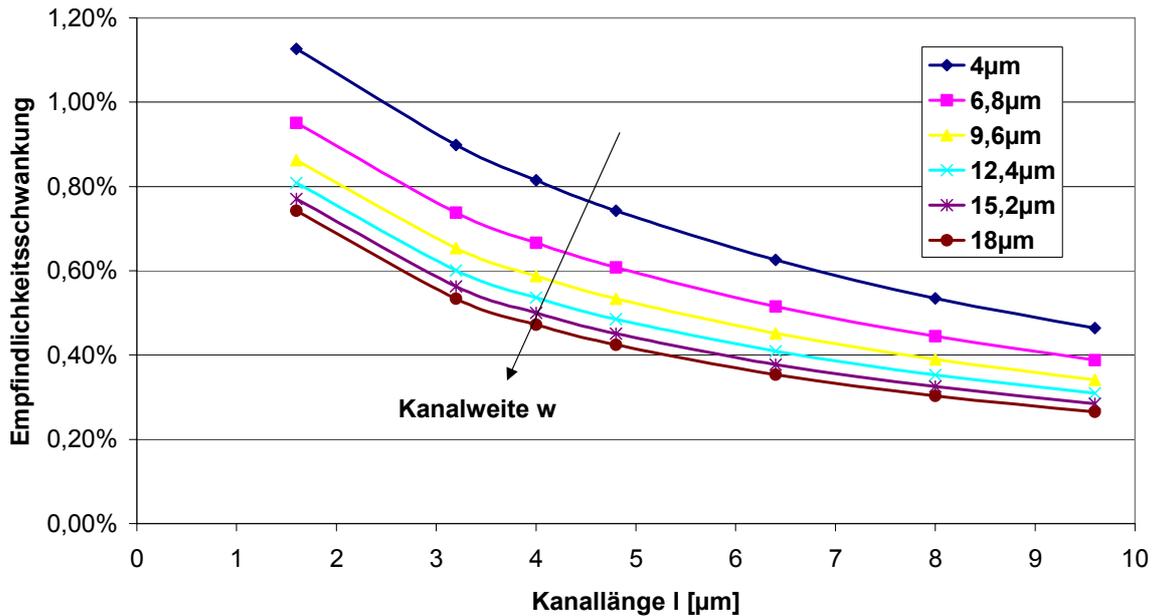


Abb. 42: Wandlungsempfindlichkeitsschwankung eines CMOS-APS-Source-Schaltung-Pixelkonzepts mit einem NMOS-Treibertransistor in Abhängigkeit von der Kanallänge. Die Simulation wurde für verschiedene Kanalweiten durchgeführt.

In der Abb. 43 werden die dominierenden Ursachen für das Verstärkungs-FPN der Schaltung aus Abb. 42 dargestellt. Grund der Schwankungen sind die Inhomogenitäten der Substratdotierung.

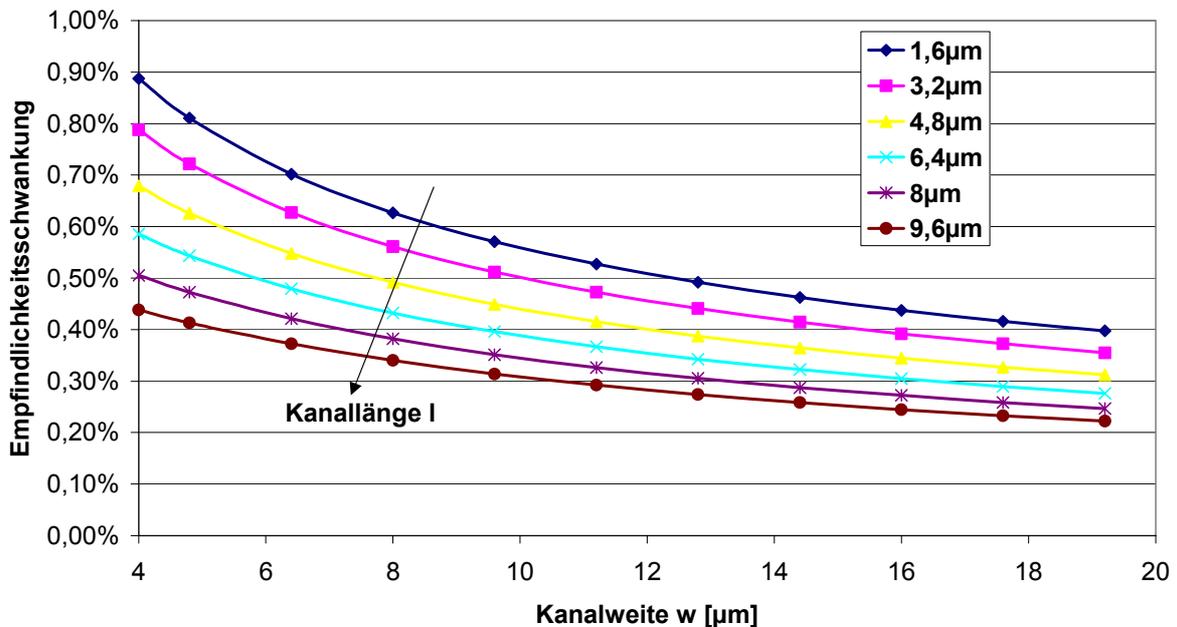


Abb. 43: Wandlungsempfindlichkeitsschwankungsanteil einer CMOS-Source-Schaltung mit einem NMOS-Transistor als Treiber, verursacht durch die Inhomogenitäten der Substratdotierung in Abhängigkeit von der Kanalweite

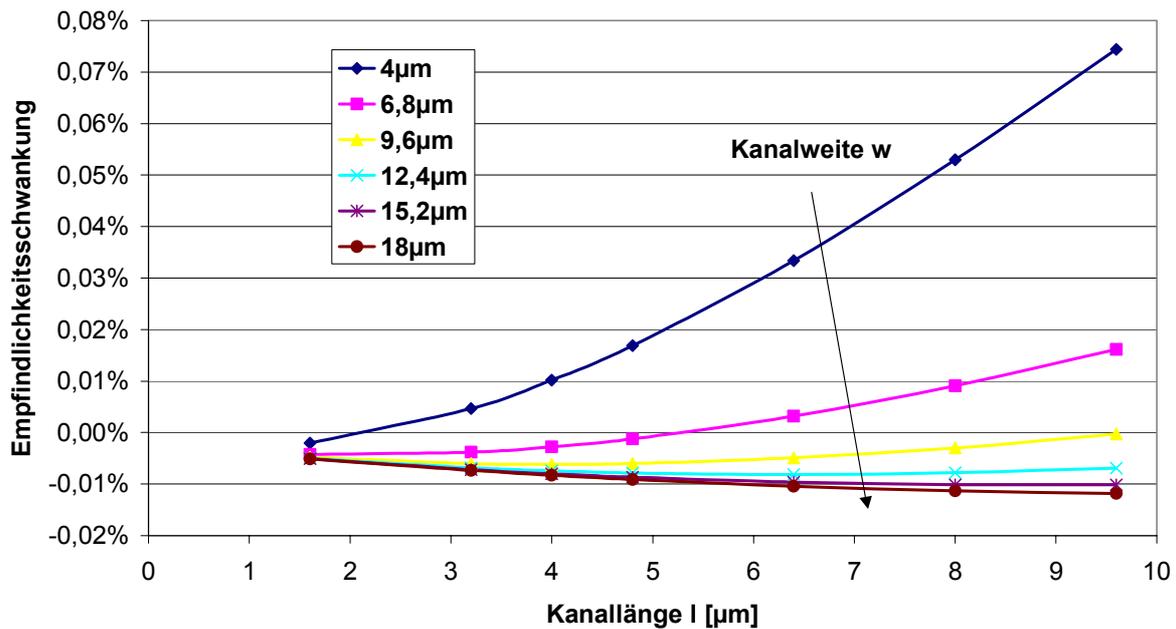


Abb. 44: Anteil der Inhomogenitäten an der Schwankung der Wandlungsempfindlichkeit bei unterschiedlichen Kanalweiten in Abhängigkeit von der Kanallänge einer CMOS-Source-Schaltung mit einem NMOS-Treibertransistor

Auch wenn nach dem Pelgrom'schen Flächengesetz eine Verbesserung mit zunehmenden Geometriedaten erwartet wird, bei komplexen Schaltungen ist dieser Ansatz zu überprüfen. So zeigen bereits bei den Inhomogenitäten der Weite, bei den der Beweglichkeit und bei den der Oxiddicke die Einzelbetrachtungen der CMOS-Source-Schaltung für die Längenvariation ein entgegengesetztes Verhalten, was exemplarisch in der Abb. 44 dargestellt ist.

Mit zunehmender Länge nimmt die Schwankung zu; parallel nimmt die für die Wandlungsempfindlichkeit wichtige Höhe der Verstärkung (Gleichung (2.3)) deutlich ab. Deshalb ist bei der Gesamtbetrachtung ein Rückgang sichtbar!

Das teilweise negative Vorzeichen in Abb. 44 weist darauf hin, dass dieser Anteil als Divisor zu betrachten ist. Bei der Extremwertbetrachtung geht er quadratisch ein und hat dann ebenfalls ein positives Vorzeichen.

Je nach Pixelkonzept ergibt sich ein unterschiedliches Verhalten beim Verstärkungs-FPN. Die Tabelle 9 und die Tabelle 10 listen diese Empfindlichkeitsschwankungen der diversen Pixelkonzepte auf. Damit eine Vergleichbarkeit gewährleistet ist, wurde für den Treiber jeweils eine Transistorgeometrie von $9,6 \mu\text{m} \times 9,6 \mu\text{m}$ gewählt. Zusätzlich ist in den Tabellen die jeweilige Spannungsverstärkung zu finden.

Von Ogiers et al. wurde die Schwankung der Schwellspannung als dominierende Ursache für das FPN bei den FUGA-Bildsensoren genannt [Ogiers97]. Die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse macht deutlich, dass diese Aussage von der Schaltungsanordnung abhängig ist. In der Tabelle 9 ist deshalb auch dargestellt, welche Ursache bei den unterschiedlichen Pixeleingangsstufen und dem genutzten Designkit dominiert. Es konnte weiterhin festgestellt werden, dass bei einem PMOS-Treiber die Schwellspannungsschwankung eine wichtige Rolle spielt,

während bei einem NMOS-Treiber eine ungleichmäßige Dotierung des Substrats für die Höhe des FPN die relevante Größe ist.

APS-Typ	Spannungsverstärkung	Verstärkungs-FPN	Dominierende Ursache
PMOS-Treiber, PMOS-Last	-0,134	1,4%	Schwellspannungsschwankung
PMOS-Treiber, NMOS-Last	-6,90	1,4%	Schwellspannungsschwankung
NMOS-Treiber, NMOS-Last	-1,35	3,5%	Substratdotierungsschwankung
NMOS-Treiber, PMOS-Last	-80,6	0,34%	Substratdotierungsschwankung / Längenschwankung
PMOS-Treiber, kaskodiert, NMOS-Last	-5,49	0,33	Geometrie- und Beweglichkeitschwankung
NMOS-Treiber, kaskodiert, PMOS-Last	-505	1,1%	Substratdotierungsschwankung
Gegentaktinverter	-93,3	3,4%	Substratdotierungsschwankung

Tabelle 9: Verstärkungs-FPN, verursacht durch den Treiber für verschiedene Source-Schaltung-Pixelkonzepte bei einer Kanalweite und –länge von jeweils 9,6 µm

APS-Typ	Spannungsverstärkung	Verstärkungs-FPN	Dominierende Ursache
PMOS-Treiber, PMOS-Last	0,861	0,078%	Substratdotierungsschwankung / Schwellspannungsschwankung
PMOS-Treiber, NMOS-Last	0,781	0,17%	Substratdotierungsschwankung / Schwellspannungsschwankung
NMOS-Treiber, NMOS-Last	0,827	0,40%	Substratdotierungsschwankung
NMOS-Treiber, PMOS-Last	0,831	0,40%	Substratdotierungsschwankung

Tabelle 10: Verstärkungs-FPN, verursacht durch den Treiber für verschiedene Source-Folger-Pixelkonzepte bei einer Kanalweite und –länge von jeweils 9,6 µm

Eine Bewertung der unterschiedlichen APS-Pixelkonzepte zeigt hinsichtlich des Verstärkungs-FPN erwartungsgemäß Vorteile bei den Source-Folger-Konzepten (Vergleich der Tabelle 9 mit der Tabelle 10). Dem ist jedoch entgegenzuhalten, dass parallel die Wandlungs-

empfindlichkeit ebenfalls deutlich niedriger ist. Eine höhere Empfindlichkeit wird durch ein schlechteres FPN erkaufte.

Ob PMOS- oder NMOS-Transistoren als Treiber die bessere Wahl sind, kann nach den Tabellen nicht entschieden werden. Dieses Ergebnis stimmt mit den Untersuchungen zum Matchingverhalten von Stromspiegeln von Drennan et al. [Drennan03] überein. Sie formulierten, dass bei Stromeinprägung die Nutzung von PMOS-Transistoren die bessere Wahl sei; bei Spannungsansteuerung aber kein eindeutiger Trend zu erkennen ist.

5.3. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine Beschreibung des Verstärkungs-FPN (PRNU) vorgestellt. Dieses FPN kann ebenso wie das Offset-FPN aufgrund von systematischen und zufälligen Fehlern entstehen.

Eine Erfassung der FPN-Effekte mit Simulationstools erfolgt in der Technik sowohl mithilfe von statistischen Verfahren (Monte-Carlo) als auch mit analytischen Verfahren (Momentenmethode). Das zweite Verfahren basiert auf dem Pelgrom'schen Flächengesetz.

Zur Nutzung der Momentenmethode sind die physikalischen Ursachen der Schwankungen ermittelt und deren Auswirkung auf die Transistorkleinsignalparameter untersucht worden. Mit diesem Modell konnte anschließend die Auswirkung auf die unterschiedlichen Pixelkonzepte beschrieben werden. Es wurde deutlich, dass das Verstärkungs-FPN nicht die dominierende Rolle einnimmt, wie es bei diversen Veröffentlichungen als Negativpunkt für verstärkende Konzepte erwartet wird. Der Vergleich mit Kapitel 4.2.2 zeigt: Das temporäre Rauschen ist in diesem Fall erheblich kritischer.

Beispielhaft wurde auch dargestellt, wie sich einzelne Schwankungsursachen auf den Fehler bei der Wandlungsempfindlichkeit auswirken. Mit diesem neuen Tool besteht die Möglichkeit, eine schnellere Analyse der Pixelkonzepte durchzuführen und eine effektive und zielgerichtete Ursachenforschung zu betreiben, welche Schwankungen für die negativen Auswirkungen verantwortlich sind. Bei bekannter Ursache kann nun eine gezielte Optimierung bei der technologischen Herstellung durchgeführt werden und bei der Designoptimierung kann die Abhängigkeit von der Transistorgeometrie beurteilt werden.

6. Anregungen zur Weiterentwicklung in der CMOS- und der TFA-Bildsensorik

Bereits in der Einleitung wurde darauf hingewiesen: Der wachsende Bildsensormarkt beruht auf dem Erschließen neuer Anwendungsgebiete. In dieser Arbeit werden Methoden aufgezeigt, wie schon frühzeitig mögliche Grenzen eines neuen Bildsensors abgeschätzt und dadurch bei der Entwicklung Kosten eingespart werden können. Zum Abschluss sollen noch einige Anregungen zu weiteren Entwicklungsrichtungen gegeben werden. Diese Anregungen sind jedoch nicht als Stand der Technik zu begreifen, sondern spiegeln eine Art Ausblick wieder. Eine Bestätigung der Machbarkeit steht derzeit teilweise noch aus. Bei zwei Schwerpunkten werden eigene Unterkapitel eingeführt, da sie für den Rahmen dieser Arbeit eine besondere Rolle spielen. Im Kapitel 6.1 findet sich eine Möglichkeit, wie auch bei störender Hintergrundbeleuchtung noch die Bildinformation gewonnen werden kann. Mit dem Kapitel 6.2 wird auf die Diskussion zum Downscaling eingegangen, das in der Mikroelektronik eine bedeutende Rolle spielt. Dieses Downscaling, häufig als Triebfeder für die Weiterentwicklung bezeichnet, wird mit Blickrichtung auf die Bildsensorik durchleuchtet. Zuvor werden weitere aus der Literatur bekannte Entwicklungen aufgelistet und dahingehend bewertet, wie weit diese Arbeit Unterstützung für diese Entwicklungen liefert.

Die im Bildsensor implementierten Funktionen können an drei Orten zu finden sein, direkt im Pixelfeld, in der Spalte oder vor dem Chipausgang (Chipebene). Es handelt sich hier um eine Vorverarbeitung der Information auf Bild-, Spalten- oder Pixelebene.

Auf Chip- oder Spaltenebene finden sich in erster Linie Realisierungen, die früher von weiteren externen Schaltkreisen übernommen wurden. Darunter fallen Schaltkreise zur Ansteuerung und Auslese der Pixel sowie zur Korrektur von Pixelfehler, Implementierung von AD-Wandler (z. B. [Fossum97]) oder Schaltkreise zur Durchführung des DCT-Verfahrens⁶⁸ [Kawahito97]. Für die Beschreibung der Eigenschaften, die die Detektionsgrenze bestimmen, sind diese ergänzenden Maßnahmen nur von zweitrangiger Bedeutung.

Weitere auf Spalten- oder Chipebene zu findende Möglichkeiten, die jedoch für die Grenzeigenschaften von Bedeutung sind, sind CDS- und DDS-Verfahren. Bei diesen Verfahren wird durch Vergleich der Signale zu verschiedenen Zeitpunkten eine Reduzierung der temporären und örtlichen Schwankungen ermöglicht und damit die Detektionsschwelle verbessert. Die Qualität dieser Verbesserung hängt von der Art⁶⁹ und der Komplexität⁷⁰ der CDS / DDS – Verfahren ab. Da es sich bei diesen Methoden nicht um die Beschreibung der Detektionsgrenze sondern um ein Verfahren zur späteren Aufarbeitung der Signale handelt, wurde nicht näher darauf eingegangen.

Auf Pixelebene können die elektronische Shutter-Funktion [Yadid-Pecht91] und der Vergleich mit vorherigen Frames [Aizawa97] genannt werden. Durch den Vergleich kann eine Datenkompression erreicht werden. Auch diese Realisierungen haben für Bewegtbildaufnahmen und bei der Betrachtung der Detektionsgrenzen nur einen nebensächlichen Einfluss.

Relevanter sind auf Pixelebene Verfahren, die den Dynamikbereich erweitern. Hier sind zwei Möglichkeiten zu nennen. Erstens sind Realisierungen zu finden, bei denen durch individuelle Resets die Integrationszeit variiert wird. Zweitens gibt es Lösungen mit einem stromabhängigen Widerstand, der die Ausgangsspannung nichtlinear der Beleuchtungsstärke anpasst. Bei

⁶⁸ Dieses DCT-Verfahren ist die Grundlage für die Komprimierung nach dem JPEG oder MPEG-Verfahren

⁶⁹ analog oder digital realisiert

⁷⁰ z. B.: Sollen auch Temperaturdrift oder zusätzliche Rauschanteile berücksichtigt werden?

dem ersten Verfahren kann die Eingangsschaltung mit den in dieser Arbeit vorgestellten Methoden verglichen und damit die relevanten Grenzeigenschaften direkt erkannt werden. Das zweite Verfahren nutzt für die Ableitung von unerwünschten Strömen häufig den „Resettransistor“ [z. B. Decker97, Scheffer97, Fox00, Schneider02]. Auch bei diesen Schaltungskonzepten können (durch Ergänzungen) die in der Arbeit genannten Methoden genutzt werden. Gegenüber dem Ansatz in Kapitel 5 ist beim Resettransistor dann nicht nur die Kapazität sondern auch der Drain-Source-Leitwert g_{ds} zu berücksichtigen.

In den vergangenen Jahren wurden auch Pixelkonzepte vorgestellt, bei denen direkt in jedem Pixel ein AD-Wandler implementiert wird [Fowler98b, Yang99, McIlrath01]. Durch diese Möglichkeit soll frühzeitig der Störeinfluss der Elektronik eliminiert werden. Haben diese Konzepte, trotz der Komplexität des Pixels, eine Eingangsstufe, die das Fotostromsignal aufintegriert, lassen sich die in dieser Arbeit vorgestellten Lösungen direkt auf deren Grenzeigenschaftsbetrachtungen übertragen. Lediglich beim temporären Rauschen ist darauf zu achten, dass zusätzliche Überkopplungen durch die digitalen Elemente die Detektionsschwelle verschlechtern können. Konzepte zur Beschreibung dieses Effekts wurden bisher noch nicht entwickelt.

