

Transferzeiten in Pinned Photodioden

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften,
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

Lutz Girgenrath

aus

Marl

Gutachter: Prof. Dr. Holger Vogt

Gutachter: Prof. Dr. Jan Balzer

Tag der mündlichen Prüfung: 15.06.2021

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der generelle Aufbau einer Pinned Photodiode analysiert und hinsichtlich der Transporteigenschaften der Elektronen untersucht. Im Fokus dabei steht die Verwendung als Sensor für 3D-Time-of-Flight Messungen, die sehr hohe Anforderungen an die verwendeten Photodioden stellen. Die beiden wichtigsten Eigenschaften des Sensors sind Geschwindigkeit und Sensitivität, welche jedoch in direktem Gegensatz zueinander stehen. Ziel der Arbeit ist es eine große und damit sensitive Diode mit ausreichend hoher Geschwindigkeit zu entwickeln. Zunächst werden dafür die physikalischen Grundlagen vorgestellt, welche im weiteren Verlauf der Arbeit zur theoretischen Beschreibung der Pinned Photodiode Verwendung finden. Es kann gezeigt werden, dass die Eigenschaft der „gepinnten“ Wanne, welche der Pinned Photodiode ihren Namen gab, auch gleichzeitig die Fähigkeit des schnellen Ladungstransfers beschränkt. Nachdem der Einfluss der Geschwindigkeit des Elektronentransfers auf die 3D-Messung beschrieben wurde, richtet sich der Fokus auf die Modifikation der Pinning Spannung. Aufbauend auf den bisherigen Arbeiten der Forschungsgruppe „Optische Systeme“ am Fraunhofer Institut für mikroelektronische Schaltungen (IMS) wird simulatorisch eine Methode vorgestellt die Pinning Spannung weiter zu verändern ohne die Verarmung der Oberflächenzustände aufzuheben. Der neuartige Aufbau der Pinned Photodiode, welche am Fraunhofer IMS entwickelt wurde, ermöglicht es dem Sensor Eigenschaften eines JFET zu implementieren. Dies wird über eine weitere Implantation realisiert, durch welche ein designierter Elektronenkanal ausgebildet wird. Abschließend wird experimentell nachgewiesen werden, dass eine optimierte Pinned Photodiode deutlich größer gefertigt werden kann bei mindestens gleichbleibenden und in vielen Bereichen sogar verbesserten optischen Eigenschaften.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abbildungsverzeichnis	v
Glossar	ix
1 Einleitung	1
2 Theorie	5
2.1 Das Bändermodell	5
2.2 Elektronenerzeugung und Elektronentransport	9
2.2.1 Photonenabsorption	9
2.2.2 Signalerzeugung	13
2.2.3 Elektronentransport	20
2.3 Die Pinned Photodiode	24
2.3.1 Historische Entwicklung	24
2.3.2 Theorie der Pinned Photodiode	28
2.3.3 Weiterentwicklung durch das Fraunhofer IMS	38
2.3.4 Aufweitung der Pinning-Spannung	42
2.4 Das 3D-Time-of-Flight Messprinzip	47
2.5 Fazit	52
3 Simulationen	53
3.1 Dimension und Durchführung der Simulationen	53
3.2 Simulation der DPI	54
3.3 Der 3D-ToF Kompromiss	56

3.4	Implementierung in den Prozess	59
3.4.1	Reduzierung der Barriere	60
4	Experiment und Ergebnisse	67
4.1	Die Messmethodik	67
4.1.1	Der optische Messplatz	67
4.1.2	Laserdurchschiebekurven	68
4.1.3	Sensitivität	72
4.2	Verifikation der Simulation	73
4.2.1	Diodenvariationen	74
4.3	Charakterisierung der Referenz	76
4.4	Einfluss der Wegstrecke	78
4.5	Aufhebung der Pinning Spannung	80
4.6	Sensitivität	85
4.7	Abschätzung des Messbereichs	88
5	Fazit und Ausblick	93

Abbildungsverzeichnis

2.1	Berechnete Elektronenbänder in Silizium [8]	6
2.2	Fermiverteilung für verschiedene Temperaturen. a) Absoluter Nullpunkt, b) positive Temperatur und c) klassisches Limit. [20]	7
2.3	Schematische Darstellung der verschiedenen Dotierungsmöglichkeiten eines Siliziumkristalls. a) reiner Siliziumkristall. b) n-Dotierung. c) p-Dotierung [39]	9
2.4	Schematische Darstellung der Fundamentalabsorption.	10
2.5	Absorptionskoeffizient und Eindringtiefe für Silizium in Abhängigkeit von der Wellenlänge. [19]	11
2.6	Abrupter pn-Übergang im thermischen Gleichgewicht. a) Ladungsverteilung. b) elektrisches Feld. c) Potentialverteilung wobei V_{bi} das built-in Potential ist. d) Bandverbiegung. [39]	16
2.7	Kontinuierlicher pn-Übergang im thermischen Gleichgewicht. a) Ladungsverteilung. b) elektrisches Feld. c) Potentialverteilung. d) Bandverbiegung. [39]	19
2.8	Elektronenbeweglichkeit in Abhängigkeit der Dotierstoffkonzentration in Silizium für $T = 300$ K [21]	22
2.9	Abbildung eines CCD-Sensors der Bell Labs. Archivbild der Bell Labs. von 1970	25
2.10	Banddiagramme für einen idealen MOS-Kondensator bei verschiedenen Spannungen für folgende Fälle: a) Akkumulation, b) Verarmung und c) Inversion. [39]	26
2.11	Querschnittsdarstellung einer Pinned Photodiode inklusive schematisch dargestellter Ausleseschaltung.	28
2.12	Querschnittsdarstellung der n-Wanne mit qualitativ gezeichneten Raumladungszonen der beiden pn-Übergänge	29

2.13	Verschiedene Zustände des geöffneten Transfer-Gates. a) $V_{FD} = V_{TG}$. Es entsteht ein Streufeld am Übergang zwischen n-Wanne und TG. b) Mit ausreichend hohem V_{FD} werden die Elektronen direkt in die Floating Diffusion transferiert. c) Gebremster Elektronentransfer durch Anwesenheit einer Barriere.	34
2.14	Schematische Darstellung einer Pinned Photodiode inklusive der Nettokonzentration des aktiven Dotierstoffes pro Volumeneinheit sowie den Abmessungen.	36
2.15	Berechnung des Elektronentransfers auf Basis des im [23] aufgestellten Modells. Als Abmessungen wurden die gleichen Werte wie für die in Abschnitt 2.3.3 vorgestellte Pinned Photodiode verwendet.	38
2.16	Gegenüberstellung der Querschnitte von einer Standard Pinned Photodiode (a) und der Weiterentwicklung des IMS (b).	39
2.17	Einfluss der a) Transfer-Gate- und b) Collection-Gate-Spannung auf den Potentialverlauf innerhalb der Pinned Photodiode.	40
2.18	Gegenüberstellung einer Pinned Photodiode (a) und eines JFET (b) [39]	43
2.19	Ausprägung der Raumladungszonen verschiedener Pinned Photodioden für unterschiedliche Reset-Spannungen. a) Standard Pinned Photodiode b) Photodiode mit DPI c) Photodiode mit Dotierstoffgradienten und DPI.	45
2.20	Schematische Darstellung einer Pinned Photodiode mit DPI inklusive der Nettokonzentration des aktiven Dotierstoffes pro Volumeneinheit sowie den Abmessungen.	47
2.21	Pulsabfolge von Laser und Transfer-Gate für eine Laufzeitmessung zur Distanzbestimmung.	48
2.22	Verschiedene Pulsabfolgen zur Distanzbestimmung.	49
2.23	Veränderung der beiden Signale Q_1 und Q_2 durch zu langsamen Elektronentransfer.	50
2.24	Beispielhafte Darstellung des Messfehlers bei der 3D-ToF Messung bei nicht ausreichend schnellem Ladungstransfer.	51
3.1	Schematische Darstellung der verwendeten Photodiode. Darstellung von oben.	55
3.2	Oben: Potentialverlauf innerhalb der Diode ohne DPI. Unten: Potentialverlauf innerhalb der Diode mit DPI.	56

3.3	Gegenüberstellung der simulierten Geschwindigkeitsprofile innerhalb der Diode für zwei verschiedene Wannenkongfigurationen	57
3.4	Eindimensionale Simulation der Transferzeit für ein Elektron in Abhängigkeit der zurückzulegenden Wegstrecke.	59
3.5	Elektronengeschwindigkeit einer Pinned Photodiode ohne DPI (A) und einer Pinned Photodiode mit DPI (B) innerhalb des Auslesepfads.	61
3.6	TCAD Simulation der Leitungsbandenergie für verschiedene Grunddotierungen.	62
3.7	Maximale Steigung der Leitungsbandenergie unterhalb des Collection-Gates.	63
3.8	TCAD Simulation der Leitungsbandenergie unter dem Collection-Gate für verschiedene Sensorkonfigurationen. Oben: Sensor mit Barriere, Mitte: Referenz ohne weitere Implantation, Unten: Optimierter Sensor mit DPI.	64
3.9	Darstellung der simulierten Elektronengeschwindigkeiten innerhalb der Diode in Abhängigkeit von der Entfernung von der FD. A) IMS PPD, B) DPI PPD mit eingebauter Barriere, C) DPI PPD ohne Barriere.	65
4.1	Schematische Darstellung des optischen Messplatzes.	68
4.2	Messmethodik zur Aufnahme von Laserdurchschiebekurven.	70
4.3	Übertragung der qualitativen Laserdurchschiebekurven in den Parameterraum.	72
4.4	Darstellung der Messung zur qualitativen Bestimmung der Sensitivität	73
4.5	a) Laserdurchschiebekurven verschiedener Collection-Gate-Spannungen für $I_{norm} = 1 I_0$ b) Parametrisierte Darstellung der Laserdurchschiebekurven für verschiedene Intensitäten.	77
4.6	Gegenüberstellung der Laserdurchschiebekurven einer $19 \mu\text{m}$ (a) langen und einer $26 \mu\text{m}$ (b) langen Pinned Photodiode	78
4.7	Parametrische Darstellung der optimalen Laserdurchschiebekurven für die verschiedenen CG-Spannungen für zwei Längen einer Pinned Photodiode. A: IMS Referenz, B: Superpixel	79
4.8	Darstellung der parametrisierten Laserdurchschiebekurven aller 4 Pixelvarianten für die Intensitäten I_0 und $0.25 I_0$	81

4.9	Darstellung der parametrisierten Laserdurchschiebekurven aller 4 Pixelvarianten für die Intensitäten $0.1 I_0$ und $0.04 I_0$	82
4.10	Über die Laserdurchschiebekurven gemessene Sensitivität auf Grundlage der benötigten Akkumulationen um die Floating Diffusion komplett zu füllen.	86
4.11	Messung der Sensitivität (rechts) und des Leckstroms (links) bei konstanter Hintergrundbeleuchtung	88
4.12	Darstellung des prozentualen Messfehlers bei einem gegebenen Abstand für die vorgestellten Pixelvarianten bei verschiedenen Intensitäten.	92

Glossar

Symbol	Beschreibung	Einheit
α	Absorptionskoeffizient	$\frac{1}{cm}$
a	Dotierungsgradient	
A_{eff}	effektive Sensorfläche	m^2
A_R	Richardson-Konstante	$\frac{A}{m^2 K^2}$
c	Lichtgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
C_D	Kapazität der Raumladungszone	F
C_{FD}	Floating Diffusion Kapazität	F
CTI	Charge Transfer Inefficiency	
D	Diffusionskonstante	$\frac{m^2}{s}$
D_{abs}	Absolute Laufstrecke des Lichts	m
D_{rel}	Relative Änderung der Laufstrecke	m
ϵ_s	Dielektrische Konstante für Silizium	$\frac{F}{m}$
η	Quanteneffizienz	
\vec{E}	Elektrisches Vektorfeld	$\frac{V}{m}$
E	Elektrisches Feld	$\frac{V}{m}$
E_{CB}	Leitungsbandenergie	eV
E_F	Fermi-Energie	eV
E_g	Bandlücke	eV
E_{ph}	Photonenenergie	eV
E_{VB}	Valenzbandenergie	eV
G_e	Elektronengenerationsrate	$\frac{1}{s}$
h	Planck'sches Wirkungsquantum	Js
\hbar	reduziertes Planck'sches Wirkungsquantum	Js
I_0	Laserintensität für eine Laufstrecke von 20 cm	$\frac{W}{m^2}$
I_{norm}	Normierte Laserintensität	
I_{ph}	Photonenintensität	$\frac{W}{m^2}$
j_{diff}	Stromdichte bei Diffusion	$\frac{A}{m^2}$

Symbol	Beschreibung	Einheit
j_{drift}	Stromdichte innerhalb eines E-Feldes	$\frac{A}{m^2}$
k	Gittervektor	
k_B	Boltzmann-Konstante	$\frac{J}{K}$
λ	Wellenlänge	nm
λ_m	Mittlere freie Weglänge	nm
m^*	Effektive Ladungsträgermasse	kg
μ	Beweglichkeit der Ladungsträger	$\frac{cm^2}{Vs}$
μ_{ch}	Chemisches Potential	
n	Elektronendichte	$\frac{1}{cm^3}$
N_A	Akzeptordotierung	$\frac{1}{cm^3}$
N_D	Donatordotierung	$\frac{1}{cm^3}$
N_{dop}	Dotierstoffkonzentration	$\frac{1}{cm^3}$
N_e	Anzahl der Elektronen	
N_{epi}	p-epi Dotierung	$\frac{1}{cm^3}$
n_i	Intrinsische Ladungsträgerdichte	$\frac{1}{cm^3}$
N_{ph}	Photonenanzahl	
n_T	Defektdichte	$\frac{1}{cm^3}$
ν	Frequenz	$\frac{1}{s}$
$ \Phi(\vec{r}) ^2$	Aufenthaltswahrscheinlichkeit	
Φ	Elektrisches Potential	V
Φ_M	Austrittsarbeit von Metallen	eV
Φ_S	Austrittsarbeit von Halbleitern	eV
p	Löcherdichte	$\frac{1}{cm^3}$
P_e	Photostromleistung	W
P_F	Prozentsatz der Elektronen ohne Distanzinformation	
P_{ph}	Eingestrahlte optische Leistung	W
P_{plus}	Prozentsatz der mehr erzeugten Elektronen	
Q_1	Ladungsmenge des ersten Messzeitraums	
Q_2	Ladungsmenge des zweiten Messzeitraums	
Q_L	Durch Leckströme erzeugte Ladungsmenge	

Symbol	Beschreibung	Einheit
Q_S	Ladungsmenge der erzeugten Signalelektronen	
ρ	Raumladungsdichte	$\frac{As}{m^3}$
R_{rek}	Rekombinationsrate	$\frac{1}{s}$
σ_n	Wirkungsquerschnitt	m^2
S_A	Barrierenquerschnittsfläche	m^2
T	Temperatur	K
τ	Lebenszeit der Ladungsträger	s
τ_e	Elektronenlebensdauer	s
τ_m	Mittlere freie Zeit zwischen Streuprozessen	s
T_{bfs}	Zeit zwischen Ende Laserpuls und Anfang Auslesepuls	s
T_{compl}	Zeit bis zum vollständigen Ladungstransfer	s
T_{lauf}	Laufzeit des Lichts	s
T_{shift}	Zeit zwischen Laserpuls und Auslesepuls	s
T_{shut}	Länge des Auslesepulses	s
T_{trig}	Länge des Laserpulses	s
v_{drift}	Driftgeschwindigkeit der Elektronen	$\frac{cm}{s}$
v_e	Elektronengeschwindigkeit	$\frac{cm}{s}$
v_{sat}	Sättigungsgeschwindigkeit	$\frac{cm}{s}$
V_B	Potential der Barriere	eV
V_{bi}	Built-In Potential	V
V_{CG}	Spannung an dem Collection-Gate	V
V_{FB}	Flachbandspannung	V
V_{FD}	Spannung an der Floating Diffusion	V
V_{pin}	Pinning Spannung	V
V_{Reset}	Reset-Spannung an der Floating Diffusion	V
V_{TG}	Spannung an dem Transfer-Gate	V
W_{Dx}	Weite der Raumladungszone	m
W_{FD}	Besetzungswahrscheinlichkeit nach Fermi-Dirac	

1 Einleitung

In den letzten Jahren ist der Gebrauch von optischen und berührungslosen Messverfahren insbesondere in der Unterhaltungsindustrie, aber auch in der Automobilindustrie oder im Sicherheitssektor konstant angestiegen. In der Vergangenheit wurden Distanzen hauptsächlich mittels Radar berührungslos gemessen. Seit der Einführung von Handys mit eingebauter Kamera hat die Entwicklung von CMOS-Sensoren auf Siliziumbasis einen gewaltigen Schub bekommen. Mit der stetigen Miniaturisierung und der damit verbundenen Verkleinerung der Messsysteme konnten viele neue Anwendungsmöglichkeiten erschlossen werden. Der prominenteste Vertreter ist das System Kinect der Spielekonsole XBOX von Microsoft, welche die Bewegungen der Spieler verfolgt, so dass sie in die Spiele eingebunden werden können. Neben der Gestensteuerung haben sich bereits Systeme zur Personendetektion im Straßenverkehr oder Füllstandsmesser etabliert. Allen optischen Abstandsmessungen zu grunde liegt die Messung der Laufzeit des ausgesandten Lichts einer von dem Sensor gesteuerten Lichtquelle. Die Laufzeit kann entweder direkt oder indirekt gemessen werden, wobei die direkte Messung den Nachteil hat, dass meist nur eine Distanz zur selben Zeit gemessen werden kann, wie zum Beispiel der Abstand zwischen Erde und Mond oder die Füllhöhe eines Tanks. Anwendungen, welche eine ganze Szene gleichzeitig vermessen, müssen die Laufzeit indirekt messen. Dies geschieht über einen pixelweisen internen Vergleich des Pulsgebers mit dem detektierten reflektierten Licht. Je genauer und schneller die Systeme arbeiten müssen, desto umfangreicher werden die Anforderungen an den Sensor, insbesondere unter ungünstigen Bedingungen. Wird das System im Alltag verwendet, so muss zwingend infrarotes Licht verwendet werden, damit es nicht zu Irritationen im Sichtfeld kommen kann, welche insbesondere im Straßenverkehr zu Gefahrensituationen führen können.

Grundsätzlich haben sogenannte 3D-Time-of-Flight (ToF) Sensoren drei Bedingungen zwingend zu erfüllen. Sie müssen schnell sein und sowohl kleine als auch große Signale gleich gut bei möglichst hoher Bildrate messen. Das heißt,

die interne Signalverarbeitung muss schnell sein bei gleichzeitig hoher Sensitivität und wenigen Wiederholungen der Messung. Sämtliche Parameter werden von der Sensorgröße mit beeinflusst. Wird der Sensor verkleinert, können höhere Auflösungen und Auslesegeschwindigkeiten erzielt werden. Gleichzeitig nimmt allerdings die Sensitivität ab, das Rauschen nimmt zu und das Übersprechen wird begünstigt, insbesondere durch das Verwenden von infrarotem Licht, da es tiefer in das Material eindringt. Zusätzlich sollten alle Fehlerquellen minimiert werden, da jedes überlagerte Rauschsignal den absoluten Distanzbereich reduziert, welcher gemessen werden kann. Eine maximale Verkleinerung der Sensoren, wie sie in normalen Kameras betrieben wird, ist nicht sinnvoll, da die Eindringtiefe des verwendeten Lichts die maximale Auflösung bestimmt. Im Gegensatz dazu verringert eine große Sensorfläche indirekt die Geschwindigkeit des Sensors, da die Transferzeit der Elektronen in Abhängigkeit von der zurückzulegenden Wegstrecke dramatisch ansteigt. In der vorliegenden Arbeit soll dieser Widerspruch genauer untersucht werden und ein bereits bestehender Sensor dahingehend weiterentwickelt werden. Die grundlegende Diode ist eine durch das Fraunhofer Institut für mikroelektrische Schaltungen und Systeme (Fraunhofer IMS) weiterentwickelte Form der Pinned Photodiode. Durch eine Manipulation der Dotierung innerhalb des Bauteils konnte ein internes elektrisches Feld erzeugt werden, so dass eine Verwendung für 3D-ToF Messungen ermöglicht wurde. Eine deutliche Vergrößerung der photoaktiven Fläche konnte wegen verschiedener limitierender Faktoren nicht erreicht werden. Wird durch eine Vergrößerung der Photodiode das Auslesen der Elektronen verlängert, resultiert dies in erster Instanz in einem Offset in der Distanzbestimmung. Im Laufe der Arbeit kann gezeigt werden, dass die Elektronengeschwindigkeit innerhalb der Diode nicht konstant ist. Daraus resultiert ein Ausbeute-Fehler, welcher die Distanzbestimmung naher Objekte verschlechtert und letztendlich den Messbereich verkleinert. Zusätzlich wurde bereits in der Vergangenheit [38] gezeigt, dass die Transportgeschwindigkeit der Elektronen von der Bestrahlungsstärke abhängt. Sind viele Elektronen vorhanden, stoßen diese sich durch die Coulomb-Kraft ab und der Auslesevorgang wird durch diese selbstinduzierte Drift beschleunigt. Bei der Messung von Distanzen mittels dem Time-of-Flight Verfahren handelt sich demnach um einen nicht-linearen Prozess, der maßgeblich von der Elektronengeschwindigkeit innerhalb des Bauteils abhängt.

Allerdings bietet das vorliegende Design mit der deutlich veränderten Struktur im Vergleich zu einer herkömmlichen Pinned Photodiode eine sehr gute Grund-

lage den Elektronentransfer noch weiter zu optimieren. Im Laufe der Arbeit kann gezeigt werden, dass eine Pinned Photodiode als reduzierter Junction Feldeffekttransistor betrachtet werden kann. Aufbauend darauf wird eine Möglichkeit vorgestellt, wie der Elektronentransfer weiter gesteigert werden kann. Die Pinning Spannung, welche bei einer Pinned Photodiode die Spannung innerhalb der Wanne konstant hält und somit ein elektrisches Feld unterdrückt, kann über ein verändertes Implantationsprofil an die Versorgungsspannung der Diode gekoppelt werden. Das so entstehende elektrische Feld innerhalb der Diode beschleunigt den Elektronentransfer signifikant. Es wird gezeigt werden, dass die Diodenfläche und die Driftstrecke der Elektronen deutlich vergrößert werden können, ohne dass die Transferzeit verlängert wird. Unter bestimmten Bedingungen kann diese sogar noch weiter verringert werden. Ausschlaggebend ist die Konstruktion eines weiteren Gates im Auslesepfad, das sogenannte Collection Gate, dessen Funktion es ist die erzeugten Elektronen zu sammeln und ein zusätzliches attraktives Potential zu erzeugen. Das Ziel der Arbeit ist es eine bestehende Photodiode zu untersuchen und zu charakterisieren und aufbauend auf den gewonnenen Ergebnissen die Diodenlänge zu maximieren, ohne dass die Transferzeit der Elektronen beeinflusst wird. Zusätzlich wird die Konstruktion des Collection Gates im Rahmen der Analyse des Elektronentransfers untersucht.

2 Theorie

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der bildgebenden Verfahren in der CMOS-Bildsensorik vorgestellt. Zunächst soll ein Blick auf die generellen elektrischen Eigenschaften eines Halbleiters geworfen werden. In Abschnitt 2.2.1 werden die Elektronenerzeugung und später der Elektronentransport thematisiert. Aufbauend darauf wird in Abschnitt 2.3 die Pinned Photodiode (PPD) als Sensor vorgestellt. Im Rahmen der theoretischen Betrachtung werden die Schwachstellen der Pinned Photodiode aufgegriffen, analysiert und mögliche Verbesserungsansätze vorgestellt. Zum Schluss werden in Abschnitt 2.4 das 3D-Time-of-Flight (ToF) Messprinzip sowie mögliche Fehlerquellen diskutiert.

2.1 Das Bändermodell

Für die weiteren theoretischen Überlegungen wird auf das Bändermodell zurückgegriffen, da es die Grundlage für die Berechnung der Eigenschaften optischer Sensoren darstellt. Das Bändermodell geht aus dem Übergang von elektronischen Energiezuständen in einem idealen Einkristall in ein periodisches Gitter hervor. Aufbauend auf den Gitterschwingungen, den Phononen, können die Energiezustände berechnet werden, welche von Elektronen eingenommen werden können, um diese zu analysieren. Mit Hilfe des Bloch-Theorems [3] kann gezeigt werden, dass in einem periodischen Potential $V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{R})$ mit der Periodenlänge R , welches in Abhängigkeit der Distanz r angegeben wird, die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $|\Phi(\vec{r})|^2$ der Elektronen ebenfalls periodisch ist und es gilt:

$$|\Phi(\vec{r} + \vec{R}, \vec{k})|^2 = |\Phi(\vec{r})|^2. \quad (2.1)$$

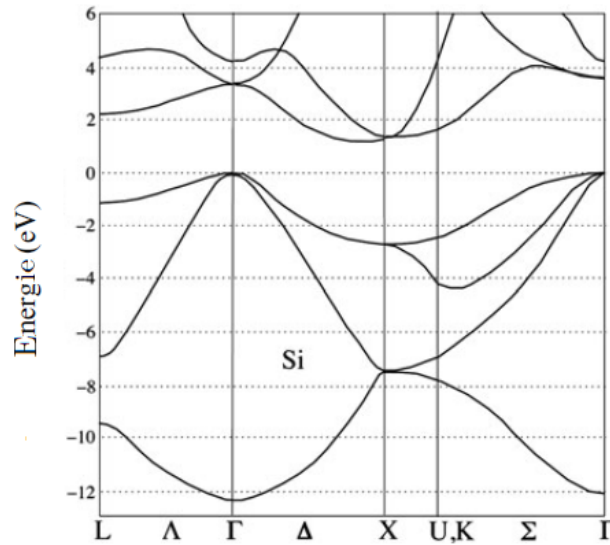


Abb. 2.1: Berechnete Elektronenbänder in Silizium [8]

Somit genügt es die Wellenfunktion einer Einheitszelle zu bestimmen. Nach Bloch besitzt diese Wellenfunktion die Form:

$$\Phi(\vec{r}, \vec{k}) = u_k(\vec{r}, \vec{k}) e^{i\vec{k}\vec{r}}. \quad (2.2)$$

Dabei steht k für den Gittervektor und $u_k(\vec{r}, \vec{k})$ für eine von \vec{r} und \vec{k} abhängige periodische Funktion. Aufbauend auf dieser Grundlage gibt es mehrere Möglichkeiten die Energiezustände der Elektronen zu bestimmen. Für empirische Berechnungen haben sich die pseudo-Potential Methode [31] [32] und die $\vec{k} \cdot \vec{p}$ Methode [7] bewährt. Die so erhaltenen Energiezustände im k -Raum sind in Abb. 2.1 für Silizium dargestellt. Für jeden Halbleiter existiert ein Bereich, die sogenannte Bandlücke E_g , in dem keine Zustände existieren dürfen. Der Bereich oberhalb der Bandlücke wird Leitungsband genannt und der darunter Valenzband. Der oberen Kante des Valenzbandes ist die Energie E_{VB} zugeordnet und die untere Kante des Leitungsbandes liegt auf dem Niveau E_{CB} . In der Nähe der Bandkanten kann der Verlauf der Bänder mit einer quadratischen Funktion approximiert werden:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}. \quad (2.3)$$

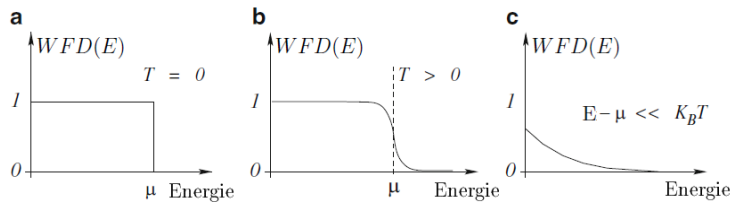


Abb. 2.2: Fermiverteilung für verschiedene Temperaturen. a) Absoluter Nullpunkt, b) positive Temperatur und c) klassisches Limit. [20]

In Gl. 2.3 steht \hbar für das reduzierte Plank'sche Wirkungsquantum $h/(2\pi)$. Die Krümmung des Bandes steht somit in direktem Zusammenhang mit der effektiven Masse m^* der jeweiligen Ladungsträger, welche in Kapitel 2.2.3 in Zusammenhang mit der Beweglichkeit genauer thematisiert wird.

Die Besetzung der einzelnen Energieniveaus innerhalb eines Atoms und somit auch innerhalb der Bandstruktur werden mit der Fermi-Dirac-Statistik [14] [10] beschrieben, die auf dem Pauli-Prinzip [29] beruht. Nach dem Pauli-Prinzip kann in einem Atom jeder Zustand nur von einem einzigen Elektron besetzt werden. Das bedeutet mit anderen Worten, dass jedes Atomorbital nur mit zwei Elektronen entgegengesetzten Spins besetzt sein kann. Darauf aufbauend gibt die Fermi-Dirac-Statistik an, mit welcher Wahrscheinlichkeit WFD ein Zustand bei der Temperatur T von einem Elektron besetzt ist:

$$WFD(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu_{ch}}{k_{\beta}T}\right) + 1}. \quad (2.4)$$

In Gleichung 2.4 gibt μ_{ch} das chemische Potential an und $k_{\beta}T$ die thermische Energie mit der Boltzmann-Konstante k_{β} . In Abbildung 2.2 ist die $WFD(E)$ für verschiedene Temperaturen aufgetragen. Am absoluten Temperaturnullpunkt $T = 0\text{K}$ befinden sich alle Elektronen in ihrem Grundzustand. Die Energie, die diesem Zustand zugeordnet ist, wird Fermi-Energie genannt. Diese liegt bedingt durch die Ladungsneutralität¹ und der Symmetrie die Verteilung

¹Das vollbesetzte Valenzband ist elektrisch neutral. Für jedes Elektron, welches das Valenzband verlässt, muss dort somit eine unkompenzierte positive Ladung zurückbleiben. Die Dichte der Elektronen im Leitungsband ist gleich der Dichte der Löcher im Valenzband.

für einen intrinsischen Halbleiter immer in der Nähe der Mitte der Bandlücke. Intrinsisch bedeutet, dass die Anzahl der Löcher p und der Elektronen n gleich ist, und es gilt für die intrinsische Ladungsträgerdichte n_i :

$$p = n = n_i. \tag{2.5}$$

Solange es sich um einen reinen Kristall handelt ist dieses Verhältnis im Gleichgewicht. Durch Hinzufügen des geeigneten Dotierstoffes kann das Verhältnis sehr stark verändert werden. Silizium besitzt als Element der vierten Hauptgruppe vier Elektronen, mit denen es Bindungen zu Nachbaratomen eingehen kann, und in einem reinen Siliziumkristall sind alle Elektronen gebunden (Abb. 2.3a). Wird eines der Siliziumatome im Kristall durch ein Atom der fünften Hauptgruppe ausgetauscht, dann werden weiterhin vier der Elektronen Bindungen zu den umliegenden Siliziumatomen eingehen, während das fünfte durch die Coulomb-Kraft im Bereich um den Dotierstoff gehalten wird (Abb. 2.3b). Die Eigenschaften dieses Systems sind denen eines Wasserstoffatoms sehr ähnlich mit zwei Unterschieden. Zum einen muss das periodische Potential der Kristallstruktur berücksichtigt werden, welche die Dynamik des Elektrons beeinflusst. Mit dem Prinzip der effektiven Masse kann dieser Unterschied ausreichend gut approximiert werden. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass der Dotierstoff zum Silizium ein verändertes dielektrisches Verhalten zeigt. Werden diese beiden Korrekturen in die theoretische Herleitung eingebunden, zeigt sich, dass die Periodizität der Wellenfunktion des Elektrons deutlich größer als die Gitterkonstante ist [20]. Das resultierende Energielevel ist leicht negativ, was bedeutet, dass das Elektron nur schwach an das Atom gebunden ist. Übertragen auf das Banddiagramm liegt das Energieniveau E_D leicht unterhalb des Leitungsbandes. Man spricht von einer n-Dotierung mit einem Donator.

Analog können Dotierstoffe aus der dritten Hauptgruppe beschrieben werden mit dem Unterschied, dass kein Elektron hinzugefügt, sondern entfernt wird (Abb. 2.3c). Das Energieniveau E_A dieses Zustandes liegt leicht oberhalb des Valenzbandes, da die attraktive Wechselwirkung zum Atomkern fehlt. Man spricht von einer p-Dotierung mit einem Akzeptor.

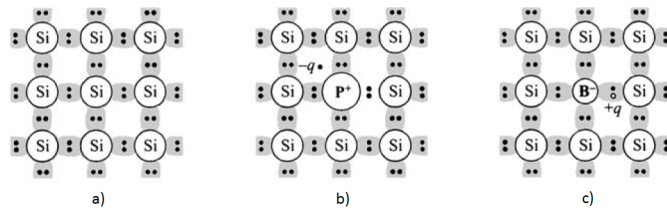


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der verschiedenen Dotierungsmöglichkeiten eines Siliziumkristalls. a) reiner Siliziumkristall. b) n-Dotierung. c) p-Dotierung [39]

2.2 Elektronenerzeugung und Elektronentransport

Das Funktionsprinzip eines Photodetektors kann in drei grundlegende Prozesse aufgeteilt werden. Diese Prozesse sind die Elektronengeneration durch Photonenabsorption, der Ladungstransport und das Auslesen der erzeugten Ladungsträger.

2.2.1 Photonenabsorption

Auf Grundlage der Arbeiten von James C. Maxwell [24] und Max Planck [33] konnte Albert Einstein [13] zeigen, dass Licht diskontinuierlich im Raum verteilt ist und als quantenmechanisches, masseloses Teilchen aufgefasst werden kann, welches Photon genannt wird. Die Energie E_{ph} und die Wellenlänge λ bzw. die Frequenz ν sind mittels des Planck'schen Wirkungsquantums h miteinander verknüpft und es gilt:

$$E_{ph} = h\nu = h\frac{c}{\lambda}. \quad (2.6)$$

Wie alle physikalischen Effekte unterliegt auch die Streuung eines Photons an einem Elektron der Energie- und Impulserhaltung, wobei das Photon seine gesamte Energie oder einen Teil davon auf das Elektron überträgt. Ist das Elektron an ein Atom gebunden, dann ermöglicht die Energieaufnahme einen

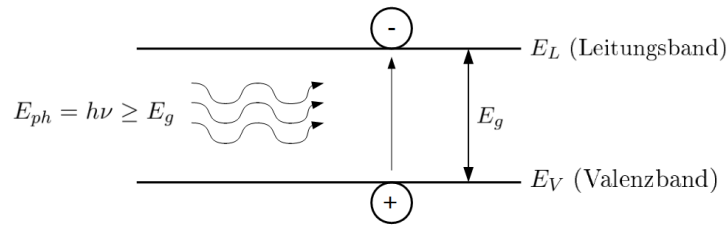


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Fundamentalabsorption.

Wechsel in ein höheres Niveau (Orbital) oder in das Vakuum, wobei die Energiedifferenz des Anfangs- und Endzustands der Anregung mindestens der auf das Elektron übertragenen Energie entsprechen muss. Erfolgt die Anregung nicht an einem diskreten Atom, sondern innerhalb eines Festkörpers, muss für eine Anregung mindestens die Energie der Bandlücke übertragen werden. Erst dann kann ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt werden und man spricht von Fundamentalabsorption, wie sie in Abb. 2.4 dargestellt ist. Silizium besitzt bei Raumtemperatur ($T = 300\text{ K}$) eine Bandlücke E_g von $1,124\text{ eV}$. Eingesetzt in Gl. 2.6 ergibt sich eine maximal detektierbare Wellenlänge von $1,1\ \mu\text{m}$. Das heißt, für Licht größerer Wellenlänge wird Silizium transparent. Die generelle Absorption von Licht in einem Halbleiter wird mittels des Absorptionskoeffizienten α beschrieben, mit dem nicht nur bestimmt werden kann, ob Licht absorbiert wird, sondern auch bis in welche Tiefe es absorbiert wird. Dieser Zusammenhang wird mit dem Lambert-Beer'schen Gesetz [2] beschrieben:

$$I_{ph}(z) = I_{ph,in} e^{-\alpha z}. \quad (2.7)$$

$I_{ph}(z)$ gibt die Intensität in Abhängigkeit von der Tiefe z an und $I_{ph,in}$ stellt die Intensität an der Materialoberfläche dar. Die Eindringtiefe z_0 für elektromagnetische Wellen ist der Punkt, an dem die Intensität auf $1/e$ der Ausgangsleistung abgefallen ist. Somit ist die zu α korrespondierende Eindringtiefe $z_0 = 1/\alpha$. In Abbildung 2.5 sind der Absorptionskoeffizient und die Eindringtiefe für Silizium bei Raumtemperatur ($T = 300\text{ K}$) dargestellt [19].

Die mittels Absorption im Leitungsband erzeugten Ladungsträger bewegen sich in Abwesenheit eines elektrischen Feldes nur im Rahmen der Diffusion durch den Halbleiter und werden innerhalb einer Relaxationszeit wieder abgebaut. Bei einer kontinuierlichen Beleuchtung stellt sich ein Gleichgewicht aus Ladungsträgererzeugung und Rekombination ein. Die Anzahl der Photonen,

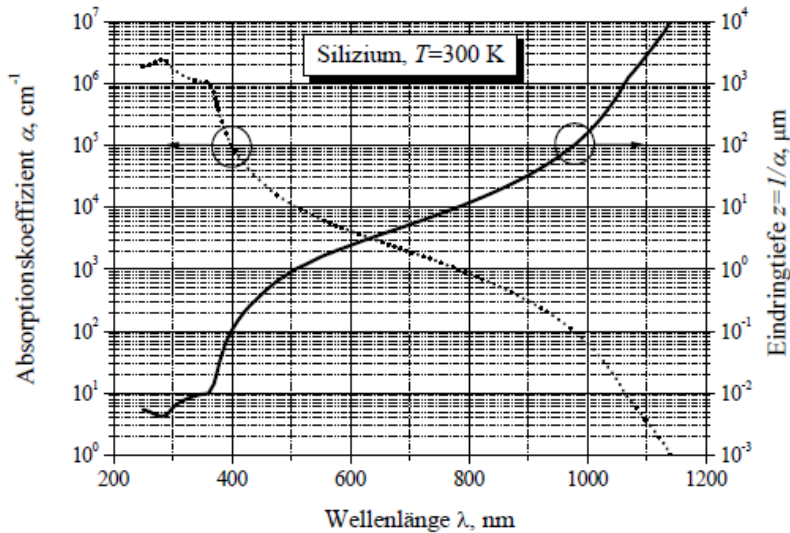


Abb. 2.5: Absorptionskoeffizient und Eindringtiefe für Silizium in Abhängigkeit von der Wellenlänge. [19]

welche die Oberfläche erreichen, ist $P_{ph}/h\nu$ pro Zeiteinheit, wobei P_{ph} die eingestrahlte optische Leistung ist, welche mit Hilfe der Photonenintensität I_{ph} und der beleuchtete Fläche A berechnet werden kann (vgl. Gl. 2.9). Mit der Annahme, dass jedes Photon mit ausreichender Energie ein Elektron-Loch-Paar erzeugt und die Schichtdicke deutlich größer als die Eindringtiefe ist und somit jedes Elektron absorbiert wird, kann die Generationsrate G_e im Volumen V angegeben werden als:

$$G_e = \frac{P_{ph}}{h\nu} \frac{1}{V}, \quad (2.8)$$

$$P_{ph} = I_{ph}A. \quad (2.9)$$

Da allerdings nicht jedes Photon immer seine gesamte Energie an ein einzelnes Elektron abgibt, muss die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon durch Absorption ein Elektron erzeugt, als weiterer Faktor berücksichtigt werden. Diese Wahrscheinlichkeit η wird Quanteneffizienz (QE) genannt. Im Falle der kontinuierlichen Beleuchtung kann die Quanteneffizienz als das Verhältnis der Elektronen N_e , die sich im Generations/Rekombinations-Gleichgewicht im angeregten Zustand befinden, zu der Anzahl der eingestrahlten Photonen N_{ph}

aufgefasst werden (vgl. Gl. 2.10). Bezogen auf die Generationsrate ergibt sich:

$$\eta = \frac{N_e}{N_{ph}} = \frac{N_e h\nu}{P_{ph}}, \quad (2.10)$$

$$G_e = \eta(\nu) \frac{P_{ph}}{h\nu} \frac{1}{V}. \quad (2.11)$$

Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass Gl. 2.11 nur gilt, solange die gesamte Strahlung in dem Volumen V absorbiert wird. Allgemeiner gilt für die optische Leistung in Abhängigkeit der Materialdicke d :

$$P_{ph}(d) = A \cdot I_{ph,in} \cdot \int_0^d e^{-\alpha x} dx. \quad (2.12)$$

Wird nun Gl. 2.12 in Gl. 2.11 eingesetzt erhält man den Term für die Generationsrate:

$$G_e(d) = \eta(\nu) \frac{1}{h\nu} \frac{1}{d} \cdot I_{ph,in} \cdot \int_0^d e^{-\alpha x} dx. \quad (2.13)$$

Aus der Generationsrate in Kombination mit der Lebensdauer τ_e ergibt sich die Ladungsträgerkonzentration n , welche sich bei kontinuierlicher Beleuchtung einstellt. Es gilt:

$$n = G_e(d) \cdot \tau_e. \quad (2.14)$$

Wird das Licht ausgeschaltet nimmt die Ladungsträgerkonzentration mit der Zeit ab bis der Grundzustand wieder erreicht ist. Das Abklingen kann mittels einer e-Funktion beschrieben werden:

$$n(t) = n(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_e}}. \quad (2.15)$$

Eine genaue Betrachtung der Rekombinationsprozesse wird in dem nächsten Abschnitt thematisiert. Ist die eingestrahlte Leistung konstant, so kann die Quanteneffizienz über den Vergleich der Leistung des Photostrom P_e , der in der Diode erzeugten Elektronen, und der Leistung des eingestrahlten Lichts P_{ph} berechnet werden und es gilt nach Gl. 2.11:

$$QE = \frac{P_{ph}}{P_e}. \quad (2.16)$$

2.2.2 Signalerzeugung

Rekombination

Eine Detektion der durch Lichteinfall erzeugten Ladungsträger kann somit erst dann erfolgen, wenn die Lebensdauer deutlich erhöht wird. Die Lebensdauer wird durch die verschiedenen Prozesse bestimmt, welche in Kraft treten, sobald das thermische Gleichgewicht der Ladungsträger im Halbleiter gestört ist. Von einem thermischen Gleichgewicht wird gesprochen, wenn das Produkt aus Elektronen- und Löcherkonzentration bei einer gegebenen Temperatur konstant ist und es gilt:

$$n_0 p_0 = n_i^2. \quad (2.17)$$

In Gl. 2.17 ist n_0 die Elektronendichte und p_0 die Löcherdichte im thermischen Gleichgewicht. Im Falle einer Generation von Elektron-Loch-Paaren durch Lichteinfall werden die Elektronen- und Löcherdichten gleichermaßen angehoben. Die Anhebung des Systems aus dem Gleichgewicht heraus resultiert in Rekombinationsprozessen, welche dieses wieder herstellen. Grundsätzlich können sie in zwei Klassen, die strahlende und die nicht-strahlende Rekombination, unterteilt werden. Im Folgenden soll der Einfluss der verschiedenen Rekombinationen auf die Signalerzeugung betrachtet werden.

Bei der strahlenden Rekombination wird ein Photon emittiert, dessen Energie der Energie der Bandlücke entspricht. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron mit einem Loch rekombiniert ist proportional zu der Löcherdichte p . Analog ist die Anzahl der Rekombinationsereignisse proportional zu der Elektronendichte n . Mittels eines Proportionalitätsfaktors r kann die Rekombinationsrate R_{rek} angegeben werden als:

$$R_{rek} = -\frac{dn}{dt} = rnp. \quad (2.18)$$

Nach Gl. 2.18 existieren mit der Reduktion der Löcher- bzw. der Elektronenkonzentration zwei Möglichkeiten die Band-zu-Band-Rekombinationsrate zu verringern. Es kann immer nur eine Konzentration verringert werden, da die jeweils andere Ladungsträgerart für die Signalerzeugung verwendet wird. Da die Elektronenbeweglichkeit in Silizium deutlich höher ist als die Löcherbeweglichkeit, wird für einen Photodetektor eine Reduktion der Band-zu-Band-Rekombinationsrate über die Verringerung der Löcherkonzentration realisiert. Die zweite Klasse der Rekombinationen ist für die Photonendetektion und Signalerzeugung sowie die Signalspeicherung von maßgeblicher Bedeutung. Zu

den nicht-strahlenden Rekombination zählen die Shockley-Read-Hall-Rekombination [35], die Auger-Rekombination [25] und die Rekombination an Grenzflächen.

Der dominierende Mechanismus der nicht-strahlenden Rekombination wurde zuerst von W. Shockley, W. T. Read und R. N. Hall untersucht und beschrieben. Bei diesem Prozess findet eine Abregung der Elektronen über Defekte im Kristallgitter statt. Dies können Fremdatome oder Dislokationen sein, welche charakteristische Energiezustände besitzen. Liegen diese Energiezustände innerhalb der Bandlücke, stellen sie sehr gute Rekombinationszentren dar; insbesondere dann, wenn sie mittig der Bandlücke liegen. Da eine Rekombination über ein Energieniveau innerhalb der Bandlücke weniger Energie erfordert, ist diese zumeist wahrscheinlicher als die direkte Band-zu-Band-Rekombination. Die freigesetzte Energie bei der Rekombination wird durch Phononen aufgenommen. Über einen Vergleich zwischen Generationsrate und Rekombinationsrate kann gezeigt werden, dass die minimale Lebensdauer der Elektronen τ_e wie folgt beschrieben werden kann [39]:

$$\tau_e = \frac{2}{n_T v_n \sigma_n}. \quad (2.19)$$

In Gleichung 2.19 ist n_T die Defektdichte, σ_n der Wirkungsquerschnitt der Fehlstellen für Elektronen und v_n die Geschwindigkeit der Elektronen, welche im Abschnitt 2.2.3 genauer betrachtet wird. Im Fall der Auger-Rekombination gibt das angeregte Elektron seine Energie durch einen Sprung in das Valenzband vollständig ab, allerdings wird diese Energie von einem bereits angeregten Elektron in der Nähe der Bandkante wieder absorbiert. Dieses hoch angeregte Elektron verliert nach und nach seine Energie über mehrere Stöße mit dem Kristallgitter in Form von Phononen oder verlässt bei Oberflächennähe den Kristall. Da für den Auger-Prozess zwei gleichartige Ladungsträger benötigt werden, ist die Auger-Rekombinationsrate proportional zum Quadrat der Konzentration der rekombinierenden Ladungsträgerart. Mittels des Auger-Proportionalitätsfaktors für Elektronen $C_{n,e}$ kann die Rekombinationsrate $R_{Auger,e}$ für Elektronen angegeben werden als [25]:

$$R_{Auger,e} = C_{n,e} n^2 p. \quad (2.20)$$

Sehr schnelle Rekombination tritt vor allem auch an Grenz- und Oberflächen auf, da sie eine deutliche Beeinträchtigung der Periodizität des Gitters darstellen. Aufgrund der aufgebrochenen Periodizität des Kristalls an der Oberfläche

kann dieser Bereich nicht mehr eindeutig mit dem Bändermodell beschrieben werden. Atome an Grenzflächen können aufgrund des teilweisen Fehlens von Nachbaratomen nicht die gleichen Bindungen eingehen wie Atome innerhalb des Kristalls. Dadurch kommt es zu nur teilweise aufgefüllten Energieorbitalen mit Energiezuständen innerhalb der Bandlücke, welche sich abhängig von ihrem Ladungszustand wie Akzeptoren bzw. Donatoren verhalten.

Abgesehen von der Rekombination an Grenzflächen kann die Rekombinationsrate somit deutlich verringert werden, wenn die Elektronen und Löcher von einander getrennt werden und die Anzahl der Fehlstellen innerhalb des Kristalls minimiert wird. Ersteres ist innerhalb eines Halbleiters mit einem pn-Übergang sehr einfach zu realisieren.

Der pn-Übergang

Der pn-Übergang ist von großer Bedeutung für Photodetektoren und die Grundlage der modernen Elektronik. Eine grundlegende Theorie wurde zuerst von Shockley aufgestellt [36] und später von Sah, Noyce und Shockley [34] sowie Moll [26] erweitert.

Als pn-Übergang wird der Bereich im Halbleiter bezeichnet, in dem sich die Dotierstoffkonzentration von einer Akzeptordotierung N_A zu einer Donatordotierung N_D ändert wie es in Abb. 2.6a dargestellt ist. Dieser Übergang kann entweder abrupt oder kontinuierlich erfolgen. Im Folgenden soll zunächst der abrupte Fall betrachtet werden.

Werden n- und p-Gebiete in direkten Kontakt gebracht, verbiegen sich die Valenz- und Leitungsbänder aufgrund der unterschiedlichen Ladungskonzentrationen und somit veränderten Fermi-Energien, wie in Abb. 2.6d dargestellt. Die resultierende Potentialdifferenz, das sogenannte Built-In Potential V_{bi} [39], ergibt sich zu

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right). \quad (2.21)$$

Im thermischen Gleichgewicht muss das elektrische Feld der neutralen Regionen Null sein, so dass die Anzahl der negativen Ladungsträger gleich der Zahl der positiven sein muss (Gl. 2.22) und sich ein Feld nur ausschließlich innerhalb des Übergangs ausbildet. Es gilt:

$$N_A W_{Dp} = N_D W_{Dn}. \quad (2.22)$$

Mittels der Poisson-Gleichung, in der ϵ für die dielektrische Konstante steht,

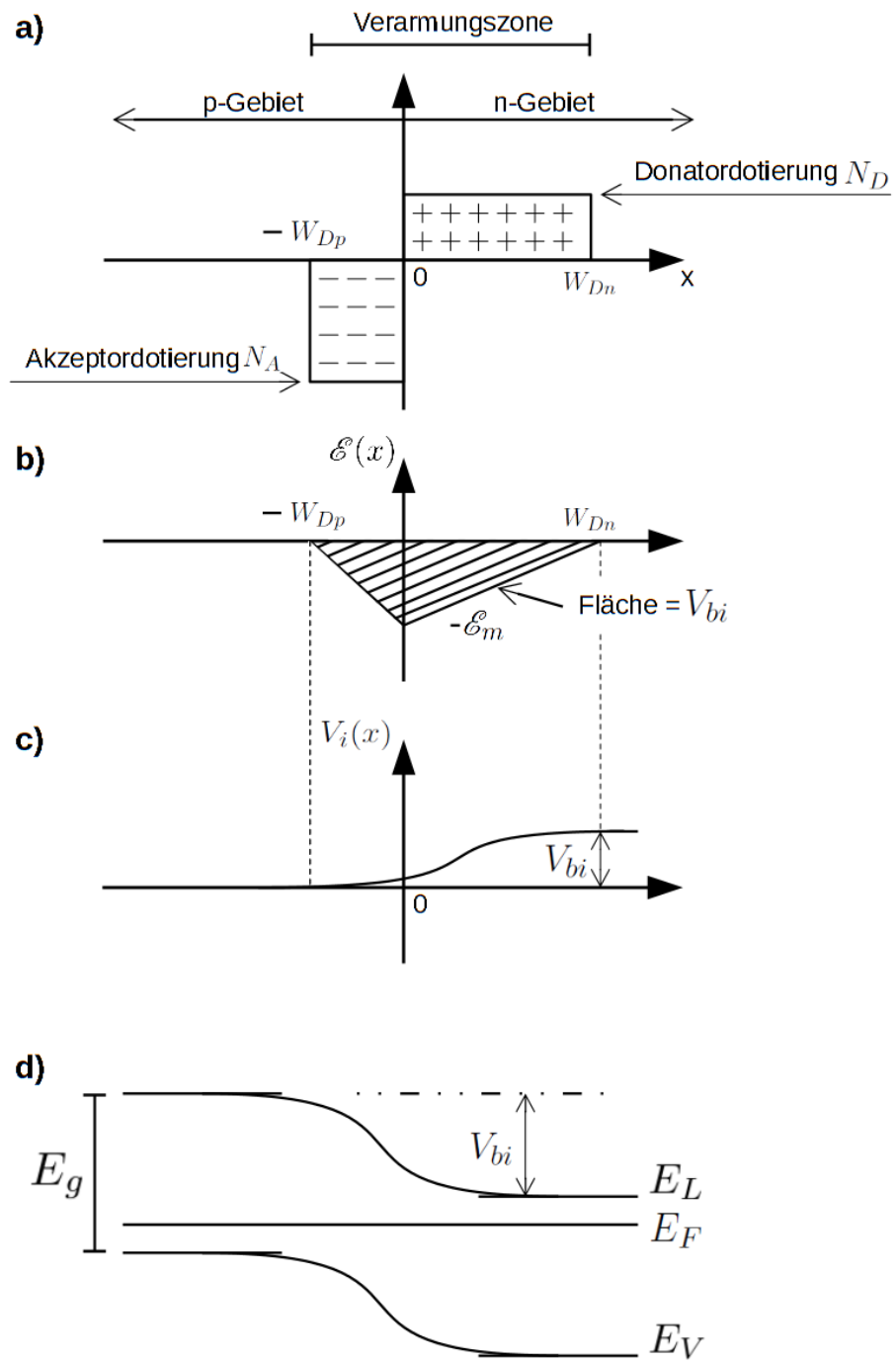


Abb. 2.6: Abrupter pn-Übergang im thermischen Gleichgewicht. a) Ladungsverteilung. b) elektrisches Feld. c) Potentialverteilung wobei V_{bi} das built-in Potential ist. d) Bandverbiegung. [39]

kann dieses Feld für die beiden Gebiete angegeben werden:

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_A(x + W_{Dp})}{\epsilon_s} \quad \text{für} \quad -W_{Dp} \leq x \leq 0, \quad (2.23)$$

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_D(W_{Dn} - x)}{\epsilon_s} \quad \text{für} \quad 0 \leq x \leq W_{Dn}. \quad (2.24)$$

Die maximale Feldstärke ist logischerweise an der Stelle $x = 0$ zu finden und ist gegeben durch:

$$|\mathcal{E}_m| = \frac{qN_D W_{Dn}}{\epsilon_s} = \frac{qN_A W_{Dp}}{\epsilon_s}. \quad (2.25)$$

Das Integrieren der Gleichungen 2.23 und 2.24 ergibt den Potentialverlauf $V_i(x)$ (Abb. 2.6c):

$$V_i(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon_s}(x + W_{Dp})^2 \quad \text{für} \quad -W_{Dp} \leq x \leq 0, \quad (2.26)$$

$$V_i(x) = V_i(0) + \frac{qN_D}{2\epsilon_s} \left(W_{Dn} - \frac{x}{2}\right) x \quad \text{für} \quad 0 \leq x \leq W_{Dn}. \quad (2.27)$$

Mit den Formeln 2.26 und 2.27 können die Potentiale in den verschiedenen Regionen angegeben werden. Es gilt:

$$V_p = \frac{qN_A W_{Dn}^2}{2\epsilon_s}, \quad (2.28)$$

$$|V_n| = \frac{qN_A W_{Dn}^2}{2\epsilon_s}, \quad (2.29)$$

$$V_{bi} = V_p + |V_n| = V_i(W_{Dn}) = \frac{|\mathcal{E}_m|}{2}(W_{Dp} + W_{Dn}), \quad (2.30)$$

wobei $|\mathcal{E}_m|$ geschrieben werden kann als:

$$|\mathcal{E}_m| = \sqrt{\frac{2qN_A V_p}{\epsilon_s}} = \sqrt{\frac{2qN_D |V_n|}{\epsilon_s}}. \quad (2.31)$$

Nun kann aus den beiden Gleichungen 2.22 und 2.31 die Ausdehnung der ladungsfreien Zone W_D , der sogenannten Verarmungs- oder Raumladungszone, angegeben werden:

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{qN}}. \quad (2.32)$$

Diese Gleichung ist allerdings nur dann korrekt, wenn rechteckige Profile (wie in Abb. 2.6a dargestellt) vorliegen. Die Raumladungszone wird sich vorwiegend in Richtung der niedriger dotierten Seite ausdehnen, daher kann N_A bzw. N_D auch als N geschrieben werden, wobei immer der Wert der niedriger dotierten Seite gilt. Für ein realistischeres Bild muss der Korrekturfaktor $2kT/q$ eingeführt werden [39], so dass sich V_{bi} zu $V_{bi} - 2kT/q$ verändert. Im Falle eines kontinuierlichen Übergangs kann das Dotierungsprofil mittels einer linearen Funktion approximiert werden, wie es in Abb. 2.7a gezeigt ist. Mit dem pn-Dotierungsgradient a in cm^{-4} verändern sich die weiteren Formeln wie folgt:

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qa}{2\epsilon_s} \left[\left(\frac{W_D}{2} \right)^2 - x^2 \right] \quad \text{für} \quad -\frac{W_D}{2} \leq 0 \leq \frac{W_D}{2}, \quad (2.33)$$

$$|\mathcal{E}_m| = -\frac{qaW_D^2}{8\epsilon_s}, \quad (2.34)$$

$$V_i = \frac{qa}{6\epsilon_s} \left[2 \left(\frac{W_D}{2} \right)^3 + 3 \left(\frac{W_D}{2} \right)^2 x - x^3 \right] \quad \text{für} \quad -\frac{W_D}{2} \leq 0 \leq \frac{W_D}{2}, \quad (2.35)$$

$$V_{bi} = \frac{qaW_D^3}{12\epsilon_s}, \quad (2.36)$$

$$W_D = \left(\frac{12\epsilon_s V_{bi}}{qa} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.37)$$

Die bisher dargestellten Gesetzmäßigkeiten beziehen sich auf den spannungslosen Fall. Wird eine der beiden Seiten des pn-Übergangs auf ein Potential ungleich Null gebracht, dann verändert dies die Bandverbiegungen, da für die Potentialdifferenz V_{diff} gilt:

$$V_{diff} = V_{bi} + V. \quad (2.38)$$

In Formel 2.38 gibt V immer die absolute Potentialdifferenz zwischen dem n- und dem p-Gebiet ($V = V_n - V_p$) an. Ist V kleiner als Null, nimmt die Verbiegung der Valenz- und Leitungsbänder der beiden Gebiete zueinander ab und es stellt sich eine Verringerung der Potentialbarriere ein, welche zu einem Stromfluss durch den pn-Übergang führt. Wird der Übergang in diese Richtung betrieben, werden Elektronen aus der externen Quelle in den Halbleiter eingebracht und eine Detektion der durch Lichteinfall generierten Elektronen

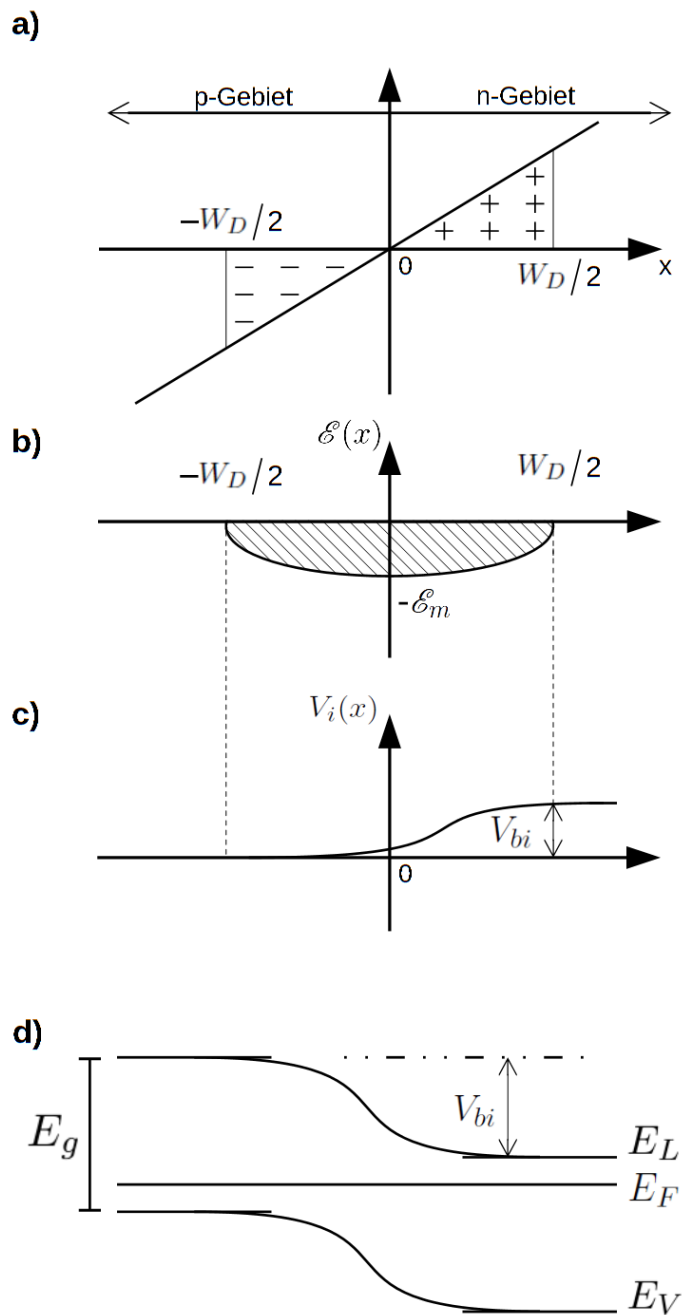


Abb. 2.7: Kontinuierlicher pn-Übergang im thermischen Gleichgewicht.