Eine besondere Stellung nehmen Bildsensoren ein, die mit dem Avalanche-Effekt arbeiten. Veröffentlichungen, die die Vervielfältigung der generierten Ladungsträger ausnutzen, gibt es in verschiedenen Varianten. Im einfachen CMOS-Bereich sind die Arbeiten von Biber et al. [Biber98, Biber 00] und Rochas et al. [Rochas02] zu nennen. TFA-Bildsensoren, die diese Möglichkeit nutzen, wurden in der Literatur noch nicht behandelt; es gibt jedoch Überlegungen, nach denen Detektoren aus a-Se mithilfe der micro-bumb-Technologie auf einem ASIC aufgebracht werden und sich damit die Stromempfindlichkeit verbessert [Takiguchi97, Watabe03]. Diese Methode ist unter der HARP-Technologie (High-gain Avalanche Rushing amorphous Photoconductor) bekannt. Auch mit a-Si:H wurden Untersuchungen zum Avalanche-Effekt präsentiert [Jwo88, Hong90]. Nachdem die Wandlung der Beleuchtung in einen Fotostrom abgeschlossen ist, kann mit den gleichen Methoden gearbeitet werden, wie in dieser Arbeit dargestellt. Zu berücksichtigen ist, dass durch den Avalanche-Effekt beim temporären Rauschen ein weiterer Anteil hinzukommt.

6.1. Bildsensoren mit Korrelationsverfahren

Handelt es sich bei der Störgröße, die die Eigenschaften des Bildsensors begrenzt, um Licht in einem mit dem Signal vergleichbaren Wellenlängenbereich, so ist mit dem rein integrierenden Verfahren eine Anhebung des Signals gegenüber der Störgröße nicht möglich. Eine Bildszene mit störendem Hintergrundlicht führt zu den gleichen Problemen, wie sie bereits im Kapitel zum Dunkelstrom (Kapitel 3) beschrieben wurden. Lediglich die Temperaturabhängigkeit ist bei dem durch das Licht generierten Strom nicht vorhanden.

Bei dem hier vorgestellten Konzept findet eine Integration nach einer Vorverarbeitung des Signals statt. Es beschreibt eine Realisierungsmöglichkeit, mit der das Hintergrundlicht unterdrückt und so durch einfache schaltungstechnische Maßnahmen eine weitere Störgröße reduziert werden kann. Der detektierbare Bereich wird dadurch deutlich erweitert.

Eine Unterscheidung des informationsbehafteten Lichtanteils von dem der Störgröße erlauben Verfahren, die pulsierende Anregungen nutzen [Xiao01]. In der Bildsensorik finden sich solche Konzepte zur Aufnahme von dreidimensionalen Bildern [Justen01, Heinol01] oder zur Entfernungsmessung [Lange00]. Es wird ausgenutzt, dass unterschiedliche Laufzeiten des Signals mit einem Korrelationsverfahren erkannt und damit der Abstand zwischen dem Messobjekt und dem Detektor beschrieben werden kann.

Im Rahmen der Spektrometeranwendung, bei der die Unterdrückung von Fremdlichtanteile zu einer Erhöhung der Zahl möglicher Anwendungsgebiete führt, wurde ein Pixelkonzept entwickelt, das durch Multiplikation und anschließende Integration störende Lichtanteile reduzieren kann [Sterzel02b, Bayer03]. Nach Heinol [Heinol01] ist dies ein inkohärentes Korrelationsverfahren; statt der im vorherigen Absatz zitierten Laufzeitnutzung wird die Korrelation bei diesem Konzept zur Unterdrückung des Hintergrundlichts ausgenutzt. Abb. 45 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Verarbeitungsstufe. Grundsätzlich wird bei diesem Ansatz das Fotosignal h_{Signal} mit einem Referenzsignal h_{Ref} gleicher Frequenz verknüpft. Während durch die wechselnde Polarität des Referenzsignals der vorher vorhandene konstante Störlichtanteil $h_{\text{Stör}}$ nach der Multiplikation eine wechselnde Polarität erhält, besitzt das gewünschte Signal weiterhin die gleiche Polarität. Durch die anschließende Integration wird die Korrelation abgeschlossen, d. h. lediglich das gewünschte Signal wird verstärkt. Zur Erkennung des Signals muss die Beleuchtung mit moduliertem Licht erfolgen. Dadurch ist es leicht nachvollziehbar, dass es gleichgültig ist, ob es sich bei dem störenden Signal um Fremdlicht oder um Dunkelstrom handelt.

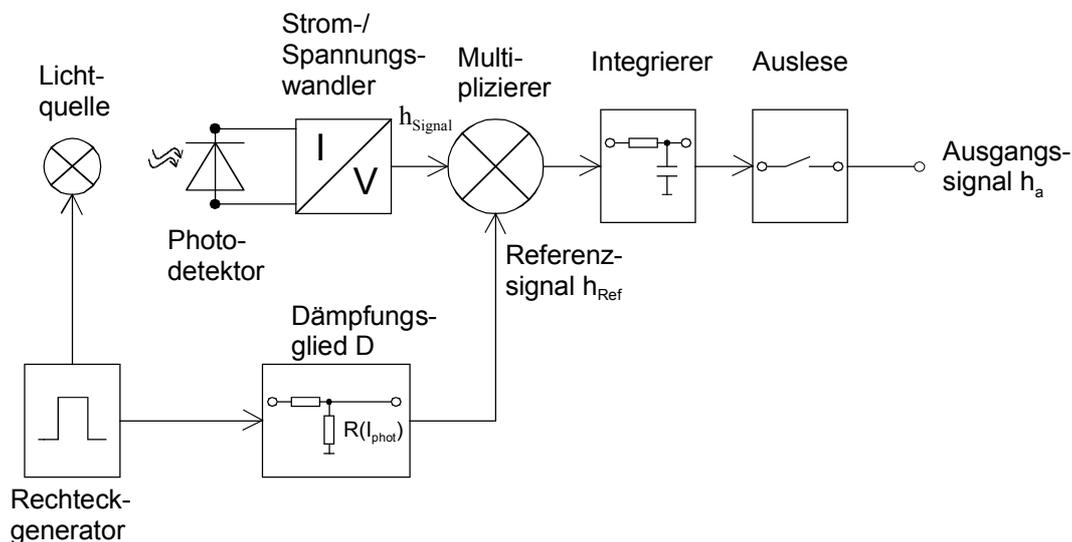


Abb. 45: Pixelkonzept zur Unterdrückung von Fremdlichtanteile

Theoretisch kann das Ausgangssignal h_a in zwei Anteile aufgeteilt werden.

$$h_a(t) = h_1(t) + h_2(t) \quad (6.1)$$

Der erste Anteil beinhaltet den Zeitverlauf des aufintegrierten Signals und kann bei einem Impuls-Pausenverhältnis von 1 wie folgt ausgedrückt werden:

$$h_1(t) = H_{ref} \cdot H_{signal} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{\Delta T}{T_0} \right) \cdot t \quad (6.2)$$

T_0 beschreibt die Pulsdauer und ΔT die Phasenverschiebung zwischen dem Fotostromsignal und dem Referenzsignal. Die Großbuchstaben in dieser und in den folgenden Gleichungen beschreiben die Amplitude der zeitabhängigen Größen. Eine maximale Amplitude ist vorhanden, wenn die Phasenverschiebung ΔT gleich null ist. Weiterhin zeigt dieser Verlauf einen

linearen Zusammenhang zwischen der Ausgangsgröße und der Integrationszeit, vergleichbar mit den bisher in dieser Arbeit beschriebenen integrativen Verfahren.

Zur Beschreibung der Signalqualität ist auch der Verlauf des störenden Anteils wichtig.

$$h_2(t) = H_{ref} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \sigma(t) \cdot \left[\left(H_{Stör} - \frac{H_{signal}}{2} + \frac{\Delta T}{T_0} \cdot H_{signal} \right) \cdot t \right] + \\ + \sigma(t - \Delta T) \cdot \left[H_{signal} \cdot (t - \Delta T) \right] + \\ - \sigma(t - T_0) \cdot \left[2 \cdot (H_{Stör} + H_{signal}) \cdot (t - T_0) \right] + \\ + \sigma(t - T_0 - \Delta T) \cdot \left[H_{signal} \cdot (t - T_0 - \Delta T) \right] + \\ + \sigma(t - 2 \cdot T_0) \cdot \left[\left(H_{Stör} + H_{signal} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{\Delta T}{T_0} \right) \right) \cdot t + \right. \\ \left. + H_{signal} \cdot (2 \cdot \Delta T - T_0) - 2 \cdot H_{Stör} \cdot T_0 \right] \end{array} \right\} \otimes \sum_{n=0}^{\infty} \delta(t - 2 \cdot n \cdot T_0) \quad (6.3)$$

Relevant ist bei diesem repetierenden Anteil, dass er unabhängig von der Integrationszeit einen Maximalwert besitzt, der wie folgt beschrieben werden kann:

$$f = \left(H_{Stör} + \frac{1}{2} \cdot H_{signal} \right) \cdot T_0 \quad \text{bzw.} \quad h_2(t) \leq \left(H_{Stör} + \frac{1}{2} \cdot H_{signal} \right) \cdot T_0 \quad (6.4)$$

Mithilfe der Gleichungen (6.2) und (6.4) kann ein Ausdruck hergeleitet werden, der die Qualität des kompletten Ausgangssignals bzw. den des maximalen Fehlers für dieses Verfahren beschreibt. In Gleichung (6.5) ist der Kehrwert des Fehlers, die Störlichtunterdrückung γ zu finden:

$$\gamma = \frac{h_1(t_{int})}{h_2(t_{int})} \geq \frac{1}{T_0^2} \cdot \frac{T_0 - 2 \cdot \Delta T}{1 + 2 \cdot \frac{H_{Stör}}{H_{signal}}} \cdot t_{int} \quad (6.5)$$

Auch hier wird die bestmögliche Unterdrückung des störenden Anteils bei einer Phasenverschiebung ΔT von null erreicht. Weiterhin wird deutlich, dass die Verbesserung linear mit der Integrationszeit zunimmt. Theoretisch lässt sich, sofern das Störlicht nicht die gleiche Frequenz wie das Signal hat, ein beliebiger Abstand von der Störgröße erreichen. Durch die umgekehrt lineare Proportionalität zur Frequenz des Signals und der einstellbaren Integrationszeit existiert eine einfache Einflussmöglichkeit, mit der der gewünschte Störabstand einstellbar ist.

Eine einfache elektronische Realisierung (Abb. 46) besteht in der Nutzung eines Source-Coupled Pairs als Multiplizierstufe, bei der in die Source-Anschlüsse das Signal des Fotodetektors eingespeist wird und an den Gates das Referenzsignal bzw. das invertierte Referenzsignal anliegt. In den Drainzweigen sind für die Signalintegration Kapazitäten eingefügt. Durch Differenzbildung der Kapazitätsspannungen ergibt sich das in der Gleichung (6.1) beschriebene Ausgangssignal. Die Grenzen liegen in den transienten Eigenschaften und dem Sättigungsverhalten der elektronischen Elemente.

Umgesetzt wurde dieses Konzept von einer Arbeitsgruppe um Kimachi [Kimachi00a, Takahashi00], die es für Bildsensoren zur Abstandsmessung nutzten. Sie wiesen nach, dass trotz Hintergrundlicht aus einer 60 W Glühlampe durch die Korrelation ein von einer pulsierenden LED angestrahltes Bild detektiert werden konnte [Kimachi00b]. Erste Simulations-

sei. Kritisch sieht er die Verlustleistung innerhalb der Chips und die steigenden Entwicklungskosten.

Parallel zur Vorhersage von Moore wurden Skalierungsregeln entwickelt, die es ermöglichen, durch einfache geometrische Verkleinerungen zu vergleichbaren Eigenschaften des Schaltkreises zu kommen. Dennard et al. [Dennard74] entwickelten Skalierungsregeln, die diese Vergleichbarkeit durch eine konstante Feldstärke im Schaltkreis erreichen sollten. Nachdem bei Digitalschaltkreisen der Wunsch einer konstanten Versorgungsspannung (TTL-Pegel) im Vordergrund stand, wurde von Chatterjee et al. [Chatterjee80] eine zweite Regel entwickelt. Anfang der 90er Jahre setzte dann wieder die Skalierung mit abnehmender Spannung ein. Dass diese Konzepte trotz der später in den Vordergrund tretenden physikalischen Randbedingungen⁷¹ lange Zeit eine Rolle spielen konnten, lag an der Entwicklung neuer Materialien und Anordnungen [Critchlow99]. Bei den genannten Skalierungsregeln standen digitale Schaltkreise im Vordergrund.

Die Gültigkeit bei Moore's law wurde, ebenso wie bei den Skalierungs-Theorien, durch Änderungen bei der Technologie zeitlich ausgedehnt. Wichtige Voraussetzung war, dass das Verschieben der Grenzen mit einer technischen Beherrschbarkeit einherging und nicht durch physikalische Grenzen gestoppt wurde. Analogschaltkreise schwammen im Fahrwasser der Fortentwicklungen im Digitalbereich. In einer Veröffentlichung von Kish [Kish02] werden nun physikalische Grenzen angesprochen, die diese Entwicklung stoppen können. Er verdeutlicht, dass digitale Schaltkreise bei Strukturabmessungen unter 40 nm aufgrund des thermischen Rauschens keine eindeutigen Zustände mehr besitzen. Für analoge Schaltkreise muss wegen des notwendigen Dynamikbereichs bereits früher eine Grenze gezogen werden, was auch eine Ursache dafür sein dürfte, dass Analog Devices Inc. und National Semiconductor Corp. statt Mixed-Signal Chips mit kleinen Strukturgrößen auf mehrere Chips in einem Gehäuse umgeschwenkt sind [Sperling03].

CMOS-Bildsensoren sind spezielle analoge Schaltkreise und erreichen mit dem Downscaling bessere Eigenschaften, sofern Technologieänderungen keine gegenteiligen Effekte verursachen. Eine nachteilige Änderung ist die Nutzung von Siliziden, die das Polysilizium wegen der besseren Leitfähigkeit ersetzen soll. Dieses Material hat aber eine schlechtere Lichtdurchlässigkeit; die Stromempfindlichkeit wird verringert [Fossum97].

Ein weiterer Effekt, der die Stromempfindlichkeit reduziert, liegt in der Erhöhung der Substratdotierung. Dadurch verringert sich die Dicke der Raumladungszone. Generierte Ladungsträger langwelliger Lichtanteile können nicht mehr getrennt werden und tragen damit nicht zum Fotostrom bei. Diese Erhöhung der Substratdotierung kann auch durch Diffusionsströme im Substrat zu einer Verstärkung des Übersprechens führen. In diesem Sinne ist die Entwicklung der TFA-Technologie eine speziell für Bildsensoren wichtige Änderung und trägt in diesem Bereich zur Verlängerung der Gültigkeit von Moore's law bei. Dadurch, dass die Licht-Fotostromwandlung in der amorphen Schicht stattfindet, können die genannten Effekte nicht auftreten.

Eine Reduzierung der Versorgungsspannungen führt zu einem weiteren Problem. Die für die analoge Elektronik nutzbare obere Grenze des Dynamikbereichs wird verringert. Existiert als unterste Grenze das thermische Rauschen, so könnte als Abhilfe die Kapazität erhöht (kTC-Rauschen, siehe Kapitel 4.1) werden. Dies ist aber kontraproduktiv zum Wunsch nach kleineren Strukturen.

Besonders kritisch sind die Leckströme (Kapitel 3). Diese drücken sich bei Bildsensoren in einem Dunkelstrom aus, der, sofern Leckströme über das Oxid dominieren, auch nur gering-

⁷¹ z. B. Kurzkanal- oder Hochfeldeffekte

fällig durch Kühlmaßnahmen reduziert werden kann. Ebenso wie bei den Rauschbetrachtungen greift dieses Problem bei Bildsensoren deutlich früher als bei Digitalschaltkreisen.

Fossum [Fossum97] formulierte zwar, dass es mit wachsendem Bildsensormarkt wieder interessant sei, spezielle Prozesse für Bildsensoren einzuführen, die ökonomische Grenze ist dabei aber nicht zu unterschätzen oder wie es Rodgers⁷² ausdrückt: „The end of Moore’s law is not going to happen when an insulator doesn’t insulate. It will happen when the next wafer becomes a science project, not a product.” [Sperling03].

⁷² Präsident von Cypress Semiconductor Corp.

7. Zusammenfassung und Schlussbemerkungen

Die in Kapitel 6.2 zu findenden Aussagen dämpfen ein wenig die aus der Vergangenheit bekannte Euphorie, die darauf basiert, dass auch bei den Wachstumsraten im Bildsensormarkt vergleichbare Grundlagen wie in der Mikroelektronik vorhanden sind. Auch bei der Frage, ob CMOS-Bildsensoren CCDs ersetzen können, zeigt diese Arbeit: Bei diversen Grenzeigenschaften haben CCDs weiterhin klare Vorteile. Neuentwicklungen in der Bildsensorik sollten deshalb mit dem Erschließen neuer Anwendungsgebiete verknüpft sein! Wichtig für eine kostengünstige Realisierung sind aber eine frühzeitige Abschätzung der Machbarkeit und ein möglichst modularer Aufbau, sodass auch kleinere Marktnischen erreicht werden können. Durch die zweistufige Herstellung von ASIC und Dünnschicht bietet gerade die TFA-Technologie relevante Vorteile. So kann der Sensor z. B. durch Variation der Dünnschicht bei gleichem ASIC für verschiedene Wellenlängen sensitiv gemacht werden und ist dann für mehrere Anwendungsgebiete geeignet.

Mit dieser Arbeit wird ein wichtiger Beitrag zur Abschätzung der Umsetzbarkeit einer Idee in ein neues Anwendungsgebiet geliefert. Es werden Grenzeigenschaften diskutiert, deren physikalische Ursachen herausgearbeitet und eine Übertragung in Simulationsmodelle vorgestellt. Schwerpunkt waren die Grenzeigenschaften spektrale Empfindlichkeit, Strom- Spannungs- und Wandlungsempfindlichkeit, Dunkelstrom, temporäres sowie örtliches Rauschen.

Für die Beschreibung der Detektorqualität ist die Stromempfindlichkeit am Besten geeignet. Bei dieser Empfindlichkeit wird die Fotostromhöhe direkt in Abhängigkeit von der einfallenden Lichtstärke beschrieben. Der mit zunehmender Wellenlänge zunehmende Fotostrom bedeutet insbesondere bei niedrigen Beleuchtungsstärken: Verbesserungen können sowohl durch eine gezielte Wahl der Beleuchtungsquelle als auch durch eine Optimierung der gewählten Detektor-Schichtdicken (insbesondere eine hohe i-Schichtdicke) erreicht werden.

Bei den niedrigen Beleuchtungsstärken, die für die untersuchten Anwendungsgebiete eine Rolle spielen, wurde, statt dem üblicherweise bekannten linearen Zusammenhang zwischen Fotostrom und Beleuchtungsstärke, eine geringfügige Abnahme des Stroms festgestellt. Diese Abnahme ist spannungsabhängig und wird durch Rekombination verursacht. Die kritische Fotostromhöhe, bei der dieser Effekt beachtet werden muss, hängt von der technologischen Qualität des Detektors ab. Diese Qualität hat auch einen Einfluss auf das transiente Verhalten, wobei kurze, starke Lichtimpulse keine negativen Auswirkungen zeigen.

Soll die gesamte Pixeleingangsstufe von integrierenden Bildsensoren betrachtet werden, so ist eine Beschreibung mit der Wandlungsempfindlichkeit besser geeignet. Diese Empfindlichkeit hängt direkt mit den einzelnen Kapazitäten, sowohl mit denen der amorphen als auch mit denen der kristallinen Anteile, zusammen. Die hervorragenden linearen Übertragungseigenschaften des amorphen Siliziums relativieren sich bei TFA-Bildsensoren teilweise. Verursacht wird dies durch die vorhandene Spannungsabhängigkeit bei den kristallinen pn-Übergangskapazitäten.

Der Dunkelstrom der TFA-Bildsensoren setzt sich aus den Sperrströmen des Detektors und denen des Resettransistors zusammen. Mit zunehmendem Downscaling sind auch die Gateleckströme nicht mehr zu vernachlässigen. Der Dunkelstrom muss physikalisch als thermisch generierte Ströme, spannungs- und materialabhängige Tunnelströme und Ströme durch Parallelwiderstände aufgefasst werden. Weiter ist bei den Betrachtungen auf das voneinander abweichende Verhalten der Grenz- und Volumeneffekte zu achten, deren Relation sich durch die Herstellungsverfahren ändert. Je nach physikalischer Ursache kann beim Dunkelstrom auch keine Verbesserung durch Kühlung erreicht werden, was insbesondere bei niedrigen Beleuchtungsstärken von Bedeutung ist.

Der thermisch generierte Dunkelstrom lässt sich durch eine Aktivierungsenergie und einem in dieser Arbeit eingeführten Temperaturbeiwert a einfach beschreiben. Von der Nutzung der Dunkelstromverdopplungstemperatur ist bei Kühlung abzuraten. Soll der Dunkelstrom mithilfe von SPICE-Modelle beschrieben werden, so ist darauf zu achten, dass bei den bisherigen Modellen die Leckströme über die pn-Übergänge der MOS-Transistoren nicht berücksichtigt werden.