- a) Ladungsverteilung. b) elektrisches Feld. c) Potentialverteilung.
 d) Bandverbiegung. [39]

ist nicht mehr möglich. Wird eine Spannung V größer als Null gewählt, wird die Bandverbiegung weiter verstärkt und die Raumladungszone breitet sich weiter in die p- und n-Gebiete aus. Der Stromfluss durch den pn-Übergang sinkt auf einen minimalen Sättigungsstrom I_{sat} ab, der durch fließende Minoritätsladungsträger erzeugt wird. Man spricht davon, dass der pn-Übergang in Sperrrichtung betrieben wird.

Die Anzahl der Ladungsträger, die in der Raumladungszone gespeichert werden können, kann mittels der Formel für die Plattenkondensator Kapazität beschrieben werden. Für kleine Änderungen der angelegten Spannung werden Ladungsträger nur von dem Rand der Raumladungszone entfernt oder hinzugefügt. Durch diesen Umstand ist die Kapazität der Raumladungszone C_D nur noch von der Fläche, der dielektrischen Konstante ϵ_s und der Weite der Raumladungszone W_D abhängig:

$$C_D = \frac{\epsilon_s}{W_D} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N}{2}} \cdot V_{diff}^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.39)$$

Innerhalb dieser Kapazität werden die Elektronen und Löcher, die mittels Photonenabsorption erzeugt wurden, voneinander getrennt und gespeichert. Über einen Kontakt kann durch Strom- oder Spannungsmessgeräte, welche an den pn-Übergang angeschlossen sind, das so erzeugte Signal erfasst werden.

2.2.3 Elektronentransport

Die Bewegung von Ladungsträgern im Halbleiter benötigt gewisse Voraussetzungen, welche zunächst geklärt werden sollen. In einem undotierten Halbleiter im Grundzustand sind alle Zustände im Valenzband besetzt und kein Elektron befindet sich im Leitungsband. Die Bewegung eines Elektrons kann innerhalb des k -Raums als Impuls dargestellt werden, dem die Theorie der Quantenmechanik eine Geschwindigkeit zuordnet [20]:

$$v(\vec{k}) = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} E(\vec{k}). \quad (2.40)$$

Bedingt durch die Invarianz der Zeit muss für jeden Zustand $E(\vec{k})$ auch ein identischer Zustand $E(-\vec{k})$ existieren. Die Besetzung aller Zustände führt demnach dazu, dass der Gesamtimpuls des Kristalls Null ist. Innerhalb eines elektrischen Feldes bewegen sich die Elektronen durch die Brillouin Zone und verlässt ein Elektron diese auf der einen Seite, dringt es, in einem vollen Band,

von der gegenüberliegenden Seite wieder ein. Die Besetzung des Bandes ändert sich nicht und es wird kein Strom generiert.

Wird diese Symmetrie durch Anregung der Ladungsträger oder das Einbringen von Dotierstoffen aus dem Gleichgewicht gebracht, kann ein Strom fließen, da die zusätzlich eingebrachten Niveaus sehr nah an der jeweiligen Bandkante liegen und die Ladungsträger bereits durch thermische Anregung in das Leitungsband gelangen ($E_g - E_D < k_\beta T$). Die veränderte Besetzung des Bandes resultiert direkt in einer Änderung des Impulses des Kristalls und eine Bewegung der Elektronen wird ermöglicht. Ohne die Anwesenheit eines elektrischen Feldes ist diese Bewegung allein durch Diffusion gekennzeichnet, da der Impuls der einzelnen Elektronen nicht gerichtet ist und die Stromdichte \vec{j}_{diff} über das 1. Fick'sche Gesetz in der Form

$$\vec{j}_{diff} = qD\nabla n \quad (2.41)$$

definiert wird. Dabei ist n die Ladungsträgerdichte, q die Ladung und D die Diffusionskonstante.

Innerhalb eines kleinen elektrischen Feldes E bewegt sich ein Ladungsträger im Leitungsband mit der Driftgeschwindigkeit v_{drift} durch das Material, welche proportional zu dem elektrischen Feld ansteigt:

$$v_{drift} = \mu E. \quad (2.42)$$

Die Proportionalitätskonstante μ wird als Beweglichkeit definiert und wird in cm^2/Vs angegeben. Die bestimmenden Faktoren für die absolute Beweglichkeit sind die Interaktion der Elektronen mit Phononen und die Streuung an Dotierstoffatomen. Es kann gezeigt werden, dass sich beide Effekte proportional zu der effektiven Masse m^* , der Temperatur T und der Dotierstoffkonzentration N_{dop} verhalten. Es gilt nach [1] und [9]:

$$\mu_l \propto \frac{1}{m^{*5/2} T^{3/2}}, \quad (2.43)$$

$$\mu_i \propto \frac{T^{3/2}}{N_{dop} m^{*1/2}}. \quad (2.44)$$

Generell nimmt die Beweglichkeit mit steigender effektiver Masse ab und erhöht sich mit steigender Temperatur, da bei hohen Temperaturen der Wirkungsquerschnitt für die Coulomb-Streuung kleiner wird. Die kombinierte Beweglichkeit, die beide Mechanismen berücksichtigt, wird mit der Mattheissen

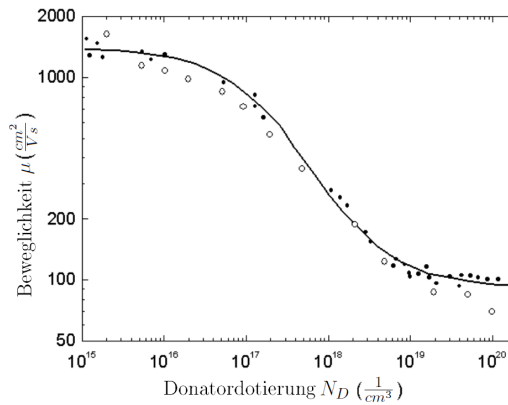


Abb. 2.8: Elektronenbeweglichkeit in Abhängigkeit der Dotierstoffkonzentration in Silizium für $T = 300$ K [21]

Regel berechnet:

$$\mu = \left(\frac{1}{\mu_l} + \frac{1}{\mu_i} \right)^{-1}. \quad (2.45)$$

Bedingt durch die Abhängigkeit der Beweglichkeit von Streuprozessen kann sie auch in Abhängigkeit von der mittleren freien Weglänge² λ_m und der mittleren freien Zeit³ τ_m angegeben werden (Gl. 2.46). Dabei sind die mittlere freie Zeit und Weglänge über die thermische Geschwindigkeit v_{th} der Elektronen mit einander verknüpft:

$$\mu = \frac{q\tau_m}{m^*} = \frac{q\lambda_m}{\sqrt{3k_\beta T m^*}}, \quad (2.46)$$

$$v_{th} = \frac{\lambda_m}{\tau_m} = \sqrt{\frac{3k_\beta T}{m^*}}. \quad (2.47)$$

In Abb. 2.8 ist die Beweglichkeit in Silizium für verschiedene Dotierstoffkonzentrationen dargestellt [21]. Im Vergleich dazu ist die experimentell ermittelte Diffusionskonstante bei Raumtemperatur ($T = 300$ K) mit maximal $36 \text{ cm}^{-2}/\text{s}$ [6] [18] sehr viel kleiner. Analog zu dem Elektronentransport durch

²Die mittlere freie Weglänge gibt die Strecke an, die sich ein Elektron ohne einen Stoßprozess durch den Kristall bewegen kann.

³Die mittlere freie Zeit gibt an, wie viel Zeit zwischen zwei Stoßprozessen eines Elektrons mit dem Gitter verstreicht.

Diffusion kann für den Elektronentransport in einem elektrischen Driftfeld \vec{E} ebenfalls eine Stromdichte \vec{j}_{drift} angegeben werden:

$$\vec{j}_{drift} = qn\mu\vec{E}. \quad (2.48)$$

Die gesamte Stromdichte \vec{j} innerhalb eines Halbleiters ist die Kombination der beiden einzelnen Stromdichten und setzt sich aus Gl. 2.41 und 2.48 zusammen:

$$\vec{j} = \vec{j}_{drift} + \vec{j}_{diff} = qn\mu\vec{E} \pm qD\nabla n = qn\vec{v}_e. \quad (2.49)$$

Die Richtung des Driftstroms muss in Relation zu dem betrachteten Fall gesehen werden. Innerhalb der Raumladungszone eines in Vorwärtsrichtung betriebenen pn-Übergangs ist der Driftstrom dem Diffusionsstrom entgegen gerichtet. In Sperrichtung betrieben sind die beiden Stromdichten gleich gerichtet. Über die allgemeine Definition der Stromdichte \vec{j} lässt sich die Geschwindigkeit \vec{v}_e der Elektronen abschätzen, solange die Proportionalität zwischen elektrischer Feldstärke und Driftgeschwindigkeit besteht. Eine solche Proportionalität ist für höhere Feldstärken nicht mehr gegeben. Zusammen mit der Feldstärke erhöht sich auch die Elektronenenergie und die Streuprozesse mit dem Gitter (akustische Phononen) werden effektiver, wodurch die Beweglichkeit reduziert wird. Elektronen mit Energien über der des thermischen Gleichgewichts werden heiße Elektronen genannt, da man ihnen eine Temperatur T_e zuordnen kann. Es kann gezeigt werden [27], dass sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen mit einem Korrekturfaktor, der sich aus der Elektronentemperatur T_e und der Gittertemperatur T zusammen setzt, weiterhin berechnen lässt:

$$v_{drift} = \mu E \sqrt{\frac{T}{T_e}}. \quad (2.50)$$

Innerhalb ausreichend hoher Felder interagieren die Elektronen mit optischen Phononen und die Abhängigkeit zu dem angelegten elektrischen Feld wird schwächer. Die Driftgeschwindigkeit erreicht in Silizium hier ihr Maximum. Die Sättigungsgeschwindigkeit v_{sat} ist in Gleichung 2.51 angegeben. Nach [27] kann die Driftgeschwindigkeit v_{drift} für die verschiedenen Feldstärkebereiche mit Kenntnis der Sättigungsgeschwindigkeit berechnet werden:

$$v_{sat} = \sqrt{\frac{8E_p}{3\pi m_0}} \approx 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}, \quad (2.51)$$

$$v_{drift} = \frac{\mu E}{\left[1 + \left(\frac{\mu E}{v_{sat}}\right)^{C_2}\right]^{\frac{1}{C_2}}}. \quad (2.52)$$

Die Konstante C_2 ist abhängig von der Temperatur und muss für Elektronen und Löcher separat bestimmt werden.

Aus den bisher aufgezeigten Gesetzmäßigkeiten ist zu erkennen, dass für einen schnellen Ladungstransfer in jedem Fall ein elektrisches Feld benötigt wird, da die Geschwindigkeit, mit der sich Elektronen durch Diffusion bewegen, um ein Vielfaches geringer ist als der Transport in einem elektrischen Feld.

2.3 Die Pinned Photodiode

Nachdem die grundlegende Theorie der optischen Signalverarbeitung vorgestellt wurde, soll in diesem Kapitel mit der Pinned Photodiode ein spezielles Bauelement genauer betrachtet werden.

2.3.1 Historische Entwicklung

Das bisher beschriebene Prinzip der Photonenabsorption und Photonendetektion wurde innerhalb eines integrierten Detektorarray zum ersten Mal 1965 von Weckler [43] beschrieben. Es konnte gezeigt werden, dass die Spannung des in Sperrrichtung vorgespannten pn-Übergangs in Relation zu dem Photostrom abnimmt. Diese integrierte Photodiode war die Basis für den ersten passiven Pixelsensor [16].

Darauf aufbauend hat Noble 1968 eine vergrabene Photodiodenstruktur vorgeschlagen, so dass der Dunkelstrom⁴ deutlich reduziert werden konnte [28]. Im Jahr darauf wurde der „charged-coupled device“ (CCD) Sensor von Boyle und Smith bei Bell Labs erfunden [4], welcher dazu genutzt werden sollte Ladung an der Oberfläche des Halbleiters von einer Speicherkapazität zur nächsten zu transferieren. Aufgrund der photoaktiven Natur des verwendeten Siliziums lag eine Verwendung als Photosensor auf der Hand.

⁴Als Dunkelstrom bezeichnet man das Signal, welches ohne Lichteinfall durch thermische Generation und Rekombination der Ladungsträger erzeugt wird.

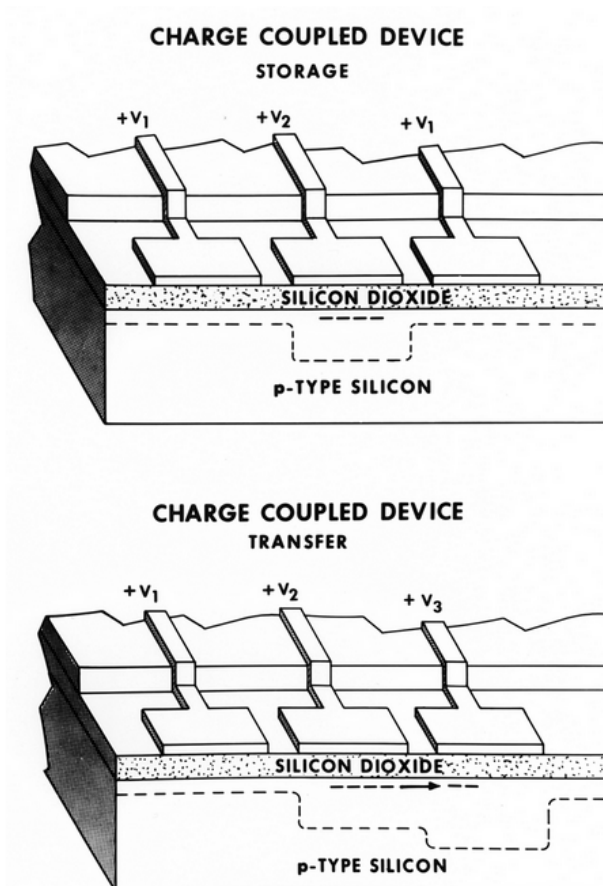


Abb. 2.9: Abbildung eines CCD-Sensors der Bell Labs. Archivbild der Bell Labs. von 1970

Der CCD-Sensor

In Abb. 2.9 ist der schematische Aufbau des ersten CCD-Sensors dargestellt. Das Bauteil bestand aus einer Reihe von Elektroden, welche durch ein Oxid isoliert auf das Siliziumsubstrat aufgebracht wurden. Bedingt durch die Schichtfolge Metall-Oxid-Halbleiter (engl. Semiconductor) spricht man von MOS-Kondensatoren. Die Arbeitspunkte eines solchen Kondensators können in vier verschiedene Fälle unterteilt werden (Flachbandfall, Anreicherung, Verarmung und Inversion).

Das Anlegen einer Spannung an die Elektrode bewirkt eine Bandverbiegung

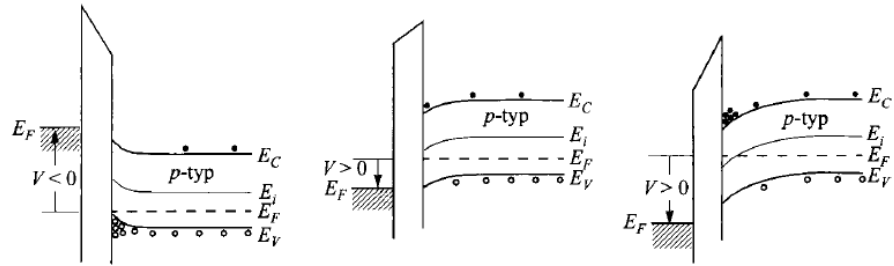


Abb. 2.10: Banddiagramme für einen idealen MOS-Kondensator bei verschiedenen Spannungen für folgende Fälle: a) Akkumulation, b) Verarmung und c) Inversion. [39]

im Silizium. Wird diese Spannung so gewählt, dass die Verbiegungen der Energiebänder, welche durch Differenzen der Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter ($\Phi_M - \Phi_S = \Phi_{MS}$) und durch Oxidladungen Q_{Ox} verursacht werden, ausgeglichen sind, dann spricht man von dem Flachbandfall (vgl. Abb. 2.10a). Über die Verknüpfung der beiden Austrittsarbeiten mit der flächenabhängige Oxidkapazität C_{Ox} und der Oxidladungen Q_{Ox} , folgt für die Flachbandspannung V_{FB} :

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{Q_{Ox}}{C_{Ox}}. \quad (2.53)$$

Für einen idealen MOS-Kondensator ist die Flachbandspannung Null. In der Realität existieren jedoch möglicherweise Ladungen im Oxid und die Differenz der Austrittsarbeiten verändert sich mit verschiedenen Elektrodenmaterialien und kann wie folgt berechnet werden [39]:

$$\Phi_{MS} = \Phi_M - \left(\Xi_{Si} + \frac{E_g}{2q} + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \right). \quad (2.54)$$

Das Anlegen einer Spannung, die kleiner als die Flachbandspannung ist, führt zu einer Anreicherung von Majoritätsladungen an der Grenzfläche zwischen Oxid und Substrat (vgl. Abb. 2.10b). Im Falle des p-dotierten Siliziums führt die Ansammlung von Löchern zu einer Verbiegung des Valenzbandes in Richtung des Fermi-niveaus. Die Stärke der Bandverbiegung wird durch das Oberflächenpotential Φ_s bestimmt. Spannungen größer als die Flachbandspannung drängen die Majoritätsladungsträger in das p-Substrat und es bleiben nur die

ortsfesten, negativ geladenen Akzeptoren zurück. Das Substrat wird verarmt und es bildet sich eine Raumladungszone aus, welcher eine negative Ladung $Q_{D,MOS}$ (vgl. Gl. 2.55) zugeordnet werden kann, und die Ausdehnung $W_{D,MOS}$ bestimmt sich über:

$$Q_{D,MOS} = -qN_A W_{D,MOS}, \quad (2.55)$$

$$W_{D,MOS} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} \Phi_s}. \quad (2.56)$$

Eine weitere Erhöhung der angelegten Spannung führt schließlich zu einem Wechsel der Majoritätsladungsträger (hier: $n > p$). Diese Inversion entsteht, sobald das Energieniveau in der Nähe der Grenzschicht unterhalb des Fermi-Niveaus sinkt. An diesem Punkt erreicht die Raumladungszone ihre größte Ausdehnung. Die Kapazität des MOS-Kondensators entspricht im Falle der Inversion der Oxidkapazität.

Werden diese theoretischen Überlegungen auf den CCD-Sensor bezogen, kann das Funktionsprinzip erschlossen werden. Die in der Raumladungszone befindlichen Elektronen werden in der Kapazität unterhalb der Elektroden gespeichert. Die Elektronen sammeln sich am Punkt der niedrigsten Bandenergie, so dass sie durch gezielte Veränderung der jeweiligen Elektrodenspannung durch das Material bewegt werden können. Über ein zeitabhängiges Auslesen können die ankommenden Ladungspakete dem jeweiligen Kondensator, in dem sie erzeugt wurden, zugeordnet werden. Die Qualität der ersten CCD Sensoren litt noch stark unter dem hohen Dunkelstrom durch nicht ausreichend unterdrückte Energieniveaus an der Silizium-Siliziumoxid-Grenzschicht. Mit steigender Nutzung des Sensors in Verbraucheranwendungen konnte die Bildqualität allerdings immer weiter gesteigert werden. Eine erste Verbesserung stellte eine Trennung des Auslesepfades von der Sensorfläche dar. Durch die Trennung der Photodiode von der CCD-Struktur des Auslesepfades über ein weiteres Gate, das sogenannte Transfer-Gate (TG), konnten deutlich verbesserte Bilder erstellt werden. Allerdings blieben verschiedene limitierende Faktoren. Im Falle von niedrigen Intensitäten haben die Elektronen, welche die Potentialbarriere bei geschlossenem Transfer-Gate überwinden, einen großen Einfluss auf das aufgenommene Bild, da das Signal fälschlicherweise verstärkt wird. Einen ähnlichen Effekt haben Elektronen, die nicht schnell genug in den Auslesepfad transferiert werden und das Signal der weiteren Sensoren beeinflussen.

Im Jahr 1980 hat das Team um Teranishi [41] eine Struktur entwickelt um diese Probleme zu adressieren. Anstelle die Elektronen im p-Substrat zu er-

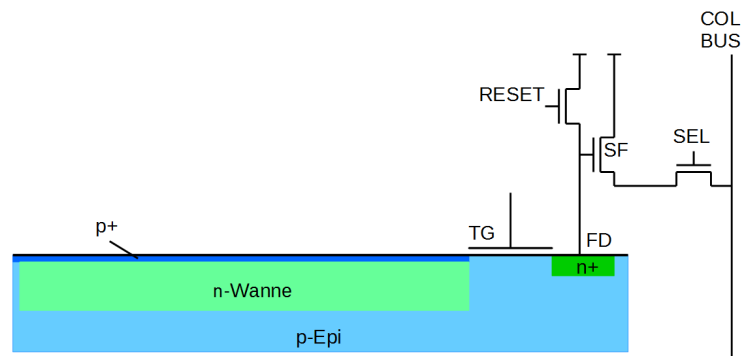


Abb. 2.11: Querschnittsdarstellung einer Pinned Photodiode inklusive schematisch dargestellter Ausleseschaltung.

zeugen sind sie auf eine vergrabene n-Wanne umgestiegen, welche mit einer hohen p-Dotierung von der Silizium-Siliziumoxid Zwischenfläche getrennt war, ähnlich wie in der von Noble vorgeschlagenen Struktur. Durch eine Veröffentlichung von Burkley et al. [5] hinsichtlich der Quanteneffizienz erhielt diese Struktur ihren Namen: Die Pinned Photodiode, welche in Abb. 2.11 dargestellt ist. 1993 wurde erstmals eine Pinned Photodiode mit internem Verstärker in einem Standard CMOS-Prozess von Fossum et al. [15] vorgeschlagen, jedoch dauerte es bis in die 2000er Jahre bis diese sogenannten Aktive Pixel Sensoren (APS) leistungsmäßig vergleichbar mit den CCD-Strukturen wurden. Durch die einfache Integration von weiteren Bauelementen des CMOS-Prozesses war es möglich eine Kamera auf dem Chip herzustellen. Heutzutage dominieren Photosensoren diese Art den Markt. Im Folgenden soll die Theorie der von Fossum vorgeschlagenen Photodiode genauer betrachtet werden.

2.3.2 Theorie der Pinned Photodiode

Wie in Abb. 2.11 dargestellt, kann der grundsätzliche Aufbau der Standard Pinned Photodiode in drei Bereiche unterteilt werden. Der erste Bereich ist die vergrabene n-Wanne in einem p-Substrat, welche mittels einer hochdotierten p-Schicht von der Oxid-Oberfläche getrennt ist. Die Verbindung zu dem Ausleseknotten, der Floating Diffusion (FD), ist über das Transfer-Gate gewährleistet und ist der zweite Bereich. Der dritte Bereich, die Floating Dif-

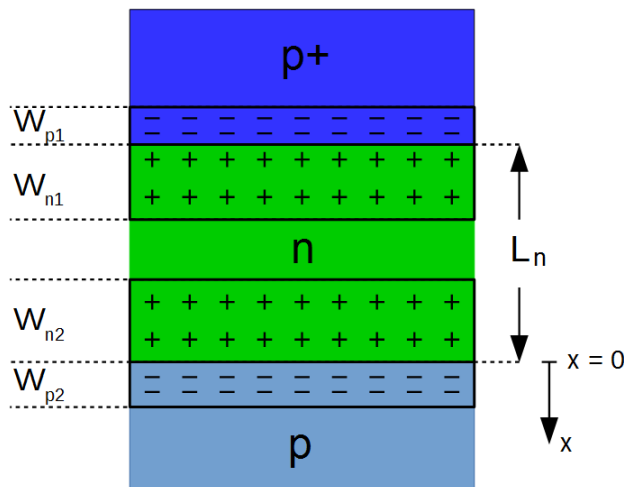


Abb. 2.12: Querschnittsdarstellung der n-Wanne mit qualitativ gezeichneten Raumladungszonen der beiden pn-Übergänge

fusion selbst, besteht aus einem hoch dotierten n-Gebiet, welches über einen Reset-Transistor mit der Versorgungsspannung verbunden werden kann. Fällt Licht auf die Struktur, werden die Elektronen bei geschlossenem Transfer-Gate in der Wanne gespeichert und können gezielt in die Floating Diffusion transferiert werden. Vor dem Elektronentransfer wird der Floating Diffusion Knoten auf positives Potential vorgespannt. Die Entladung der Floating Diffusion Kapazität C_{FD} wird über einen Source-Folge-Transistor (SF) aufgezeichnet (vgl. Abb. 2.11). Werden mehrere Dioden gleichzeitig betrieben, wird ein weiterer Select-Transistor (SEL) benötigt, so dass die einzelnen Dioden getrennt voneinander angesteuert werden können.

Die n-Wanne

Die n-Wanne wird durch zwei Implantationen definiert. Die Wanne wird mit einer n-Dotierung im p-Substrat und einer hoch dotierten p-Schicht an der Oberfläche erzeugt. Letztere dient der Verarmung der Grenzflächenzustände, so dass die Anzahl der thermisch generierten Elektronen deutlich verringert

wird. Der schematische Querschnitt der Wanne mit den relevanten Raumladungszonen ist in Abb. 2.12 dargestellt. Beide Implantationen zusammen genommen definieren die Eigenschaften der Wanne, da die pn-Übergänge an der Ober- und Unterseite der Wanne das Potential in der Wanne bestimmen. Der Übergang an der Oberseite kann als abrupt aufgefasst werden, da $N_A \gg N_D$, wohin gegen der an der Unterseite ein kontinuierlicher Übergang ist. Im Falle des abrupten Übergangs erstreckt sich die Raumladungszone ausschließlich in den n-dotierten Bereich und das Built-In Potential V_{bi1} sowie die Ausdehnung der Raumladungszone W_{n1} können, wie in Gl. 2.21 und Gl. 2.32 definiert, angegeben werden. Um die Spannung, welche sich innerhalb der Wanne einstellt, zu bestimmen muss das Potential V_{probe} ermittelt werden, so dass gilt: $W_{n1} + W_{n2} = L_n$. Die Weite der Raumladungszone kann dann wie folgt angegeben werden:

$$W_{n1} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(V_{probe} + V_{bi1})}{qN}}. \quad (2.57)$$

Die Raumladungszone des kontinuierlichen Übergangs erstreckt sich hingegen sowohl in die n-Wanne als auch in das p-epi Gebiet. Mit der Annahme, dass die p-epi Dotierung N_{epi} konstant ist und die n-Dotierung linear in der Tiefe abklingt, kann die Raumladungsdichte $\rho(x)$ angegeben werden mittels:

$$\rho(x) \approx q(ax + N_{epi}) \quad \text{für} \quad -W_{n2} \leq x \leq 0, \quad (2.58)$$

$$\rho(x) \approx -qN_{epi} \quad \text{für} \quad 0 \leq x \leq W_{p2}. \quad (2.59)$$

Mit Hilfe der Poisson-Gleichung kann das E-Feld in den beiden Regionen bestimmt werden:

$$E_n(x) = \frac{q}{\epsilon_s} (a \cdot x^2 + N_{epi} \cdot x + N_{epi}W_{n2} - aW_{n2}^2), \quad (2.60)$$

$$E_p(x) = -\frac{qN_{epi}}{\epsilon_s} (x - W_{p2}). \quad (2.61)$$

Es muss weiterhin gelten, dass $E_n(0) = E_p(x)$ und es folgt:

$$W_{p2} = \left(W_{n2} - \frac{aL_{n2}^2}{N_{epi}} \right). \quad (2.62)$$

Im Betrieb als optischer Sensor wird das Substrat und somit die p-epi Schicht geerdet und das Potential an W_{p2} ist null. Innerhalb der Raumladungszone

kann der Potentialverlauf nach $\Phi(x) = \int E(x)dx$ angegeben werden als:

$$\Phi(x) = \frac{qN_{epi}}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} - W_{p2} \cdot x \right) + \frac{qN_{epi}}{2\epsilon_s} W_{p2}^2 \quad 0 \leq x \leq W_{p2}, \quad (2.63)$$

$$\begin{aligned} \Phi(x) = \frac{q}{\epsilon_s} \left(\frac{1}{3}a \cdot x^3 + \frac{1}{2}N_{epi} \cdot x^2 + (N_{epi}W_{n2} - aW_{n2}^2) \cdot x \right) \\ + \frac{qN_{epi}}{2\epsilon_s} W_{p2}^2 \quad -W_{n2} \leq x \leq 0. \end{aligned} \quad (2.64)$$

Am Punkt $x = 0$ müssen die beiden Potentiale gleich sein. Bedingt durch die Verbindung der Epi-Schicht mit der Erde ist das Build-In Potential dieses pn-Übergangs das Potential im n-Gebiet ($x = -W_{n2}$). Bezieht man dieselben Überlegungen hinsichtlich der Ausdehnung der Raumladungszone von dem oberen Übergang mit ein, stellt sich folgendes Build-In Potential V_{bi2} ein:

$$V_{bi2} + V_{probe} = \frac{q}{\epsilon_s} \left(\frac{a^2 W_{n2}^4}{N_{epi}} - \frac{4}{3} a W_{n2}^3 + \frac{1}{2} N_{epi} W_{n2}^2 \right). \quad (2.65)$$

Gilt $W_{n1} + W_{n2} \geq L$, dann ist das Potential $V_{bi2} + V_{probe}$ innerhalb der n-Wanne konstant bzw. gepinnt. Die Spannung wird als Pinning-Spannung V_{pin} bezeichnet und liegt je nach Wannenkfiguration zwischen 0 V und 1 V. Dieser Umstand hat zur Folge, dass kein elektrisches Feld innerhalb der Wanne existiert und sich die Elektronen allein durch Diffusion bewegen, und Gl. 2.49 vereinfacht sich zu:

$$\vec{j} = \vec{j}_{diff} = qD\nabla n = qn\vec{v}_e. \quad (2.66)$$

Wird die Gl. 2.66 eindimensional betrachtet, kann eine Abhängigkeit zwischen der Wegstrecke S der Elektronen und der Zeit t , die sie dafür benötigen, aufgestellt werden.

$$\begin{aligned} qD \frac{\partial n}{\partial x} &= qn \frac{x}{t} \\ \Leftrightarrow n \int_0^S \frac{x}{t} dx &= Dn \\ \Leftrightarrow \frac{S^2}{2t} &= D \\ \Leftrightarrow t &\approx \frac{S^2}{D} \end{aligned} \quad (2.67)$$

Solange der Transport der Elektronen ausschließlich über Diffusion erfolgt, hängt die Transferzeit quadratisch mit der Driftstrecke zusammen.