Gerade bei niedrigen Beleuchtungsstärken ist weiterhin darauf zu achten, dass durch eine Aufintegration ein besseres Signal-Rauschverhältnis zu erreichen ist.

Zur Untersuchung des temporären Rauschens der Pixeleingangsstufe wird in dieser Arbeit eine Methode vorgestellt, mit der sowohl das Foto- als auch das Dunkelstromrauschen des amorphen Detektors in einer SPICE-Simulation berücksichtigt werden kann. Diese Simulationsergänzung hilft, das Rauschverhalten möglicher Pixeleingangsstufen zu analysieren. Dominierend ist (je nach Integrationszeit) der Rauscheinfluss der thermischen oder der $1/f$ -Anteile des Treiber- und des Lasttransistors. Weiter zeigt sich, Pixeleingangsstufen mit einem CMOS-Source-Konzept haben zwar eine hohe Empfindlichkeit, aufgrund des Millereffekts nimmt jedoch das Rauschen überproportional zu. Diese Eingangsstufe ist für niedrige Beleuchtungsstärken deshalb nicht zu empfehlen ist. Optimale Werte wurden bei einem PMOS-Source-Konzept ermittelt.

Die Analyse möglicher Resetverfahren zeigt, dass das Softreset, welches das kTC-Rauschen reduziert, zu einem Image-Lag führen kann. Aus diesem Grund ist bei niedrigen Beleuchtungsstärken diese Methode nur empfehlenswert, wenn für das Reset eine hinreichende Zeit zur Verfügung steht.

Für die bei Bildsensoren ebenfalls bedeutende Kenngröße Fixed-Pattern-Noise wird in der Arbeit ein Konzept vorgestellt, welches aus der Momentenmethode abgeleitet ist. Mit diesem Konzept kann nachgewiesen werden, bei den betrachteten Anwendungsgebieten erreicht das Verstärkungs-FPN selbst bei den hochempfindlichen CMOS-Bildsensoreingangsstufen keine kritische Größe. Zusätzlich zeigt dieses Konzept zielgerichtete Optimierungskriterien hinsichtlich der Bauelement-Geometriewahl und bei den Herstellungsprozessen.

Für die Fortentwicklung der Bildsensoren sind die Verknüpfung verschiedener bekannter Konzepte zu einem neuen Gesamtkonzept und die sich daraus ergebenden Synergien relevant. Ein Beispiel, wie dadurch ein neues Anwendungsgebiet erschlossen werden kann, zeigt das Kapitel 6.1. Dort wird durch Übertragung eines Konzepts zur Entfernungsmessung auf einen neuartigen Bildsensor die Ausblendung von störendem Fremdlicht ermöglicht. Wird ein Spektrometer und für die Messeinrichtung eine spektral bekannte, pulsierende Beleuchtungsquelle genutzt, kann trotz variierendem Umgebungslicht eine definierte Farberkennung eines Objekts ermöglicht werden. Farbfehler bei einer Kalibrierung von farbdarstellenden Medien (z. B. Drucker oder Monitore) oder die farbliche Fehlanpassung bei Ausbesserungsarbeiten von lackierten Objekten (z. B. Karosseriearbeiten an Fahrzeugen) können durch ein einfach gestaltetes Messgerät vermieden werden.

So wird auch in Zukunft der Bereich der TFA-Bildsensorik einige neue, interessante und fortschrittliche Anwendungsgebiete bereithalten.

Anhang

A. Kalkulation der Beleuchtungsstärke bei niedrigen Lichtintensitäten

Zur Beurteilung von Grenzeigenschaften der Bildsensoren sind kritische Rahmenbedingungen in Bezug zu den elektrischen Eigenschaften zu setzen. Schwierige Bedingungen liegen vor, wenn die Kapazität sehr hoch und damit die Wandlungs- oder Spannungsempfindlichkeit niedrig ist oder der Fotostrom geringe Werte hat. Ein praktisches Beispiel für den zweiten Fall ist die Aufnahme des Sternhimmels. Die Helligkeit der Sterne erzeugt einen Fotostrom, der bei Bewegtbildaufnahmen deutlich unter den detektierbaren Strömen herkömmlicher Kameras liegt.

In der Astronomie erfolgt die Angabe zur Helligkeit von Sternen mit einer klassischen Beschreibung, der visual magnitude m_v , bei der die mit dem menschlichen Auge sichtbaren Sterne in 6 verschiedene Helligkeiten eingeteilt sind⁷³. Gemäß der logarithmischen Empfindlichkeit des Auges ergibt sich bei der Umrechnung zwischen den Helligkeiten der einzelnen Sterne folgende Abhängigkeit:

$$E_{opt} = E_{opt,0} \cdot 2,512^{m_v - m_{v,0}} \quad (1.1)$$

Ein Stern mit $m_v = 1$ strahlt bei einer gegebenen Spektralverteilung, vergleichbar der der Sonne, mit einer Leistungsdichte von $9,7 \text{ nW/m}^2$ auf die Erde ein. Diese Leistungsdichte wird durch die Optik auf das Pixel fokussiert. Bei einer Blendenöffnung von 26 mm , einer Pixelgröße von $25 \text{ }\mu\text{m}$, Defokussierung auf vier Pixel und Nutzung einer kreisrunden Öffnung der Blende berechnet sich für die fotosensitive Fläche unter Vernachlässigung der Verluste durch die Optik eine eingestrahelte Leistungsdichte von $2,1 \text{ mW/m}^2$. Unter Berücksichtigung der Spektralverteilung eines schwarzen Strahlers mit einer Temperatur von 5700 K entspricht dies für das helladaptive Auge einer eingestrahelten Leistungsdichte von 206 mlx . Weiter kann mithilfe der Spektralverteilung eines typischen amorphen Dünnschichtdetektors, wie er in Abb. 7 dargestellt ist, der Fotostrom pro Pixel mit 113 fA bzw. die Anzahl der generierten Ladungen mit $707 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ angegeben werden.

Im Mittel berechnet sich für diesen Detektor eine Stromempfindlichkeit von $87,96 \text{ mA/W}$, falls die eingestrahelte Wellenlänge im Bereich von 100 nm bis 5000 nm betrachtet wird, und von $130,16 \text{ mA/W}$, bei einem eingestrahelten Wellenlängenbereich von 380 nm bis 800 nm . Die spannungsabhängige Empfindlichkeit ist von der integrierenden Kapazität abhängig. Werden hier 100 fF angesetzt, was ohne zusätzlicher Verstärkung einer Wandlungsempfindlichkeit von $1,6 \text{ }\mu\text{V/e}^-$ entspricht, so errechnet sich eine Spannungsempfindlichkeit von $5,49 \text{ V}\cdot\text{cm}^2\cdot\mu\text{J}^{-1}$ bzw. von $5,48 \text{ V}\cdot(\text{lux}\cdot\text{s})^{-1}$.

⁷³Die Einteilung stammt vom griechischen Astronom Nikaia von Hipparchus, um 190 bis 125 v. Chr.

B. Idealitätsfaktor n bei Bildsensor-Dunkelstrombetrachtungen

Für niedrige Beleuchtungsstärken kann es bei Nutzung von Pixelverstärkern sinnvoll sein, aufintegrierende Anordnungen zu nutzen, bei denen der Anfangswert einen sehr niedrigen Spannungswert hat und der Dunkelstromverlauf der Diode noch mit der Gleichung (3.20) beschrieben werden kann. Hier spielt der Idealitätsfaktor n eine bedeutende Rolle.

Reine pn-Übergänge haben je nach Art des Stromtransports beim Idealitätsfaktor einen Wert zwischen 1 und 2. Bei dem Wert 2 dominieren Generations- und Rekombinationsvorgänge in der Raumladungszone den Transport. Wird eine direkte Übertragung dieses Modells auf pin-Dioden angestrebt, so ist darauf zu achten, dass für einen Diodenfaktor von 2 zwar ebenfalls Rekombinationsvorgänge verantwortlich sind, diese aus physikalischer Sicht jedoch anders interpretiert werden müssen. Während beim pn-Übergang der Rekombinationsvorgang über Rekombinationszentren in der Beweglichkeitslücke erfolgt, ist bei der idealen kristallinen pin-Diode eine direkte Rekombination der Elektronen aus dem Leitungsband in das Valenzband anzunehmen.

Eine Übertragung auf amorphe pin-Dioden führt zu einer komplexeren Betrachtung. Zwar findet auch hier eine Rekombination über Zustände in der Beweglichkeitslücke statt, es sind jedoch noch weitere Randbedingungen zu beachten.

Untersuchungen zum Idealitätsfaktor amorpher pin-Dioden sind bei Solarzellen mehrfach zu finden. Dieser Parameter hat, ebenfalls wie der Sperrsättigungsstrom, zwar keinen direkten Einfluss auf die bei Solarzellen relevanten Größen Füllfaktor und Leerlaufspannung [Mittiga89], mithilfe dieses Wertes kann jedoch auf die Qualität der Anordnung rückgeschlossen werden. Für eine Charakterisierung ist er deshalb trotzdem hilfreich. Ein hoher Idealitätsfaktor n deutet in der Regel auf einen hohen thermisch generierten Dunkelstrom hin und kann, auch wenn er im Durchlassspannungsbereich ermittelt wurde, zur Charakterisierung von Bildsensoren herangezogen werden.

Bei der Sichtung der Veröffentlichungen zum Idealitätsfaktor amorpher pin-Dioden zeigte sich anfangs eine direkte Übertragung der Modelle kristalliner Dioden auf amorphe Strukturen (z. B. [McMahon84, Mittiga89, Street93a]). Der Idealitätsfaktor lag zwischen 1 und 2, wobei der Wert 2 allgemein mit Rekombinationsvorgängen begründet wurde. In späteren Veröffentlichungen wurden jedoch Ergebnisse vorgestellt, die einen Diodenfaktor größer als 2 zeigten (z. B. [McMahon85, Sakata85, Kusian94, Stiebig97, Kroon01, Morrison02]). Erst durch die Unterscheidung von Effekten im i-Schicht-Volumen mit Effekten an der p/i-Grenzschicht konnte eine Ursachenforschung betrieben werden. Ein Überschreiten der Grenze von 2 wurde lediglich bei Dioden nachgewiesen, bei denen das I/V-Verhalten nicht von der Grenzschicht dominiert wird. In den Fällen einer Volumendominanz stieg, wenn die Anzahl der Zustände in der Beweglichkeitslücke der i-Schicht höher wurde, der Diodenfaktor an. Das konnte sowohl bei dickeren i-Schichten [Stiebig97, Kroon01] als auch bei zusätzlicher Bor-Dotierung [McMahon85, Kusian94] nachgewiesen werden.

Eine Interpretation der Ursachen aus halbleiterphysikalischem Blickwinkel erfolgte erst nach Durchführung von numerischen Simulationen mithilfe des Defekt-Pool-Modells. Kroon und van Swaanij [Kroon01] wiesen mit ihren Simulationen nach, dass trotz der dominierenden Bulkeffekte in der i-Schicht die angelegte Spannung nicht der Aufweitung der Quasiferminiveaus entsprach. Statt einer kleineren wirksamen Spannung im Exponent der Gleichung (3.20) kann dieser kleinere Abstand zwischen den Quasiferminiveaus in dem einfachen Modell auch durch eine Erhöhung des Idealitätsfaktors n berücksichtigt werden.

Der Idealitätsfaktor amorpher Dioden hängt somit von der Materialqualität und dem Interfacedesign ab. Aus diesem Grund schlägt Stiebig auch vor, diesen Diodenparameter über die unterschiedlichen Materiallegierungen und Depositionsprozesse zu definieren [Stiebig93].

Zusammengefasst, die Höhe des Idealitätsfaktors kann bei amorphen pin-Dioden über den bei kristallinen Dioden bekannten theoretischen Grenzwert von 2 ansteigen. In diesem Fall beeinflusst die Volumenqualität die Höhe des Idealitätsfaktors. Bei einer Dominanz der p/i-Grenzschicht-Qualität schwankt der Idealitätsfaktor weiterhin zwischen 1 und 2.

C. Bestimmung des Fehlers, verursacht durch den Dunkelstrom

Bei der Bestimmung des durch den Dunkelstrom verursachten Fehlers ist die Spannungsabhängigkeit des Dunkelstroms zu berücksichtigen. Diese Spannungsabhängigkeit wird einmal durch die normale Diodenkennlinie mit einem Idealitätsfaktor n zur Angleichung der Steilheit des Exponentialterms und weiter durch einen Parallelwiderstand zur Beschreibung des Dunkelstromanstiegs bei größeren Sperrspannungen abgebildet. Die durch diesen Strom verursachte Spannungsänderung lautet:

$$V_{dunkel} = -\frac{I_{dunkel,1}}{C_{int}} \int_0^{t_{int}} \left[\exp\left(-\frac{q \cdot V_{int}(t)}{n \cdot kT}\right) - 1 \right] dt + \frac{1}{C_{int}} \int_0^{t_{int}} \frac{V_{int}}{R_p} dt \quad (1.2)$$

Der Fotostrom verursacht parallel folgende Spannungsänderung am Eingangsknoten:

$$V_{signal} = \frac{1}{C_{int}} \cdot \int_0^{t_{int}} I_{foto} dt \quad (1.3)$$

Zusätzlich ist bei der gesamten Beschreibung der Eingangsspannung noch die Resetspannung zu Beginn der Integration zu berücksichtigen.

$$V_{int}(t) = V_{res} \pm (V_{signal} + V_{dunkel}) \quad (1.4)$$

Durch die gezielte Verwendung der Vorzeichen wird erreicht, dass trotz des Sperrbereichs für alle Ströme und Spannungen positive Vorzeichen verwendet werden können. Die in der Gleichung (1.4) zu findenden doppelten Vorzeichen reflektieren, dass durch die Ströme sowohl eine Auf- (positives Vorzeichen) als auch eine Abintegration (negatives Vorzeichen) erfolgen kann. Die Zusammenfassung der Gleichungen (1.2) bis (1.4) führt auf:

$$\begin{aligned} V_{int}(t) &= V_{res} \pm (V_{signal} + V_{dunkel}) \\ &= V_{res} \mp \frac{1}{C_{int}} \cdot \int_0^{t_{int}} \left\{ I_{dunkel,1} \cdot \left[\exp\left(-\frac{q \cdot V_{int}(t)}{n \cdot kT}\right) - 1 \right] - \frac{V_{int}}{R_p} - I_{foto} \right\} dt \end{aligned} \quad (1.5)$$

In der Gleichung (1.5) steckt die gewünschte Größe sowohl alleinig auf der rechten Seite als auch im Integral. Zur Lösung dieser Gleichung muss sie in eine Differentialgleichung 1. Ordnung gewandelt werden:

$$\frac{C_{int}}{I_{dunkel,1}} \cdot \dot{V}_{int} = \pm \left[1 + \frac{I_{foto}}{I_{dunkel,1}} + \frac{V_{int}(t)}{R_p \cdot I_{dunkel,1}} - \exp\left(-\frac{q \cdot V_{int}(t)}{n \cdot kT}\right) \right] \quad (1.6)$$

Folgender Lösungsansatz beschreibt die Integrationsspannung V_{int} in Abhängigkeit von der Zeit t :

$$\int_{V_{res}}^{V_{int}} \frac{dV'_{int}}{1 + \frac{I_{foto}}{I_{dunkel,1}} + \frac{V'_{int}(t)}{R_p \cdot I_{dunkel,1}} - \exp\left(-\frac{q \cdot V'_{int}(t)}{n \cdot kT}\right)} = \pm \frac{I_{dunkel,1}}{C_{int}} \int_0^t dt \quad (1.7)$$

Das Integral auf der linken Seite der Gleichung (1.7) konnte durch keine geschlossene analytische Lösung ersetzt werden. Für ein großes Verhältnis zwischen dem Foto- und dem Dunkelstrom oder für sehr große Parallelwiderstände R_p kann bei kleinen Sperrspannungen der dritte

Term im Nenner vernachlässigt werden. Mit dieser Vereinfachung lautet die Differentialgleichung:

$$\int_{V_{res}}^{V_{int}} \frac{dV'_{int}}{1 + \frac{I_{foto}}{I_{dunkel,1}} - \exp\left(-\frac{q \cdot V'_{int}}{n \cdot kT}\right)} = \pm \frac{I_{dunkel,1}}{C_{int}} \int_0^t dt \quad (1.8)$$

Weiterhin ergeben sich mathematisch sinnvolle Lösungen nur, wenn der Nenner auf der linken Seite größer als Null ist, denn die Logarithmusfunktion ist nur auf der positiven x-Seite des ebenen kartesischen Koordinatensystems definiert.

$$1 + \frac{I_{foto}}{I_{dunkel,1}} - \exp\left(\frac{q \cdot V_{int}(t)}{n \cdot kT}\right) > 0 \quad (1.9)$$

Die Lösung der Differentialgleichung (1.6) ergibt dann für aufintegrierende Sensoren:

$$t = \frac{C_{int} \cdot (V_{int} - V_{res})}{I_{foto} - I_{dunkel,1}} - \frac{C_{int} \cdot n \cdot kT}{q \cdot (I_{foto} - I_{dunkel,1})} \cdot \ln \left[\frac{I_{dunkel,1} + I_{foto} - I_{dunkel,1} \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot V_{int}}{n \cdot kT}\right)}{I_{dunkel,1} + I_{foto} - I_{dunkel,1} \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot V_{res}}{n \cdot kT}\right)} \right] \quad (1.10)$$

und für abintegrierende Sensoren:

$$t = \frac{C_{int} \cdot (V_{res} - V_{int})}{I_{foto} - I_{dunkel,1}} - \frac{C_{int} \cdot n \cdot kT}{q \cdot (I_{foto} - I_{dunkel,1})} \cdot \ln \left[\frac{I_{dunkel,1} + I_{foto} - I_{dunkel,1} \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot V_{res}}{n \cdot kT}\right)}{I_{dunkel,1} + I_{foto} - I_{dunkel,1} \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot V_{int}}{n \cdot kT}\right)} \right] \quad (1.11)$$

Eine Umstellung nach der geforderten Integrationsspannung am Eingangsknoten ist als geschlossene Lösung nicht möglich, eine punktweise Zuordnung über die Integrationszeit führt jedoch zu einer grafischen Darstellung.

Der durch den Dunkelstrom verursachte Fehler ist die Differenz zwischen der auf der Kapazität aufintegrierten Spannung zu der gewünschten Signalspannung:

$$f_{abs} = V_{int} - V_{signal} \quad (1.12)$$

bzw. der relative Fehler ist das Verhältnis zwischen Dunkelstrom und Signalspannung:

$$f_{rel} = \frac{V_{int} - V_{signal}}{V_{signal}} = \frac{V_{int}}{V_{signal}} - 1 = \frac{V_{dunkel,1}}{V_{signal}} \quad (1.13)$$

D. Empfindlichkeit und Dynamikbereich von Bildsensoren

Bei der Empfindlichkeitsbeschreibung von Bildsensoren sind viele Begriffe und Definitionen zu finden. Diese unterschiedlichen Definitionen werden, obwohl nicht vergleichbare Eigenschaften vorausgesetzt werden, synonym verwendet. Ein Teil der Definitionen beschreibt die untere Empfindlichkeitsgrenze von Bildsensoren, ein anderer Teil die Abhängigkeit der Eingangsgröße Bestrahlung H_e bzw. Bestrahlstärke E_e von der Ausgangsgröße. Diese letztgenannten Übertragungsfunktionen stellen die Empfindlichkeiten im Sinne dieser Arbeit dar. Mit diesem Anhangteil sollen durch Auflistung und Vergleich die diversen Definitionen vorgestellt sowie eine für diese Arbeit einheitliche und sinnvolle Beschreibung herausgearbeitet werden.

Die untere Empfindlichkeitsgrenze der Bildsensoren ist die Unsicherheit, unter der nicht klar ist, ob ein Signal vorliegt. Sie ist deshalb für die Eigenschaften Dynamikbereich und Signal-Rausch-Verhältnis sehr wichtig. Als Grenzeigenschaft ist sie für die Detektion von schwachen Beleuchtungsstärken von zentraler Bedeutung. Eine nähere Beschreibung der Grenzen kann den Kapiteln 3 bis 5 entnommen werden.

Empfindlichkeit eines Fotosensors

Grundsätzlich werden bei der Darstellung der optischen Strahlung zwei verschiedene Beschreibungen genutzt, die fotometrische, auch physiologische genannt, und die physikalische Strahlungsgröße. Dabei können fotometrische und physikalische Größen synonym verwendet werden. Fotometrische Größen sind jedoch auf die Empfindlichkeit des menschlichen Auges bezogen, die wellenlängenabhängig ist. Die Umrechnungswerte sind normiert und in der DIN 5031, Teil 3 [DIN82] enthalten. Es wird zwischen der Empfindlichkeit des helladaptiven⁷⁴ und des dunkeladaptiven⁷⁵ Auges unterschieden. Die physikalischen Strahlungsgrößen basieren auf den SI-Einheiten und sind bei der messtechnischen Erfassung und Nachbearbeitung leichter zu nutzen. Bei Anwendungen, die nicht direkt mit dem Eindruck des menschlichen Auges verglichen werden müssen, ist es deshalb sinnvoller, physikalische Strahlungsgrößen zu nutzen. Da in der Literatur beide Definitionen genutzt werden, sind im Folgenden, sofern beide existieren, zuerst die physikalische und anschließend die fotometrische Definition beschrieben.