Im tatsächlichen Betrieb als Photosensor wird die n-Wanne neben der Ladungserzeugung auch zur Ladungsspeicherung während des Integrationszeitraums eingesetzt. Die Kapazität, welche zur Verfügung steht, berechnet sich gemäß Gl. 2.39. Wie bereits gezeigt hängt diese Kapazität antiproportional mit der Weite der Raumladungszone zusammen. Für eine optimale Nutzung der Wanne als Sensor muss die Raumladungszone somit minimiert werden. Da jedoch Elektronen-Loch-Paare ausschließlich in der Raumladungszone separiert werden können, stehen diese beiden Eigenschaften in direktem Gegensatz.

Die Floating Diffusion

Damit die in der n-Wanne erzeugten Elektronen ausgelesen werden können, wird ein Ausleseknotten benötigt, welcher extern angesteuert werden kann. Im Falle der Pinned Photodiode ist das die Floating Diffusion (FD), deren Name bereits einen Rückschluss auf die Funktion gibt. Es handelt sich um einen hoch und flach n-dotierten Bereich, der von außen auf ein positives Potential aufgeladen wird. Bedingt durch die hohen Dotierungen sowohl in der Floating Diffusion, als auch in dem umliegenden Substrat besitzt dieser Bereich eine flächenmäßig deutlich größere Kapazität C_{FD} als die Wanne und stellt einen Potentialtopf dar. Das Signal, welches letztendlich detektiert wird, ist die Entladung dieses Potentialtopfes durch die in der Wanne erzeugten Elektronen. Damit eine Entladung überhaupt möglich ist, muss die sogenannte Reset-Spannung V_{reset} von dem Ausleseknotten getrennt werden, so dass dieser „floated“.

Die Eigenschaften der Floating Diffusion haben einen deutlichen Einfluss auf die Funktionalität des gesamten Sensors. In direktem Bezug zu der Kapazität steht die Empfindlichkeit und damit auch die Geschwindigkeit des Sensors. Die Empfindlichkeit gibt die Änderung des Ausgangssignals in Relation zu dem Eingangssignal an. Im Fall der Pinned Photodiode ist das die Anzahl der erzeugten Elektronen (das Eingangssignal) und die Änderung der Spannung an der Floating Diffusion (das Ausgangssignal). Letztere wird maßgeblich durch die Kapazität bestimmt, da eine kleine Kapazität deutlich schneller gefüllt werden kann und sich somit das Signal schneller ändert und damit die Sensitivität steigt. Da eine kleinere Menge an Elektronen benötigt wird, kann eine kür-

zere Integrationszeit gewählt werden um die Geschwindigkeit der Photodiode zu steigern. In letzter Instanz reduziert eine kleine Floating Diffusion Kapazität jedoch den Messbereich, da der Sensor schneller übersteuert ist. Diese Anhängigkeiten bieten jedoch die Möglichkeit den Sensor relativ einfach für verschiedene Applikationen zu justieren. Bei gleichbleibender Floating Diffusion Kapazität kann die Sensitivität auch durch eine Veränderung der erzeugten Elektronen beeinflusst werden. Dies kann zum Beispiel durch eine Vergrößerung der Raumladungszone geschehen.

Das Transfer-Gate

Das Transfer-Gate dient der räumlichen Trennung von Floating Diffusion und n-Wanne. In der Form, wie es in der Pinned Photodiode eingesetzt wird, kann es als einfacher NMOS-Transistor aufgefasst werden. Durch das Anlegen einer positiven Spannung werden, ähnlich zu den CCD-Sensoren, die Elektronen aus der n-Wanne in den Bereich des Transfer-Gates extrahiert. In Abb. 2.13a ist der Potentialverlauf am Übergang von n-Wanne zum Transfer-Gate schematisch dargestellt. Bedingt durch das gepinnte Potential innerhalb der n-Wanne entsteht direkt am Übergang zu der Transfer-Gate-Region ein deutliches Potentialgefälle, welches das Auslesen der Elektronen begünstigt. Solange das Potential in der Floating Diffusion ausreichend groß ist (vgl. Abb. 2.13b) werden die Elektronen nicht unter dem Transfer-Gate festgehalten, sondern in die Floating Diffusion transferiert. Der Fall des ungestörten Elektronentransportes in einer Pinned Photodiode ist allerdings nur dann zu erreichen, wenn der Übergang zwischen n-Wanne und Transfer-Gate sehr gut abgestimmt wurde, so dass kein Potential-Maximum direkt an dem Rand der n-Wanne entsteht (vgl. Abb. 2.13c). Es konnte gezeigt werden ([17], [42], [44], [30]), dass schon eine sehr geringe Barriere einen signifikanten Einfluss auf den Transfer der Elektronen besitzt. Gerade dieser Bereich der Pinned Photodiode ist entscheidend für die Verwendbarkeit für Hochgeschwindigkeitsanwendungen, da die Barriere die Elektronen in der n-Wanne von dem entstehenden Driftfeld unter dem Transfer-Gate separiert. Die Elektronen werden erst dann in die Floating Diffusion transferiert, wenn ihre thermische Energie die der Barriere übersteigt. Es kann somit die Boltzmann-Statistik verwendet werden, um die Anzahl der

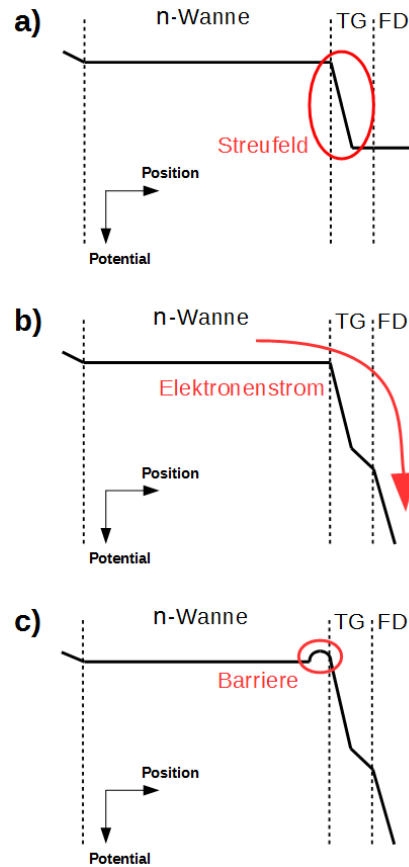


Abb. 2.13: Verschiedene Zustände des geöffneten Transfer-Gates. a) $V_{FD} = V_{TG}$. Es entsteht ein Streufeld am Übergang zwischen n-Wanne und TG. b) Mit ausreichend hohem V_{FD} werden die Elektronen direkt in die Floating Diffusion transferiert. c) Gebremster Elektronentransfer durch Anwesenheit einer Barriere.

Elektronen N_e in der Wanne anzugeben [23]:

$$N_e(t) = N_{e0} \exp\left(-\frac{I_0}{qN_C V} \exp\left(-\frac{qV_B}{k_\beta T}\right) t\right). \quad (2.68)$$

In Gl. 2.68 steht N_{e0} für die Anzahl der Elektronen in der Wanne zu Beginn des Auslesevorgangs, N_C für die Zustandsdichte des Leitungsbandes, V_B für die Höhe der Barriere, V für das Volumen der n-Wanne und I_0 gibt den Strom der Elektronen an, welche die Barriere überwinden. Analog wird die Anzahl der transferierten Elektronen berechnet. Es gilt:

$$N_e(t) = N_{e0} \left[1 - \exp\left(-\frac{I_0}{qN_C V} \exp\left(-\frac{qV_B}{kT}\right) t\right) \right]. \quad (2.69)$$

In [23] wurde die Richardson-Gleichung, welche die Stromdichte j der aus einem Metall bei hohen Temperaturen austretenden Elektronen beschreibt, für die Berechnung des Elektronenstroms über die Barriere verwendet. Diese Analogie kann verwendet werden, da der Austritt der Elektronen aus einem Metall ebenfalls über die Boltzmann-Statistik beschrieben wird, wobei die Barriere durch die Austrittsarbeit des Metalls bestimmt wird. I_0 kann demnach mittels der Richardson-Konstante A_R , der Querschnittfläche der Barriere S_A und der Temperatur T , wie in der Richardson-Gleichung [39] beschrieben, berechnet werden:

$$I_0 = A_R \cdot S_A \cdot T^2. \quad (2.70)$$

Ohne eine Barriere verändert sich, wie in [23] gezeigt, der Elektronenstrom I_0 zu:

$$I_0 = q \sqrt{\frac{k_\beta T}{2\pi m^*}} n_e. \quad (2.71)$$

Gl. 2.71 ist qualitativ nur noch mit Simulationsprogrammen wie TCAD zu lösen, da die effektive Masse m^* und die Elektronendichte n_e von der Position in der Diode abhängen.

Kenngößen der Standard Pinned Photodiode

Mit den bisher aufgestellten theoretischen Grundlagen soll nun eine qualitative Aussage über den Elektronentransfer getroffen werden. In Abb. 2.14 ist der schematische Querschnitt einer Pinned Photodiode inklusive Abmessungen und Dotierstoffkonzentrationen dargestellt, anhand derer die vier relevanten

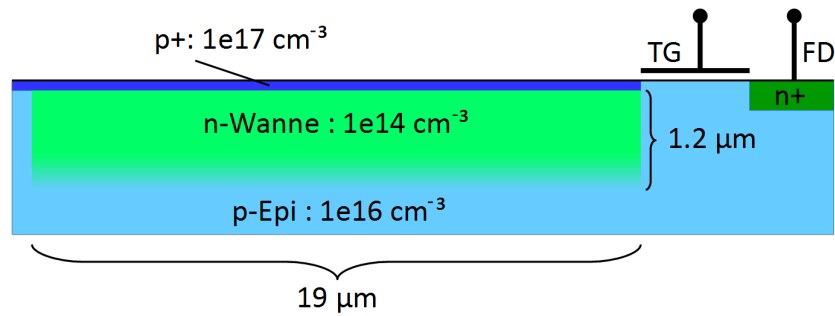


Abb. 2.14: Schematische Darstellung einer Pinned Photodiode inklusive der Nettokonzentration des aktiven Dotierstoffes pro Volumeneinheit sowie den Abmessungen.

Mechanismen - Photonenabsorption, Bewegung durch die n-Wanne, Transfer in die FD und die Signalerzeugung - abgeschätzt werden sollen. Die angegebenen Dotierstoffkonzentrationen stellen die Nettokonzentration des aktiven Dotierstoffes pro Volumeneinheit in dem jeweiligen Bereich der Photodiode dar. Die Länge wurde so gewählt, dass sie mit der in Kapitel 2.3.3 vorgestellten Photodiode übereinstimmt.

Es konnte bereits gezeigt werden, dass die Rekombinationsrate abhängig von der Löcher- und Elektronendichte ist und die durch absorbierte Photonen entstandenen Elektron-Loch-Paare innerhalb der Raumladungszone voneinander getrennt werden. Mit den angegebenen Dotierstoffkonzentrationen von p-Substrat und n-Wanne ist es möglich die Ausdehnung der Raumladungszone zu berechnen, wenn angenommen wird, dass die Dotierstoffkonzentration in die Tiefe der Wanne linear abfällt und am Übergang zur p+-Schicht am höchsten ist. Die Weite W_{n2} kann dann mit Gl. 2.26 und Gl. 2.42 sowie den Angaben in Abb. 2.14 und $T = 300\text{K}$ bestimmt werden zu: $W_{n2} = 0.811 \text{ }\mu\text{m}$. Mit diesem Wert und Gl. 2.70 kann nun das Potential $V_{bi2} + V_{probe}$ zu 0.56 V berechnet werden, welches benötigt wird, damit $W_{n1} + W_{n2} = L_n$ gilt. Diese 0.56 V stellen gleichzeitig die Pinning-Spannung V_{pin} der Beispiel Pinned Photodiode dar. Da für einen kontinuierlichen pn-Übergang die Ausdehnung der Raumladungszone W_D sowohl im n- als auch das p-Gebiet identisch sind, kann sie mittels $W_D = L_n + W_{n2} = 2.011 \text{ }\mu\text{m}$ angegeben werden. Innerhalb dieses Bereichs werden die Elektronen erzeugt und gespeichert, bis der Auslesevorgang über

das Transfer-Gate geöffnet wird. Die Kapazität der n-Wanne berechnet sich mittels Gl. 2.39 zu $5.151 \frac{\mu F}{cm^2}$. Auf die erzeugten Elektronen wirkt ein elektrisches Feld im Bereich des pn-Übergangs, welches die Elektronen in Richtung Wannennitte bewegt. Wie bereits gezeigt wurde, liegt die n-Wanne selbst auf dem konstanten Pinning Potential V_{pin} , innerhalb dessen sich die Elektronen ungeordnet per Diffusion bewegen.

Dieser Zustand wird erst aufgebrochen, wenn das TG geöffnet wird und sich ein Potentialgefälle von dem Rand der n-Wanne in die Floating Diffusion ausbildet. In Abb. 2.15 ist die Transferzeit für eine Beispieldiode mit Barriere für verschiedene Längen und Barrierenhöhen dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass bereits eine kleine Barriere einen deutlichen Einfluss auf die Zeit hat, bis alle Elektronen aus der Wanne ausgeräumt wurden. Wird die Photodiode als reiner Bildsensor verwendet, welcher eine bestimmte Anzahl an Bildern pro Sekunde aufnimmt, macht sich eine zu große Transferzeit als Image Lag bemerkbar. Das bedeutet, dass nicht alle Elektronen des ersten Bildes aus der Wanne ausgeräumt wurden und als Signalelektronen im darauffolgenden Bild wahrgenommen werden. Wird die Temperatur erhöht, können die Elektronen schneller ausgelesen werden, da mehr thermische Energie zur Verfügung steht. Der Einfluss der Barriere bleibt allerdings weiterhin signifikant. Je nach Applikation stellen sich so verschiedene Fehlerbilder ein. Im Laufe der Beschreibung der 3D-Messungen wird die Transferzeit noch einmal aufgegriffen und dort gesondert betrachtet.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Eigenschaft, welche der Pinned Photodiode ihren Namen gegeben hat, sowohl die größte Stärke als auch die größte Schwäche ist. Zum einen konnte durch die hohe p-Dotierung an der Oberfläche der Dunkelstrom deutlich verringert werden, so dass das Bauteil mit CCD-Sensoren mithalten konnte. Zum anderen ist durch die Dotierung das Potential der Wanne gepinnt, wodurch der Elektronentransfer verlangsamt wird. Es haben in der jüngeren Vergangenheit viele Forschungsgruppen versucht durch gezielte Modifikation der Pinning-Spannung die Geschwindigkeit zu optimieren. Eine der letzten Entwicklungen wurde von dem Fraunhofer Institut für mikroelektrische Schaltungen und Systeme (Fraunhofer IMS) vorgestellt. Auf Grundlage dieser Arbeit wird im weiteren Verlauf der Dissertation ein deutlich schnelleres Pixel vorgestellt.

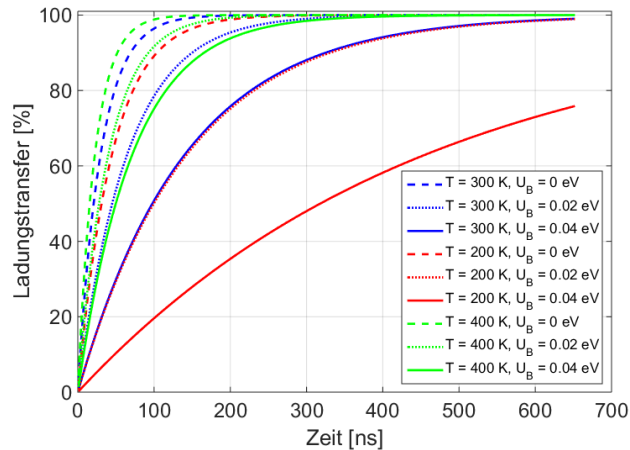


Abb. 2.15: Berechnung des Elektronentransfers auf Basis des im [23] aufgestellten Modells. Als Abmessungen wurden die gleichen Werte wie für die in Abschnitt 2.3.3 vorgestellte Pinned Photodiode verwendet.

2.3.3 Weiterentwicklung durch das Fraunhofer IMS

Die Forschung an der Weiterentwicklung der Pinned Photodiode durch eine Modifikation der Pinning-Spannung am IMS wurde vor mehr als einem Jahrzehnt begonnen und umfasst bis heute vier Promotionen. Aufbauend auf die Arbeit von D. Durini [12], der die Möglichkeiten der In-House Photodetektor-Entwicklung am IMS untersucht hat, wurde der Fokus später auf die Entwicklung eines Photodetektors gelenkt, der für 3D-Time-of-Flight Messungen zu verwenden ist. Wie später noch gezeigt werden wird, ist die Transfergeschwindigkeit der Elektronen für diese Applikation von elementarer Wichtigkeit. Im Folgenden wird die Entwicklung, die von D. Durini, A. Spickermann [37], A. Süss [38] und A. Driewer [11] über die letzte Dekade erreicht wurde, vorgestellt und in Relation zu einer Standard Pinned Photodiode gesetzt.

Im Gegensatz zu der Standard Version einer Pinned Photodiode, wurden verschiedene Veränderungen an dem Layout vorgenommen. In Abb. 2.16 ist der Querschnitt der beiden Versionen zu sehen. Zwei gravierende Änderungen sind zu erkennen. Zum einen besitzt die weiterentwickelte Pinned Photodiode ein zweites Gate und zum anderen ist die n-Wanne unter den Gates nicht unterbrochen. Die Verbindung von Wanne und Floating Diffusion hat, wie schon

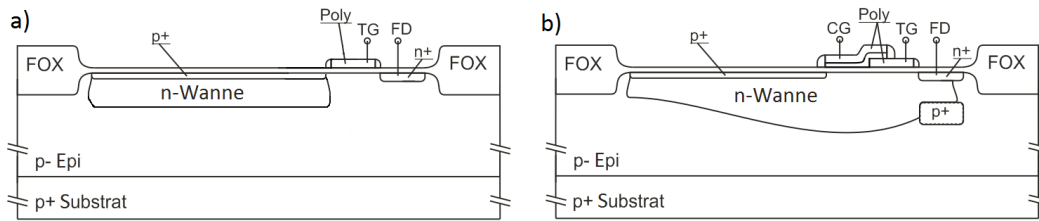


Abb. 2.16: Gegenüberstellung der Querschnitte von einer Standard Pinned Photodiode (a) und der Weiterentwicklung des IMS (b).

die Einführung der p^+ Dotierung über der n -Wanne, sowohl positive als auch negative Eigenschaften. Ohne eine Trennung der beiden Implantationen unter dem Transfer-Gate ist es nicht mehr möglich die Elektronen komplett in der n -Wanne zu halten, da der Transistor nun selbstleitend ist und bei $V_{TG} = 0\text{ V}$ weiterhin Elektronen aus der Wanne in die Floating Diffusion gelangen können. Eine Änderung der Spannung kann nun eher als Änderung des Widerstandes in dem Transferkanal aufgefasst werden. Die n -Wanne dient nur der Elektronenerzeugung, nicht aber der Elektronenspeicherung. Letzteres erfolgt nun in der Floating Diffusion. Damit weiterhin ein zeitlich aufgelöstes Signal erfasst werden kann, wird ein zweiter Auslesepfad benötigt, in welchen die Elektronen, die außerhalb der definierten Zeiten erzeugt wurden, transferiert werden. Durch eine simple Widerstandsänderung wird der Elektronenstrom zwischen den beiden Pfaden umgeschaltet. Die Verbindung der beiden n -dotierten Gebiete verhindert zudem die Barrierenbildung am Übergang zu dem Transfer-Gate, wodurch eine Veränderung der Wanne keinen direkt negativen Einfluss auf den Elektronentransfer hat. Somit konnte die größte Schwachstelle der Pinned Photodioden, die Pinning-Spannung, durch eine einfache Änderung der Dotierstoffkonzentration beeinflusst werden. Es wurde ein Dotierstoffgradient in die Wanne eingebracht, welcher die Konzentration zum Auslesepfad hin erhöht. Eine niedrigere Dotierung vergrößert die Raumladungszone und verringert somit die Pinning-Spannung, wie Gl. 2.65 zeigt. Ein Dotierstoffgradient in Kombination mit der Pinning-Spannung bewirkt einen Potentialgradienten über die Länge der Diode, welcher wiederum ein elektrisches Feld zur Folge hat. Aufgrund der Randbedingung, dass die gesamte Wanne innerhalb der Raumladungszone liegen muss, kann der Gradient nicht beliebig groß gewählt werden. Zum einen muss die n -Dotierung zumindest die p -Substrat Dotierung

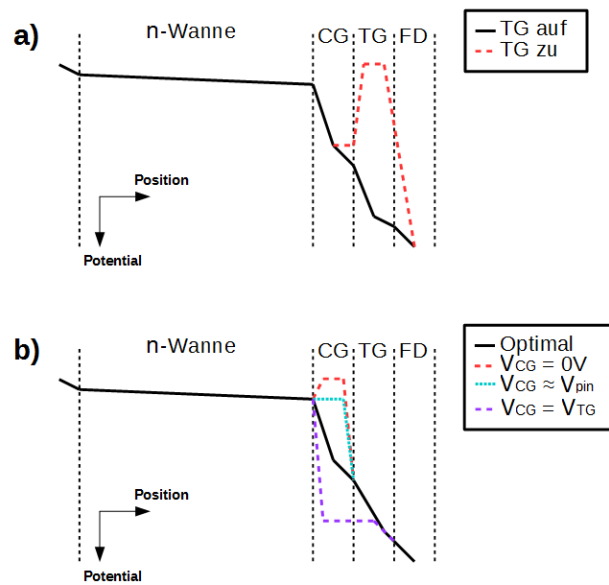


Abb. 2.17: Einfluss der a) Transfer-Gate- und b) Collection-Gate-Spannung auf den Potentialverlauf innerhalb der Pinned Photodiode.

kompensieren, damit sich eine Wanne ausbilden kann und zum anderen darf die Ausdehnung der Raumladungszone nicht zu sehr verringert werden, so dass die Elektronengeneration konstant bleibt. Zusätzlich bezieht sich der Gradient auch immer auf die Länge der Diode. Wird diese zu groß gewählt, dann verkleinert sich die Potentialdifferenz über die n-Wanne und die Stärke des Driftfeldes nimmt ab. Eine beliebige Verlängerung der Diode ist somit nicht praktikabel. Dennoch konnte durch die Driftimplantation eine Länge von $19 \mu m$ erreicht werden, obwohl für Standard Pinned Photodioden eine Länge ab $9 \mu m$ bereits als lang [45] gilt.

Das Collection-Gate

Das zusätzliche Gate ist das sogenannte Collection-Gate, wobei die Kombination der beiden Gates in Anlehnung an die CCD-Sensoren entstanden ist. Die Aufgabe des Collection-Gates ist es die Elektronen, welche in der Wanne generiert wurden, zu sammeln (engl.: to collect), so dass sie mit Öffnen des Transfer-Gates in die Floating Diffusion transferiert werden. Das Collection-

Gate wird auf einem konstanten Potential gehalten, welches geringer ist als die Spannung, die am Transfer-Gate im Zustand „Offen“ anliegt. Es entsteht so eine „Treppe“ für die Elektronen von der Wanne in die Floating Diffusion (vgl. Abb 2.17a). In Abb. 2.17b ist der Einfluss der Collection-Gate-Spannung V_{CG} auf den Potentialverlauf dargestellt. Wird die Spannung zu klein gewählt (vgl. rote Kurve), entsteht bereits am Übergang zwischen Wanne und Collection-Gate eine Barriere, da das Potential unter dem Collection-Gate niedriger als das der gepinnten n-Wanne ist. Wird V_{CG} in der Größenordnung der Pinning-Spannung gewählt (vgl. türkise Kurve), so entsteht ein Bereich, indem das Potential konstant und somit der Elektronentransfer verlangsamt ist. Ebenso verhält es sich, wenn das Collection-Gate auf das Transfer-Gate-Potential gelegt wird (vgl. violette Kurve).

Eine genaue Betrachtung der verschiedenen Einflüsse hinsichtlich der Collection-Gate-Spannung und den Einfluss von unterschiedlichen Dotierungsprofilen auf den Elektronentransfer wird in Kapitel 3.4.1 noch einmal aufgegriffen.

Vergleich mit der Standard Pinned Photodiode

Die in Abschnitt 2.3.2 aufgestellten Berechnungen werden zum Vergleich und zur Abschätzung des Einflusses des Driftfeldes für die eben vorgestellte Pinned Photodiode wiederholt. Die größte Veränderung zur Standard Pinned Photodiode ist das Driftfeld, welches sich auf Dotierstoffkonzentration N_D innerhalb der Wanne auswirkt und so graduell einen Einfluss auf den pn-Dotierungsgradienten a hat. Als Beispiel wird eine 20%ige Verringerung der Dotierstoffkonzentration N_D über die Länge der Diode von $19 \mu m$ angenommen. Eine Verringerung der Wannendotierung verursacht auch gleichzeitig eine Verringerung der Wannentiefe, da nicht mehr genug Dotierstoff zur Verfügung steht um die p-Grunddotierung auch in der Tiefe zu kompensieren. Zur Abschätzung des elektrischen Feldes soll eine maximale Verringerung der Wannentiefe auf $0.8 \mu m$ angenommen werden. Mit diesen Annahmen stellt sich dann eine Differenz der Pinning-Spannung zwischen Maximum und Minimum des Dotierstoffgradienten von $\Delta V_{pin} = 0.021 V$ ein. Damit stellt sich ein maximales elektrisches Feld E_{RLZ} innerhalb der n-Wanne von $11.0526 \frac{V}{cm}$ ein. Da nun der dominierende Transportmechanismus nicht mehr die Diffusion ist, kann mittels Gl. 2.47 die Elektronengeschwindigkeit v_e innerhalb des Feldes bestimmt werden und somit auch die Zeit, welche Elektronen benötigen um die Wanne zu

durchqueren. Es ergibt sich eine Elektronengeschwindigkeit v_e von $2.21 \cdot 10^5 \frac{cm}{s}$ und somit benötigen die Elektronen maximal 8.597 ns um den Ausleseknoden zu erreichen. Damit ist die Pinned Photodiode mit Driftfeld in der Theorie bereits mehr als 17 mal schneller als die Referenz aus Kapitel 2.3.2. Jedoch ist das elektrische Feld noch klein und jede weitere Verlängerung der Diode würde den Potentialgradienten reduzieren. Auch wenn eine kleine Veränderung der Pinning-Spannung erzielt werden konnte, so ist sie weiterhin der limitierende Faktor für eine weitere Erhöhung des Potentialgradienten innerhalb der Diode.

2.3.4 Aufweitung der Pinning-Spannung

In den bisherigen theoretischen Überlegungen und qualitativen Berechnungen, konnten die Pinning-Spannung V_{pin} und ihr signifikanter Einfluss auf die Funktionalität der Pinned Photodiode beschrieben werden. Im Folgenden soll dieser Umstand genauer analysiert werden. Für den Elektronentransfer in der Pinned Photodiode mit Driftfeld ist ausschließlich der offene Zustand der Gates relevant⁵ und somit wird auch nur dieser betrachtet. Im Betrieb als Sensor liegen im geöffneten Zustand $V_{Reset} = 5\text{ V}$ an der Floating Diffusion, $V_{TG} = 3\text{ V}$ am Transfer-Gate und bis zu $V_{CG} = 2\text{ V}$ am Collection-Gate an. Von außen hat nur die Reset-Spannung V_{Reset} einen direkten Einfluss auf die Diode. Das Transfer-Gate und das Collection-Gate haben ausschließlich einen Einfluss auf den Spannungsdurchgriff, welcher durch die selbstleitenden Eigenschaften der beiden Gates gegeben ist. Im Bereich der Gates wird die Spannung nur von dem Schichtwiderstand beeinflusst, welcher über V_{TG} und V_{CG} definiert ist. Das Potential der n-Wanne ist durch die Pinning-Spannung konstant, während die p-dotierten Bereiche definiert auf 0 V gehalten werden. Somit treffen am Übergang zwischen n-Wanne und Collection-Gate zwei Bereiche mit unterschiedlicher Spannung aufeinander. Im Falle des Collection-Gates ist es die leicht reduzierte Reset-Spannung, während in der n-Wanne das Pinning Potential anliegt. Die Pinning-Spannung muss hier wie eine externe Spannungsversorgung angesehen werden, deren Größe von der Reset-Spannung nicht beeinflussbar ist, da sie nur von den technologischen Parametern abhängt und über

⁵Bedingt durch die zwei Auslesepfade, von denen jeweils immer einer offen ist, existiert der geschlossene Zustand für diese Art Photodiode nicht in der linearen Betrachtung.

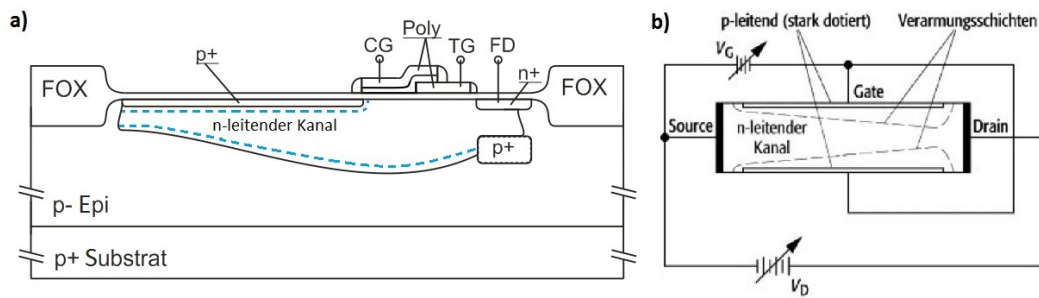


Abb. 2.18: Gegenüberstellung einer Pinned Photodiode (a) und eines JFET (b) [39]

das Build-In Potential bestimmt ist. Im Bereich des Übergangs vom Collection-Gate zu der Wanne wird die Spannung der Floating Diffusion somit auf das Niveau der Pinning-Spannung abgebaut.

Wie bereits beschrieben bewirkt die Abwesenheit eines Potentialgradienten in der Wanne einen verzögerten Elektronentransfer. Ein deutlicher Gradient ist erst dann möglich, wenn die Pinning-Spannung aufgehoben wird. Das größtmögliche elektrische Feld würde erreicht werden, wenn die Reset-Spannung über die gesamte Diode abgebaut wird. Ein reines Anheben der gesamten Wannen-dotierung würde zwar einen Durchgriff der Spannung ermöglichen, da die Weite der Raumladungszone verringert wird, allerdings wird somit auch die Sensitivität verringert, da mehr thermisch generierte Elektronen ausgelesen werden. Bei einer zu starken Anhebung der Dotierstoffkonzentration kann die Diode nicht mehr zur Photonendetektion eingesetzt werden. Es muss daher ein anderer Ansatz gewählt werden.

Im Gegensatz zu der eindimensionalen Berechnung der Pinning-Spannung muss die folgende Berechnung zweidimensional erfolgen, wenn die im vorigen Abschnitt beschriebenen Randbedingungen berücksichtigt werden sollen. Das Ziel muss sein, dass die Raumladungszone nicht beeinflusst wird, während die Spannung komplett über die Diode abgebaut wird. In Abb. 2.18 ist die Pinned Photodiode mit Dotierstoffgradient neben einem JFET Feldeffekttransistor dargestellt. Es kann erkannt werden, dass die Pinned Photodiode eine gewisse Ähnlichkeit zu diesem Standardbauteil der Feldeffekttransistoren aufweist, dessen schematischer Querschnitt in Abb. 2.18b zu finden ist. Die hauptsächlichsten Unterschiede bestehen zum einen in dem Fehlen des Source-Kontaktes und

zum anderen in dem Fehlen des Gates über dem oberen p-Gebiet. Das Öffnen eines designierten Elektronenkanals als grundlegende Funktion bleibt jedoch bestehen. Im Betrieb eines JFET wird der leitende Kanal über die Spannung V_G beeinflusst, da sich die Weite der Raumladungszone und damit auch der Widerstand des Kanals ändert. Zusätzlich beeinflusst die Drain-Spannung V_D den Verlauf der Raumladungszone über das Bauteil. Es gilt:

$$W_D(x) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(V_{bi} + V(x) - V_G)}{qN_D}}. \quad (2.72)$$

In dem Fall der Pinned Photodiode wird die Weite der Raumladungszone ausschließlich über die Spannung innerhalb der Wanne beeinflusst, welche gepinnt ist, solange die Reset-Spannung V_{Reset} größer als die Pinning-Spannung V_{pin} ist. Wird die Reset-Spannung V_{Reset} kleiner als die Pinning-Spannung gewählt, so würden Elektronen in die Wanne injiziert werden [40] und die Weite der beiden Raumladungszone wird verringert. Analog können somit die Raumladungszone durch eine lokale Erhöhung der n-Dotierstoffkonzentration N_{DPI} (DPI = **D**rift **P**fad **I**plantation) in der Mitte der n-Wanne voneinander getrennt werden. Abbildung 2.19 zeigt den schematischen Verlauf der Raumladungszone einer Pinned Photodiode in verschiedenen Konfigurationen für unterschiedliche Reset-Spannungen. Dargestellt ist die Standard Pinned Photodiode mit einer konstanten Wannendotierung (a), eine Pinned Photodiode mit einer lokalen Erhöhung der n-Dotierstoffkonzentration in der Wannennmitte mittels einer weiteren Implantation (b) und zusätzlich eine Pinned Photodiode mit einem Dotierstoffgradienten innerhalb der Wanne (c). Für die Standard Pinned Photodiode ändert eine Erhöhung der Reset-Spannung die Ausdehnung der Raumladungszone nicht, da die Wanne gepinnt ist und eine externe Erhöhung der anliegenden Spannung keinen Einfluss haben kann. Wie beschrieben führt eine Erhöhung der Dotierstoffkonzentration innerhalb der Wanne zu einer Trennung der Raumladungszone, so dass die Pinning-Spannung aufgehoben ist. Eine Erhöhung der Reset-Spannung wird über den Schichtwiderstand abgebaut, wobei logischerweise die höchste Spannung direkt zu Beginn der Wanne zu messen ist. Die Weite der Raumladungszone ist von dieser Spannung abhängig und somit zu Beginn der Wanne am größten, wodurch dort die beiden Verarmungsgebiete zuerst aufeinander stoßen, sobald die externe Spannung groß genug wird. Durch das Aufeinandertreffen der Raumladungszone ist das Potential an diesem Punkt der Wanne bereits

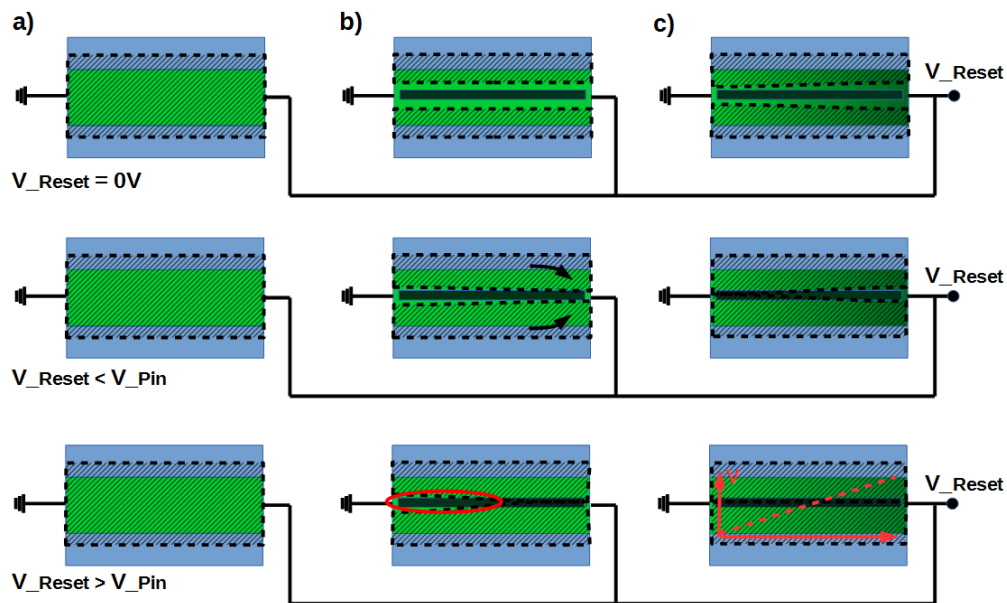


Abb. 2.19: Ausprägung der Raumladungszonen verschiedener Pinned Photodioden für unterschiedliche Reset-Spannungen. a) Standard Pinned Photodiode b) Photodiode mit DPI c) Photodiode mit Dotierstoffgradienten und DPI.

wieder gepinnt und der Spannungsdurchgriff unterbunden. Die hinteren Bereiche der Diode werden somit nicht vollständig verarmt werden können und die Funktion als Photodiode ist nicht mehr gegeben. Wird hingegen zusätzlich zur DPI noch ein Dotierstoffgradient verwendet, dann ist - bedingt durch die niedrigere Dotierung - der Abstand der beiden Raumladungszonen am Ende der Wanne am geringsten. Wird die Reset-Spannung erhöht, so treffen die Raumladungszonen im hinteren Teil der Diode zuerst aufeinander und mit steigender Spannung wird die gesamte Wanne verarmt. Die Pinning-Spannung ist damit nicht mehr konstant, sondern steigt von dem Ende der Wanne zum Auslese-knoten hin stetig an, da das Potential innerhalb der Wanne V_{Wanne} auf das Potential gepinnt ist, welches benötigt wird um die beiden Raumladungszonen zu verbinden. Die ursprüngliche Eigenschaft der Pinned Photodiode ist damit aufgehoben und es kann ein deutlich größerer Potentialgradient innerhalb der

Photodiode erreicht werden. Mit den bisherigen Überlegungen kann Gleichung 2.72 umgestellt werden zu:

$$W_D(x) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{Wanne}}{qN_D(x)}}. \quad (2.73)$$

Im Betrieb wird die Reset-Spannung durch die erzeugten Elektronen abgebaut und somit liegt die Vermutung nahe, dass der Effekt bei einer nahezu gefüllten Floating Diffusion verschwindet. Es muss jedoch beachtet werden, dass die konstante Spannung, welche am Collection-Gate anliegt, indirekt auch den maximalen Spannungshub an der Floating Diffusion vorgibt. Würde die Floating Diffusion Spannung V_{FD} kleiner werden als das Potential der Wanne unter dem Collection-Gate, so würden die Elektronen aus der Floating Diffusion zurück unter das Collection-Gate transferiert. Mit einer ausreichend hohen Spannung am Collection-Gate wird der Potentialverlauf innerhalb der Wanne durch das Entladen der Floating Diffusion nicht verändert. Wird die Collection-Gate Spannung kleiner gewählt als die minimale Spannung, welche benötigt wird um den Kanal zu schließen, dann separieren sich die beiden Raumladungszonen voneinander und der Bereich, in welchem Photonen detektiert werden können, schrumpft. Für kleine Collection-Gate-Spannungen wird in dieser neuartigen Form der Photodiode somit kein weiteres Signal erzeugt, wenn die Floating Diffusion komplett entladen ist. Eine detailliertere Betrachtung der weiteren Einflüsse des Collection-Gates auf den Ladungstransfer werden in Kapitel 3.4.1 diskutiert.

Vergleich mit der Standard Pinned Photodiode

Es sollen nun die selben Überlegungen wie für die bisher vorgestellten Sensoren auf die Pinned Photodiode mit DPI angewendet werden. Für eine Abschätzung der relevanten Sensordaten wird die in Abb. 2.20 dargestellte Beispieldiode verwendet. Die aufgestellten Gleichungen zur Bestimmung der Pinning-Spannung gelten für diese Art Wannenkongfiguration nicht mehr, da sich die beiden Raumladungszonen nicht mehr über das Built-In Potential berühren. Daher werden hier die beiden pn-Übergänge separat betrachtet und die Spannung V_{Wanne} berechnet, so dass $W_{n1} + W_{n2} = L_n$ gilt. Dabei wird W_{n1} wieder dem abrupten und W_{n2} dem kontinuierlichen Übergang zugeordnet. Die benötigte Spannung berechnet sich so zu 2.83 V am Übergang zum CG und 2.78 V am Ende der

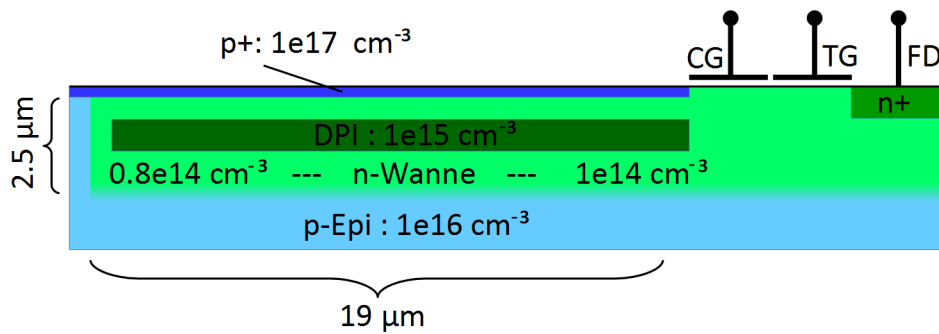


Abb. 2.20: Schematische Darstellung einer Pinned Photodiode mit DPI inklusive der Nettokonzentration des aktiven Dotierstoffes pro Volumeneinheit sowie den Abmessungen.

Wanne. Der daraus folgende Potentialunterschied $\Delta V_{pin} = 0.05 \text{ V}$ ist bereits doppelt so groß wie der durch den Dotierstoffgradienten hervorgerufene Unterschied. Ein Elektron aus dem Randbereich der Wanne benötigt so nur noch 3.61 ns bei einer Elektronengeschwindigkeit von $5.26 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Insgesamt wäre die Pinned Photodiode mit DPI somit über 35 Mal schneller als eine Standard Pinned Photodiode.

2.4 Das 3D-Time-of-Flight Messprinzip

In diesem Kapitel soll mit der 3D-Time-of-Flight Methode eines der grundlegenden Messverfahren der berührungslosen Distanzbestimmung vorgestellt werden. Prinzipiell kann dieses Verfahren auf zwei Wegen durchgeführt werden. Es kann mit kontinuierlich moduliertem Licht oder mit kurzen Lichtpulsen gearbeitet werden. Im Falle des kontinuierlich moduliertem Lichts wird nicht die Laufzeit des Lichts selber ausgewertet, wie in der Anwendung mit gepulstem Licht, sondern die Phasenverschiebung zwischen ausgesandtem und eintreffendem Licht. Der Nachteil dieser Methode ist, dass verschiedene Modulationsfrequenzen verwendet werden müssen, wenn ein weiter Distanzbereich abgedeckt werden soll. In dieser Arbeit soll die Distanz mit konstanter Frequenz bestimmt werden, daher wird nur das gepulste Messverfahren genauer betrachtet.

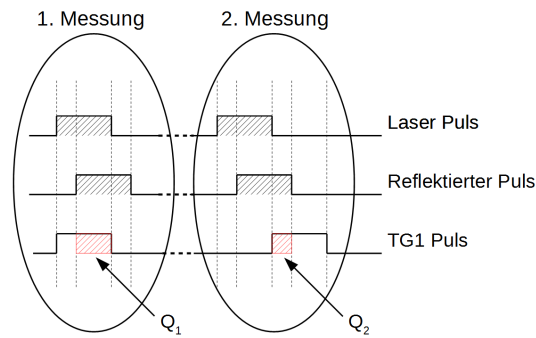


Abb. 2.21: Pulsabfolge von Laser und Transfer-Gate für eine Laufzeitmessung zur Distanzbestimmung.

In der einfachsten Version dieser Messung wird mittels einer Lichtquelle ein kurzer Lichtpuls ausgesandt und die Zeit gemessen bis die Reflexion des Pulses am Ort der Lichtquelle detektiert wird. Da der Lichtpuls die Strecke in der gemessenen Zeit T_{lauf} mit der Lichtgeschwindigkeit c zwei mal durchläuft, kann die tatsächliche Distanz D angegeben werden als

$$D = \frac{1}{2} \cdot T_{lauf} \cdot c. \quad (2.74)$$

Eine direkte Messung der Laufzeit benötigt jedoch komplexe Sensoren, wenn nicht nur eine definierte Distanz zwischen zwei Punkten, sondern eine gesamte Szene abgebildet werden soll, da jedes Pixel der Kamera unterschiedlich angesteuert werden müsste. In der tatsächlichen Anwendung werden daher zwei Signale zu verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen und die Laufzeit aus den Signalstärken der beiden Zeitpunkte berechnet. In Abb. 2.21 ist die Abfolge der verschiedenen Pulse schematisch dargestellt. Neben dem Laserpuls und dem reflektierten Laserpuls symbolisiert der weitere Puls das Öffnen des Transfer-Gates der Photodiode. Anhand der Diagramme lässt sich erkennen, dass zwei Messungen hintereinander ausgeführt werden, wobei der Zeitraum, in dem generierte Elektronen aus der Photodiode in die Floating Diffusion transferiert werden, für beide Messungen verschieden ist. Die generierten Ladungsinformationen werden Q_1 und Q_2 genannt und die Bestimmung der Laufzeit erfolgt indirekt. Für die Verschiebung und Länge der Pulse ergeben sich zwei mögliche Konfigurationen, welche in Abb. 2.22 zu finden sind. Zum einen können die beiden Auslesepulse direkt aneinander gereiht werden, wobei die Länge exakt

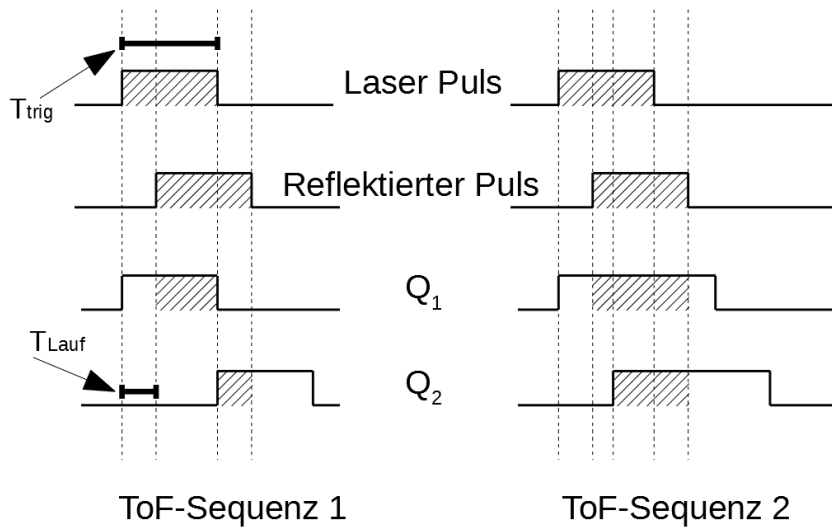


Abb. 2.22: Verschiedene Pulsabfolgen zur Distanzbestimmung.

der Laserpulsdauer T_{trig} entsprechen muss. Die Laufzeit T_{lauf} berechnet sich dann aus den beiden Ladungsinformationen Q_1 und Q_2 der beiden Messungen wie folgt:

$$T_{lauf} = T_{trig} \cdot \frac{Q_2}{Q_1 + Q_2}. \quad (2.75)$$

Für die zweite Messkonfiguration werden die beiden Messungen um T_{shift} gegeneinander verschoben, wobei die Dauer des Auslesevorgangs T_{shut} nicht der Laserpulslänge T_{trig} entsprechen muss. Wenn $T_{shut} = T_{trig} + T_{shift}$, dann berechnet sich die Laufzeit mittels:

$$T_{lauf} = T_{shift} + T_{trig} \cdot \frac{Q_2}{Q_1} - T_{trig}. \quad (2.76)$$

Aus den Formeln ist ersichtlich, dass die maximal messbare Distanz D_{max} in direkter Korrelation mit der Laserpulslänge T_{trig} steht und es gilt:

$$D_{max} = \frac{1}{2} \cdot T_{trig} \cdot c. \quad (2.77)$$

Die minimal messbare Distanz ergibt sich aus der Transferzeit T_{trans} der Elektronen. Eine Distanz von 0 m kann nur dann gemessen werden, wenn jedes generierte Elektron instantan ausgelesen werden kann. Da dieser Umstand jedoch

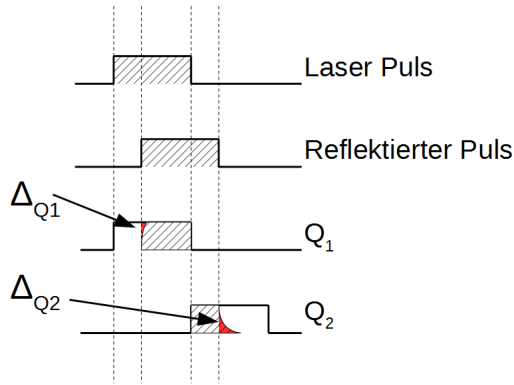


Abb. 2.23: Veränderung der beiden Signale Q_1 und Q_2 durch zu langsamen Elektronentransfer.

eine unendliche und damit nicht physikalisch realistische Elektronengeschwindigkeit voraussetzt, werden beide Signale in ihrer Form verändert (vgl. Abb. 2.23). Die Elektronen, welche am schnellsten ausgelesen werden, bestimmen die steigende Flanke des gemessenen Pulses. Diese Elektronen stammen aus dem Bereich nah an dem Auslesepfad, welcher durch die kontinuierliche Beleuchtung über die Länge des Laserpulses durchgehend mit Elektronen gefüllt ist. Das Signal baut sich demnach sehr schnell auf. Anders sieht es für die fallende Flanke aus, welche über die letzten Elektronen in der Wanne definiert ist. Je größer die Transferzeit, desto mehr Elektronen erreichen den Auslesepfad verzögert. In der realen Anwendung wird Q_1 somit immer zu niedrig gemessen und Q_2 zu groß. Die gemessene Distanz D_{mess} kann demnach angegeben werden als:

$$D_{mess} = \frac{1}{2} \cdot c \cdot T_{trig} \cdot \frac{Q_2 + \Delta_{Q2}}{Q_1 + Q_2 + \Delta_{Q2} - \Delta_{Q1}}. \quad (2.78)$$

Dabei stellen Δ_{Q1} und Δ_{Q2} die jeweiligen Fehler in Q_1 und Q_2 dar. Der Distanzfehler ΔD , welcher sich durch die endliche Geschwindigkeit der Elektronen einstellt, berechnet sich mittels:

$$\Delta D = \frac{c \cdot T_{trig}}{2} \frac{Q_1 \Delta_{Q2} + \Delta_{Q1} Q_2}{(Q_1 + Q_2 + \Delta_{Q2} - \Delta_{Q1})(Q_1 + Q_2)}. \quad (2.79)$$

Grundsätzlich gilt, wie bereits diskutiert, $\Delta_{Q1} < \Delta_{Q2}$. Diese Relation hat zur Folge, dass die Elektronengeschwindigkeit einen signifikanten Einfluss auf

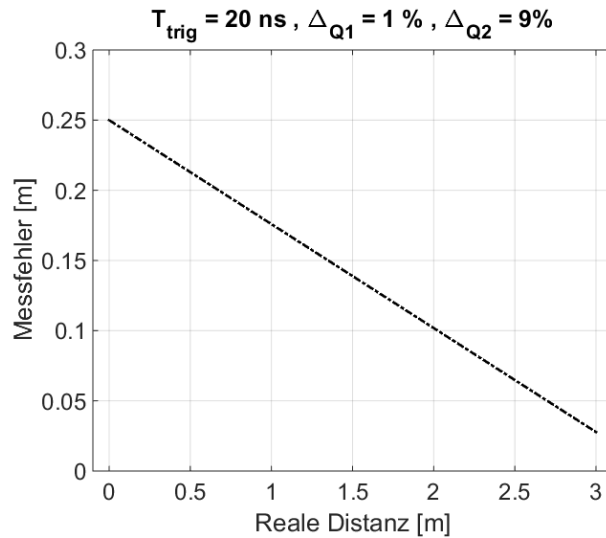


Abb. 2.24: Beispielhafte Darstellung des Messfehlers bei der 3D-ToF Messung bei nicht ausreichend schnellem Ladungstransfer.

die gemessene Distanz hat. Einerseits erhält man einen konstanten Offset und andererseits einen distanzabhängigen Fehler. Insbesondere ist der Fehler für kleine Distanzen deutlich größer. Beispielhaft ist der Verlauf des Fehlers über die gesamte messbare Distanz bei $T_{trig} = 20 \text{ ns}$, $\Delta_{Q1} = 1\%$ und $\Delta_{Q2} = 9\%$ in Abb. 2.24 dargestellt. Dargestellt ist ausschließlich der Messfehler, welcher durch die falsche Zuordnung der langsamen Elektronen verursacht wird. Je weniger Elektronen in Q_1 vorhanden sind, desto weniger groß ist dementsprechend auch der resultierende Fehler. Dies ist dann der Fall, wenn die Distanz zum Objekt vergrößert wird. Aufgrund der Laufzeit des Lichts, werden für die maximale Distanz nur noch Elektronen in Q_2 erzeugt. Der Einfluss der langsamen Elektronen wird somit kleiner bei steigendem Abstand. Im Endeffekt wird durch die endliche Transferzeit der Elektronen der messbare Distanzbereich verkleinert und somit der Dynamik-Bereich gesenkt.

2.5 Fazit

Die bis hierhin durchgeführten Überlegungen zeigen, wie extrem wichtig eine sehr schnelle Photodiode für einen 3D-ToF Sensor ist. Dem gegenüber steht mit der Standard Pinned Photodiode ein Sensor, der nur ein schwaches internes Feld aufweist, welches zum großen Teil über die Pinning-Spannung definiert ist. Auf Grundlage von theoretischen Überlegungen konnte nun gezeigt werden, dass der begrenzende Faktor der Pinning-Spannung mit einer weiteren Implantation aufgehoben werden könnte. In Kombination mit dem bereits durch das Fraunhofer IMS etablierten Dotierstoffgradienten und der nicht unterbrochenen Verbindung zur Floating Diffusion, wäre die Pinning-Spannung nicht mehr über die Dotierung der Wanne, sondern über die Reset-Spannung definiert. Die eindimensionale Abschätzung der Elektronengeschwindigkeit für einen solchen Sensor zeigt für eine Beispieldiode bereits einen mehr als 35-fach schnelleren Elektronentransfer.

Dabei ist zu beachten, dass keine Volumeneffekte berücksichtigt wurden und eine eindimensionale Bewegung der Elektronen zu Grunde gelegt wurde. Diese qualitative Betrachtung des Elektronentransfers ist jedoch noch nicht ausreichend für die Fertigung eines Sensors, da dieser an die Randbedingungen des verwendeten CMOS-Prozesses gekoppelt ist. Für eine deutlich realistischere Betrachtung und die daraus folgende Bestimmung der optimalen Konfiguration sind daher TCAD-Simulationen notwendig.

3 Simulationen

In diesem Kapitel wird im Rahmen von Simulationen die Weiterentwicklung der Pinned Photodiode des IMS betrachtet. Dabei soll zunächst die Pinning Spannung V_{pin} genauer analysiert werden und insbesondere ein Weg vorgestellt werden wie die daraus resultierenden Einschränkungen umgangen werden können. Darauf aufbauend werden die erfassbaren Sensoreigenschaften verglichen, so dass eine erste Abschätzung über die Wirksamkeit der vorgeschlagenen Maßnahmen getroffen werden kann. Im weiteren Verlauf des Kapitels wird der Fokus auf das Collection-Gate und dessen Einflüsse auf den Ladungstransfer gelegt. Sämtliche Simulationen wurden mit Synopsys TCAD durchgeführt.

3.1 Dimension und Durchführung der Simulationen

Im Hinblick auf die Messergebnisse im weiteren Verlauf dieser Arbeit sollen in diesem Abschnitt die Einflüsse der Dimensionierung der Simulation erläutert werden. Aufgrund der komplexen Struktur, aber vor allem der großen Abmessungen der verwendeten Photodiode, ist eine dreidimensionale Simulation mit realistischem Rechenaufwand nicht durchführbar. Als Grundlage diene daher ein zweidimensionales Modell, welches den CMOS-Prozess der Firma ELMOS widerspiegelt. Mit dessen Hilfe werden zunächst der Herstellungsprozess und im Folgenden die elektrischen Eigenschaften der Bauteile mit Synopsys TCAD simuliert. Die Simulationen hinsichtlich Elektronenzuständen, Beweglichkeit und Energiebändern wurden mit den in TCAD implementierten Modellen durchgeführt. Jedoch kann eine zweidimensionale Simulation nicht alle Aspekte des Bauteils abdecken.

In Abb. 3.1 ist die Diode und die Gerade (rot), welche die zweidimensionale Ebene (yz-Ebene) beschreibt, schematisch dargestellt. Es lässt sich einfach schlussfolgern, dass der Bereich der Auslesepfade und die Kopplungen der beiden Transfer-Gates mit dem Collection-Gate sowie das damit verbundene Wechseln des Strompfades nicht abgebildet werden können, da nur ein Pfad in der zweidimensionalen Simulation erfasst wird. Zusätzlich kann der Einfluss der neben dem Auslesekanal liegenden p-Gebiete nicht berücksichtigt werden. Für sämtliche volumenabhängigen Berechnungen wird von dem Simulator eine Tiefe von $1\ \mu\text{m}$ über die gesamte Fläche angenommen, wobei sich in der Tiefe keine Parameter ändern. Die Ergebnisse werden als zweidimensionales Array ausgegeben. Die Grundlage der weitergehenden Auswertung der Simulation hinsichtlich Elektronengeschwindigkeiten und Transferzeiten bildet die Simulation des E-Feldes. Es wird angenommen, dass die Elektronen sich entlang der E-Feldlinien bewegen. Die Größen, welche sich über die Länge der Diode (x) ändern, werden somit immer für den Punkt (y) des maximalen Feldes extrahiert. Bezogen auf die Bewegung der Elektronen verringert sich die Dimension weiter, da so nur noch eine Dimension betrachtet wird. Letztendlich wird somit die simulierte Transferzeit kleiner sein als die reale, da der Freiheitsgrad der Bewegung verringert wird. Eine qualitative Aussage über die Veränderung der Transferzeit für verschiedene Photodioden kann jedoch getroffen werden. Alle weiteren Größen, welche im Folgenden in dieser Art betrachtet werden, behalten ihre quantitative Gültigkeit.

3.2 Simulation der DPI

Wie bereits in Kapitel 2.3 diskutiert beeinflusst die Pinning Spannung V_{pin} die Funktionalität der Pinned Photodiode signifikant. Es konnte in der weiteren theoretischen Betrachtung des Sensors eine Möglichkeit gefunden werden, die Beschränkung durch die Pinning Spannung zu umgehen. Im Folgenden soll dies genauer analysiert werden. Eine lokale Erhöhung der Dotierstoffkonzentration im Inneren der Wanne führt in der Theorie zu einer Trennung der Raumladungszonen und würde so den Durchgriff der Reset-Spannung bis in die Wanne ermöglichen. Es konnte ebenfalls gezeigt werden, dass hierfür ein Potentialgradient innerhalb der Wanne vorliegen muss, weswegen diese beiden Wannenkfigurationen in Folge miteinander verglichen werden. Die Ergeb-

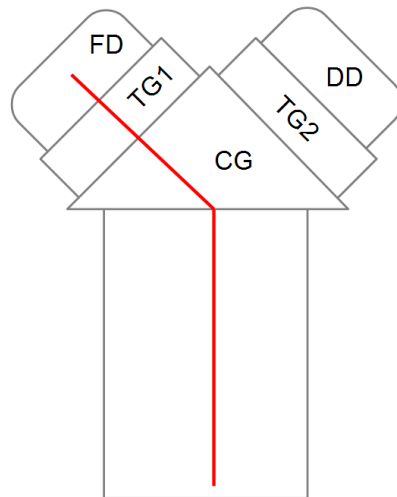


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der verwendeten Photodiode. Darstellung von oben.

nisse der TCAD Simulation sind in Abb. 3.2 dargestellt und decken sich mit den theoretischen Überlegungen. In der Pinned Photodiode, welche lediglich einen Dotierstoffgradienten (a) besitzt, wird die Reset-Spannung innerhalb der ersten Mikrometer der Wanne abgebaut, da dort die Spannung weiterhin gepinnt ist. Mit der Implementierung der DPI ist gut zu erkennen, dass die Reset-Spannung über die komplette Länge der Diode abgebaut wird.

In der Gegenüberstellung mit und ohne die zusätzliche DPI ist neben dem deutlich verbesserten Potentialverlauf auch eine tiefere Ausdehnung der Raumladungszone (weiße Linie) ins Substrat zu erkennen. Die höhere n-Dotierung, welche die Raumladungszone theoretisch verkleinert, wird durch die signifikant höhere Spannung in der Wanne kompensiert. Die direkte Folge ist die größere Ausdehnung der Raumladungszone in die Tiefe, wodurch als Nebeneffekt die Detektierbarkeit von infrarotem Licht verbessert wird und die Sensitivität der Photodiode steigt.