Der optoelektronische Detektor hat die eingestrahlte optische Energie in eine äquivalente elektrische Größe zu wandeln. Als erste Größe ist somit der Quantenwirkungsgrad QE zu nennen, der die Anzahl der generierten und gesammelten Ladungsträgerpaare $N_{e,p}$ im Verhältnis zu der Anzahl der auf den Detektor eingestrahnten Photonen N_{phot} beschreibt. (In der eckigen Klammer ist bei den folgenden Gleichungen die Einheit genannt.)

$$QE(\lambda) = \frac{N_{e,p}(\lambda)}{N_{phot}} \quad [1] \quad (1.14)$$

Bei dieser Beschreibung ist darauf zu achten, dass sowohl die Energie des Photons als auch die Möglichkeit, ein Ladungsträgerpaar zu generieren, wellenlängenabhängig ist.

Zur Definition der aktiven Fläche ist der so genannte Füllfaktor FF bekannt. Er beschreibt das Verhältnis der für die Fotogeneration genutzten Fläche zu der gesamten Pixelfläche. Diverse

⁷⁴ maximale Empfindlichkeit bei 555 nm und 2° Gesichtsfeld

⁷⁵ maximale Empfindlichkeit bei 507 nm und 10° Gesichtsfeld

Autoren berücksichtigen den Füllfaktor direkt bei der Quanteneffizienz oder führen eine Bezeichnung $QE \cdot FF$ ein. TFA-Bildsensoren können einen Füllfaktor von 100% besitzen. Deshalb haben in der Regel beide Definitionen den gleichen Wert.

Als weitere Empfindlichkeitsgröße ist das Verhältnis zwischen dem Fotostrom und der Beleuchtungsstärke E_{opt} zu nennen. Wegen der Wellenlängenabhängigkeit der optischen Leistung und der Quanteneffizienz ist diese Definition über den relevanten Wellenlängenbereich integriert zu betrachten. Sie wird in dieser Arbeit mit Stromempfindlichkeit bezeichnet.

$$S_I = \frac{I_{foto}}{E_{opt} \cdot A} = \frac{q}{h \cdot c} FF \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E_{opt}' \cdot QE \cdot \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_{min,St}}^{\lambda_{max,St}} E_{opt}' d\lambda} \quad \left[\frac{A}{W} \right] \quad (1.15)$$

$$S_{I,foto} = \frac{I_{foto}}{E_{foto} \cdot A} = \frac{q}{h \cdot c} FF \cdot K_m \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E_{opt}' \cdot QE \cdot \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_{min,Auge}}^{\lambda_{max,Auge}} V(\lambda) \cdot E_{opt}' d\lambda} \quad \left[\frac{A}{lm} \right] \quad (1.16)$$

Die Grenzen λ_{Max} und λ_{Min} beschreiben die Detektionsgrenzen des Detektors, die Grenzen $\lambda_{Max,St}$ und $\lambda_{Min,St}$ den Abstrahlbereich der Lichtquelle und die Grenzen $\lambda_{Max,Auge}$ und $\lambda_{Min,Auge}$ den Empfindlichkeitsbereich des Auges. Mit $V(\lambda)$ wird die Umrechnung zwischen den physiologischen und den physikalischen Strahlungsgrößen gewichtet. Es wird deutlich, dass für eine hohe Empfindlichkeit eine hohe Quanteneffizienz QE (inklusive hoher Füllfaktor FF) und damit auch eine hohe Sammlungseigenschaft angestrebt werden sollte.

Gerne wird als Ausgangssignal auch die Ausgangsspannung angegeben. Wird diese Spannung als Integral des Fotostromes über eine Kapazität gebildet, so ist die Integrationszeit von großer Bedeutung bzw. sie ist in der folgenden Definition durch die Nutzung der Bestrahlung H_e bzw. der Belichtung H_{opt} enthalten.

$$S_V = \frac{V}{H_e} = \frac{A \cdot q}{C \cdot h \cdot c} FF \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E_{opt}' \cdot QE \cdot \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_{min,St}}^{\lambda_{max,St}} E_{opt}' d\lambda} \quad \left[\frac{V \cdot m^2}{J} \right] \quad (1.17)$$

$$S_{V,foto} = \frac{V}{H_{opt}} = \frac{A \cdot q}{C \cdot h \cdot c \cdot K_m} FF \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E_{opt}' \cdot QE \cdot \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_{min,Auge}}^{\lambda_{max,Auge}} V(\lambda) \cdot E_{opt}' d\lambda} \quad \left[\frac{V}{lux \cdot s} \right] \quad (1.18)$$

Die Gleichung (1.17) bzw. (1.18) beschreibt, dass die Spannungsempfindlichkeit von Bildsensoren mit zunehmender Einstrahlfläche A zunimmt. In der Kapazität ist jedoch ebenfalls die Fläche versteckt. Für TFA-Bildsensoren, die die komplette Einstrahlfläche auch als Integrationskapazität nutzen, kürzt sich diese Abhängigkeit raus.

Die beiden Definitionen (1.15) und (1.17) lassen sich leicht ineinander überführen:

$$\frac{S_I}{S_V} = \frac{C}{A} \quad (1.19)$$

Eine vierte Beschreibungsart der Empfindlichkeit nutzt ebenfalls die Ausgangsspannung und bezieht sie auf die Zahl der eingestrahlenen Photonen N_{phot} oder die der gesammelten Ladungsträgerzahl $N_{e,p}$. Diese Beschreibungsart ist als charge conversion efficiency bekannt und wird in dieser Arbeit mit Wandlungsempfindlichkeit bezeichnet. Die Nutzung der gesammelten Ladungsträgerzahl berücksichtigt die Verluste durch den Quantenwirkungsgrad, den Füllfaktor oder der Rekombination. Deshalb entstehen in diesem Fall bessere Werte.

$$S_{ch} = \frac{V}{N_{e,p}} = \frac{V \cdot q}{I_{foto} \cdot t} = \frac{q}{C} \quad \left[\frac{\mu V}{e^-} \right] \quad (1.20)$$

Die Spannungsempfindlichkeit S_V kann in die Wandlungsempfindlichkeit S_{ch} wie folgt überführt werden (Gleichung (1.17) und (1.20):

$$\frac{S_V}{S_{ch}} = \frac{A \cdot q}{h \cdot c} FF \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E_{opt} \cdot QE \cdot \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_{min,Sr}}^{\lambda_{max,Sr}} E_{opt} d\lambda} \quad (1.21)$$

Dynamikbereich von Fotosensoren

Der Dynamikbereich beschreibt den Helligkeitsbereich, der von einer Aufnahmeszene durch den Bildsensor wiedergegeben werden kann. Die untere Grenze bei dem Bildsensor liegt bei der Unsicherheit, ob ein Signal vorliegt oder nicht. Diese Unsicherheit kann sowohl durch örtliche als auch durch temporäre Schwankungen vorgegeben sein und wird im Folgenden mit Rauschen bezeichnet. Der Unsicherheitswert kann durch eine Spannung $V_{\text{Rauschen,dunkel}}$ oder äquivalent durch eine Bestrahlung H_{min} beschrieben werden, die die gleiche Spannung verursachen würde.

Bei der oberen Grenze ist der Sättigungswert zu nennen. Dieser Wert beschreibt die Spannung V_{foto} , ab der der Empfindlichkeitsverlauf von der gewünschten Übertragungsfunktion des Sensors abweicht. Dieser Übertragungsverlauf muss nicht immer eine lineare Abbildung zwischen Beleuchtungsstärke und Ausgangsspannung, wie in Kapitel „Empfindlichkeit eines Fotosensors“ beschrieben, darstellen. Z. B. kann durch eine logarithmische Übertragungskennlinie der Abbildungsbereich und damit auch der Dynamikbereich DR erweitert werden. Der Dynamikbereich wird durch folgende allgemein gültige Beziehung beschrieben:

$$DR = 20 \cdot \log \left(\frac{V_{foto}}{V_{\text{Rauschen,dunkel}}} \right) = 20 \cdot \log \left(\frac{H_{\text{max}}}{H_{\text{min}}} \right) \quad [dB] \quad (1.22)$$

Die Gleichung (1.22) kann auch durch Ströme ausgedrückt werden. Der Faktor 20 ist in diesem Fall bei der Bestrahlung H gültig, obwohl es sich hier um eine Energiegröße handelt. Durch die proportionale Übertragung in einen Fotostrom geht dieser Anteil „wurzelförmig“ ein.

Eine weitere, eng mit dem Dynamikbereich verwandte Größe ist der Signal-Rausch-Abstand. In dieser Definition ist neben der Unsicherheit, die beim Dynamikbereich bereits für den Dunkelfall definiert wurde, auch noch die Unsicherheit, die durch die Beleuchtung auftritt, zu berücksichtigen. Auch hier kann es sich um temporäre und örtliche Schwankungen handeln. Bei den temporären Schwankungen handelt es sich um die Schrot- und 1/f-Rauschanteile des

Fotostroms. Die örtlichen Schwankungen beschreiben neben den Offsetschwankungen auch die PRNU. Die Definition ist wie folgt darstellbar:

$$SNR = 20 \cdot \log \left(\frac{V_{foto}}{v_{rauschen,dunkel} + v_{rauschen,foto}} \right) \quad [dB] \quad (1.23)$$

Neben diesen Definitionen ist für die Darstellung des Signal-Rauschabstands teilweise auch die ISO-speed zu finden. Diese Festlegung, die in der Norm ISO 12232 [ISO97] beschrieben wird, überträgt die Definition, die für fotochemische Silberhalogenidfilme entwickelt wurde, auf optoelektronische Sensoren. Dadurch, dass grundsätzlich verschiedene Aufnahmesysteme vorliegen, können die systemimmanenten Vor- oder Nachteile zu einer Fehlinterpretation hinsichtlich der Qualitäten des Aufnahmesystems führen. Je nach dem berücksichtigten Gesichtspunkt kommt es deshalb sowohl zu einer Unterstützung [McDowell99, Loebich01] als auch zu einer Ablehnung [Dierickx99] dieser Norm.

In der Norm ist geregelt, dass das Ausgangssignal proportional zum Produkt aus Bestrahlungsstärke und Bestrahlungszeit⁷⁶ ist. Eine Proportionalität ist nur bei linearen Bildsensoren vorhanden. Auswirkungen durch den Schwarzschildeffekt und den Kurzzeiteffekt, der bei Silberhalogenidfilmen existiert [Schröder90], werden nicht berücksichtigt. Zur Definition der ISO-Norm wird der Abstand zwischen der durch das Rauschen verursachten Ausgangsgröße und der Ausgangsgröße bei einer definierten Belichtung angegeben. Während jedoch bei Silberhalogenidfilmen der Grauschleier, der mit dem Rauschlevel bei optoelektronischen Systemen verglichen werden kann, konstant ist, ist bei optoelektronischen Bildsensoren der Rauschlevel sowohl von der Beleuchtungsstärke als auch von der Integrationszeit abhängig. Auch der für niedrige Beleuchtungsstärken relevante Dunkelstrom wird in der ISO 12232 nicht berücksichtigt. Die Nutzung der ISO-Norm würde also nur Sonderfälle betrachten, für eine allgemein gültige Beschreibung der Grenzeigenschaften ist sie zu einschränkend. In dieser Arbeit wurde deshalb davon Abstand genommen, diese Definition zu nutzen.

⁷⁶ genannt optische Belichtung H_{opt}

E. MOSFET-Modell

Der übliche Weg, problemangepasste Modelle für die Beschreibung zu nutzen, führt zu einer Vielzahl von Darstellungen. Gerade einfach gestaltete Modelle variieren häufig in Feinheiten. Für die Arbeit wurde ein in sich konsistentes MOSFET-Modell genutzt, das speziell für die Betrachtung niedriger Beleuchtungsstärken geeignet ist und auf dem viele Abschätzungen aufbauen. Es ist eine Zusammenfassung bekannter Modelle. Die folgende Darstellung soll bei der Nachvollziehbarkeit der vorher gemachten Aussagen helfen.

Modell angelehnt an Shichman/Hodges

Das einfachste Modell für die Schaltungssimulation von MOSFETs basiert auf dem Konzept von Shichman und Hodges [Shichman68] und eignet sich für eine erste Grobabschätzung. Dieses Modell wird insbesondere für die Beschreibung des Drainstroms in Abhängigkeit der am Eingang angelegten und am Ausgang vorhandenen Spannungen genutzt. Damit der Anstieg im Ausgangskennlinienfeld zu einem endlichen Ausgangswiderstand führt und dadurch auch sein Einfluss auf das Frequenzverhalten und das FPN sinnvoll wiedergegeben wird, wurde für diese Arbeit das Modell mit dem Parameter λ ergänzt.

Der Drainstrom I_D im Sättigungsbereich wird wie folgt beschrieben:

$$I_D = \frac{\beta}{2} \cdot (V_{gs} - V_{th})^2 \cdot (1 + \lambda \cdot |V_{ds} - V_{ds,sat}|) \quad (1.24)$$

Für die Schwellspannung V_{th} gilt dabei:

$$\begin{aligned} V_{th} &= V_{th0} - \text{sgn}(\varphi_b) \cdot \gamma \cdot \left(\sqrt{|2\varphi_b| + |V_{sb}|} - \sqrt{|2\varphi_b|} \right) \\ &= V_{fb} - \text{sgn}(\varphi_b) \cdot \left(2 \cdot |\varphi_b| + \gamma \cdot \sqrt{|2\varphi_b| + |V_{sb}|} \right) \end{aligned} \quad (1.25)$$

und für den Volumenparameter γ :

$$\gamma = \frac{d_{Ox}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{Ox}} \cdot \sqrt{2 \cdot q \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_{Si} \cdot N_{sub}} \quad (1.26)$$

Der Parameter λ führt zu einem linearen Anstieg der Ausgangskennlinie. Dieser Anstieg beginnt ab dem Spannungswert $V_{ds,sat}$ bzw. nach der Kanalabschnürung am drainseitigen Kanalende:

$$V_{ds,sat} = V_{gs} - V_{th} \quad (1.27)$$

λ wird teilweise auch als Kanallängenreduktionsfaktor bezeichnet und ist der zuerst diskutierte Kurzkanaleffekt. Er beschreibt die Reduzierung der effektiven Kanallänge durch eine weitere Erhöhung der Drain-Source-Spannung nach der Kanalabschnürung.

Physikalische Grundlagen der Kennliniengleichungen

Für eine Abschätzung der physikalischen Effekte, insbesondere beim Fixed Pattern Noise-Verhalten (siehe Kapitel 5), ist ein Bezug zu den Material- und den Geometrieigenschaften herzustellen.

In dem Transkonduktanzparameter β sind die Materialparameter Beweglichkeit μ , die Dielektrizitätskonstante ε_{Ox} des MOS-Kapazitätsisolators sowie die Geometriedaten Kapazitätsdicke d_{Ox} , Kanallänge l_{eff} und Kanalweite w_{eff} zu finden.

$$\beta = \mu \cdot \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{Ox}}{d_{Ox}} \cdot \frac{w_{eff}}{l_{eff}} \quad (1.28)$$

Die Schwellspannung setzt sich aus einem betriebsunabhängigen Anteil V_{th0} und einem Anteil, der durch den Bulkeffekt beeinflusst wird, zusammen. Der Anteil V_{th0} wiederum ist physikalisch von der Austrittsarbeitsdifferenz zwischen Metall und dem dotierten Halbleiter Φ_{MS} , dem Bulkpotential φ_b , der Permeabilität vom Halbleiter ε_{Si} und dem Isolator ε_{Ox} , der effektiven Dotierkonzentration im Substrat N_{sub} , der Oxidladung Q_{Ox} sowie von der Zustandsdichte an der Halbleiteroberfläche N_{SS} abhängig. Die folgende Darstellung beruht auf der Verarmungsnäherung für die Halbleiterladung [Grove66] und einer homogenen Verteilung der Oberflächenladungen Q_{SS} und der Oxidladungen Q_{Ox} über der Fläche. Gemäß dem Modell von Cohen et al. [Cohen69] in Ergänzung mit den Ausführungen von Ziegler [Ziegler78] und einer homogenen Verteilung der Zustände über die Bandlücke kann die Oberflächenladung Q_{SS} in eine Oberflächenzustandsdichte N_{SS} und ein Bulkpotential φ_b aufgeteilt werden:

$$V_{th0} = \frac{\Phi_{MS}}{q} - 2\varphi_b - \frac{d_{Ox}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}} \cdot \left[\operatorname{sgn}(\varphi_b) \cdot \sqrt{2q \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_{Si} N_{sub} |2\varphi_b|} + q \cdot N_{SS} \cdot \varphi_b + \frac{Q_{Ox}}{l_{eff} \cdot w_{eff}} \right] \quad (1.29)$$

Das Bulkpotential hat je nach Dotierung des Substrats ein unterschiedliches Vorzeichen und kann anhand der Dotierkonzentration berechnet werden.

$$\varphi_b = \operatorname{sgn}(N_D - N_A) \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{sub}}{n_i} \quad (1.30)$$

Die Kanallängenmodulation wird als Ausdehnung der Sperrschichtweite des pn-Übergangs am drainseitigen Ende des Kanals beschrieben. Die Verkürzung des Kanals berechnet sich anhand der physikalischen Parameter durch:

$$\Delta l \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}}{q \cdot N_{sub}} \cdot |V_{ds} - V_{ds,sat}|} \quad (1.31)$$

Wird nun diese Kanalverkürzung Δl von der effektiven Kanallänge l_{eff} abgezogen, so kann aus Gleichung (1.24) ein Ausdruck für den Kanallängenmodulationsfaktor λ hergeleitet werden.

$$\lambda \cdot |V_{ds} - V_{ds,sat}| = \frac{\Delta l}{l_{eff} - \Delta l} \quad (1.32)$$

Unter Berücksichtigung, dass $l \gg \Delta l$ ist, ergeben die Gleichungen (1.31) und (1.32) zusammen gefasst:

$$\lambda \approx \frac{1}{l_{eff}} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{Si}}{q \cdot N_{sub}} \cdot \frac{1}{|V_{ds} - V_{ds,sat}|}} \quad (1.33)$$

Für die FPN-Betrachtung sind hier die Kanallänge und die Substratdotierung relevant.

Neben diesem Effekt zur Kanalverkürzung werden bei Strukturgrößen unterhalb von $10 \mu\text{m}$ weitere Kurzkanaleffekte diskutiert. Diese Konzepte können in Hochfeld- und Durchgreifeffekte aufgeteilt werden.

Bei den Hochfeldeffekten wird insbesondere die Änderung der Kanalbeweglichkeit im Abschnürbereich betrachtet. Diese Änderung basiert auf der Sättigung der Ladungsträgergeschwindigkeit und kann vergleichbar zum Kanallängenmodulationsfaktor durch einen zusätzlichen Beweglichkeitsmodulationsfaktor λ_B beschrieben werden. Dieser Beweglichkeitsmo-

dulationsfaktor kann nach Baker [Baker98] additiv zu dem Kanallängenmodulationsfaktor hinzugefügt werden. Teilweise wird die Beweglichkeitsmodulation auch als ein zusätzlicher Serienwiderstand beschrieben [Johns97]. Der Effekt ist bei p-Kanaltransistoren wegen der geringeren Beweglichkeit kleiner. Weiterhin zählen zu den Hochfeldeffekten die heißen Elektronen, die wegen ihrer hohen Energie zusätzliche Ladungsträgerpaare⁷⁷ generieren können. Diese Ladungsträger fließen zum Substrat hin ab und können dadurch zur Latch-Up-Problematik beitragen. Heiße Elektronen können auch zusätzliche Oxidladungen erzeugen. Diese Oxidladungen führen zu einer Erhöhung der Schwellspannung oder führen zu Tunnelströmen über das Gate.

Die Durchgreiffeffekte basieren auf der Änderung der Verarmungszone. Der erste Effekt wurde bereits mit der Kanallängenmodulation beschrieben. Ein zweiter Effekt verringert die Schwellspannung und erhöht den Subthreshold-Strom bei ansteigender Drain-Source-Spannung V_{ds} . Ursache ist eine Reduzierung der Potentialbarriere am source-seitigen Ende des Kanals [Chamberlain86] und wird deshalb Drain-Induced Barrier-Lowering-Effekt (DIBL) genannt. Der höhere Drainstrom kann auch durch eine Reduzierung der Ausgangsimpedanz dargestellt werden.