Die gut aufgelöste Potentialverteilung in Kombination mit den in TCAD hinterlegten Modellen ermöglicht die genaue Bestimmung der Elektronengeschwindigkeit über die Länge der Driftstrecke. Dieses Simulationsergebnis für die beiden Dioden aus Abb. 3.2 ist in Abb. 3.3 dargestellt. Die Diode mit zusätzlicher DPI Implantation zeigt nahezu über die komplette Länge eine höhere Elektro-

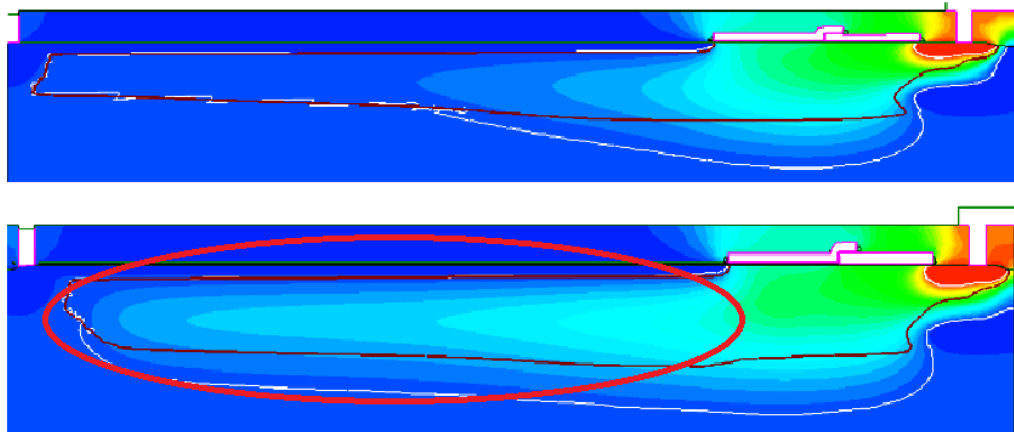


Abb. 3.2: Oben: Potentialverlauf innerhalb der Diode ohne DPI. Unten: Potentialverlauf innerhalb der Diode mit DPI.

nengeschwindigkeit. Der Bereich der verringerten Geschwindigkeit kurz vor der Floating Diffusion ist von einer Barriere verursacht und wird in Kapitel 3.4.1 noch genauer betrachtet. Da das Potential der Wanne nicht mehr gepinnt ist, entsteht im Bereich des pn-Übergangs ein verhältnismäßig großes elektrisches Feld durch den Spannungsabbau von dem Potential innerhalb der Wanne auf das geerdete Potential des Substrates. Dieses Feld führt in den Randbereichen der Diode zu einer fast 100-fach größeren Elektronengeschwindigkeit und ein vollständiges Ausräumen der Diode wird deutlich vereinfacht, da die Elektronen von dort sehr schnell in die Mitte der Diode gelangen.

3.3 Der 3D-ToF Kompromiss

Gerade im infraroten Bereich des Spektrums besitzt Silizium eine niedrige Quanteneffizienz, die zu einer niedrigen Sensitivität der Sensoren führt. Letztendlich folgt aus einer geringen Quanteneffizienz auch immer eine geringere Bildrate des Sensors, da mehr Zeit benötigt wird, um ein ausreichend großes Signal zu erzeugen. Bei gleichbleibender Floating Diffusion Kapazität C_{FD} kann jedoch auch bei kleiner werdender Quanteneffizienz eine ausreichend hohe Sensitivität erzielt werden, indem die Sensorfläche vergrößert wird. Wie

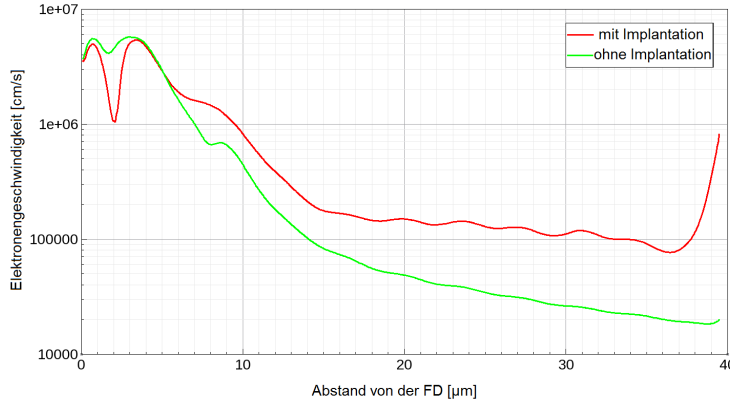


Abb. 3.3: Gegenüberstellung der simulierten Geschwindigkeitsprofile innerhalb der Diode für zwei verschiedene Wellenkonfigurationen

allerdings bereits in Gl. 2.67 festgehalten, geht die Driftstrecke der Elektronen quadratisch in die Transferzeit ein und eine deutliche Verlängerung der Transferzeit verringert die temporale Auflösung der 3D-Messung signifikant. Es muss so also immer ein Kompromiss in der Anwendung zwischen Sensitivität, Geschwindigkeit und Bildraten getroffen werden.

Auf Grundlage der Einführung der zusätzlichen DPI und des damit deutlich größeren Potentialgradienten über die Wanne ist der Elektronentransfer nicht mehr nur über die Diffusions-, sondern auch über die Driftmechanismen bestimmt. Gl. 2.67 verändert sich demnach zu:

$$\begin{aligned}
 qn\mu E + qD \frac{\partial n}{\partial x} &= qn \frac{x}{t} \\
 \Leftrightarrow n \int_0^S \mu \frac{\Delta V}{x} dx + n \int_0^S \frac{x}{t} dx &= Dn \\
 \Leftrightarrow \frac{S^2}{2t} &= D + \mu \Delta V (\ln(S) - 1) \\
 \Leftrightarrow t &\approx \frac{S^2}{D + \mu \Delta V}.
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Während D eine Konstante für Silizium ist, kann sowohl die Beweglichkeit μ als auch die Potentialdifferenz ΔV verändert werden, so dass eine direkte Beeinflussung der Transferzeit möglich ist. Die Beweglichkeit wird zum Großteil über die Temperatur und die Dotierstoffkonzentration bestimmt. Eine hö-

Tab. 3.1: Eindimensionale Transferzeitabschätzung der vorgestellten Photodioden für verschiedene Diodenlängen.

	ΔU	$T_{5\mu m}$	$T_{15\mu m}$	$T_{25\mu m}$
Normale PPD	0 V	6.94 ns	62.5 ns	173 ns
IMS PPD	0.4 V	0.42 ns	3.77 ns	10.5 ns
DPI PPD	1.2 V	0.14 ns	1.31 ns	3.64 ns

here Konzentration führt zu einer niedrigeren Beweglichkeit [22], allerdings erst merklich ab einer n-Dotierungskonzentration von $10^{17} \frac{1}{cm^3}$, welche für eine Photodiode aufgrund der sonst fehlenden Raumladungszone nicht erreicht wird. Die leichte Erhöhung der Konzentration durch die DPI verändert somit nicht die Beweglichkeit, sondern ausschließlich den Potentialgradienten. Mit Hilfe der Simulation der Potentialverläufe und der daraus resultierenden Elektronengeschwindigkeiten lässt sich bereits eine erste Abschätzung der eindimensionalen Transferzeiten der beiden Photodioden geben, wie in Tabelle 3.1 dargestellt. Damit ein Vergleich zu der „normalen PPD“ gezogen werden kann, sind zusätzlich die berechneten Transferzeiten ohne elektrisches Feld angegeben. Es zeigt sich, dass die Transferzeit einer $25 \mu m$ langen Pinned Photodiode mit Dotierstoffgradienten (IMS PPD) der einer $5 \mu m$ langen normalen Pinned Photodiode entspricht. Mit der zusätzlichen DPI kann die Transferzeit noch einmal um den Faktor 3 reduziert werden, so dass die Diodenlänge von $15 \mu m$ auf $25 \mu m$ vergrößert werden kann ohne die Transferzeit zu verlängern. Innerhalb einer radialsymmetrischen Photodiode entspricht dies einer Verdreifachung der Sensorfläche. Damit übertrifft die Simulation bereits die theoretische Überlegung, die eine Verbesserung um den Faktor 2 ergeben hat. Für eine detailliertere Betrachtung der Transferzeit in Abhängigkeit der Driftstrecke lässt sich über die Abhängigkeit zwischen der Position innerhalb der Diode und der Elektronengeschwindigkeit ein Weg-Zeit-Diagramm erstellen mittels:

$$t = \int_0^S \frac{1}{v(x)} dx. \quad (3.2)$$

In Abb. 3.4 ist die simulierte Transferzeit bis zu einer Diodenlänge von $40 \mu m$ sowohl ohne als auch mit der DPI dargestellt. In dieser weiterhin eindimen-

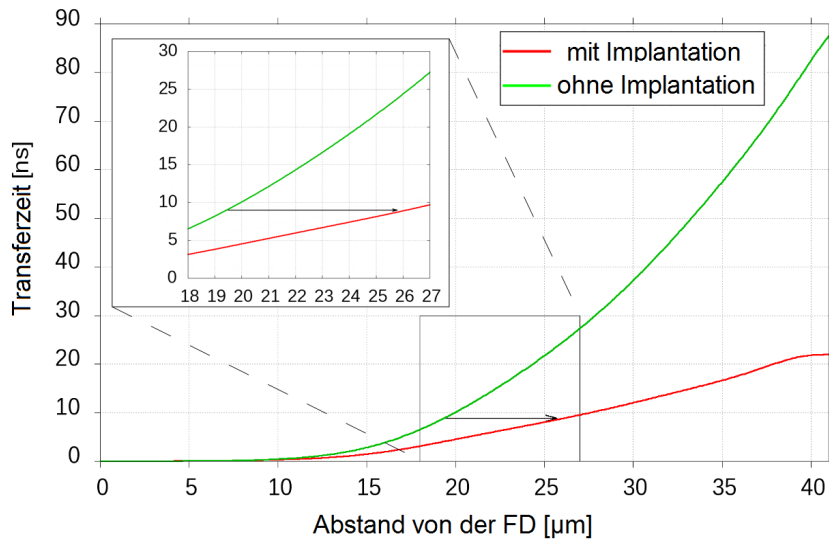


Abb. 3.4: Eindimensionale Simulation der Transferzeit für ein Elektron in Abhängigkeit der zurückzulegenden Wegstrecke.

sionalen Betrachtung besitzt eine $19 \mu\text{m}$ lange PPD mit Dotierstoffgradient die gleichen Transfereigenschaften wie eine $26 \mu\text{m}$ lange Diode mit zusätzlicher DPI.

3.4 Implementierung in den Prozess

Die große Herausforderung in der Fertigung besteht darin die vorgeschlagene Implantation umzusetzen, da sie einige Randbedingungen erfüllen muss. Zum einen muss die Dotierstoffhöhung lokal in der Mitte der Wanne erfolgen und zum anderen darf der Dotierstoff nicht ausdiffundieren. Letzteres wird erreicht, indem sie am Ende des Front-end-of-line des Prozesses implementiert wird. So werden die längsten Temperaturschritte vermieden und der Dotierstoff wird lediglich aktiviert. Eine deutliche Diffusion des Dotierstoffs ist, bedingt durch die fehlenden Hochtemperaturschritte im weiteren Prozessablauf, ausgeschlossen. Die späte Einbindung in den Prozess hat allerdings zur Folge, dass die Polysilizium-Schichten, welche das Transfer-Gate und das Collection-Gate bilden, bereits abgeschieden wurden und die Implantation ausschließlich in der

Wanne erfolgen kann, da die Gates den Dotierstoff abschirmen. Die daraus resultierenden Folgen und wie sie adressiert werden können, werden in diesem Abschnitt diskutiert.

In den theoretischen Überlegungen wurde davon ausgegangen, dass die DPI über die komplette Distanz der Diode implantiert wird. Ist dies nicht der Fall, kann der Elektronentransfer gestört sein. Die lokale Erhöhung der Dotierung der n-Wanne erzeugt ein Implantationsmaximum am Übergang in den Auslesepfad. Die Folge ist, dass die Fermi-Energie in diesem Bereich leicht höher liegt als in den umliegenden Bereichen, und es stellt sich ein lokales Potentialmaximum für den spannungslosen Fall ein. Wird die Diode mit der Reset-Spannung V_{Reset} vorgespannt, kann ein solches Maximum in der Simulation nicht erkannt werden (vgl. Abb. 3.2), da der Einfluss des Widerstandes des Materials deutlich größer ist. Erst mit dem Blick auf Parameter zweiter Ordnung, wie die Elektronengeschwindigkeit oder auch den Verlauf der Leitungsbandenergie wird eine Abhängigkeit sichtbar. In Abb. 3.5 ist die Elektronengeschwindigkeit im Auslesepfad für beide Wannenkfigurationen dargestellt. Man erkennt deutlich eine Verringerung der Elektronengeschwindigkeit unterhalb des Collection-Gates in Abhängigkeit der gewählten Wannenkfiguration. Allerdings besitzt die Elektronengeschwindigkeit bei der Betrachtung der Transferzeit keinen großen Einfluss. Die Werte sind sowohl für eine hohe als auch für eine niedrige Geschwindigkeit unterhalb des Collection-Gates nahezu identisch. Die deutliche Transferzeitreduzierung im Vergleich zu der Diode ohne die DPI ergibt sich lediglich aus der generell höheren Geschwindigkeit in der Wanne. Die Anwesenheit einer Barriere erkennt man vor allem in der Leitungsbandenergie, welche an dieser Stelle ein Plateau oder sogar ein lokales Minimum aufweisen kann. Der Fall des lokalen Minimums ist gleichbedeutend mit der Anwesenheit einer Barriere. In der bisherigen Betrachtung der Elektronengeschwindigkeit ist lediglich auf die maximal mögliche Geschwindigkeit eingegangen worden. Ein mögliches Leitungsbandminimum würde jedoch von Elektronen aufgefüllt werden, welche von dort nur langsam weiter transferiert werden (vgl. Kapitel 2.3.2).

3.4.1 Reduzierung der Barriere

Eine deutliche Reduzierung der Barriere ist nach den Überlegungen bisher somit nur möglich, wenn die Leitungsbandenergie unter dem Collection-Gate

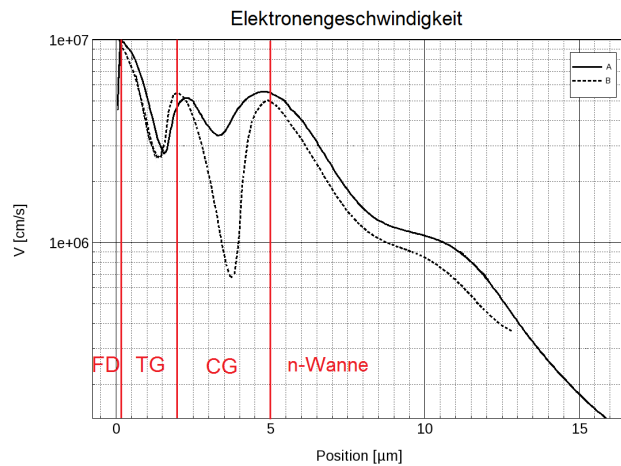


Abb. 3.5: Elektronengeschwindigkeit einer Pinned Photodiode ohne DPI (A) und einer Pinned Photodiode mit DPI (B) innerhalb des Auslesepfads.

angepasst wird. Als erste Maßnahme kann die grundlegende Wannendotierung reduziert werden, so dass der Einfluss der Dotierung verringert wird. In Abb. 3.6 ist der Leitungsbandverlauf innerhalb der Diode für verschiedene Grunddotierungen angegeben. Das Plateau ist für alle Dotierungen zu erkennen, allerdings reicht, wie bereits diskutiert, schon ein kleines elektrisches Feld aus, damit der Elektronentransfer deutlich beschleunigt wird. Der Faktor, welcher die Anwesenheit einer Barriere bestimmt, ist somit allein die maximale Steigung der Leitungsbandenergie unter dem Collection-Gate, welche in Abb. 3.7 dargestellt ist. Mit steigender Grunddotierung der n-Wanne erhöht sich die maximale Steigung linear mit einem Nullpunkt bei $3.0 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$. Für höhere Dotierungen wird die Steigung der Leitungsbandenergie unter dem Collection-Gate positiv und es bildet sich eine Barriere, welche über die Spannung am Collection-Gate noch weiter beeinflusst werden kann. Für die Grunddotierstoffkonzentration von $3.8 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$, eine Wannenkongfiguration mit minimaler Barriere und eine Referenz ohne DPI ist in Abb. 3.8 der Verlauf der Leitungsbandenergie E_{CB} unterhalb der Gates aufgetragen. Für eine Grunddotierung von $3.8 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$ ist insbesondere bei kleinen Spannungen am Collection-Gate ein deutliches Maximum zu erkennen, welches mit steigender Spannung reduziert wird und schließlich verschwindet. Mit weiter steigender Spannung nähert

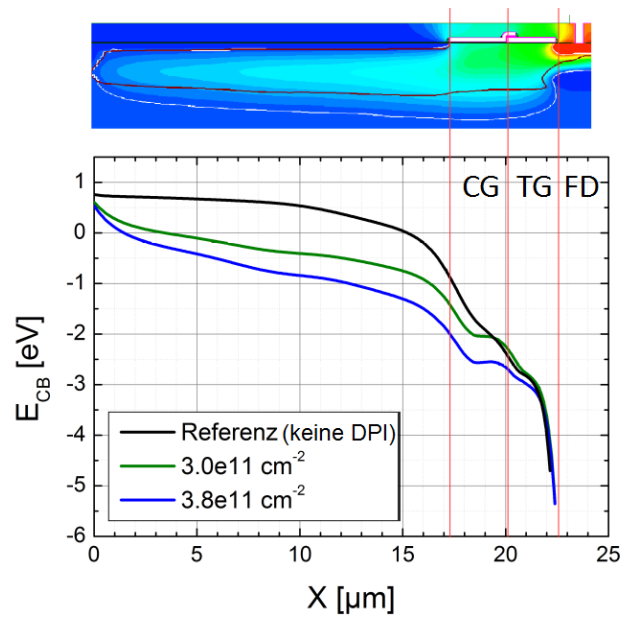


Abb. 3.6: TCAD Simulation der Leitungsbandenergie für verschiedene Grunddotierungen.

sich der Verlauf dem linearen Idealfall, wobei weiterhin ein Plateau vorhanden ist. Es ist somit möglich eine Barriere an dem Übergang zwischen Auslesepfad und Wanne mit Hilfe eines zusätzlichen Gates zu minimieren. Insbesondere bei kleinen Barrieren können so deutlich effektiver Pinned Photodioden gefertigt werden, da dieser kritische Übergang nicht mehr über aufwendige Simulationen und umfangreiche Versuche optimiert werden muss. Für größere Barrieren ist es keine praktikable Lösung, da die steigende Spannung am Collection-Gate letztendlich die maximale Anzahl an detektierbaren Elektronen begrenzt und den Aussteuerbereich reduziert.

Der Verlauf der Leitungsbandenergie einer Photodiode ohne weitere Implantation, also mit einer Dotierstoffkonzentration, welche unter den Gates konstant ist, zeigt ein leicht verändertes Verhalten. Es ist gut zu erkennen, dass die angelegte Spannung den Bandverlauf beeinflusst. Insbesondere verändert sich die Kopplung zwischen Collection-Gate und Wanne sowie Collection-Gate und Transfer-Gate. Wird eine Spannung ähnlich zu der Pinning Spannung angelegt, dann folgt der Bandverlauf im vorderen Bereich des Collection-Gates einem

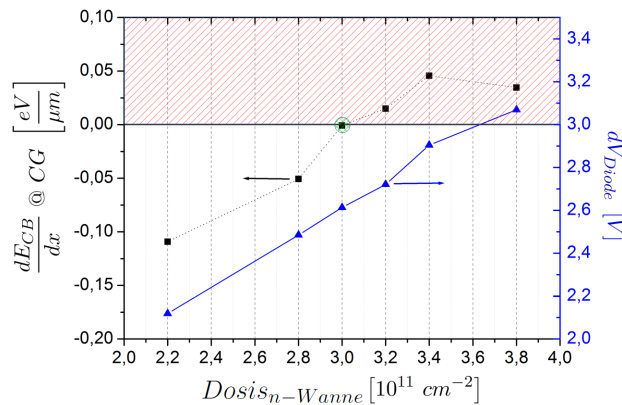


Abb. 3.7: Maximale Steigung der Leitungsbandenergie unterhalb des Collection-Gates.

linearen Verlauf mit einem signifikanten Knick am Übergang zu dem Transfer-Gate. Eine Erhöhung der Collection-Gate Spannung bewirkt, dass das Band in Richtung des Transfer-Gates verbogen wird. Für niedrige Spannungen dominiert die Pinning Spannung den Bereich unter dem Collection-Gate und für höhere Spannungen wird der Einfluss der Wanne geringer, während der des Transfer-Gates ansteigt. Der Verlauf der Energie wechselt mit steigender Spannung seine Konvexität. Sowohl für hohe als auch für niedrige Spannungen am Collection-Gate wird der Verlauf abgeflacht. Daraus folgt, dass es ein Optimum der Spannung gibt und der lineare Idealfall realisiert werden kann. Wird die Wannendotierung soweit reduziert, dass keine Barriere entsteht, verursacht eine Erhöhung der Spannung ausschließlich am Collection-Gate eine deutlichere Kopplung mit dem Transfer-Gate. Die Kopplung mit der Wanne ist durch das Fehlen der konstanten Pinning Spannung aufgehoben. Insgesamt sollte so der Einfluss der Collection-Gate-Spannung reduziert werden, insbesondere da keine Barriere kompensiert werden muss. Das Fehlen eines Plateaus im Verlauf der Leitungsbandenergie wirkt sich deutlich auf die Elektronengeschwindigkeit v_e im Auslesepfad aus. In Abb. 3.9 sind die Geschwindigkeiten für die drei verschiedenen Pixelvariationen bei $CG = 2\text{ V}$ dargestellt. Sowohl für die Referenzvariante als auch für die nicht optimierte Variante mit DPI verlieren die Elektronen unter dem Collection-Gate signifikant an Geschwindigkeit. In einem optimierten Pixel könnten die Elektronen ungebremst in die

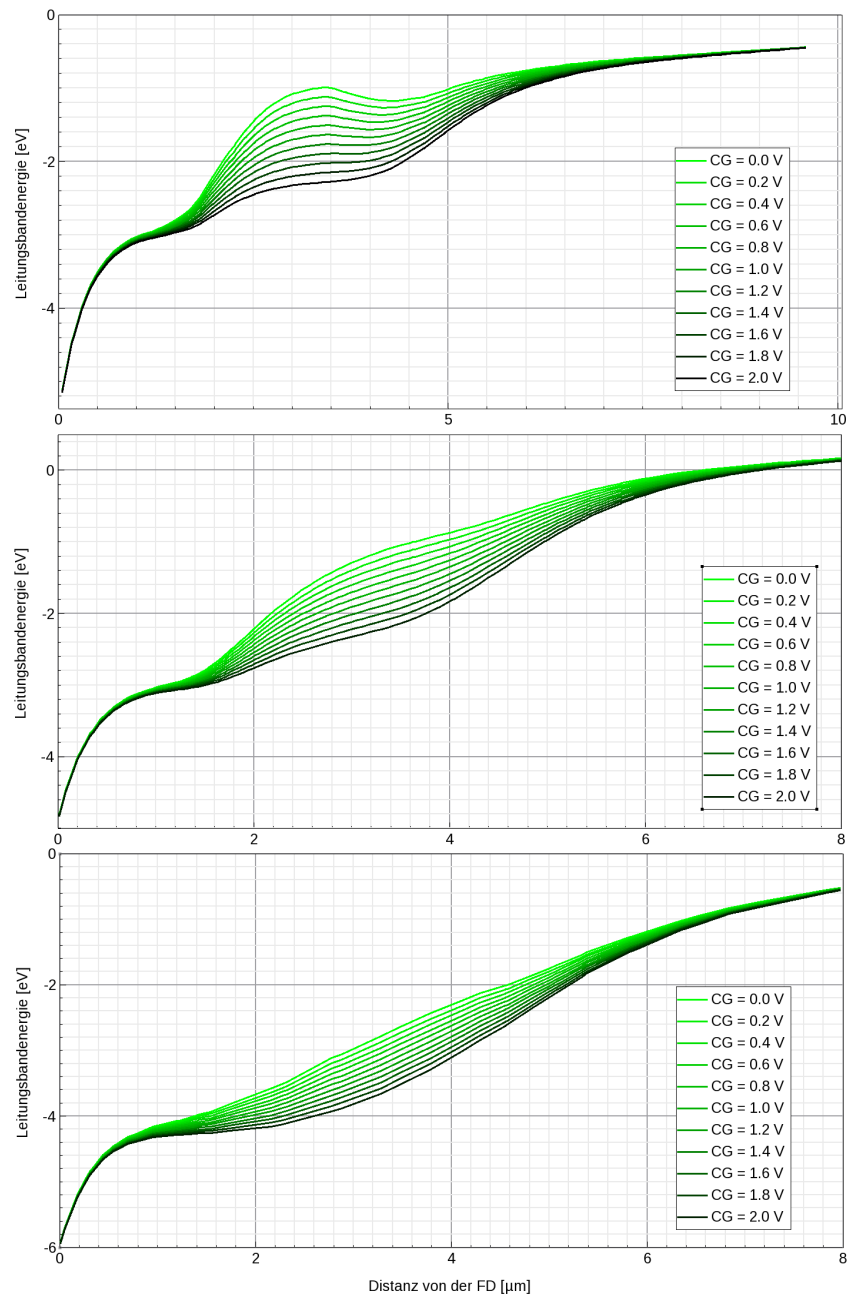


Abb. 3.8: TCAD Simulation der Leitungsbandenergie unter dem Collection-Gate für verschiedene Sensorkonfigurationen. Oben: Sensor mit Barriere, Mitte: Referenz ohne weitere Implantation, Unten: Optimierter Sensor mit DPI.

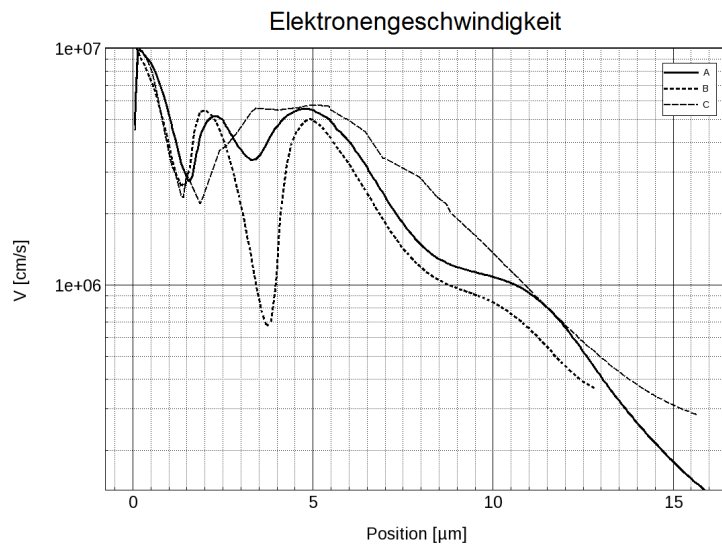


Abb. 3.9: Darstellung der simulierten Elektronengeschwindigkeiten innerhalb der Diode in Abhängigkeit von der Entfernung von der FD. A) IMS PPD, B) DPI PPD mit eingebauter Barriere, C) DPI PPD ohne Barriere.

Floating Diffusion gelangen. Dabei muss weiterhin beachtet werden, dass die reduzierte Geschwindigkeit nicht ausschlaggebend ist für eine längere Transferzeit, sondern nur den Hinweis auf das Vorhandensein eines Plateaus oder einer Barriere gibt. Im Falle einer Barriere gelten die selben Gesetzmäßigkeiten, wie sie bereits in Kapitel 2.3.2 beschrieben wurden und die Zeit für einen vollständigen Ladungstransfer würde deutlich von der Höhe der Barriere abhängen.

4 Experiment und Ergebnisse

4.1 Die Messmethodik

4.1.1 Der optische Messplatz

Die Charakterisierung der Sensoren fand innerhalb einer dafür entwickelten Messbox der Firma ELMOS Semiconductor statt, welche in Abb. 4.1 schematisch dargestellt ist. Der Laser ist in einer Ebene mit dem Sensor angebracht und der Laserstrahl wird über einen verfahrbaren Tisch mittels zwei Spiegeln auf den Sensor umgelenkt. Der Abstand D zwischen Sensor und Spiegeln kann, elektronisch geregelt, zwischen 5 cm und 55 cm variiert werden. Die absolute Laufstrecke des Lichts kann somit um bis zu 1 m verändert werden. Der Messplatz selber befindet sich komplett innerhalb einer lichtundurchlässigen Box, deren Wände mit Antireflexmaterial verkleidet sind.

Neben der Variation der Laufstrecke und somit der Laufzeit des Lichts wird ebenfalls die Intensität des Lichts beeinflusst, da der verwendete Laser einen Abstrahlwinkel von ca. 10 Grad besitzt. Das Licht ist auf der Grundfläche des kegelförmigen Lichtstrahls verteilt und so wird die Lichtintensität auf dem Sensor bei steigendem Abstand um den Faktor $f(D)$ kleiner. $f(D)$ kann somit in Abhängigkeit der absoluten Laufstrecke D_{abs} angegeben werden als:

$$f(D) = \frac{\text{Sensorflaeche}}{\pi \cdot D_{abs}^2}. \quad (4.1)$$

Die Intensität für einen beliebig Abstand D kann somit beschrieben werden als:

$$I(D) = I_0 \cdot f(D). \quad (4.2)$$

Als I_0 ist die Intensität bei einer Laufstrecke von 20cm definiert. Werden die Intensitäten der verschiedenen Abstände auf I_0 normiert, dann kann I_{norm} in

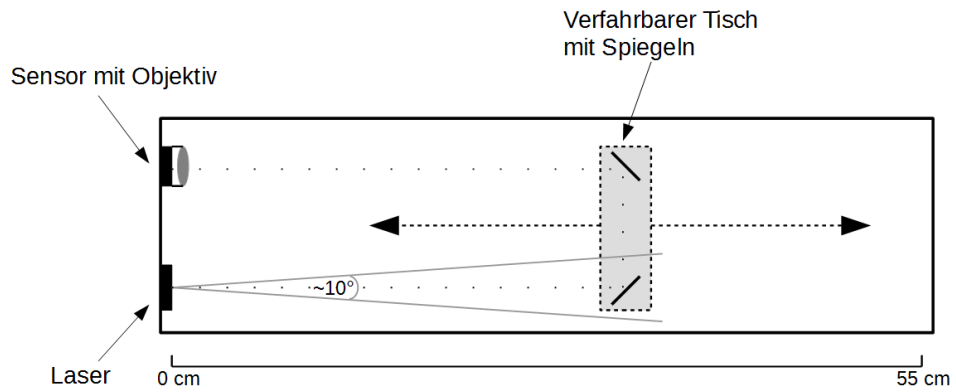


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des optischen Messplatzes.