Diese Kurzkanal- und Schmalkanaleffekte führen gegenüber dem in Gleichung (1.24) beschriebenen quadratischen Zusammenhang zu einem linearen Zusammenhang zwischen dem Drainstrom und der Eingangsspannung, was bei kleinen Strukturen für das abweichende Verhalten gegenüber der einfachen Theorie verantwortlich gemacht werden kann [Johns97].

Kleinsignalparameter der MOSFETs

Für die Betrachtung des Verstärkungs- und des Rauschverhaltens haben die Kleinsignalersatzschaltbilder eine große Bedeutung. Die Anzahl der Parameter, die berücksichtigt werden müssen, ändert sich je nach der Gewichtung der betrachteten Effekte. Für die erste Näherung ist das einfache Kleinsignalersatzschaltbild, bestehend aus einem unendlich hohen Eingangswiderstand, zwei Stromquellen im Ausgangskreis, die das Übertragungsverhalten mithilfe der Steilheiten S und S_{bs} beschreiben, dem Ausgangsleitwert g_{ds} sowie den Kapazitäten zwischen den einzelnen Anschlüssen, ausreichend.

Da bei dieser Arbeit die Treibertransistoren üblicherweise im Sättigungsbereich betrieben werden, sind hier auch lediglich die Parameter, die dort gelten, aufgelistet. Die Steilheit S lautet:

$$S = \frac{\partial I_D}{\partial V_{gs}} = \beta \cdot (V_{gs} - V_{th}) \cdot \left(1 + \lambda \cdot |V_{ds} - V_{ds,sat}|\right) \quad (1.34)$$

Sie kann zusammengefasst mit den Gleichungen (1.28) und (1.33) auch wie folgt ausgedrückt werden:

$$S = \mu \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Ox}}{d_{Ox}} \cdot \frac{w_{eff}}{l_{eff}} \cdot (V_{gs} - V_{th}) \cdot \left(1 + \frac{1}{l_{eff}} \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{q \cdot N_{sub}}} \cdot |V_{ds} - V_{ds,sat}|\right) \quad (1.35)$$

Für die Steilheit aufgrund des Substrateffektes gilt:

⁷⁷ Avalanche-Effekt

$$S_{bs} = \frac{\gamma}{2 \cdot \sqrt{2 \cdot |\varphi_b| + |V_{sb}|}} \cdot S \quad (1.36)$$

Werden die Gleichungen (1.26) und (1.35) zusammen gefügt, so ergibt sich folgende Abhängigkeit:

$$S_{bs} = \mu \cdot \frac{w_{eff}}{l_{eff}} \cdot \frac{\sqrt{2q \cdot \epsilon_0 \epsilon_{Si} N_{sub}}}{2 \cdot \sqrt{2 \cdot |\varphi_b| + |V_{sb}|}} \cdot (V_{gs} - V_{th}) \cdot \left(1 + \frac{1}{l_{eff}} \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{q \cdot N_{sub}}} \cdot |V_{ds} - V_{ds,sat}| \right) \quad (1.37)$$

Der zweite Ausdruck in der letzten Klammer ist für beide Steilheiten deutlich kleiner als 1 und kann in der Regel vernachlässigt werden. Bei dem Layout kann für eine erste Abschätzung der Steilheit auf das w/l-Verhältnis, das mit einer Konstanten verknüpft ist, zurückgegriffen werden.

Der Ausgangsleitwert ist wie folgt definiert:

$$g_{ds} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{ds}} = \frac{\lambda \cdot |I_D|}{1 + \lambda \cdot |V_{ds} - V_{ds,sat}|} = \lambda \cdot \frac{\beta}{2} \cdot (V_{gs} - V_{th})^2 \quad (1.38)$$

Hier wird unter Verwendung der Gleichungen (1.28) und (1.33) folgende physikalische und geometrische Abhängigkeit deutlich:

$$g_{ds} = \frac{\mu}{d_{Ox}} \cdot \frac{w_{eff}}{l_{eff}^2} \sqrt{\frac{\epsilon_0^3 \epsilon_{Ox}^2 \epsilon_{Si}}{2 \cdot q \cdot N_{sub}}} \cdot \frac{1}{|V_{ds} - V_{ds,sat}|} \cdot (V_{gs} - V_{th})^2 \quad (1.39)$$

Bei diesem Ausdruck ist zu erkennen, dass, da gegenüber normalen Widerständen bei MOS-Transistoren eine Kanallängenverkürzung vorhanden ist, der Ausgangsleitwert quadratisch mit zunehmender Länge abnimmt.

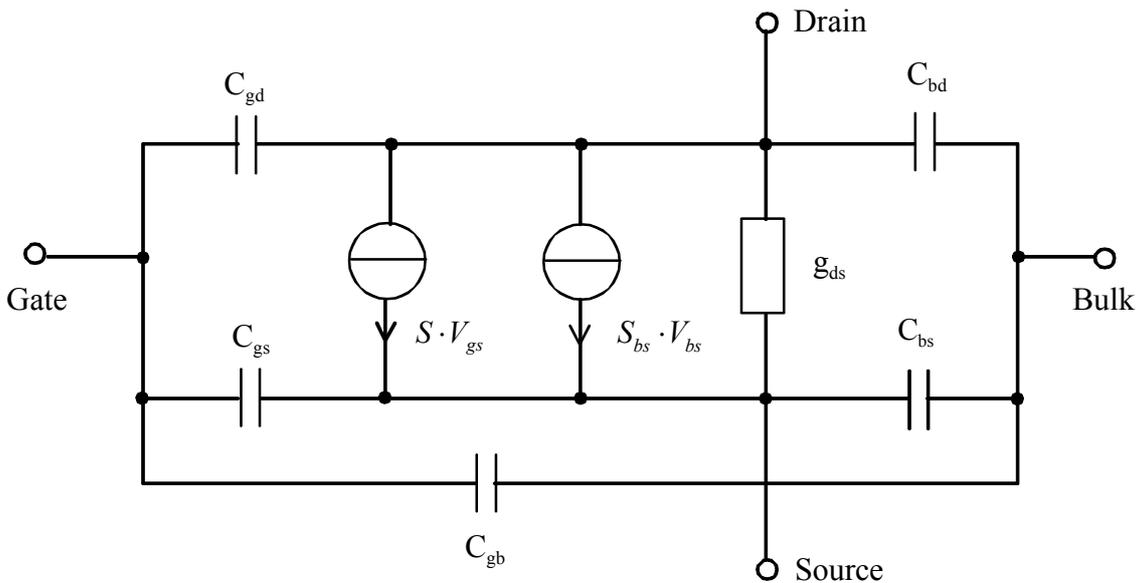


Abb. 47: Vereinfachtes Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-Feldeffekttransistors

Kapazitäten der MOSFETs

Die Betrachtung der Kapazitäten ist bei integrierenden Bildsensoren aus verschiedenster Hinsicht notwendig. Sie dienen in erster Linie zur Strom-Spannungswandlung bzw. sie werden zur Speicherung der Ladungen eingesetzt. Weiter bestimmen sie wesentlich die transienten Eigenschaften und beeinflussen durch ihr frequenzabhängiges Verhalten die effektive Rauschbandbreite. Dabei sind die durch die Bauelementgestaltung gewünschten und die parasitären Kapazitäten zu berücksichtigen.

Während die Handkalkulationen in der Regel auf dem Modell von Shichman und Hodge [Shichman68] basieren, wird bei der SPICE-Simulation für integrierende Schaltkreise in der Regel eines der BSIM-Modelle genutzt. Diese Modelle basieren auf der Variation der Ladungen in den unterschiedlichen Transistorregionen. Shichman / Hodge und BSIM kommen deshalb zu unterschiedlichen Beschreibungen der vorhandenen Kapazitäten. Damit ein Vergleich erfolgen kann, ist in den beiden folgenden Unterkapiteln die jeweilige Kapazitätsermittlung beschrieben.

Kapazitäten beim Level-1-Modell

In dem erweiterten, auf Shichman und Hodges basierten SPICE Level 1-Modell sind die Sperrschicht- und die geometrischen Überlappungskapazitäten enthalten. Die Sperrschichtkapazität kann als ein in Sperrichtung geschalteter pn-Übergang und die Überlappungskapazitäten aus der Betrachtung von geometrischen Anordnungen und den von den Ladungsträgern beeinflussten Bereichen hergeleitet werden. Aus den Geometriebetrachtungen ergeben sich für die unterschiedlichen Transistorbetriebsbereiche die folgenden Beschreibungen:

Name	Transistor gesperrt	Triodenbereich	Sättigungsbereich
C_{gd}	$CGDO \cdot w$	$1/2 \cdot w_{eff} \cdot l_{eff} \cdot COX + CGDO \cdot w$	$CGDO \cdot w$
C_{db}	$CJ \cdot w \cdot s + CJSW \cdot (2 \cdot s + 2 \cdot w_{eff})$	$CJ \cdot w \cdot s + CJSW \cdot (2 \cdot s + 2 \cdot w_{eff})$	$CJ \cdot w \cdot s + CJSW \cdot (2 \cdot s + 2 \cdot w_{eff})$
C_{gb}	$COX \cdot w_{eff} \cdot l_{eff} + CGBO \cdot l$	$CGBO \cdot l$	$CGBO \cdot l$
C_{gs}	$CGSO \cdot w$	$1/2 \cdot w_{eff} \cdot l_{eff} \cdot COX + CGSO \cdot w$	$2/3 \cdot w_{eff} \cdot l_{eff} \cdot COX + CGSO \cdot w$
C_{sb}	$CJ \cdot w \cdot s + CJSW \cdot (2 \cdot s + 2 \cdot w_{eff})$	$CJ \cdot w \cdot s + CJSW \cdot (2 \cdot s + 2 \cdot w_{eff})$	$CJ \cdot w \cdot s + CJSW \cdot (2 \cdot s + 2 \cdot w_{eff})$

Tabelle 11: Berechnung der parasitären Kapazitäten aus den SPICE-Parametern

Beim gesperrten Transistor werden die einfachen Geometrien berücksichtigt, die sich aus den Zeichnungen (teilweise durch Effektivwerte korrigiert) ergeben. Im Triodenbereich teilt man den Kanal in zwei gleich große Bereiche auf und ordnet die zugehörigen Gate-Bulk-Kapazitäten jeweils dem Source- und dem Drain-Kontakt zu. Die Kapazität, die zwischen dem Kanal und dem Bulk existiert, wird abgeschirmt und hat deshalb keine Auswirkung auf die Gatekapazität. Der Sättigungsbereich führt an dem drainseitigen Ende zu einem Abschnüren. Dadurch ist dort die Ladungsträgerzahl gering. Demgegenüber ist auf der Sourceseite die Maximalzahl zu finden. Da die gesammelten Ladungen für die Gate-Source-Kapazität verantwortlich sind, wird durch Integration über dem Kanal die Ladungssammlung bestimmt. Diese Integration führt im Sättigungsbereich auf den Faktor 2/3.

Kapazitäten beim BSIM-Modell

Bei dem physikalisch fundierten BSIM3-Modell werden nicht die geometrischen Kapazitäten sondern die Änderungen der Ladungen in Abhängigkeit der anliegenden Spannungen (gemäß Gleichung (2.2)) berücksichtigt. Grundsätzlich sind bei einem 4-poligen Bauelement, wie es der MOSFET darstellt, insgesamt auch 16 verschiedene Kapazitäten bestimmbar. Da im thermodynamischen Gleichgewicht die Summe aller Ladungen und nach Kirchhoff auch die Summer aller Spannungen im Umlauf gleich null sein müssen, kann das Gleichungssystem auf 9 unabhängige Parameter reduziert werden. Bei der Herleitung ist weiterhin wichtig, dass bei Kapazitätsbetrachtungen in Abhängigkeit von dem Drain- und dem Source-Kontakt die Spannungen durch die Arbeitspunkteinstellung bei der Großsignalbeschreibung ebenfalls eine Rolle spielen, während bei Bulk und Gate lediglich die Kleinsignalparameter von Bedeutung sind. Auch kann nicht davon ausgegangen werden, dass eine Spannungsänderung an einem Pol auf die Kapazität zum anderen Pol den gleichen Kapazitätswert ergibt, wie die gleiche Spannungsänderung am anderen Pol zum Ersten [Tsvividis87].

$$C_{kl} \neq C_{lk} \quad (1.40)$$

Diese Betrachtungen sind in der Literatur als das Mayer'sche Kapazitätsmodell bekannt.

Die SPICE-Simulation berechnet die Transkapazitäten der MOSFETs und listet sie in der out-Datei auf. Bei der richtigen Zuordnung kann somit die Kapazität im physikalischen Modell mit den Kapazitäten der Handkalkulation verglichen werden. Im Folgenden sind die Zuordnungen der Kapazitäten für kleine und mittlere Frequenzen sowie deren Bezeichnungen in der Ausgabedatei von Orcad-PSPICE aufgeführt.

$$C_{gb,Mayer} = \frac{dQ_G}{dV_{gb}} + \frac{dQ_G}{dV_{db}} + \frac{dQ_G}{dV_{sb}} = DQGDVGB + DQGDVDB + DQGDVSB \quad (1.41)$$

$$C_{gs,Mayer} = -\frac{dQ_G}{dV_{sb}} = -DQGDVSB \quad (1.42)$$

$$C_{bd,Mayer} = -\frac{dQ_B}{dV_{db}} = -DQBDVDB \quad (1.43)$$

$$C_{gd,Mayer} = -\frac{dQ_G}{dV_{db}} = -DQGDVDB \quad (1.44)$$

$$C_{bs,Mayer} = -\frac{dQ_B}{dV_{sb}} = -DQBDVSB \quad (1.45)$$

Bei hohen Frequenzen kommen ergänzend noch folgende Ausdrücke hinzu:

$$C_{bg,Mayer} = -\frac{dQ_B}{dV_{gb}} = -DQBDVGB \quad (1.46)$$

$$C_{sg,Mayer} = \frac{dQ_G}{dV_{gb}} + \frac{dQ_B}{dV_{gb}} + \frac{dQ_D}{dV_{gb}} = DQGDVGB + DQBDVGB + DQDDVGB \quad (1.47)$$

$$C_{db,Mayer} = \frac{dQ_D}{dV_{gb}} + \frac{dQ_D}{dV_{db}} + \frac{dQ_D}{dV_{sb}} = DQDDVGB + DQDDVDB + DQDDVSB \quad (1.48)$$

$$C_{dg,Mayer} = -\frac{dQ_D}{dV_{gb}} = -DQDDVGB \quad (1.49)$$

Während der Integrationsphase kann für Bildsensoren näherungsweise mit den Kapazitäten für kleine und mittlere Frequenzen gearbeitet werden. Deshalb können bei einem Vergleich zwischen der SPICE- und der Handkalkulation C_{gb} mit $C_{gb,Mayer}$, C_{gd} mit $C_{gd,Mayer}$, C_{gs} mit $C_{gs,Mayer}$ und C_{sb} mit $C_{bs,Mayer}$ gleichgesetzt werden.

F. Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis

AD	Analog / Digital
AMIS	America Microsystem Inc. Semiconductors
AMS	Austria Mikro Systems
APS	Active Pixel Sensor
ASIC	Application Specific Integrated Circuits
BSIM	Berkeley Short-Channel IGFET Model
CAESAR	Color Array with Enhanced Sensitivity and Resolution
CARINA	Color Array for Intelligent Applications
CCD	Charge Coupled Devices
CDS	Correlated Double Sampling
CERN	Centre Européen de Recherche Nucléaire
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
COSIMA	Color Sensor with Integrated Memory Array
CSEM	Centre Suisse d'Electronique et de Microtechnique SA
DCT	Discrete Cosinus Transformation
DDS	Double Delta Sampling oder Delta Difference Sampling
DIBL	Drain Induced Barrier Lowering
DIN	Deutsche Industrienorm
DMILL	Durci Mixte sur Isolant Logico-Lineaire
DR	Dynamic Range
DSNU	Dark Signal Non-Uniformity
ETH	Eidgenössische Technische Hochschule
FPN	Fixed-Pattern-Noise
GAME	General Analysis of Mismatch Effects
HARP	High Gain Avalanche Rushing Amorphous Photoconductor
HDRC	High Dynamic Range CMOS
HIRISE	High Resolution Image Sensor
HTS	Hard to Soft
IGFET	Insulated Gate Field Effect Transistor
IHE	Institut für Halbleiterelektronik, Siegen
IMS	Institut für Mikroelektronik, Stuttgart
IMT	Institut für Mikrosystemtechnik, Siegen
ISAAC	Image Sensor Array with Adjustable Characteristics

ISO	International Standard Organisation
JFET	Junction Field Effect Transistor
JPEG	Joint Photographic Experts Group
JPL	Jet Propulsion Laboratory
KAIST	Korea Advanced Institute of Science and Technology
LARS	Lokal-Autoadaptiver Sensor
LED	Light Emitting Diode
MIT	Massachusetts Institute of Technology
MOS	Metal Oxide Semiconductor
MOSFET	MOS Field Effect Transistor
MOSIS	MOS Implementation System
MPEG	Motion Pictures Experts Group
MPW	Multi-Projekt Wafer
NMOS	n-channel Metal Oxide Semiconductor
PMOS	p-channel Metal Oxide Semiconductor
PRNU	Photo Response Non-Uniformity
PSPICE	Personalcomputer Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis
QFN	Quasiferminiveau
RLZ	Raumladungszone
ROI	Region of Interest
SNR	Signal to Noise Ratio
SOI	Silicon on Insulator
SPICE	Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis
TCO	Transparent Conductive Oxide
TFA	Thin Film on ASIC
TFC	Thin Film on CMOS
TTL	Transistor Transistor Logik
UV	Ultraviolett

Symbolverzeichnis

Das Symbolverzeichnis ist in zwei Abschnitte aufgeteilt. Da einige Symbole durch unterschiedliche Indizes zu einer häufigen Aufzählung führen würden, wurden diese Symbole mit dem Index „x“ bezeichnet und anschließend eine Auflistung der zugehörigen Indizes angefügt. In die Auflistung wurden SPICE-Symbole nicht aufgenommen.