Abhängigkeit von der relativen Veränderung der Wegstrecke D_{rel} angegeben werden als:

$$I_{norm} = I_0 \frac{1}{D_{rel}^2}. \quad (4.3)$$

Die Ansteuerung aller Komponenten des Messplatzes erfolgt per Matlab. Über eine bereitgestellte GUI kann über ein Controller-Element der Chip programmiert und der Tisch verfahren werden. Die Ansteuerung des Lasers erfolgt über den im Chip verbauten Lasertreiber. Innerhalb der GUI können die verschiedenen Pulsfolgen und Pixelkenngrößen eingestellt werden. Insbesondere können hier Shutter- und Laserpulsverzögerungen definiert werden, welche essentiell für die Laserdurchschiebekurven [37] sind.

4.1.2 Laserdurchschiebekurven

Damit ein Vergleich zwischen den verschiedenen Pixeln möglich ist, wird eine globale Messmethodik benötigt, welche parametrisiert für die verschiedenen Pixel vergleichbare Ergebnisse liefert. Hierfür wurden Laserdurchschiebekurven aufgenommen. Anhand dieser Kurven kann die Geschwindigkeit der Elektronen innerhalb des Chips analysiert werden. Die verschiedenen Einflüsse auf den Elektronentransfer, wie die Diodenlänge oder eine mögliche Barriere, können ebenfalls untersucht werden. Zur Veranschaulichung der Messmethodik sind in Abb. 4.2 für drei idealisierte Pinned Photodioden die Signale qualitativ darge-

stellt. Für die ideale Pinned Photodiode ist die Annahme, dass die Elektronen ohne Verzögerung ausgelesen werden (Ideal). Zusätzlich betrachtet wird eine Pinned Photodiode mit endlicher Transferzeit der Elektronen (Real) und eine Pinned Photodiode, die eine Barriere im Auslesepfad aufweist. Die Positionen des Laserpulses und des Auslesepulses innerhalb der Zeitachse sind immer auf den globalen Trigger bezogen. Da dieser Bezugspunkt für alle Pulse identisch ist und lediglich die Position der Pulse in Abhängigkeit von diesem Referenzpunkt verändert wird, liegt der Trigger in der Abbildung bei $T = 0$ ns. Zum Erstellen einer Laserdurchschiebekurve wird die Laufzeit des Laserpulses berücksichtigt und gegenüber dem Auslesepuls am TG um verschoben. Der Start des Auslesepulses liegt konstant bei $T = 75$ ns und der Puls hat eine Länge von $T_s = 6.25$ ns. Die Zeit, die zwischen dem Ende des Laserpulses und dem des Auslesepulses liegt, wird als T_{bfs} definiert. Der Laserpuls hat eine Länge von $T_{trig} = 18.75$ ns, bedingt durch die Reaktionszeit der verwendeten Laserdiode (LD), die keine kürzeren Pulse ermöglicht. Für den Fall, dass der Auslesepuls innerhalb des Laserpulses (Abb. 4.2a) liegt, sind die Photodioden zu jeder Zeit komplett mit Elektronen gefüllt und das Signal maximal. Wird das Ende des Laserpulses auf den Start des Auslesepulses geschoben (Abb. 4.2b), so werden genau in dem Moment des Auslesens keine Elektronen mehr im Sensor generiert. In einer idealen Photodiode kann zu dem Zeitpunkt bereits kein Signal mehr erfasst werden, da die Elektronen keine Transferzeit benötigen und sämtliche nicht ausgelesenen Elektronen über den zweiten Kanal abgesaugt werden während das Transfer-Gate geschlossen ist. Die Diskussion im vorherigen Kapitel hat allerdings gezeigt, dass die Elektronen eine endliche Zeit benötigen um ausgelesen zu werden, so dass im Randbereich des Sensors erzeugte Elektronen noch in der Diode vorhanden sind und ein Signal generieren können. Durch den Umschaltvorgang werden immer nur die Elektronen an der Signalerzeugung beteiligt sein, welche in der Zeit des geöffneten TG den Ausleseknuten erreichen. Je langsamer die Elektronen sind oder je länger die Wegstrecke ist, welche sie zurücklegen müssen, desto mehr Zeit vergeht zwischen Laserpuls und Signalerzeugung. Eine Barriere im Auslesepfad führt letztlich dazu, dass die Elektronen weiter abgebremst werden, wodurch das Signal ebenfalls erhöht wird. Wird der Abstand zwischen Laserpuls und Auslesepuls weiter erhöht (Abb. 4.2c), so können auch mehr Elektronen zum Start des Auslesepulses die Diode durchquert haben. Um also die Zeit T_{compl} zu ermitteln, die benötigt wird um die Photodiode komplett auszuräumen, kann das Signal als Funktion der Zeit T_{bfs} zwischen Laserpuls und Auslesepuls aufgetragen werden. Die Zeit T_{compl} , wel-

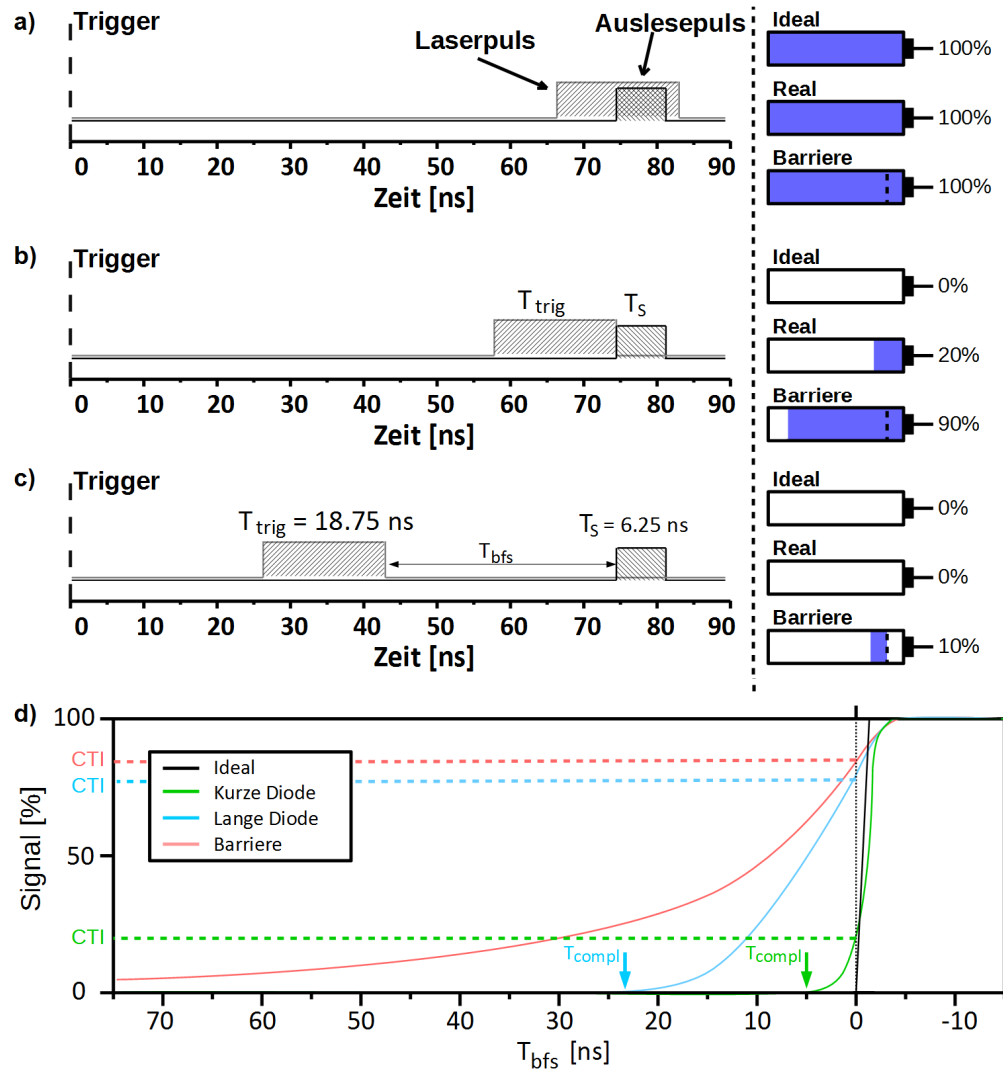


Abb. 4.2: Messmethodik zur Aufnahme von Laserdurchschiebekurven.

che für einen vollständigen Ladungstransfer benötigt wird, ist somit exakt die Verschiebung zwischen Laser- und Auslesepuls, zu der kein Signal mehr erzeugt wird. Sämtliche erzeugten Elektronen sind über den zweiten Pfad abgesaugt worden, bevor der Auslesevorgang startet. Mit Anwesenheit einer Barriere im Auslesepfad können im schlechtesten Fall nie alle Elektronen in einer sinnvollen Zeit ausgelesen werden, so dass zu jeder Zeit noch ein Restsignal vorhanden ist. In der Abbildung 4.2d sind qualitative Laserdurchschiebekurven für vier mögliche Pinned Photodioden dargestellt. Im Idealfall (schwarz) ist das Signal zum Zeitpunkt $T_{bfs} = 0$ bereits nicht mehr detektierbar. Wird von einer endlichen Transferzeit ausgegangen, klingt das Signal mit steigendem T_{bfs} ab. Je größer der Sensor ist, desto länger brauchen auch die weit vom Ausleseknoden entfernt generierten Elektronen um ausgelesen zu werden. In dem qualitativen Beispiel würde die Zeit T_{compl} bis zum kompletten Ladungstransfer bei einer kurzen Photodiode (grün) 5 ns und bei einer lange Photodiode (türkis) 23 ns betragen. Im Fall einer vorhandenen Barriere (rot) kann die Photodiode auch mit einer maximalen Verschiebung zwischen Laserpuls und Auslesepuls nicht vollständig verarmt werden.

Die Anzahl der noch in der Diode verbleibenden Elektronen ist eine wichtige Größe, da in der Applikation zu spät ausgelesene Elektronen zu einem Fehlersignal führen (vgl. 2.4). So lässt sich neben der Transferzeit mit der Ineffektivität des Ladungstransfers *CTI* (engl.: charge transfer inefficiency) [30] eine zweite charakteristische Größe definieren. Für $T_{bfs} > 0$ gibt sie die Anzahl an Elektronen an, welche in der Diode verbleiben. Die CTI für $T_{bfs} = 0$ sollte im idealen Fall immer Null sein. Das bedeutet, dass die Signalthöhe für $T_{bfs} = 0$ in Relation zu dem maximal erzeugten Signal eine Information über den Anteil der noch nicht ausgelesenen Elektronen enthält. Verbleiben Elektronen in der Diode, erhöht sich somit die CTI und für eine reale Diode gibt die CTI Aufschluss über die Transfereigenschaften der schnellsten Elektronen.

Damit beide charakteristischen Werte gleichzeitig analysiert werden können, werden diese in einer parametrischen Darstellung gegeneinander aufgetragen. In Abb. 4.3 sind die bereits beschriebenen möglichen Kurven in diesen Parameterraum übertragen dargestellt. Eine simple Verlängerung der von den Elektronen benötigten Transferzeit durch eine längere Diode resultiert in einer verbreiterten Kurve. Daraus folgt sowohl eine Erhöhung der CTI als auch von T_{compl} . Eine Barriere beeinflusst nur die Transferzeit der langsamsten Elektronen und es kann kein T_{compl} angegeben werden. In diesem Fall wird als Wert die maximal mögliche Verschiebung T_{bfs} verwendet. Je näher ein Punkt an

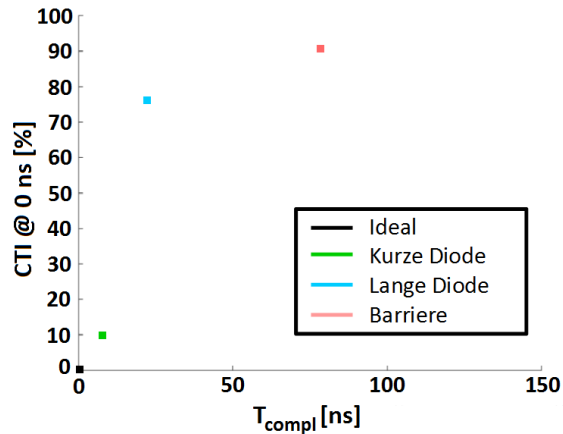


Abb. 4.3: Übertragung der qualitativen Laserdurchschiebekurven in den Parameterraum.

dem Ursprung liegt, desto performanter ist die Photodiode.

Es werden im Folgenden Messergebnisse von Bauteilen verschiedener Wafer und Chargen dargestellt, deren Lasertreiber sich unterschiedlich verhalten können. Der interne Oszillator wurde vorher getrimmt, so dass die Frequenz, mit der der Chip betrieben wird, konstant ist. Der charakteristischste Punkt der Kurve ist der, wenn der Laserpuls komplett hinter dem Auslesepuls liegt und das Signal sofort auf Null fällt. Dieser Punkt wurde als Referenz für die verschiedenen Chipvarianten definiert auf den alle Laserdurchschiebekurven genormt wurden, wodurch auch die Laufzeitunterschiede für unterschiedliche Abstände zwischen Laser und Sensor herausgerechnet werden. Für die verwendeten Pulslängen liegt dieser Referenzpunkt bei -31.5 ns.

4.1.3 Sensitivität

Die Sensitivität wird einerseits indirekt durch die Laserdurchschiebekurven bestimmt, da es durch die sehr kurze Auslesedauer immer mehrere Akkumulationszyklen benötigt, bis ein ausreichend großes Signal detektiert wird. Die Auslesebereiche aller vermessenen Variationen sind identisch und die Messungen wurden so eingestellt, dass die maximale Amplitude konstant ist. Dies wird erreicht indem die Anzahl der Akkumulationen n_{accu} so gewählt wird, dass der

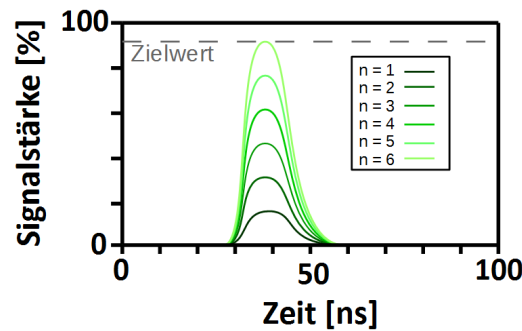


Abb. 4.4: Darstellung der Messung zur qualitativen Bestimmung der Sensitivität

gleiche Wert für das maximale Signal für jeden verwendeten Sensor detektiert wird. Dies ist möglich, da die Anzahl der Akkumulationen n_{accu} proportional zu der Sensitivität der Photodiode S_{Diode} ist. Je mehr Elektronen erzeugt werden, desto seltener müssen sie in die Floating Diffusion transferiert werden, damit diese komplett gefüllt wird. Sind gleichzeitig die eingestrahlte Lichtleistung P_{ph} , die Kapazität der Floating Diffusion C_{FD} und die Anzahl der transferierten Elektronen n_{trans} bekannt, kann direkt eine Aussage über die Quanteneffizienz der Diode getroffen werden. Sowohl die Kapazität der Floating Diffusion C_{FD} als auch die Anzahl der Elektronen können nicht direkt bestimmt werden, weswegen nur eine qualitative Aussage über die Sensitivität getroffen werden kann. Je kleiner die Anzahl der benötigten Akkumulationen für das Erreichen des gewünschten Signals ist, desto sensitiver ist die Photodiode. In Abb. 4.4 ist dies schematisch dargestellt.

4.2 Verifikation der Simulation

Nachdem bereits der theoretische und simulatorische Nachweis erbracht wurde, dass eine weitere Implantation in der Mitte der n-Wanne eine spezielle Pinned Photodiode deutlich verbessern kann, soll in diesem Kapitel die experimentelle Verifikation erfolgen. Zunächst wird daher die erprobte Referenz betrachtet. Mit den dargestellten Ergebnissen wird die weitere Entwicklung, wie sie in dieser Arbeit aufgezeigt wurde, mit der Referenz verglichen.

Tab. 4.1: Eckdaten der Referenz

L_{max}	$19 \mu m$
A	$512 \mu m^2$
Füllfaktor	32 %

4.2.1 Diodenvariationen

Die IMS Pinned Photodiode

Die Pinned Photodiode, welche am Fraunhofer IMS entwickelt wurde, wird im Folgenden als Referenz herangezogen, da ihre Verwendbarkeit als 3D-ToF Sensor bereits nachgewiesen wurde [38]. Die grundlegende Struktur, wie sie bereits in der Arbeit von A. Driewer vorgestellt wurde, ist bis auf eine kleine Modifikation unverändert belassen worden. Der Sensor besteht aus drei separaten Tabs, welche die Signale Q_1 , Q_2 und das des Hintergrundlichts gleichzeitig aufnehmen. Damit eine höhere Grundsensitivität erreicht wird, wurden diese drei Tabs kurzgeschlossen. Das Ziel dieser Arbeit ist es einen möglichst sensitiven und gleichzeitig schnellen Sensor zu entwickeln. Eine reine Reduzierung der Transferzeit der Elektronen beschleunigt nicht den Sensor, sondern verbessert nur die Auflösung der 3D Messung. Die Geschwindigkeit des Sensors wird zum Großteil durch die Anzahl der Akkumulation des Signals beeinflusst. Eine Reduzierung der Anzahl der Akkumulationen ist zu erreichen, indem die Kapazität, welche entladen werden soll, klein ist oder die Anzahl der Elektronen groß (vgl. 2.3.2).

Das Superpixel

Eine erste Veränderung der Referenz wurde vor allem zur Erhöhung des Füllfaktors durchgeführt, welcher durch den Wegfall von zwei Ausleseschaltungen vergrößert werden konnte. Zusätzlich sollte die Transferzeit vergrößert werden, damit der Effekt einer gesteigerten Elektronengeschwindigkeit eines optimierten Sensors deutlicher sichtbar wird. Auf Grundlage der Simulation (vgl. Abb. 3.4) wurde für das Superpixel eine maximale Wegstrecke L_{max} der Elektronen von $26 \mu m$ gewählt, so dass das Superpixel mit DPI vergleichbare Ergebnis-

Tab. 4.2: Eckdaten des Superpixels

L_{max}	$26 \mu m$
A	$832 \mu m^2$
Füllfaktor	52%

Tab. 4.3: Übersicht der getesteten Sensorvarianten

Variante	L_{max}	DPI	Barriere
A	$19 \mu m$		
B	$26 \mu m$		
C	$26 \mu m$	x	x
D	$26 \mu m$	x	

se liefern sollte. Zusätzlich wurde die Anzahl der Floating Diffusions von drei auf eine reduziert. Die Kapazität wurde so allerdings nur leicht verringert, da die Komplexität der Metallverdrahtung, welche einen signifikanten Einfluss besitzt, nicht verringert werden konnte.

Die Sonderimplantation DPI

Die Sonderimplantation DPI wurde auf das Superpixel, wie in Kapitel 3.3 beschrieben, angewandt damit der Einfluss des beschleunigten Elektronentransfers beobachtet werden kann. Um den Einfluss einer Barriere zu verifizieren wurde neben der Zielvariante noch eine weitere mit Barriere gefertigt. Im Folgenden soll insbesondere die Verlängerung der Transferzeit von der kleinen Photodiode (Variante A) zum Superpixel ohne weitere Implantation (Variante B) beobachtet werden und anhand dieser Ergebnisse die Wirksamkeit der DPI (Variante D) verifiziert werden. Aus diesem Grund wurden zwei Varianten des Superpixels mit DPI gefertigt, wobei die Wannenkongfiguration der Variante C absichtlich beeinflusst wurde, so dass eine Barriere entsteht.

Für jede Sensorvariante wurden Chips gefertigt, welche jeweils ein Array von

48x48 Pixeln enthielten. Zur Minimierung des Einflusses von Randeffekten der verwendeten Optik wurden zur Auswertung jeweils 50 Photodioden aus der Mitte jedes Arrays verwendet. In der Auswertung wird für jeden Messpunkt der Mittelwert über das Array betrachtet. Die Streuung innerhalb eines Arrays liegt für alle Diodenvarianten im Bereich von weniger als 5 %.

4.3 Charakterisierung der Referenz

Im Folgenden sollen nun die Laserdurchschiebekurven der Referenz für die größtmögliche Lichtintensität bzw. den kleinsten Abstand für verschiedene Collection-Gate-Spannungen V_{CG} betrachtet werden.

Wie bereits diskutiert, verbleiben bei $T_{bfs} = 0$ ns noch Elektronen in der Diode, so dass weiterhin ein Signal detektiert wird. Die gemessenen Arrays zeigen in der Messung nahezu keine Variation, weswegen in der weiteren Auswertung die Mittelwerte der Arrays zur Bewertung herangezogen werden.

In Abb. 4.5a sind die Laserdurchschiebekurven verschiedener Collection-Gate-Spannungen für die Referenz (Sensorvariante A) für $I_{norm} = 1 I_0$ (s. Gl. 4.3) dargestellt und es lässt sich keine große Variation zwischen den Kurven erkennen, allerdings lässt die Verteilung darauf schließen, dass es ein Optimum für die Collection-Gate-Spannung gibt. Um diese Vermutung zu verifizieren, werden die Laserdurchschiebekurven parametrisch dargestellt. Hierfür wird auf die beiden charakteristischen Größen $CTI@0ns$, also des Wertes für CTI für $T_{bfs} = 0$ ns, und die Zeit T_{compl} für den vollständigen Ladungstransfer zurückgegriffen, so dass sowohl das Transferverhalten der schnellsten, aber auch der langsamsten Elektronen abgebildet wird. Der Ladungstransfer gilt als vollständig, sobald nur noch 0.5 % der generierten Elektronen in der Wanne verbleiben, da dies in etwa dem Rauschlevel entspricht. In Abb. 4.5b sind die gemessenen Laserdurchschiebekurven parametrisiert für verschiedene Intensitäten dargestellt. Die Collection-Gate Spannung wurde dabei in 0.125 V-Schritten variiert. Für die parametrische Darstellung bedeutet das somit, je näher ein Messpunkt am Ursprung liegt, desto schneller ist der Sensor für die gewählte Konfiguration. Für die Kurve mit der höchsten Intensität ($I_{norm} = 1 I_0$) ergibt die Veränderung der Collection-Gate-Spannung eine Kurve in dem Parameterraum, die ein Optimum bei 2 V aufweist. Für diesen Spannungswert des Collection-Gates ist sowohl T_{compl} als auch die $CTI@0ns$ minimal. Vergleicht man dieses Mes-

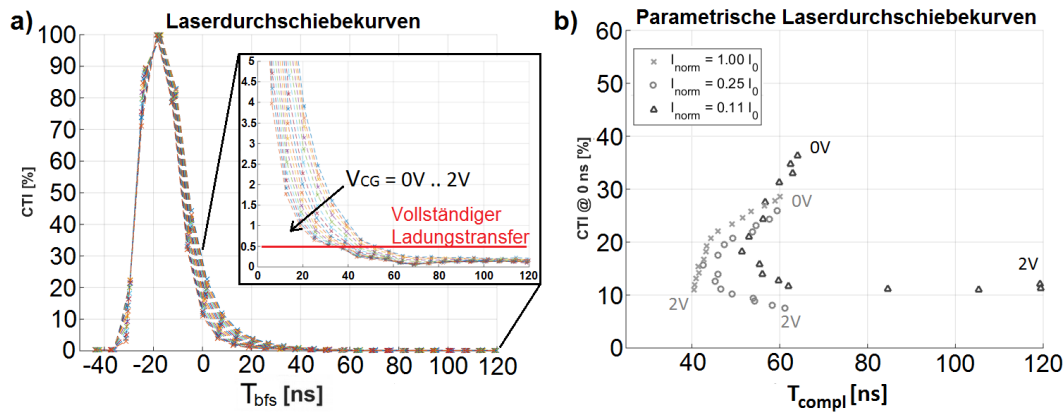


Abb. 4.5: a) Laserdurchschiebekurven verschiedener Collection-Gate-Spannungen für $I_{norm} = 1 I_0$ b) Parametrisierte Darstellung der Laserdurchschiebekurven für verschiedene Intensitäten.

sergebnis mit der Simulation der Bandenergie unterhalb des Collection-Gates aus Kapitel 2.3.3, so liegt die Vermutung nahe, dass der effektivste Elektronentransfer bei einer maximalen Kopplung mit dem Transfer-Gate erreicht wird. Allerdings sind mit dem Einfluss der Wanne und dem Transfer-Gate die beiden Bereiche der Kopplung innerhalb des Graphen zu erkennen. Solange die Kopplung mit der Wanne besteht, werden die langsamsten Elektronen mit steigender Spannung schneller ausgeräumt. Dies erkennt man daran, dass die $CTI@0ns$ nur langsam weniger wird, wohingegen T_{compl} deutlich schneller kleiner wird. Wechselt die Kopplung, wird die Geschwindigkeit der langsamsten Elektronen nur noch moderat erhöht, dafür können die ersten Elektronen deutlich effektiver ausgelesen werden. In der Kurve ist dies an einem Knick zu erkennen, ab dem die $CTI@0ns$ signifikant sinkt. Dieser Zusammenhang deutet bereits auf eine gewisse Intensitätsabhängigkeit hin. Je größer die Anzahl der erzeugten Elektronen ist, desto schneller werden sie ausgelesen, wie bereits A. Driewer nachgewiesen hat [38]. Es zeigt sich, dass eine Verringerung der Intensität einen deutlichen Einfluss auf den Ladungstransfer hat, wie in den beiden weiteren Kurven ($I_{norm} = 0.25 I_0$, $I_{norm} = 0.11 I_0$) zu erkennen. Für kleinere Intensitäten existiert ein Optimum der Collection-Gate-Spannung, welches sich proportional zu der Intensität verhält. Für größere Collection-Gate-Spannungen wird die Diode deutlich langsamer. Der Einfluss der sogenannten

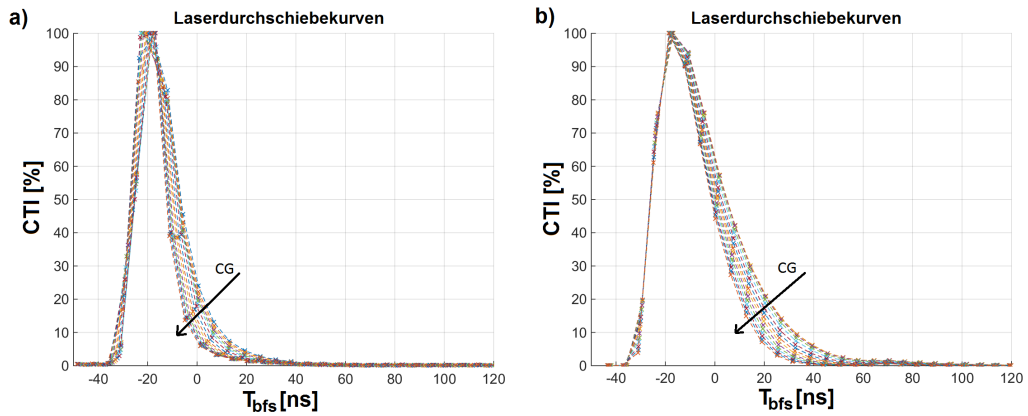


Abb. 4.6: Gegenüberstellung der Laserdurchschiebekurven einer $19 \mu\text{m}$ (a) langen und einer $26 \mu\text{m}$ (b) langen Pinned Photodiode

selbstinduzierten Drift der Elektronen scheint eine signifikante Rolle für die Transporteigenschaften einzunehmen. Das Energieniveau einer mit Elektronen gefüllten Wanne liegt generell über dem einer leeren, so dass die Kopplung mit dem Collection-Gate verstärkt wird. Ist die Wanne jedoch leer, so würde die Kopplung bereits früher in Richtung des Transfer-Gates wechseln. Es liegt die Vermutung nahe, dass eine Kopplung mit dem Transfer-Gate für einen schnellen Ladungstransfer zu verhindern ist, da so ein Plateau entstehen kann, welches letztendlich zu einer Barriere führt. Diese Annahme wird gefestigt, da die Wertepaare T_{compl} und $CTI@0ns$ für kleine Collection-Gate Spannungen und die verschiedenen Intensitäten relativ konstant sind. T_{compl} ist jedoch bis zu 20 ns größer im Vergleich zu der Transferzeit bei hohen Intensitäten und hoher Collection-Gate-Spannung.

4.4 Einfluss der Wegstrecke

Nachdem eine erste Charakterisierung der Referenz durchgeführt wurde, soll im Folgenden die Transferzeitabhängigkeit der Elektronen von der Wegstrecke untersucht werden. Für diese Messungen wurde auf die verlängerte Referenzstruktur (Sensorvariante B) zurück gegriffen. Anhand der Laserdurchschiebekurven (vgl. Abb. 4.6) kann bereits eine verlängerte Auslesezeit T_{compl} für die

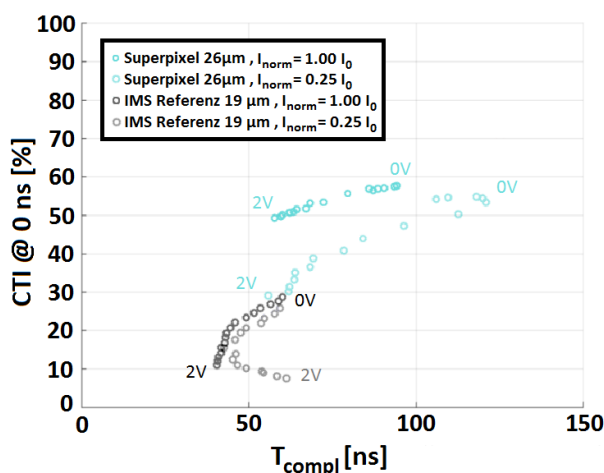


Abb. 4.7: Parametrische Darstellung der optimalen Laserdurschiebekurven für die verschiedenen CG-Spannungen für zwei Längen einer Pinned Photodiode. A: IMS Referenz, B: Superpixel

Sensorvariante B beobachtet werden. Zusätzlich ist die gesamte Kurve verbreitert. Übertragen in den Parameterraum, wie in Abb. 4.7 für zwei Intensitäten dargestellt, ergibt sich ein leicht verändertes Bild zu der Referenz. Für die beiden Längen ist der Sensor für 2 V am schnellsten bei hoher Intensität. Wie bereits erwähnt, wurde der Auslesepfad über die verschiedenen Sensorvarianten nicht verändert, allerdings werden in der verlängerten Diode mit einer ca. 1,6 mal so großen Fläche deutlich mehr Elektronen bei gleicher Intensität erzeugt. Die erhöhte Elektronenanzahl um den Auslesepfad verhindert eine frühere Kopplung des Collection-Gates mit dem Transfer-Gate, wodurch in der großen Diode kein Knick für den Wechsel der Kopplung bei kleinerer Intensität zu erkennen ist.