Auflistung der Symbole

α	Eindringtiefe
β	inverse Temperaturspannung

β	Transkonduktanzparameter
Γ	Reduktionsfaktor Schrotrauschen
γ	Volumenparameter
γ	Störlichtunterdrückung
Δf	Frequenzbereich, effektive Bandbreite
ΔW	Bandabstand
ϵ_0	Permeabilitätskonstante
$\epsilon_{Si}, \epsilon_{Ox}, \epsilon_r$	relative Permeabilitätskonstante
$\zeta(V)$	Spannungsbewertungsfunktion
λ	Kanallängenmodulationsfaktor
λ	Wellenlänge
μ_x	Beweglichkeit der Ladungsträger
σ	Standardabweichung
τ	Lebensdauer
ϕ_b	Bulkpotential
ω_0	time to escape frequency
A	Fläche
A^*	Richardson-Konstante
A_x	Schwankungskonstante
a	Temperaturbeiwert
C'	flächenbezogene Kapazität
C_x	Kapazität
d_x	Dicke
D	Dämpfungsfaktor
D_x	Diffusionskonstante
E_e	Bestrahlstärke
E_{opt}	Beleuchtungsstärke
E_x	elektrisches Feld
f	Fehler
f	Frequenz
FF	Füllfaktor
G	Leitwert
G_x	Generationsrate
g_x	Kleinsignalleitwert
h	Plancksches Wirkungsquantum
H_e	Bestrahlung
H_{opt}	Belichtung
h_x	allgemeine Funktionsbeschreibung
H_x	Amplitudenmaximum der Funktionsbeschreibung h_x
I_D	Drainstrom
i_x	Rauschstrom
I_x	Strom
J_x	Stromdichte
k	Boltzmannkonstante
l	Kanallänge
L_x	Diffusionslänge
m	Masse
m_v	visuelle Helligkeit
n	Idealitätsfaktor einer Diode
n	Anzahl

N	Ladungsträgerkonzentration
N'	energiebezogene Zustandsdichte, Oberflächenzustände
N_{gen}	generierte Ladungsträgerzahl
n_i	Eigenleitungskonzentration
N_{Ox}	flächenbezogene Oxidzustände
n_x	Höhe der Elektronenkonzentration
N_x	Dotierkonzentration
p_x	Höhe der Löcherkonzentration
q	Elementarladung
Q	Ladung
QE	Quanteneffizienz
Q_{inv}	Inversionsladung
q_x	Rauschladung
R_x	Widerstand
s	Dotierlänge
S	Abstandskonstante bei Schwankungsgrößen
S	Vorwärtssteilheit des Transistors
S_{bs}	Source-Bulk-Steilheit
S_{ch}	Wandlungsempfindlichkeit
S_I	Stromempfindlichkeit
S_V	Spannungsempfindlichkeit
T	Temperatur
t_x	Zeit
T_D	Verdopplungstemperatur
t_{diff}	Diffusionstiefe
t_{em}	Emissionszeit
T_{Farb}	Farbtemperatur
u	Rauschparameter
v	Verstärkung
V_{diff}	Diffusionsspannung
V_{fb}	Flachbandspannung
V_{th}	Schwellspannung
v_x	Rauschspannung
V_x	Spannung
w	Kanalweite
W_A	Aktivierungsenergie
W_x	Energie
w_x	Weite
x	Tiefe
y	allgemeine Funktionsbeschreibung

Auflistung der Indizes

0	im stationären Zustand / Sättigungswert / Normwert
A	Akzeptoren
a	Ausgang
abs	Absolutwert
ae	Ausgang-Eingang
bar	Barriere
Buf	Bufferschicht
D	Diode
D	Donatoren

det	Detektor
ds	Drain-Source
dunkel	Dunkelfall
e0	Eingang-Bezugspotential
eff	effektiver Wert
F	Ferminiveau
FN	Fowler-Nordheim-Tunneleffekt
foto	beleuchteter Fall, Gesamtanteil
gb	Gate-Bulk
ges	Gesamtwert
gd	Gate-Drain
gs	Gate-Source
hell	beleuchteter Fall, komplett
i	intrinsische Schicht
int	Integrationswert
ist	Istwert
Kanal	Kanal des MOSFETs
kTC	Resetrauchanteil
L	Leitungsband
Maj	Majoritätsladungsträger
max	Maximalwert
MD	Treibertransistor
Min	Minoritätsladungsträger
MK	Kaskodetransistor
ML	Lasttransistor
Mres	Resttransistor
n	n-dotiert
Ox	Oxid
p	parallel
p	p-dotiert
PF	Poole-Frenkel-Effekt
phot	Photonen
Rauschen	Rauschwert
ref	Referenzwert
rel	Relativwert
res	Reset
RLZ	Raumladungszone
rück	Rüchkelektrodenanteil
sat	Sättigungswert
Sch	Schottkyemission
Schrot	Schrotrauschanteil
signal	Signalwert
soll	Sollwert
Sperr	Sperrrichtung
SS	Halbleiteroberfläche
Stör	Störanteil
t	Trapniveau
therm	thermisch generierter Anteil
tunnel	Tunneleffekt
V	Valenzband
V(λ)	relative spektrale Empfindlichkeit des menschlichen Auges

G. Literaturverzeichnis

- [Afzalian03] Afzalian, A.; Flandre, D.: *Modeling of the bulk versus SOI CMOS performance for the optimal design of APS circuits in low-power low-voltage applications*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 50; no. 1; pp. 106-110; 2003.
- [Aizawa97] Aizawa, K.; Egi, Y.; Hamamoto, T.; Hatori, M.; Ab, M.; Maruyama, H.; Otake, H.: *Computational image sensor for on sensor compression*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 44; no. 10; pp. 1724-1730; 1997.
- [AMS02a] Austria Microsystems: *0.35 μm CMOS C35 noise parameters*; Version 1.0, Dokumentennummer Eng-189; Versionsdatum 17.4.02; http://asic.austriamicrosystems.com/cgi-docs/ENG-189_rev1.pdf; accessed 28.9.03.
- [AMS02b] Austria Microsystems: *Device matching – models and simulation*; Version 1.0; Dokumentennummer Eng-228; Versionsdatum 13.3.03; http://asic.austriamicrosystems.com/hitkit/circuit_sim/montecarlo/mismatch.html; accessed 21.03.02.
- [Anelli00] Anelli, G. A.: *Conception et caracterisation de circuits integres resistants aux radiations pour les detecteurs de particules du LHC en technologies CMOS submicroniques profondes*; Dissertation; European Organization for Nuclear Research - CERN; Schweiz, 2000.
- [Antognetti88] Antognetti, P.; Massobrio, G.: *Semiconductor device modeling with SPICE*; 1. Auflage; McGraw-Hill Book Company; New York; 1988.
- [Baji82] Baji, T.; Shimomoto, Y.; Matsumaru, H.; Noike, N.; Akiyama, T.; Sasano, A.; Tsukada, T.: *Solid-state color image sensor using hydrogenated amorphous silicon*; Japanese Journal of Applied Physics, Supplement; Proceedings of the 13th Conference on Solid State Devices; vol. 21-1; pp. 269-273; 1982.
- [Baker98] Baker, R. J.; Li, H. W.; Boyce, D. E.: *CMOS circuit design, layout, and simulation*; 1. Auflage; IEEE Press Series on Microelectronic Systems; New York; 1998.
- [Bastos97] Bastos, J.; Steyaert, M.; Pergoot, A.; Sansen, W.: *Mismatch characterization of submicron MOS transistors*; Analog Integrated Circuits and Signal Processing; vol. 12; pp. 95-106; 1997.
- [Bayer03] Bayer, R.; Hennig, T.; Laschinski, G.; Böhm, M.; Sterzel, J.; Hillebrand, M.; Schönfelder, S.: *Mikrospektrometer*; Patentanmeldung; Veröffentlichungsnummer DE 102 17 940 A; 13.11.2003.
- [Benthien99] Benthien, S.; Wagner, M.; Verhoeven, M.; Böhm, M.; Schneider, B.; van Uffel, B.; Librecht, F.: *A vertically integrated high resolution active pixel image sensor for deep submicron CMOS processes*; IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors; Nagano, Japan; June, 10th – 12th, 1999.
- [Berg96] Berg, U.; Oehm, J.; Schumacher, K.: *Simulation statistischer Schaltungseigenschaften beim Entwurf monolithisch integrierter Schaltkreise*; Proceedings of 4. GMM/ITG Diskussionssitzung (Analog '96); C-Lab-Analogsystemtechnik Paderborn; Berlin; October, 1996.

- [Berglund76] Berglund, C. N.: *Surface states at steam-grown silicon-silicon dioxide interfaces*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 23; no. 1; pp. 701-705; 1976.
- [Berkel93] van Berkel, C.; Powell, M.J.; Franklin, A. R.; French, I. D.: *Quality factor in a-Si:H nip and pin diodes*; Journal of Applied Physics; vol. 73; no. 10; pp. 5364-5268; 1993.
- [Biber00] Biber A.; Seitz, P.; Jäckel, H.: *Avalanche photodiode image sensor in standard BiCMOS technology*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 47; no. 11; pp. 2241-1143; 2000.
- [Biber98] Biber, A.; Seitz, P.: *CMOS compatible avalanche photodiodes*; Proc. SPIE; vol. 3410; pp. 10-20; 1998.
- [Blecher00] Blecher, F.; Schneider, B.; Sterzel, J.; Hillebrand, M., Benthien, S.; Böhm, M.: *Noise analysis of imagers with a-Si:H pin diode pixels*; Journal of Non-Crystalline Solids; vol. 266-269; pp. 1188-1192; 2000.
- [Blecher02] Blecher, F.: *Rauschen von a-Si:H Pin-Dioden für TFA-Bildsensorarrays*; Dissertation; Universität-Gesamthochschule Siegen; 2002.
- [Blecher99] Blecher, F.; Schneider, B.; Sterzel, J.; Böhm, M.: *Noise of a-si:H pin diode pixels in imagers at different operating conditions*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 557; pp. 869-874; 1999.
- [Bonani01] Bonani, F.; Ghione, G.: *Noise in Semiconductor Devices – Modeling and Simulation*; 1. Auflage; Springer-Verlag; Berlin, Heidelberg, New York; 2001.
- [Bondyopadhyay98] Bondyopadhyay, P. K.: *Moore's law governs the silicon revolution*; Proceedings of the IEEE; vol. 86; no. 1; pp. 78-81; 1998.
- [Böhm00] Böhm, M.; Sommer, M.; Lule, T.: *Bildsensoreinrichtung*; Patentanmeldung; Veröffentlichungsnummer WO 00/52759; 09.09.2000.
- [Böhm02] Böhm, M.: *Halbleiterelektronik – Der pn-Übergang; 1. Der pn-Übergang bei niedrigen Strömen*; Skript zur Vorlesung Halbleiterelektronik; 2. korrigierte Auflage; Universität Gesamthochschule Siegen; 2002.
- [Böhm98] Böhm, M.; Lule, T.; Fischer, H.; Schulte, J.; Schneider, B.; Benthien, S.; Blecher, F.; Coors, S.; Eckhardt, A.; Keller, H.; Rieve, P.; Seibel, K.; Sommer, M.; Sterzel, J.: *Design and fabrication of a high dynamic range image sensor in TFA technology*; VLSI Circuits Symposium; Honolulu, Hawaii; pp. 202-203; June, 11th - 13th, 1998.
- [Boyle70] Boyle, W. S.; Smith, G. E.: *Charge coupled semiconductor devices*; The Bell System Technical Journal; vol. 49; no. 4; pp. 587-593; 1970.
- [Brüggemann93] Brüggemann, R.: *Modellierung von Photoleitung in amorphen Halbleiterfilmen und pin-Strukturen*; Dissertation; Phillips-Universität Marburg; 1993.
- [Cadence00] Cadence Design Systems, Inc.: *PSPICE Reference Guide*; Second online edition; march, 31st, 2000.

- [Cannon03] Cannon, D.; Jongthammanurak, S.; Liu, J.; Danielson, D. T.; Kazumi, W.; Michel, J.; Kimmerling, L. C.: *Near-infrared Ge photodetectors fabricated on Si substrates with CMOS technology*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 770; I12.3.1-I12.3.5; 2003.
- [Cesare96] de Cesare, G.; Galluzzi F.; Irrera, F.; Lauterbach, D.; Ferrazza, F.; Tucci, M.: *Variable spectral response photodetector based on crystalline / amorphous silicon heterostructure*; Journal of Non-Crystalline Solids; vol. 198-200; pp. 1189-1192; 1996.
- [Chamberlain86] Chamberlain, S. G.; Ramanan, S.: *Drain-induced barrier-lowering analysis in VLSI MOSFET devices using two-dimensional numerical simulations*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 33; no. 11; pp. 1745-1753; 1986.
- [Chatterjee80] Chatterjee, P. K.; Hunter, W. R.; Holloway, T. C.; Lin, Y. T.: *The impact of scaling laws on the choice of n-channel or p-channel for MOS VLSI*; IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-1; no. 10; pp. 220-223; 1980.
- [Chen00] Chen, T.; Catrysse, P.; El Gamal, A.; Wandell, B.: *How small should pixel size be?*; Proc. SPIE; vol. 3965; pp. 451-459; 2000.
- [Cheng96] Cheng, Y.; Chan, M.; Hui, K.; Jeng, M.; Liu, Z.; Huang, J.; Chen, K.; Chen, J.; Tu, R.; Ko, P. K.; Hu, C.: *BSIM3v3 manual*; Final Version; University of California, Berkeley, CA 94720; 1996.
- [Cohen69] Cohen, M. H.; Fritzsche, H.; Ovshinsky, S. R.: *Simple band model for amorphous semiconductor alloys*; Physical Review Letters; vol. 22; no. 10; pp. 1065-1068; 1969.
- [Cohen92] Cohen, J. D.; Unold, T. Gelatos, A. V.; Fortmann C. M.: *Deep defect structure and carrier dynamics in amorphous silicon and silicon-germanium alloys determined by transient photocapacitance methods*; Journal of Non-Crystalline Solids; vol. 141; pp. 142-154; 1992.
- [Crandell83] Crandall, R. S.: *Modelling of thin film solar cells: uniform field approximation*; Journal of Applied Physics; vol. 54; no. 12; pp. 7176-7186; 1983.
- [Critchlow99] Critchlow, D. L.: *MOSFET scaling – the driver of VLSI technology*; Proceedings of the IEEE; Vol. 87; no. 4; pp. 659-667; 1999.
- [Croon02] Croon, J. A.; Rosmeulen, M.; Desoutere S.; Sansen, W.; Maes, H. E.: *An easy-to-use mismatch model for the MOS transistor*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 37; no. 8; pp. 1056-1064; 2002.
- [Deal67] Deal, B. E.; Sklar, M.; Grove, A. S.; Snow, E. H.: *Characteristics of the surface-state charge (Q_{SS}) of thermally oxidized silicon*; Journal of Electrochemical Society; vol. 114; no. 3; pp. 266-274; 1967.
- [Decker97] Decker, S. J.: *A wide dynamic range CMOS imager with parallel on-chip analog-to-digital conversion*; Dissertation; Massachusetts Institute of Technology; Cambridge, MA; 1997.
- [Degerli00] Degerli, Y.; Lavernhe, F.; Magnan, P.; Farre, J. A.: *Analysis and reduction of signal readout circuitry temporal noise in CMOS image sensors for low-light levels*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 47; no. 5; pp. 949-962; 2000.

- [Dennard74] Dennard, R. H.; Gaensslen, F. H.; Yu, H.-N.; Riedeout, L. V.; Bassous, E.; LeBlanc, A. R.: *Design of ion implanted MOSFET's with very small physical dimensions*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. SC-9; no. 5; pp. 256-268; 1974.
- [Deuling72] Deuling, H.; Klausmann, E.; Goetzberger, A.: *Interface states in Si-SiO₂ interfaces*; Solid State Electronics; vol. 15; pp. 559-571; 1972.
- [DIN82] Deutsche Industrienorm: *Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik – Größen, Formelzeichen und Einheiten der Lichttechnik*; DIN 5031 Teil 3; Beuth Verlag; März 1982.
- [DIN90] Deutsche Industrienorm: *Licht und Beleuchtung – Beleuchtung von Arbeitsstätten – Teil 1: Arbeitsstätten in Innenräumen*; DIN EN 12464-1; Beuth Verlag; März 2003.
- [Dierickx99] Dierickx, B.: *Electronic image sensors vs. film: beyond state-of-the-art*; European Organisation for Experimental Photogrammetric Research OEEPE; Workshop on Automation in Digital Photogrammetric Production; Paris; June, 21st– 24th, 1999.
- [Drennan03] Drennan, P. G.; McAndrew, C. C.: *Understanding MOSFET mismatch for analog design*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 38; no. 3; pp. 450-456; 2003.
- [Dyck68] Dyck, R. H.; Weckler, G. P.: *Integrated arrays of silicon photodetectors for image sensing*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. ED-15; no. 4; pp. 196-201; 1968.
- [ElGamal98] El Gamal, A.; Fowler, B.; Min, H.; Liu, X.: *Modeling and estimation of FPN components in CMOS image sensors*; Proc. SPIE; vol. 3301; pp. 168-177; 1998.
- [ESA02] European Space Agency: *Electro-optical test methods for charged coupled devices*; ESCC Basic Specification No. 25000; European Space Component Coordination ESCC; issue 1; October, 2002.
- [Fischer92] Fischer, H.; Schulte, J.; Giehl, J.; Böhm, M.; Schmitt, J. P. M.: *Thin film on ASIC – a novel concept for intelligent image sensors*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 285; 1139-1145; 1992.
- [Fischer96] Fischer, H.: *Ein analoger Bildsensor in TFA (Thin Film on ASIC)-Technologie*; Dissertation; Universität-Gesamthochschule Siegen; 1996.
- [Fossum93] Fossum, E. R.: *Active pixel sensors: are CCDs dinosaurs?*; Proc. SPIE; vol. 1900; pp. 2-14; 1993.
- [Fossum97] Fossum, E. R.: *CMOS image sensors: electronic camera on a chip*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 44; no. 10; pp. 1689-1698; 1997.
- [Fowler98a] Fowler, B.; El Gamal, A.; Yang, D. X. D.; Tian H.: *A method for estimating quantum efficiency for CMOS image sensors*; Proc. SPIE; vol. 3301; pp. 178-185; 1998.
- [Fowler98b] Fowler, B.; El Gamal, A.; Yang, D.: *Techniques for pixel level analog to digital conversion*; Proc. SPIE; vol. 3360; pp. 2-12; 1998.
- [Fowler00] Fowler, B.; Godfrey, D.; Balicki, J.; Canfield, J.: *Low noise readout using active reset for CMOS APS*; Proc. SPIE; vol. 3965; pp. 126-135; 2000.

- [Fowler01] Fowler, B.; Balicki, J.; How, D.; Godfrey, M.: *Low FPN high gain capacitive transimpedance amplifier for low noise CMOS image sensors*; Proc. SPIE; vol. 4306; pp. 68-77; 2001.
- [Fox00] Fox, E. C.; Hyneczek, J.; Dykaar, D. R.: *Wide-dynamic-range pixel with combined linear and logarithmic response and increased signal swing*; Proc. SPIE; vol. 3965; pp. 4-10; 2001.
- [Friedrich03] Friedrich, N.; Böhm, M.: *Intelligente Bildsensoren*; Innovationsforum Produkt-miniaturisierung; tti – Technologietransfer und Innovationsförderung; Magdeburg; June, 2nd and 3rd, 2003.
- [Fujimori00] Fujimori, I. L.; Wang, C.-C.; Sodini, C. G.: *A 256 x 256 CMOS differential passiv pixel imager with FPN reduction techniques*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 35; no. 12; pp. 2031-2037; 2000.
- [Furlan92] Furlan, J.; Smole, F.; Popvic, P.: *Piecewise analysis of a-Si:H solar cell operation*; Proceedings of the 11th E. C. Photovoltaic Solar Energy Conference; Montreux, Schweiz; October, 12th – 16th, 1992.
- [Giehl96] Giehl, J.; Zhu, Q.; Rieve, P.; Böhm, M.: *Transient behavior of color diodes*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 420; pp. 159-164; 1996.
- [Giehl97] Giehl, J.: *Charakterisierung und analytische Modellierung von NIPIN-Farbsensoren auf der Basis amorphen Siliziums*; Dissertation; Universität-Gesamthochschule Siegen; 1997.
- [Gielen01] Gielen, G.: *Analogue module generator S/W (AMGIE / MONDRIAAN)*; Microelectronics Final Presentation Days; ESTEC; Noordwijk; The Netherlands; March, 6th and 7th, 2001.
- [Goy00] Goy, J.; Courtois, B.; Karam, J. M., Presseq, F.: *Design of an APS CMOS image sensor for space applications using standard CAD tools and CMOS technology*; Proc. SPIE; vol. 4019; pp. 145-152; 2000.
- [Goy01a] Goy, J.; Courtois, B.; Karam, J. M.; Pressercq, F.: *Design of an APS CMOS image sensor for low light level applications using standard CMOS technology*; Analog Integrated Circuits and Signal Processing; vol. 29; pp. 95-104; 2001.
- [Goy01b] Goy, J.; Courtois, B.; Karam, J. K.; Presseq, F.: *Design and test of an active pixel sensor (APS) for space applications*; Proc. SPIE; vol. 4306; pp. 93-99; 2001.
- [Grove66] Grove, A. S.; Fitzgerald, D. J.: *Surface effects on p-n junctions: characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions*; Solid State Electronics; vol. 9; pp. 783-806; 1966.
- [Harendt02] Harendt, C.: *Logarithmic HDRC image sensors with thin-film-on-CMOS technology*; 1st Fraunhofer IMS Workshop CMOS Imaging - From Technology to Application; Duisburg, Germany; May, 6th and 7th, 2002.
- [Hauschild99] Hauschild, R.: *Integrierte CMOS-Kamerasysteme für die zweidimensionale Bildsensorik*; Dissertation; Gerhard-Mercator-Universität-Gesamthochschule Duisburg; 1999.

- [Heinol01] Heinol, H. G.: *Untersuchung und Entwicklung von modulationslaufzeitbasierten 3D-Sichtsystemen*; Dissertation; Universität-Gesamthochschule Siegen; 2001.
- [Henson00] Henson, W. K.; Yang, N.; Kubicek, S. Vogel, E. M.; Wortman, J. J., De Meyer, K.; Naem, A.: *Analysis of leakage currents and impact of off-state power consumption for CMOS technology in the 100-nm regime*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 47; no. 7; pp. 1393-1400; 2000.
- [Hillebrand03] Hillebrand, M.; Blecher, F.; Sterzel, J.; Böhm, M.: *An amorphous silicon photoconductor for UV detection*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 762; A18.15.1-A18.15.6; 2003.
- [Hoefler85] Hoefler, E. E. E.; Nielinger, H.: *SPICE – Analyseprogramm für elektronische Schaltungen*; 1. Auflage; Springer-Verlag; Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo; 1985.
- [Hong90] Hong, J.-W.; Laih, W.-L.; Chen, Y.-W., Fang, Y.-K.; Chang, C.-Y.; Gong, J.: *Optical and noise characteristics of amorphous Si / SiC superlattice reach-through avalanche photodiodes*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 37; no. 8; pp. 1804-1809; 1990.
- [ISO98] International Standard Organisation: *Photography – electronic still picture cameras – determination of ISO speed*; ISO 12232; Beuth Verlag; April 1998.
- [Janesick02] Janesick, J.: *Dueling Detectors*; oe magazine; SPIE – The International Society for Optical Engineering; no. 2; pp. 30-33; 2002.
- [Jin99] Jin, X.: *Charakterisierung der optischen und elektrischen Eigenschaften dünner Schichten amorphen Siliziums (a-Si:H)*; Diplomarbeit; Universität-Gesamthochschule Siegen; 1999.
- [Johns96] Johns, D. A.; Martin, K.: *Analog integrated circuit design*; 1. Auflage; John Wiley & Sons, Inc.; 1996.
- [Jordan65] Jordan, A. G.; Jordan, N. A.: *Theory of noise in metal oxide semiconductor devices*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. ED-12; no. 3; pp. 148-156; 1965.
- [Justen01] Justen, D.: *Untersuchung eines neuartigen 2D-gestützten 3D-PMD-Bildverarbeitungssystems*; Dissertation; Universität-Gesamthochschule Siegen; 2001.
- [Jwo88] Jwo, S.-C.; Wu, M.-T.; Fang, Y.-K.; Chen, Y.-W.; Hong, J.-W.; Chang, C.-Y.: *Amorphous silicon / silicon carbide superlattice avalanche photodiodes*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 35; no. 8; pp. 1279-1283; 1988.
- [Kawahito97] Kawahito, S.; Yoshida, M.; Sasaki, M.; Umehara, K.; Miyazaki, D.; Tadokoro, Y.; Murata, K.; Doushou, S.; Matsuzawa, A.: *A CMOS image sensor with analog two-dimensional DCT-based compression circuits for one-chip cameras*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 32; no. 12; pp. 2030-2041; 1997.
- [Kimachi00a] Kimachi, A.; Kurihara, T.; Takamoto, M.; Ando, S.: *A novel range finding system using correlation image sensor*; Technical Digest of the 17th Sensor Symposium; pp. 125-130; 2000.

- [Kimachi00b] Kimachi, A.; Ando, S.: *Time-domain correlation image sensor: CMOS design and integration of demodulator pixels*; Proc. SPIE; vol. 3950; pp. 220-227; 2000.
- [Kida86] Kida, H.; Hattori, K.; Okamoto, H.; Hamakawa, Y.: *Measurement of deep states in undoped amorphous silicon by current transient spectroscopy*; Journal of Applied Physics; vol. 59; no. 12; pp. 4079-4086; 1986.
- [Kish02] Kish, L. B.: *End of Moore's law: thermal (noise) death of integration in micro and nano electronics*; Physics Letters A; vol. 305; pp. 144-149; 2002.
- [Klaassen67] Klaassen, F. M.: *High frequency noise of the junction field-effect transistor*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. ED-14; no. 7; pp. 368-373; 1967.
- [Knipp95] Knipp, D.: *Transienter Bias-Response von Dünnschicht-Farbsensoren auf der Basis von amorphem hydrogenisiertem Silizium*; Diplomarbeit; Universität-Gesamthochschule Siegen; 1995.
- [Kozlowski96] Kozlowski, L. J.: *Low noise capacitive transimpedance amplifier performance vs. alternative IR detector interface schemes in submicron CMOS*; Proc. SPIE; vol. 2745; pp. 2-11; 1996.
- [Kozlowski99] Kozlowski, L. J.; Standley, D.; Luo, J.; Tomasini, A.; Gallagher, A.; Mann, R.; Hsieh, B. C.; Liu, T.; Kleinhans, W. E.: *Theoretical basis and experimental confirmation: why a CMOS imager is superior to a CCD*; Proc. SPIE; vol. 3698; pp. 388-396; 1999.
- [Kroon00] Kroon, M. A.; van Swaaij, R. A. C. M. M.; Metselaar, J. W.: *I-V characteristics of a-Si:H diodes with uniform and non-uniform defect distributions*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 609; A10.3.1-A10.3.6; 2000.
- [Kroon01] Kroon, M. A.; van Swaaij, R. A. C. M. M.: *Spatial effects on ideality factor of amorphous silicon pin diodes*; Journal of Applied Physics; vol. 90; no. 2; pp. 994-1000; 2001.
- [Kusian94] Kusian, W.; Furlan, J.; Conte, G.; Smole, F.; Topic, M.; Popovic, P.: *The pin/TCO/nip a-Si:H solar module*; Proceedings of the 12th E. C. Photovoltaic Solar Energy Conference; Amsterdam, The Netherlands; April, 11th – 15th, 1994.
- [Laha81] Laha, A. K.; Smart, D. W.: *A zener diode model with application to SPICE2*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. SC-16; no. 1; pp. 21-22; 1981.
- [Lakshmikumar86] Lakshmikumar, K. R.; Hadaway, R. A.; Copeland, M. A.: *Characterization and modeling of mismatch in MOS transistors for precision analog design*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. SC-21; no. 6; pp. 1057-1066; 1986.
- [Lange00] Lange, R.; Seitz, P.; Biber, A.; Lauxtermann, S.: *Demodulation pixels in CCD and CMOS technologies for time-of-flight ranging*; Proc. SPIE; Vol. 3965; 177-187; 2000.
- [Lee03] Lee, H. C.; Kim, C.-K.; Lim, K. S.: *Photo-electric conversion device*; The 24th Project Team (KAIST); Korea Advance Institute of Science and Technology; http://www.eecs.kaist.ac.kr/bk_eng/ebk01_in.htm; accessed 20.10.03.
- [Lerner01] Lerner, E. J.: *Scientists strive for CCD perfection*; Laser Focus World; no. 2; pp. 107-110; 2001.

- [Lim02] Lim, S. H.; El Gamal, A.: *Gain fixed pattern noise correction via optical flow*; Proc. SPIE; vol. 4669; pp. 384-391; 2002.
- [Loebich01] Loebich, C.; Wueller, D.: *Three years of practical experience in using ISO standards for testing digital still cameras*; Proceedings of the Image Processing, Image Quality, Image Capture System Conference (PICS 2001); pp. 257-261; 2001.
- [Loose99] Loose, M.: *A self-calibrating CMOS image sensor with logarithmic response*; Dissertation; Universität Heidelberg; 1999.
- [Loukinova03] Loukinova, N. V.; Folkerts, H. O., Maas, J. P. V.; Verbugt, D. W. E.; Mierop, A. J.; Hoekstra, W.; Rok, E.; Theuwissen, A.: *Leakage current modeling of test structures for characterization of dark current in CMOS image sensors*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 50; no. 1; pp. 77-83; 2003.
- [Lovett98] Lovett, S. J.; Welten, M.; Mathewson, A.; Mason, B.: *Optimizing MOS transistor mismatch*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 33; no. 1; pp. 147-150; 1998.
- [Lule00] Lule, T.; Benthien, S.; Keller, H.; Mütze, F.; Rieve, Seibel, K.; P.; Sommer, M.; Böhm, M.: *Sensitivity of CMOS based imagers and scaling perspectives*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 47; no. 11; pp. 2110-2122; 2000.
- [Lule99] Lule, T.; Schneider, B.; Böhm, M.: *Design and fabrication of a high dynamic range image sensor in TFA technology*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 34; no. 5; pp. 704-711; 1999.
- [Manabe91] Manabe, S.; Mastunaga, Y.; Furukawa, A.; Yano, K.; Endo, Y.; Miyagawa, R.; Iida, Y.; Egawa, Y.; Shjibata, H.; Nozaki, H.; Sakuma, N.; Harada, N.: *A 2-million-pixel CCD image sensor overlaid with an amorphous silicon photoconversion layer*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 38; no. 8; pp. 1765-1771; 1991.
- [McDowell99] McDowell, D.: *Standards update on ISO/TC42/WG18 (photography – electronic still picture imaging)*; Standards Update – Society for Imaging Science and Technology; vol. 14; no. 4; pp. 1-2; 1999.
- [McIlrath01] McIlrath, L. G.: *A low-power low-noise ultrawide-dynamic-range CMOS imager with pixel-parallel A/D conversion*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 36; no. 5; pp. 846-853; 2001.
- [McMahon84] McMahon, T. J.; Yacobi, B. G.; Sadlon, K.; Dick, J.; Madan, A.: *Excess dark current in a-Si:H P-I-N devices*; Journal of Non-Crystalline Solids; vol. 66; pp. 375-380; 1984.
- [McMahon85] McMahon, T. J.; Madan, A.: *Tunneling contributions to nip and pin hydrogenated amorphous silicon devices*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 49; pp. 287-292; 1985.
- [McWorther55] McWorther, A. L.: *1/f noise and related surface effects in germanium*; Dissertation; Massachusetts Institute of Technology; USA; 1955.
- [Mendis97] Mendis, S. K.; Kemeny, S. E.; Gee, R. C.; Pain, B.; Staller, C. O.; Kim, Q.; Fossum, E. R.: *CMOS active pixel image sensors for highly integrated imaging systems*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 32; no. 2; pp. 187-197; 1997.

- [MentorGraphics98] Mentor Grapics: *Eldo device equation manual*; Software Version v4.7_3.1; Revision 5.1; Document number 310114; 1998.
- [Michael92] Michael, C.; Ismail, M.: *Statistical modeling of device mismatch for analog MOS integrated circuits*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 27; no. 2; pp. 154-166; 1992.
- [Mittiga89] Mittiga, A.; Fiorini, P.; Falconieri, M.; Evangelisti, F.: *Study of dark electrical behavior of p-i-n solar cells*; Proceedings of the 9th E. C. Photovoltaic Solar Energy Conference; Freiburg, Germany; 1989.
- [Mizuno94] Mizuno, T.; Okamura, J.-I.; Toriumi, A.: *Experimental study of threshold voltage fluctuation due to statistical variation of channel dopant number in MOSFETs*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 41; no. 11; pp. 2216-2221; 1994.
- [Moore65] Moore, G. E.: *Cramming more components onto integrated circuits*; Electronics; vol. 38; no. 8; pp. 114-117; 1965.
- [Moore03] Moore, G. E.: *No exponential is forever: but "forever" can be delayed!*; International Solid State Circuits Conference (ISSCC); Digest of Technical Papers; San Francisco, CA, USA; pp. 20-23; February; 2003.
- [Morrison02] Morrison, S.; Servati, P.; Vygranenko, Y.; Nathan, A.; Madan, A.: *Reduction of dark current under reverse bias in a-Si:H p-i-n photodetectors*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 715; pp. 701-706; 2002.
- [MOSIS02] MOS Implementation System: *Mosis parametric test results - AMIS 1.5 μ m-ABN-process*; <http://www.mosis.org/cgi-bin/cgiwrap/umosis/swp/params/ami-abn/t27g-params.txt>; accessed 19.08.02.
- [MOSIS03] MOS Implementation System: *Mosis parametric test results - TSMC 0.18 μ m-process*; http://www.mosis.org/cgi-bin/cgiwrap/umosis/swp/params/tsmc-018/t38n_lo_epi-params.txt; accessed 17.10.03.
- [Motchenbacher93] Motchenbacher, C. D.; Connelly, J. A.: *Low-Noise Electronic System Design*; 1. Auflage; John Wiley & Sons, Inc.; New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore; 1993.
- [Mottin02] Mottin, E.; Bain, A.; Martin, J. L.; Ouvrier-Buffet, J. L.; Bisotto, S.; Yon, J. J.; Tissot, J. L.: *Uncooled amorphous silicon technology enhancement for 25 μ m pixel pitch achievement*; Proc. SPIE; vol. 4820; pp. 200-207; 2002.
- [Müller79] Müller, R.: *Rauschen*; 2. Auflage; Springer-Verlag Berlin, Heidelberg New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong; 1990.
- [Murari03] Murari, B.: *Bridging the gab between the digital and real worlds: the expanding role of analog interface technologies*; International Solid State Circuits Conference (ISSCC); Digest of Technical Papers; San Francisco, CA, USA; pp. 30-25; February; 2003.
- [Mütze99a] Mütze, F.; Seibel, K.; Schneider, B.; Hillebrand, M.; Blecher, F.; Lule, T.; Keller, H.; Rieve, P.; Wagner, M.; Böhm, M.: *UV imager in TFA technology*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 557; pp. 869-874; 1999.

- [Mütze99b] Mütze, F.; Roth, E.: *Development of pixel electronics for a radiation-hard active pixel sensor*; ESA Final Report, ESA Contract No. 114444/95/NL/FM(SC), Silicon Vision GmbH and Daimler-Chrysler Aerospace Jena-Optronik GmbH, Germany, 1999.
- [Nemirovsky01] Nemirovsky, Y.; Brouk, I.; Jakobson, C. G.: *1/f noise in CMOS transistors for analog applications*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 48; no. 5; pp. 921-927; 2001.
- [Nesladek92] Nesladek M.; Triska, A.; Adriaenssens, G. J.: *Study of the deep-states density by time-resolved transient photocurrent measurements*; Journal of Non-Crystalline Solids; vol. 141; pp. 155-161; 1992.
- [Nixon96] Nixon, R. H.; Kemeny, S. E.; Pain, B.; Staller C. O.; Fossum, E. R.: *256 x 256 CMOS active pixel sensor camera-on-a-chip*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 31; no. 12; pp. 2046-2050; 1996.
- [Noble68] Noble, P. J. W.: *Self-scanned silicon image detector arrays*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. ED-15; no. 4; pp. 202-209; 1968.
- [Oehm00] Oehm, J.; Grünebaum, U.; Schumacher, K.: *A physical approach to mismatch modelling and parameter correlations*; IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS 2000), Geneva; May, 2000.
- [Ogiers97] Ogiers, W.; Meynants, G.; Dierickx, B.; Mertens, R.: *An analogue-domain FPN compensation circuit for random access CMOS imagers*; Proc. SPIE; vol. 3100; pp. 381-387; 1997.
- [Pain00] Pain, B.; Ortiz, M.; Yang, G.; McCarty, K. Heynssens, J.; Hancock, B.; Cunningham, T.; Wrigley, C.; Ho, C.: *A single-chip programmable digital CMOS imager with enhanced low light detection capability*; IEEE International Conference on VLSI Design; India; March 3rd; 2000.
- [Pain01] Pain, B.; Seshadri, S.; Ortiz, M.; Wrigley, C. J.; Yang, G.: *CMOS imager with charge-leakage compensated frame difference & sum output*; Proc. of ISCAS 2001; vol. 5; pp. 223-226; 2001.
- [Pain99] Pain, B.; Yang, G.; Ortiz, M.; Wrigley, C.; Hancock, B.; Cunningham, T.: *Analysis and enhancement of low-light-level performance of photodiode-type CMOS active pixel imagers operated with sub-threshold reset*; IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors; Nagano, Japan; June, 10th – 12th, 1999.
- [Paul81] Paul, R.: *Halbleitersonderbauelemente*; Höchstfrequenz- und Leistungsbauelemente; 1. Auflage; VEB Verlag Technik Berlin; 1981.
- [Pelgrom89] Pelgrom, M. J. M.; Duinmaijer, A. C. J.; Welbers, A. P. G.: *Matching properties of MOS transistors*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 24; no. 5; pp. 1433-1440, 1989.
- [Pilgrim02] Pilgrim, C.; Sterzel, J.; Hillebrand, M.: *Endoskopisches Element zur Anwendung in Hohlräumen*; Patentanmeldung; Veröffentlichungsnummer WO 02/35826 A1; 02.05.2002.
- [Reynold03] Reynolds, S.; Main, C.; Brüggemann, R.: *Depth profiling of light-induced defects in hydrogenated amorphous silicon by transient photocurrent spectroscopy*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 762; A19.13.1-A19.13.6; 2003.

- [Rieve00] Rieve, P.: *Spektralselektive optoelektronische Sensoren auf der Basis amorphen Siliziums*; Dissertation; Universität-Gesamthochschule Siegen; 2000.
- [Rochas02] Rochas, A.; Pauchard, A. R.; Besse, P.-A.; Pantic, D.; Prijic, Z.; Popovic, R. S.: *Low-noise silicon avalanche photodiodes fabricated in conventional CMOS technologies*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 49; no. 3; pp. 387-394; 2002.
- [Sah57] Sah, C.; Noyce, R.; Shockley, W.: *Carrier generation and recombination in P-N junction and P-N junction characteristics*; Proceedings of the IRE; vol. 45; no. 9, pp. 1228-1243, 1957.
- [Sakata85] Sakata, I.; Hayashi, Y.: *Dependence of photoinduced changes in photovoltaic and dark electrical properties of hydrogenated amorphous silicon diodes on changes in the film properties of hydrogenated amorphous silicon*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. ED-32; no. 3; pp. 551-558; 1985.
- [Schäfer02] Schäfer, H.: *Entwurf und Charakterisierung einer Pixelelektronik basierend auf einem Korrelationsverfahren*; Diplomarbeit; Universität-Gesamthochschule Siegen; 2002.
- [Scheffer97] Scheffer, D.; Dierickx, B.; Meynants, G.: *Random addressable 2048 x 2048 active pixel image sensor*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 44; no. 10; pp. 1716-1720; 1997.
- [Schneider02] Schneider, B.: *Ein hochauflösender und hochdynamischer Bildsensor in TFA-Technologie*; Dissertation; Universität-Gesamthochschule Siegen; 2002.
- [Schneider98] Schneider, B.; Blecher, F.; Eckhardt, A.; Seibel, K.; Sterzel, J.; Böhm, M.; Benthien, S.; Keller, H.; Lule, T.; Rieve, P.; Sommer, M.; Librecht, F.; van Uffel, B.: *TFA Image Sensors – A survey with regard to possible applications*; Proceedings OPTO98; Erfurt, Germany; pp. 233-238; 1998.
- [Schröder90] Schröder, G.: *Technische Optik*; 7. Auflage; Vogel Verlag; Würzburg; 1990.
- [Schulte92] Schulte, J.; Fischer, H.; Zhu, Q.; Giehl, J.; Stiebig, H.; Xu, Z. P.; Böhm, M.: *a-Si:H on ASIC – a new approach to intelligent image sensing*; Proceedings of the 3rd International Conference on Micro Electro, Opto, Mechanic Systems and Components; Berlin, Germany; pp. 265-275; October 21st – 23rd; 1992.
- [Schulte96] Schulte, J.: *Intelligente Bildsensoren in TFA-Technologie am Beispiel eines Äquidensitensextraktors*; Dissertation; Universität-Gesamthochschule Siegen; 1996.
- [Schwehr96] Schwehr, S. M.: *Rauscharme CMOS Analogschaltungstechnik für den Einsatz im Temperaturbereich von 4 K bis 300 K*; Dissertation; Fortschrittsberichte VDI; Reihe 9; Nr. 220; VDI-Verlag; 1996.
- [Seitz92] Seitz, P.: *Image sensing with maximum sensitivity using industrial CMOS technology*; Proc. SPIE; vol. 3099; pp. 22-33; 1999.
- [Serrano99] Serrano-Gotarredona, T.; Linares-Barranco, B.: *Systematic width-and-length dependant CMOS transistor mismatch characterization and simulation*; Analog Integrated Circuits and Signal Processing; vol. 21; pp. 271-296; 1999.

- [Shichman68] Shichman, H.; Hodges, D.: *Modeling and simulation of insulated-gate field-effect transistor switching circuits*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. SC-3; no. 3; pp. 285-289; 1968.
- [Shockley52] Shockley, W.; Read, W.: *Statistics of recombinations of holes and electrons*; Physical Review; vol. 87; no. 5; pp. 835-842; 1952.
- [Shyu84] Shyu, J.-B.; Temes, G. C.; Krummenacher, F.: *Random error effects in matched MOS capacitors and current sources*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. SC-19; no. 6; pp. 948-955; 1984.
- [Smith01] Smith, M.: *WinSpice3 User Manual*; 4. August; 2002. <http://www.winspice.com>; accessed 31.8.03.
- [Smole92] Smole, F.; Furlan, J.: *Effects of abrupt and graded a-Si:C:H/a-Si:H interface on internal properties and external characteristics of p-i-n a-Si:H solar cells*; Journal of Applied Physics; vol. 72; no. 12; pp. 5964-5969; 1992.
- [Sommer99] Sommer, M.; Rieve, P.; Verhoeven, M.; Böhm, M.; Schneider, B.; van Uffel, B.; Libreht, F.: *First multispectral diode color image sensor with three color recognition and color memory in each pixel*; IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors; Nagano, Japan; June, 10th – 12th, 1999.
- [Sperling03] Sperling, E.: *Is Moore's law irrelevant?*; Electronic News; Reed Electronics Group; <http://www.reed-electronics.com/semiconductor/index.asp?layout=articlePrint&articleID=CA316718>; accessed 19.08.03.
- [Sterzel02a] Sterzel, J.; Blecher, F.; Hillebrand, M.; Schneider, B.; Böhm, M.: *TFA image sensors for low light level detection*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 715; pp. 787-792; 2002.
- [Sterzel02b] Sterzel, J.: *TFA line sensors for spectroscopy*; 1st Fraunhofer IMS Workshop CMOS Imaging - From Technology to Application; Duisburg, Germany; May, 6th and 7th, 2002.
- [Sterzel96a] Sterzel, J.: *Charakterisierung von Detektoren aus amorphem Silizium mit einem verbesserten transienten Meßplatz*; Diplomarbeit; Universität-Gesamthochschule Siegen; 1996.
- [Sterzel96b] Sterzel, J.: *Transientes Verhalten von Mehrfarbdioden bei Lichtpulsung*; 5. Zwei-Jahrestreffen Amorphe Halbleiter; Eitorf an der Sieg; November, 10th – 13th, 1996.
- [Stiebig93] Stiebig, H.; Böhm, M.: *Simulation of a-Si:H color sensors for application in intelligent sensor systems*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 297; pp. 963-968; 1993.
- [Stiebig97] Stiebig, H.: *Entwicklung und Beschreibung von optoelektronischen Bauelementen auf der Basis amorphen Siliziums*; Dissertation; Technische Hochschule Aachen, 1997.
- [Street00] Street, R. A.: *Technology and applications of amorphous silicon*; 1. Auflage; Springer Verlag, Berlin, Heidelberg; 2000.
- [Street85] Street, R. A.: *Transient photoconductivity studies of a-Si:H interface*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 49; pp. 79-88; 1985.

- [Street90] Street, R. A.: *Thermal generation currents in hydrogenated amorphous silicon p-i-n structures*; Applied Physics Letters; vol. 57; no. 13; pp. 1334-1336, 1990.
- [Street91] Street, R. A.: *Hydrogenated amorphous silicon*; Cambridge Solid State Science Series; 1. Auflage; Cambridge University Press; Cambridge, New York, Port Chester, Melbourne, Sydney; 1991.
- [Street92] Street, R. A.; Fujieda, I.; Weisfield, R.; Nelson, S.; Nysten, P.: *Large area 2-dimensional a-Si:H imaging arrays*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 258; pp. 1145-1150; 1992.
- [Street93a] Street, R. A.: *Physics of a-Si:H p-i-n devices*; Journal of Non-Crystalline Solids; vol. 164-166; pp. 643-652; 1993.
- [Street93b] Street, R. A.; Jackson, W. B.; Hack, M.: *Comparison of current and light induced defects in a-Si:H*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 297; pp. 553-558; 1993.
- [Syllaios03] Syllaios, A. J.; Tregilgas, J. H.; Schimert, T. R.; McCardel, W. L.: *a-Si:H properties relevant to microbolometers infrared detectors*; Mat. Res. Soc. Spring Meeting; A18.17.1-A18.17.6; 2003.
- [Sze85] Sze, S. M.: *Semiconductor devices – physics and technology*; 1. Auflage; John Wiley & Sons; New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore; 1985.
- [Takahashi00] Takahashi, M.; Kimachi, A.; Ando, S.: *Time-domain correlation PSD (position-sensitive detector): design, fabrication and new applications*; Technical Digest of the 17th Sensor Symposium; pp. 131-136; 2000.
- [Takiguchi97] Takiguchi, Y.; Maruyama, H.; Kosugi, M.; Andoh, F.; Kato, T.; Tanioka, K.; Yamazaki, J.; Tsuji, K.; Kawamura, T.: *A CMOS imager hybridized to an avalanche multiplied film*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 44; no. 10; pp. 1783-1788; 1997.
- [Temic97] Temic Semiconductors: *DMILL topological design rules*; Version B, Dokumentennummer RDTR2401; Matra Harris Semiconductor; 03.06.1997.
- [Temic99] Temic Semiconductor: *DMILL electrical design rules*; Ausgabe C; Spezifikationsnr.: RDER 2401; Matra Harris Semiconductor; 26.04.1999.
- [Theil00] Theil, J. A.; Cao, M.; Kooi, G.; Ray, G. W.; Greene, W.; Lin, J.; Budruys, A. J.; Yoon U.; Ma, S.; Stork, H.: *Hydrogenated amorphous silicon photodiode technology for advanced CMOS active pixel sensor imagers*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 609; A14.3.1-A14.3.6; 2000.
- [Theil03] Theil, J. A.: *Leakage current behavior in common i-layer a-Si:H p-i-n photodiode*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 762; A21.4.1-A21.4.6; 2003.
- [Theuwissen02] Theuwissen, A. J. P.: *The effect of shrinking pixels in existing CMOS technologies*; 1st Fraunhofer IMS Workshop CMOS Imaging From -Technology to Application; Duisburg, Germany; May, 6th and 7th, 2002.
- [Tian99] Tian, H.; Fowler, B.; El Gamal, A.: *Analysis of Temporal Noise in CMOS APS*; Proc. SPIE; vol. 3649; pp. 177-185; 1999.

- [Tompsett71] Tompsett, M. F.; Amelio, G. F.; Bertram, W. J., jr; Buckley, R. R.; McNamara, W. J.; Mikkelsen, J. C., jr.; Sealer, D. A.: *Charge-coupled imaging devices: experimental results*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. ED-18; no. 11; pp. 992-996; 1971.
- [Tsividis87] Tsividis, Y. P.: *Operating and modeling of the MOS-transistor*; McGraw-Hill Series in Electrical Engineering; Stephen W. Director; 1. Auflage; McGraw-Hill Book Company; 1987.
- [Tuinenga88] Tuinenga, P. W.: *SPICE – A guide to circuit simulation & analysis using PSPICE*; 1. Auflage; MicroSim Corporation; Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey 07632; 1988.
- [Vogelsong00] Vogelsong, T. L.; Zarnowski, J.; Pace, M.; Zarnowski, T.: *Scientific/industrial camera-on-a-chip using active column sensor CMOS imager core*; Proc. SPIE; vol. 3965; pp. 102-113; 2000.
- [Wagemann94] Wagemann, H. G.; Eschrich, H.: *Grundlagen der photovoltaischen Energie-wandlung*; 1. Auflage; B. G. Teubner Verlag; Stuttgart; 1994.
- [Wagner96] Wagner, M.: *Optimierung von a-Si:H-Dünnschichtsolarzellen auf Glas- und Metallsubstraten*; Dissertation; Universität-Gesamthochschule Siegen; 1996.
- [Watabe03] Watabe, T.; Goto, M.; Ohtake, H.; Maruyama, H.; Abe, M.; Tanioka, K.; Egami, N.: *New signal readout method for ultrahigh-sensitivity CMOS image sensor*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 50; no. 1; pp. 63-69; 2003.
- [Wentinck89] Wentinck, H. M.; Crans, W.: *Determination of the electric field at interfaces in amorphous-silicon devices using time-of-flight measurements*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 36; no. 12; pp. 2803-2809; 1989.
- [Wieczorek87] Wieczorek, H.: *Transiente Photoleitung an optoelektronischen Bauelementen aus amorphem Silizium*; Dissertation, Phillips-Universität Marburg; 1987.
- [Wieczorek88] Wieczorek, H.; Fuhs, W.: *Transient photocurrents in a-Si:H diodes: effects of deep trapping*; Physica Status Solidi A; vol. 109; pp. 245-253; 1988.
- [Wieczorek89] Wieczorek, H.; Fuhs, W.: *Deep trapping of carriers in a-Si:H solar cells studied by transient photocurrents*; Physica Status Solidi A; vol. 114; pp. 413-418; 1989.
- [Wieczorek91] Wieczorek, H.: *Transient currents in a-Si:H diodes*; Journal of Non-Crystalline Solids; vol. 137 & 138; pp. 1309-1312; 1991.
- [Wieczorek93] Wieczorek, H.: *Measurement and simulation of the dynamic performance of a-Si:H image sensors*; Journal of Non-Crystalline Solids; vol. 164-166; pp. 781-784; 1993.
- [Wieczorek95] Wieczorek, H.: *Effects of trapping in a-Si:H diodes*; Solid State Phenomena; Vol. 44-46; Hydrogenated Amorphous Silicon; pp. 957-972; 1995.
- [Wuu02] Wu, S.-G.; Chien, H.-C.; Yaung, D.-N.; Tseng, C.-H.; Wang, C. H.; Lin, J.-S.; Hsiao, Y.-K.; Chang, C.-K.: *A color active pixel image sensor with sub-quarter-micron CMOS technology*; 1st Fraunhofer IMS Workshop CMOS Imaging From -Technology to Application; Duisburg, Germany; May, 6th and 7th, 2002.

- [Wyrsh03] Wyrsh, N.; Miazza, C.; Dunand, S.; Shah, A.; Blanc, N.; Kaufmann, R.; Cavelier, L.; Anelli, G.; Despeisse, M.; Jarron, P.; Moraes, D.; Sirvent, A. G.; Dissertori, G.; Viertel, G.: *Development of vertically integrated imaging and particle sensors*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 762; A18.14.1-A18.14.6; 2003.
- [Xi01] Xi, X.; Cao, K.; Wan, H.; Chan, M.; Hu, C.; Liu, W.; Jin, X.; Ou, J.: *BSIM4.2.1 MOSFET model – user manual*; Department of Electrical Engineering and Computer Sciences; University of California, Berkeley, CA 94720; 2001.
- [Xiao01] Xiao, F.; DiCarlo, J. M.; Catrysse, P. B.; Wandell, B. A.: *Image analysis using modulated light sources*; Proc. SPIE; Vol. 4306; S. 22-30; 2001.
- [Yadid-Pecht91] Yadid-Pecht, O.; Ginosar, R.; Diamand, Y. S.: *A random access photodiode array for intelligent image capture*; IEEE Transactions on Electron Devices; vol. 38; no. 8; pp. 1772-1780; 1991.
- [Yang99] Yang, D. X. D.; Fowler, B.; El Gamal, A.: *A nyquist-rate pixel-level ADC for CMOS image sensors*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 34; no. 3; pp. 348-356; 1999.
- [Ye99] Ye Ya-Gu, J.; Anderson, W. A.: *A new design for a 1280 x 1024 digital CMOS image sensor with enhanced sensitivity, dynamic range and FPN*; International Symposium on VLSI Technology Systems 1999; pp. 235-238; 1999.
- [Zhang01a] Zhang, Q.; Liou, J. J.; McMacken, J. R.; Thomson, J.; Layman, P.: *SPICE modeling and quick estimation of MOSFET mismatch based on BSIM3 model and parametric tests*; IEEE Journal of Solid-State Circuits; vol. 36; no. 10; pp. 1592-1595; 2001.
- [Zhang01b] Zhang, Q.; Liu, J. J.; McMacken, J. R.; Thomson, J.; Layman, P.: *Modeling of mismatch effect in submicron MOSFETs based on BSIM3 model and parametric tests*; IEEE Electron Device Letters; vol. 22; no. 3; pp. 133-135; 2001.
- [Zhang91] Zhang, Q.; Liao, X.; Hsia, C.; Kong, G.; Zhang, D.: *A new result in transient current experiment on a-Si:H p/i/n and n/i/n devices*; Journal of Non-Crystalline Solids; vol. 137 & 138; pp. 459-462; 1991.
- [Zhu94] Zhu, Q.; Stiebig, H.; Rieve, P.; Giehl, J.; Sommer, M.; Böhm, M.: *New type of thin film color image sensor*; Sensors and Control for Advanced Automation II; vol. 2247; pp. 301-310; 1994.
- [Zhu98] Zhu, Q.; Sterzel, J.; Schneider, B.; Coors, S.; Böhm, M.: *Transient behavior of a-Si(C):H bulk barrier color detectors*; Journal of Applied Physics; vol. 83; no. 7; pp. 3906-3910; 1998.
- [Ziegler78] Ziegler, K.: *Distinction between donor and acceptor character of surface states in the Si-SiO₂ interface*; Applied Physics Letters; vol. 32; no. 4; pp. 249-251; 1978.
- [Ziel62] Ziel, A. van der: *Thermal noise in field-effect transistors*; Proceedings of the IRE; vol. 50; no. 8, pp. 1808-1812, 1962.
- [Ziel76] Ziel, A. van der: *Noise in Measurements*; 1. Auflage; John Wiley & Sons; New York, London, Toronto, Sydney; 1976.

[ZKOM99] ZKOM GmbH: *GAME – General analysis of mismatch effects*; Benutzeranleitung zu GAME 3.7; Version 3.0; 22.07.99.

H. Liste der im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Veröffentlichungen und Patente

- 1) Sterzel, J.: *Transientes Verhalten von Mehrfarbdioden bei Lichtpulsung*; 5. Zwei-Jahrestreffen Amorphe Halbleiter; Eitorf an der Sieg; November, 10th – 13th, 1996.
- 2) Böhm, M.; Blecher, F.; Eckhardt, A.; Seibel, K.; Schneider, B.; Sterzel, J.; Benthien, S.; Keller, H.; Lule, T.; Rieve, P.; Sommer, M.; van Uffel, B.; Librecht, F.; Lind, R. C.; Humm, L.; Efron, U.; Roth, E.: *Image sensors in TFA technology – status and future trends*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 507; 327-338; 1998.
- 3) Zhu, Q.; Sterzel, J.; Schneider, B.; Coors, S.; Böhm, M.: *Transient behavior of a-Si(C):H bulk barrier color detectors*; Journal of Applied Physics; vol. 83; no. 7; pp. 3906-3910; 1998.
- 4) Schneider, B.; Blecher, F.; Eckhardt, A.; Seibel, K.; Sterzel, J.; Böhm, M.; Benthien, S.; Keller, H.; Lule, T.; Rieve, P.; Sommer, M.; Librecht, F.; van Uffel, B.: *TFA Image Sensors – A survey with regard to possible applications*; Proceedings OPTO98; Erfurt, Germany; pp. 233-238; 1998.
- 5) Böhm, M.; Lule, T.; Fischer, H.; Schulte, J.; Schneider, B.; Benthien, S.; Blecher, F.; Coors, S.; Eckhardt, A.; Keller, H.; Rieve, P.; Seibel, K.; Sommer, M.; Sterzel, J.: *Design and fabrication of a high dynamic range image sensor in TFA technology*; VLSI Circuits Symposium; Honolulu, Hawaii; pp. 202-203; June, 11th - 13th, 1998.
- 6) Eckhardt, A.; Schneider, B.; Blecher, F.; Sterzel, J.; Seibel, K.; Böhm, M.: *Image sensors in TFA technology and their applications for image pre-processing*; Proceedings ESSDERC 98; Bordeaux, France; pp. 208-211; 1998.
- 7) Eckhardt, A.; Blecher, F.; Schneider, B.; Sterzel, J.; Benthien, S.; Keller, H.; Lule, T.; Rieve, P.; Sommer, M.; Seibel, K.; Mütze, F.; Böhm, M.: *Image sensors in TFA (thin film on ASIC) technology with analog image pre-processing*; Proceedings of the Micro System Technologies 98; pp. 165-170; December, 1st - 3rd, 1998.
- 8) Blecher, F.; Coors, S.; Eckhardt, A.; Mütze, F.; Schneider, B.; Seibel, K.; Sterzel, J.; Böhm, M.: *TFA technology and its application for machine vision*; 5th International Conference on Mechatronics and Machine Vision in Practice; Nanjing, China; September, 10th - 12th, 1998.
- 9) Blecher, F.; Seibel, K.; Sterzel, J.; Hillebrand, M.; Böhm, M.: *Simulation und experimentelle Verifikation von statistischen Kenngrößen und Rauschmodellen a-Si:H basierter optischer Sensoren*; Abschlussbericht DFG-Projekt: Rauschen in a-Si:H Sensoren (BO-772/3-2); 1998.
- 10) Blecher, F.; Schneider, B.; Sterzel, J.; Böhm, M.: *Noise of a-si:H pin diode pixels in imagers at different operating conditions*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 557; pp. 869-874; 1999.
- 11) Blecher, F.; Schneider, B.; Sterzel, J.; Hillebrand, M.; Benthien, S.; Böhm, M.: *Noise analysis of imagers with a-Si:H pin diode pixels*; Journal of Non-Crystalline Solids; vol. 266-269; pp. 1188-1192; 2000.
- 12) Sterzel, J.; Blecher, F.; Hillebrand, M.; Schneider, B.; Böhm, M.: *TFA image sensors for low light level detection*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 715; pp. 787-792; 2002.

- 13) Pilgrim, C.; Sterzel, J.; Hillebrand, M.: *Endoskopisches Element zur Anwendung in Hohlräumen*; Patentanmeldung; Veröffentlichungsnummer WO 02/35826 A1; 02.05.2002.
- 14) Sterzel, J.: *TFA line sensors for spectroscopy*: 1st Fraunhofer IMS Workshop CMOS Imaging - From Technology to Application; Duisburg, Germany; May, 6th and 7th, 2002.
- 15) Hillebrand, M.; Blecher, F.; Sterzel, J.; Böhm, M.: *An amorphous silicon photoconductor for UV detection*; Mat. Res. Soc. Symp. Proc.; vol. 762; A18.15.1-A18.15.6; 2003.
- 16) Bayer, R.; Hennig, T.; Laschinski, G; Böhm, M.; Sterzel, J.; Hillebrand, M.; Schönfelder, S.: *Mikrospektrometer*; Patentanmeldung; Veröffentlichungsnummer DE 102 17 940 A; 13.11.2003.

I. Danksagung

Mein Dank gilt in erster Linie Herrn Prof. Dr.-Ing. Markus Böhm, der mich in seine Forschungsgruppe aufgenommen hat und damit die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte. Er bot mir die Gelegenheit, dieses Dissertationsthema frei nach meinen Vorstellungen zu bearbeiten und unterstützte mich mit seiner wohlwollenden Kritik.

Weiter danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Roland Strietzel für die gewissenhafte Übernahme des Koreferats und der damit verbundenen Mühe. Durch seine Anregungen sind viele Denkansätze in praxisrelevante Richtungen gelenkt worden, was den Stellenwert dieser Arbeit sicher erhöhte.

Ebenfalls möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Dietmar Ehrhardt für die Leitung des Promotionsverfahrens danken. Diesen Dank möchte ich auch auf seine motivierende Unterstützung während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität-Gesamthochschule Siegen ausweiten.

Für das Interesse an der und die ergänzenden Hinweise zu der Gestaltung meiner Arbeit möchte ich Herrn Prof. Dr. Andreas Kolb danken.

Ulf Bauer, Frank Blecher, Ronald Frentrup, Matthias Hillebrandt, Heiko Schäfer und Anton Sterzel haben sich der Zeit raubenden Aufgabe des Manuskriptkorrekturlesens unterzogen, wofür ich ihnen ebenfalls sehr danken möchte. Insbesondere die Kommentare und vielfältigen Ratschläge bei der inhaltlichen Darstellung durch Frank, Matthias und Heiko waren für mich hilfreich.

Zum Entstehen einer solchen Arbeit ist vielen weiteren Menschen zu danken. Unzählige und teilweise namentlich nicht bekannte Menschen haben eine Grundlage entwickelt, auf der das Gerüst dieser Arbeit aufgebaut werden konnte. Aber auch beim Füllen dieses Gerüsts ist eine Unterstützung wichtig gewesen. Hier denke ich insbesondere an die weiteren Kolleginnen und Kollegen des Instituts für Mikrosystemtechnik der Universität-Gesamthochschule Siegen, der Silicon Vision AG und der Jena-Optronik GmbH. Das gute Arbeitsklima war ein wesentlicher Grundstein für den Abschluss dieser Arbeit. Die folgende umfangreiche und doch nicht abschließende Liste zeigt, durch wie viele Menschen anregende Kommentare kamen: Hartmut Bärwolf, Rainer Bayer, Stephan Benthien, Erwin Böhmer, Steffen Chemnitz, Stephanie Coors, Frank Döngi, Martin Dolt, Andreas Eckhardt, Helmut Fischer, Nils Friedrich, Jürgen Giehl, Philip Gottesleben, Heinz-Gerd Graf, Stephan Guse, Sandy Habinc, Christine Harendt, Bernd Hasenmaier, Uwe Haubenreißer, Thomas Hennig, Gangolf Hermann, Georg Hey, Bernd Höfflinger, Siegfried Karst, Holger Keller, Dietmar Knipp, Edgar Kolbe, Holger Kraft, Gert Lichtenauer, Tarek Lulé, Ulrich Meck, Arash Mirhamed, Stephan Mohr, Tobias Möller, Frank Mütze, Markus Nicke, Horst Otto, Dimitrios Peros, Alexander Pillukat, Hermann Popp, Jens Prima, Peter Rieve, Eckhard Roth, Juliane Sauer, Dierk Schäfer, Carsten Schmale, Uwe Schmidt, Bernd Schneider, Sven Schönfelder, Petra Schöppner, Markus Scholz, Markus Schubert, Jürgen Schulte, Jan-Dirk Schulze-Spüntrup, Albrecht Sczepan, Konstantin Seibel, Tatjana Seibel, Arndt Sluiter, Michael Sommer, Helmut Stiebig, Reiner Strobel, Marcus Verhoeven, Michael Wagner, Marcus Walder, Andrea Winkel-Arndt, Friedrich Wittgruber, Qi Zhu. Sie mögen es teilweise nicht bemerkt haben, aber auch kleine Kommentare lieferten neue Anregungen für die Weiterarbeit.

Abschließend auch einen herzlichen Dank an meine Familie, meinen Mitbewohnerinnen und Mitbewohner in Siegen und den dem Verein für Politik, Kunst und Unterhaltung im Siegerland (VEB) verbundenen Menschen, die durch ihr verständnisvolles und ermunterndes Verhalten ebenfalls zum Gelingen dieser Arbeit entscheidend beigetragen haben.

Jena, 23.01.05

Jürgen Sterzel