Die Transferzeiten der kurzen (39 ns) sowie langen Referenz (57 ns) liegen über denen der Simulation, allerdings nur mit einem für beide Varianten ähnlichen Offset, welcher auf die eindimensionale Simulation zurückzuführen ist. In der Simulation wurde davon ausgegangen, dass sich die Elektronen ausschließlich auf dem direkten Weg zu der Floating Diffusion bewegen. Wie bereits in Kapitel 3.1 erläutert reduziert eine Verringerung des Freiheitsgrades die simulierte

Tab. 4.4: Übersicht der getesteten Sensorvarianten

Variante	L_{max}	$T_{theoretisch}$	$T_{simulation}$	T_{compl}
A	$19 \mu m$	8.6 ns	3.8 ns	39 ns
B	$26 \mu m$	16.1 ns	10.5 ns	57 ns

Transferzeit. Der Weg der Elektronen verlängert sich und somit ist die reale Zeit höher als die simulierte Zeit. Da dies jedoch sowohl für die große als auch für die kleine Diode gilt, entsteht lediglich ein Offset. Die theoretische Transferzeit (vgl. Abb. 2.15) auf Grundlage des Modells von Theuwissen et al. [23] wurde allerdings deutlich unterschritten, da das Modell auf Basis einer Standard Pinned Photodiode entwickelt wurde, welche kein Driftfeld beinhaltet. Der Einfluss eines kleinen Driftfeldes, wie es durch die leichte Modifikation der Pinning Spannung durch den Implantationsgradienten hervorgerufen wird, beschleunigt die Elektronen, wie erwartet, bereits signifikant. Auf Grundlage der bisherigen Ergebnisse, welche die Simulationen soweit bestätigen, kann davon ausgegangen werden, dass die DPI einen weiteren positiven Einfluss auf den Elektronentransfer haben wird. In Tabelle 4.4 sind die minimalen Transferzeiten, welche theoretisch ($T_{theoretisch}$), simulatorisch ($T_{simulation}$) und experimentell (T_{compl}) ermittelt wurden, für die beiden Sensorlängen dargestellt. Dabei wurde die theoretisch und simulatorisch ermittelte Transferzeit eindimensional berechnet.

4.5 Aufhebung der Pinning Spannung

Der Einfluss der DPI wird an den Sensorvarianten C und D gemessen, wobei in Variante C eine Barriere existiert, so dass deren Einfluss untersucht werden kann. Die Darstellung der Laserdurchschiebekurven im Parameterraum ist in Abb. 4.8 und Abb. 4.9 aufgezeigt. Zwei Eigenschaften fallen direkt auf. Zum einen besitzt die Variante mit Barriere eine deutlich verlängerte Transferzeit. T_{compl} kann nur für hohe Intensitäten und hohe Collection-Gate-Spannungen gemessen werden. Zum anderen stellt sich für kleine Collection-Gate-Spannungen eine CTI von nahezu 100 % ein was bedeutet, dass nur sehr

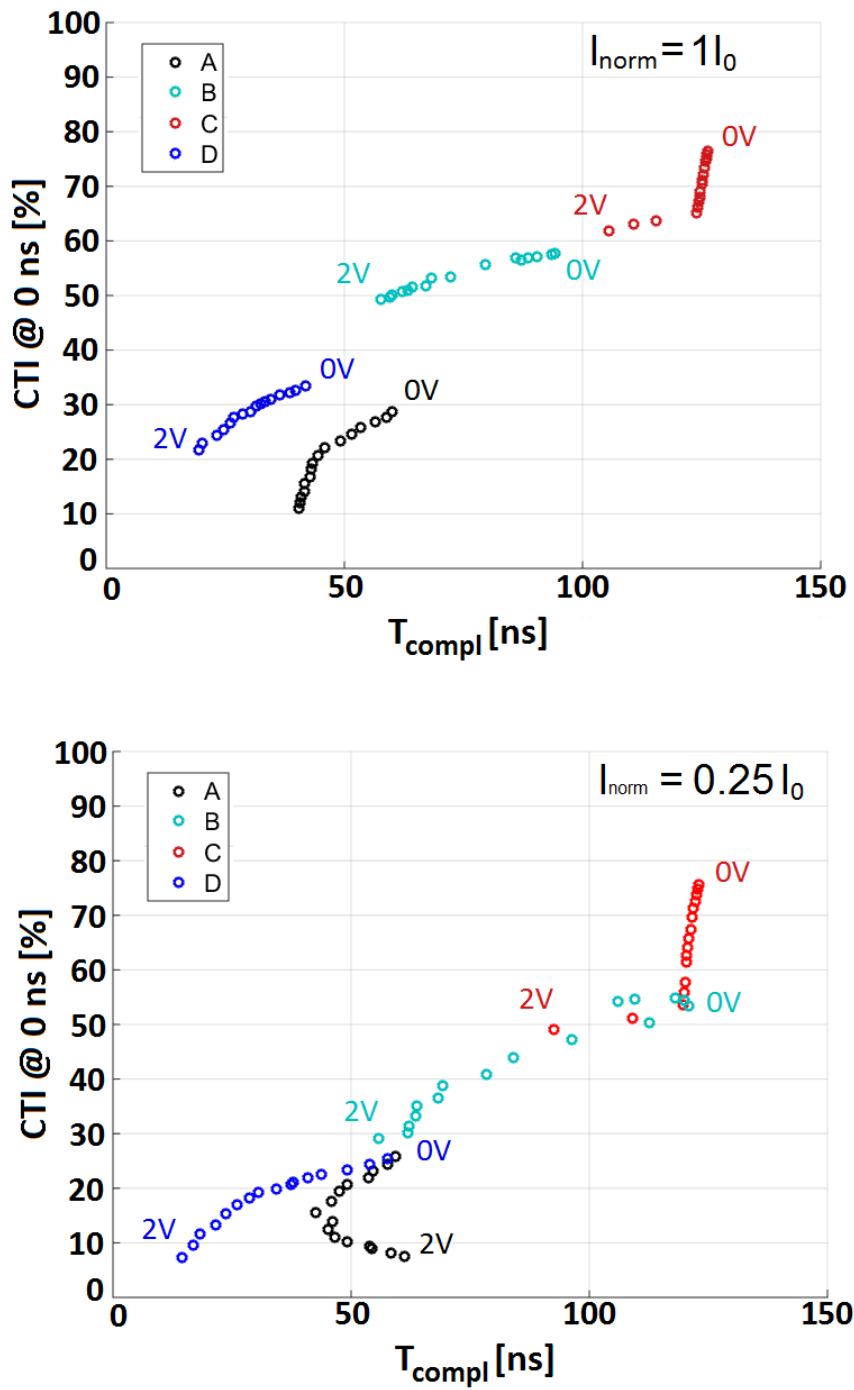


Abb. 4.8: Darstellung der parametrisierten Laserdurchschiebekurven aller 4 Pixelvarianten für die Intensitäten I_0 und $0.25 I_0$.

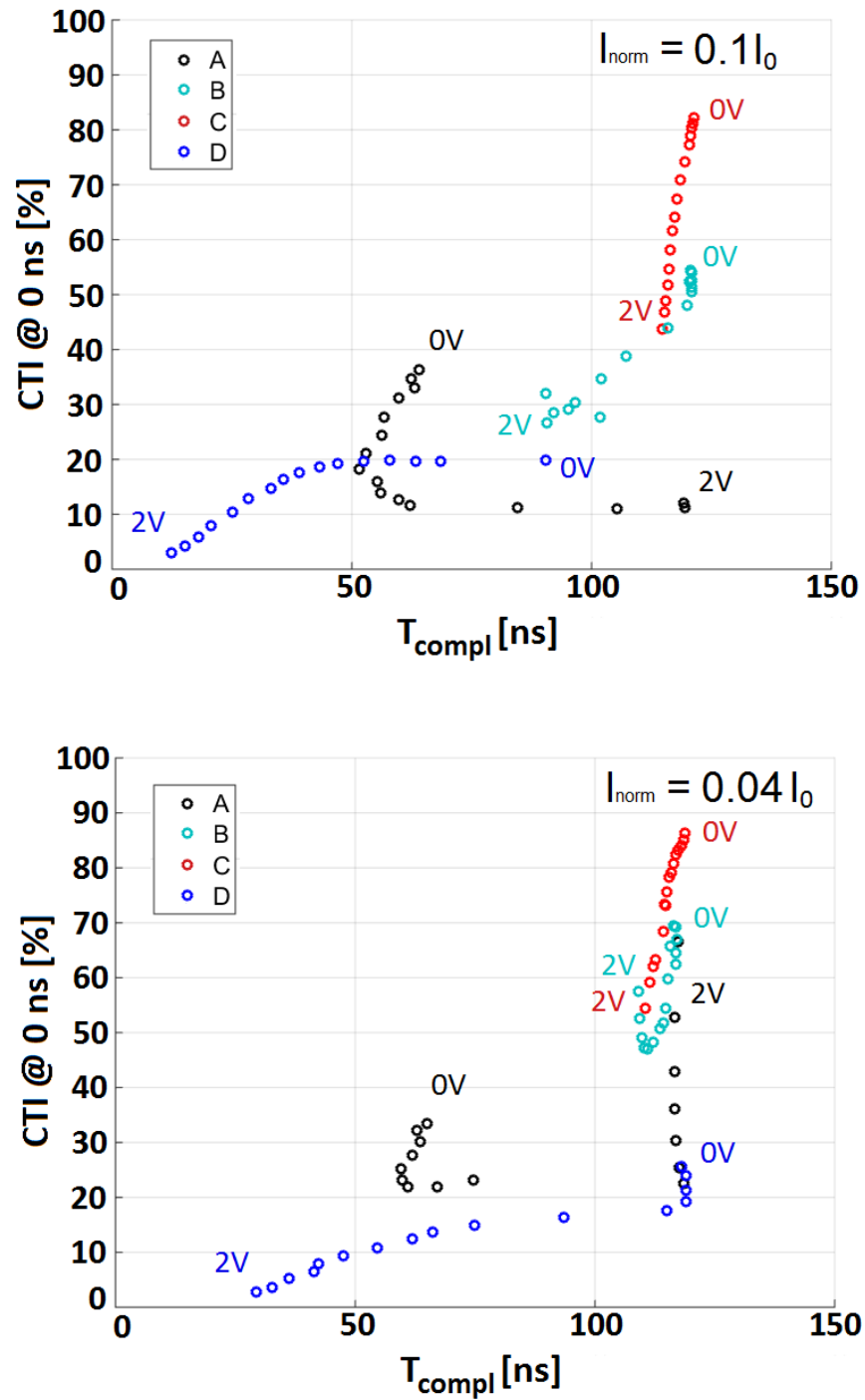


Abb. 4.9: Darstellung der parametrisierten Laserdurchschiebekurven aller 4 Pixelvarianten für die Intensitäten $0.1 I_0$ und $0.04 I_0$.

wenige Elektronen überhaupt die Wanne verlassen können. Da keine Transferzeiten größer als 120 ns gemessen werden können, die Veränderung des CTI-Wertes allerdings weiterhin dargestellt werden soll, wurde für Sensoren mit längeren T_{compl} der letzte gemessene Punkt als Transferzeit definiert. Dieses Vorgehen verzerrt die Graphen für hohe Werte von T_{compl} . Kann T_{compl} nicht bestimmt werden, so wird sich immer 2 V als Optimum einstellen, da eine Steigerung der Collection-Gate-Spannung in jedem Fall die im vorderen Bereich der Diode befindlichen Elektronen stärker beschleunigt und die Menge der in der Diode verbleibenden Elektronen zu Beginn der Messung verringert wird. Anhand der Kurve lässt sich erkennen, dass erst eine deutlich erhöhte Collection-Gate-Spannung in der Lage ist die Barriere zu reduzieren. Dies konnte bereits in der Simulation beobachtet werden (vgl. Abb. 3.8). Werden nur wenige Elektronen erzeugt, die sich nur schwach gegenseitig abstoßen und eine zu geringe Energie besitzen die Barriere zu überwinden, ist sowohl der Ladungstransfer verzögert als auch die Anzahl der Fehlerelektronen innerhalb der Diode erhöht. Im Vergleich zu der Sensorvariante B, auf der Variante C und D beruhen, ist die CTI für hohe Collection-Gate-Spannungen jedoch reduziert. Hier zeigt sich ein erster Einfluss der DPI, welche die Elektronen aus den hinteren Bereichen der Diode deutlich beschleunigt in Richtung der Floating Diffusion transferiert. Bedingt durch die Barriere verbleiben einige Elektronen in der Diode und es stellt sich letztendlich die erhöhte Transferzeit T_{compl} ein. Wird eine Barriere vermieden, so zeigt sich ein völlig verändertes Bild. Es existiert keine negative Abhängigkeit zwischen der Collection-Gate-Spannung und der Zeit für den vollständigen Ladungstransfer mehr, das heißt es kann kein Optimum der Collection-Gate-Spannung gefunden werden. Eine Erhöhung bewirkt immer eine weitere Beschleunigung der Elektronen. Dies hat zur Folge, dass T_{compl} für eine Diode mit der DPI signifikant reduziert ist. Insbesondere für kleinere Intensitäten kann der Einfluss deutlich beobachtet werden. Die absolute Transferzeit für hohe Collection-Gate-Spannungen verändert sich kaum, lediglich die CTI wird mit zunehmender Intensität größer. Je geringer die Intensität, desto größer ist allerdings die Abhängigkeit der Transferzeit von der Spannung. Erklärt werden kann dieses Verhalten mit Hilfe von Gl. 2.73 und der Analogie zu einem JFET. Die Spannung, welche an dem Collection-Gate angelegt wird, beeinflusst direkt das Potential im Auslesepfad darunter. Es konnte gezeigt werden, dass der Potentialverlauf innerhalb der Wanne ausschließlich von dem Potential, welches am Übergang zwischen Auslesepfad und Wanne anliegt, bestimmt wird. Eine kleine Spannung bewirkt direkt ein kleineres Drift-

feld. Deutlich zu kleine Spannungen führen letztendlich dazu, dass die beiden Raumladungszonen im Bereich vor dem Collection-Gate nicht mehr geschlossen werden können, so dass sich eine Barriere formiert, deren Höhe von der angelegten Spannung abhängt. In dem Bereich der nicht geschlossenen Raumladungszonen werden zum einen weniger Elektronen, die ausgelesen werden können, erzeugt und zum anderen werden Elektronen, welche im hinteren Bereich der Diode erzeugt wurden, dort gehalten. Ist die selbstinduzierte Drift stark genug, ist der Effekt nur ansatzweise zu beobachten. Je kleiner jedoch die Intensität des Lichts ist, desto schlechter werden die Elektronen transferiert. Für hohe Intensitäten liegen die Messwerte für kleine Collection-Gate-Spannungen von der großen Diode mit DPI und der kleinen Referenz nah beieinander. Eine Collection-Gate-Spannung in der Größenordnung der Pinning Spannung der Referenz bewirkt indirekt, dass sich die beiden Dioden ähnlich verhalten, da sich derselbe Spannungsgradient einstellen sollte. Lediglich das sehr viel größere Driftfeld am Rand der Diode reduziert die Transferzeit der Elektronen und die Variante bleibt zumindest für hohe Intensitäten schneller als die große Referenz ohne DPI.

Wird die Collection-Gate-Spannung hoch genug gewählt, so dass keine Trennung der Raumladungszonen auftritt, können jederzeit alle Elektronen beschleunigt ausgelesen werden. Eine Variation der Intensität verändert lediglich die CTI. Diese Tatsache lässt den Rückschluss zu, dass nicht nur die Elektronen im vorderen Bereich der Wanne, sondern in der kompletten Wanne beschleunigt werden. Die Intensität verändert hier nur die Anzahl der auszulesenden Elektronen. Werden mehr Elektronen erzeugt, so verbleiben auch mehr innerhalb der Diode. Im Fall der Sensoren ohne die DPI verbleiben die Elektronen in den Randbereichen der Diode, da dort das Driftfeld am geringsten ist. Das von der DPI induzierte Driftfeld am Rand der Diode räumt diese Bereiche schnell aus und das CTI muss mit niedriger Intensität ebenfalls abnehmen.

Vergleicht man T_{compl} der optimierten Diode mit der Transferzeitsimulation (vgl. Abb. 3.4), fällt auf, dass der Wert der Simulation deutlich eher erreicht wurde. Innerhalb des größeren elektrischen Feldes der Diode mit DPI bewegen sich die Elektronen gerichteter in Richtung der Floating Diffusion. Die zusätzliche Vergleichbarkeit einer eindimensionalen Betrachtung mit der realen Messung legt nahe, dass sich ein Elektronenpfad innerhalb der Diode gebildet hat. Die starken elektrischen Felder an den Rändern der Diode zwingen die Elektronen sich innerhalb eines schmalen Korridors zu bewegen und der Elektronentransfer kann als nahezu eindimensional aufgefasst werden.

4.6 Sensitivität

Sowohl in den theoretischen Überlegungen als auch in den Simulationen konnte nachgewiesen werden, dass die Raumladungszone durch die DPI und die damit verbundene höhere Spannung mittig der Diode in die Tiefe verbreitert wird. Daraus resultiert eine höhere Sensitivität für langwelliges Licht. Die in den Messungen verwendete Laserdiode strahlt Licht mit einer Wellenlänge von 905 nm ab, welches eine Eindringtiefe von ca. $35 \mu\text{m}$ besitzt (vgl. Abb. 2.5). Innerhalb der Simulationen ist eine Verbreiterung der Raumladungszone von ca. $1 \mu\text{m}$ um ca. $2 \mu\text{m}$ auf ca. $3 \mu\text{m}$ zu beobachten. Mit Hilfe des Absorptionsgesetzes (Gl. 2.7) kann eine erste Abschätzung für die Erhöhung der Sensitivität getroffen werden. Wird von einer definierten Anzahl Photonen mit identischer Wellenlänge ausgegangen, dann kann der Prozentsatz P_{plus} der mehr erzeugten Elektronen wie folgt angegeben werden:

$$P_{plus} = \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha x_T}}{1 - e^{-\alpha x_F}}\right) \cdot 100. \quad (4.4)$$

In Gl. 4.4 steht x_T für die tiefere Ausdehnung der Raumladungszone bedingt durch die DPI und x_F für die normale Ausdehnung ohne DPI. Im vorliegenden Fall bedeutet die tiefere Raumladungszone, dass im Durchschnitt 34.15 % mehr Elektronen detektiert werden könnten. In Abb. 4.10 ist dargestellt, wie viele Akkumulationen im Mittel benötigt wurden, um die Floating Diffusion komplett zu füllen. Es fällt auf, dass die Sensitivität für die große Diode scheinbar nicht zunimmt, obwohl aufgrund der größeren Fläche mehr Elektronen erzeugt werden sollten. Die präsentierten Sensitivitäten wurden aus den Laserdurchschiebekurven extrahiert, wobei die Pulslänge des Transfer-Gates konstant sehr kurz gehalten wurde. Die Wanne selbst hat sich zwischen der kleinen und der großen Referenz nur geringfügig verändert, so dass in beiden Fällen nur die im vorderen Bereich erzeugten Elektronen ausgelesen werden, welche im Zeitraum T_{shut} die Wanne verlassen können. Die deutlich höhere Sensitivität bezogen auf die Laserdurchschiebekurven der Variante mit DPI (ca. Faktor 3) resultiert demnach auch aus der generell höheren Anzahl an Elektronen. Wie bereits diskutiert, verursacht die DPI eine globale Geschwindigkeitserhöhung der Elektronen, so dass in dem Transfer-Gate-Puls mehr Elektronen ausgelesen werden können. Aus diesem Umstand ist die Verdreifachung der Sensitivität zum Teil dem schnelleren Auslesevorgang geschuldet. Eine aussagekräftigere Messung hinsichtlich der Sensitivität lässt sich nur mit konstanter Beleuch-

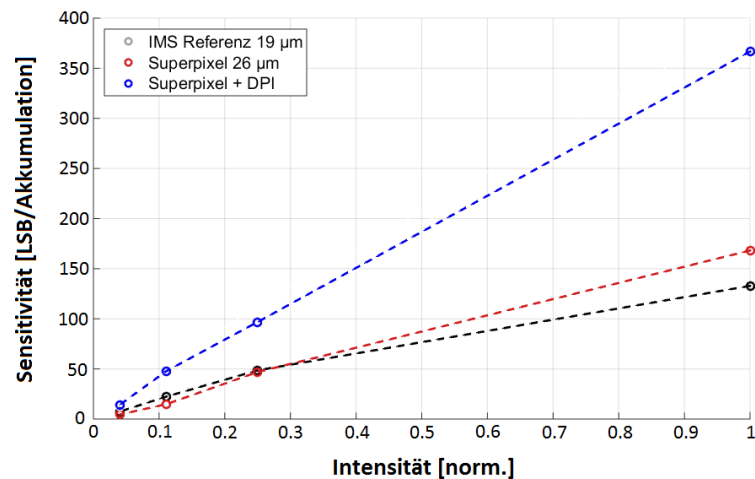


Abb. 4.10: Über die Laserdurchschiebekurven gemessene Sensitivität auf Grundlage der benötigten Akkumulationen um die Floating Diffusion komplett zu füllen.

tung realisieren.

In Abb. 4.11 sind die Messungen mit Konstantlicht dargestellt. Die Sensoren werden in der Messung permanent mit einer LED (Peak-Wellenlänge 905 nm) beleuchtet, so dass die Wanne zu jeder Zeit komplett mit Elektronen gefüllt ist. Alle $257 \mu\text{s}$ wird der Elektronenstrom für 31 ns von dem Drainingpfad in Richtung der Floating Diffusion gelenkt. Hierbei werden sowohl die Sensitivität als auch der optische Leckstrom bzw. die Effektivität der Hintergrundlichtunterdrückung erfasst, da während der Auslesepfad geschlossen ist die Entladung der Floating Diffusion gemessen wird. Die Messung des Leckstroms wird bei Konstantlicht durchgeführt, wobei sämtliche erzeugte Ladung über den Drainingpfad abgeführt werden sollte. Je höher das Signal des Leckstroms, desto höher ist demnach auch die Entladung der Floating Diffusion. Die Höhe des Leckstroms gibt also an, wie stark der Einfluss von Elektronen, die zwischen zwei Laserpulsen durch das Hintergrundlicht erzeugt wurden, ist. Die Wanne ist also jederzeit gefüllt und wird gleichzeitig ausgeräumt, entweder über den Drainingpfad oder in Richtung der Floating Diffusion. Somit ist die Anzahl der detektierten Elektronen mit der generellen Anzahl der erzeugten Elektronen zu vergleichen. Die Effektivität der Hintergrundlichtunterdrückung ist insbe-

sondere für die reale Anwendung von entscheidender Wichtigkeit. Je höher die Quote der Fehlerelektronen durch Hintergrundlicht ist, desto kleiner ist der absolute Aussteuerbereich. Die Messung selbst zeigt eine Abhängigkeit von der Collection-Gate-Spannung für die Sensitivität. Es scheint, als nehme die Sensitivität mit steigender Spannung insbesondere für die großen Dioden ab. Für hohe Spannungen liegt die Sensitivität der großen Dioden im Bereich der kleinen Referenz. Hierbei muss bedacht werden, dass die Elektronen weiterhin gepulst ausgelesen werden und die steigende Kopplung zwischen Collection- und Transfer-Gate den Umschaltvorgang aufgrund der höheren Kapazität verlangsamen könnte. Die effektive Länge des Transfer-Gate Pulses wird verringert und es können weniger Elektronen ausgelesen werden. Da die kleine Referenz, wie beschrieben, aus einem Zusammenschluss von 3 Dioden besteht, kann dieser Effekt im Mittel kompensiert werden. Die steigende Standardabweichung für hohe Spannungen gibt einen Hinweis auf ein solches Verhalten. Auf das gesamte Array bezogen nimmt die Sensitivität in einigen Pixeln auch für die kleine Referenz ab. Die höchste Sensitivität ist für jede Variante bei kleinen Collection-Gate-Spannungen zu finden, da dort zum einen der Leckstrom maximal ist und zum anderen wegen der beschriebenen Abhängigkeit zwischen den beiden Gates. Der Leckstrom der Dioden mit DPI ist nicht mehr von der Collection-Gate-Spannung abhängig. Selbst für kleine Spannungen V_{CG} ist der Elektronenstrom gut separiert und die Ladungsträger gelangen nicht über die Barriere des geschlossenen Transfer-Gates, welche aufgrund der kleinen Spannung V_{CG} klein gegenüber dem Potential unter dem Collection-Gate ist. Die Barriere, welche in die Variante C (DPI + Barriere) eingebaut wurde, reduziert für diese Variante zusätzlich den Leckstrom, da weniger Elektronen aus der Wanne in den Auslesepfad gelangen. Im vorherigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass die Elektronen in Anwesenheit der DPI sich deutlich linearer durch die Diode bewegen. Es liegt die Vermutung nahe, dass dies auch im Auslesepfad passiert. Die Elektronen bewegen sich somit über die gesamte Länge der Diode in einem Kanal, der auch ohne die Anwesenheit der DPI aufrecht erhalten wird. Für Dioden ohne DPI muss die Spannung am Collection-Gate vergrößert werden, damit die Barriere ausreichend hoch ist und keine Elektronen sie mehr überwinden. Der Leckstrom der kleinen Referenz liegt deutlich erhöht, da hier drei Auslesepfade zu dem Leckstrom beisteuern können.

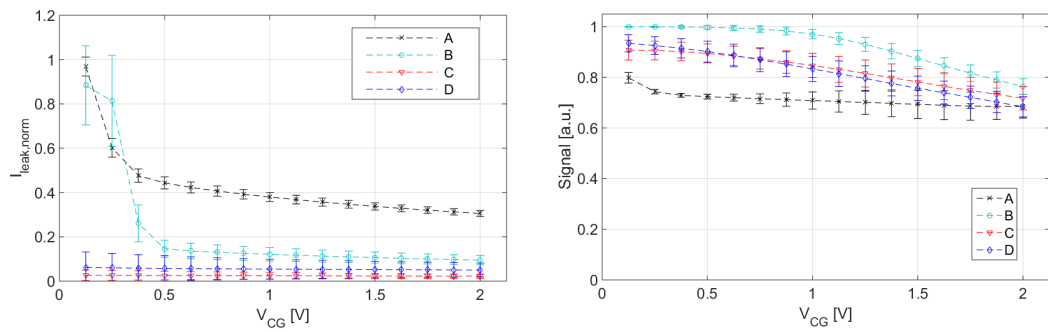


Abb. 4.11: Messung der Sensitivität (rechts) und des Leckstroms (links) bei konstanter Hintergrundbeleuchtung

4.7 Abschätzung des Messbereichs

Aus den bisher vorgestellten Messungen lässt sich eine Abschätzung des Messbereichs für 3D-Anwendungen treffen, welcher als Differenz zwischen der minimal und der maximal messbaren Distanz angegeben werden kann. Wie bereits diskutiert, müssen sämtliche Elektronen in Q_1 ¹ detektiert werden, damit eine Distanz von 0 m detektiert werden kann. Aufgrund von endlichen Transferzeiten und möglichen Barrieren im Elektronenpfad ist dieser Wert mit einer realen Photodiode nicht messbar. Insbesondere durch die endliche Transferzeit stellt sich ein entfernungsabhängiger Fehler ein, welcher den Messbereich reduziert. Die Entfernungsabhängigkeit resultiert aus dem abnehmenden Einfluss des Fehlers aus Q_2 . Neben dem Fehler, welcher sich aus der Transferzeit berechnet, muss zusätzlich der Leckstrom berücksichtigt werden. Der Fehler, welcher sich aus diesem ergibt, kann durch eine einfache Überlegung hergeleitet werden. Es muss das Verhältnis zwischen Signalelektronen und Fehlerelektronen aufgestellt werden. Hierfür wird auf die Messungen der Sensitivität und der Leckströme zurückgegriffen. Anhand der Zeiten, die den Elektronen in beiden Messungen gegeben wurde um die Floating Diffusion zu erreichen, kann berechnet werden, wie viele Signalelektronen Q_S mehr in Relation zu den Fehlerelektronen Q_L ausgelesen wurden. Der Kehrwert des Verhältnisses ist somit der Prozentsatz P_F an Elektronen, welche keine Distanzinformation enthalten.

¹vgl. Abb. 2.23

Er kann berechnet werden mittels:

$$P_F = \frac{Q_{Signal} \cdot 2000 \cdot 31}{Q_L \cdot 200 \cdot 257000}. \quad (4.5)$$

Der Prozentsatz P_F muss, da er jederzeit erzeugt wird, sowohl auf Δ_{Q1} als auch auf Δ_{Q2} addiert werden. Für die Bestimmung von Δ_{Q2} muss der Anteil des Signals Q_1 berechnet werden, welcher nicht mehr in Q_1 ausgelesen werden kann und in Q_2 detektiert wird. Anhand der Laserdurchschiebekurven konnte gezeigt werden, dass durch die endliche Elektronengeschwindigkeit immer Elektronen in der Wanne zurückbleiben. Aus den beiden charakteristischen Größen CTI und T_{compl} lässt sich zusammen mit der Laserpulsdauer T_{trig} der Fehler Δ_{Q2} berechnen. Wie bereits in [23] gezeigt folgt der Abbau der Ladung über eine Barriere einem exponentiellen Verlauf, so dass gilt:

$$CTI(t) = CTI_0 \cdot e^{-\tau \cdot t}. \quad (4.6)$$

Die Zeitkonstante τ lässt sich mittels T_{compl} berechnen, da zu diesem Zeitpunkt $CTI(T_{compl}) = 0.5$ gilt. Daraus folgt:

$$\tau = \frac{\ln\left(\frac{0.5}{CTI_0}\right)}{T_{compl}}. \quad (4.7)$$

Wie aus den Laserdurchschiebekurven zu entnehmen, können zu jedem Zeitpunkt $t < T_{compl}$ Elektronen detektiert werden. Der Fehler, welcher durch einen zu langsamen Ladungstransfer entsteht, lässt sich somit aus dem maximal möglichen Signal und dem Integral der $CTI(t)$ über die Auslesedauer T_{trig} berechnen. Wird die Laufzeit T_{lauf} des Lichts und die damit verbundene Verschiebung innerhalb der Auslesepulse berücksichtigt, folgt:

$$\Delta_{CTI} = \int_0^{(T_{trig}-T_{lauf})} CTI_0 \cdot \exp\left(\frac{-\ln\left(\frac{0.5}{CTI_0}\right)}{T_{compl}} \cdot (T_{lauf} + t)\right) dx. \quad (4.8)$$

Hierbei gibt CTI_0 die CTI für 0 ns an. T_{lauf} ist nur relevant im Auslesepuls Q_2 , da dieser von der fallenden Flanke des Signals abhängig ist, welche nur in Q_2 einen Einfluss erzeugt. Also kann der Fehler Δ_{Q2} angegeben werden als:

$$\Delta_{Q2} = \frac{100 * T_{trig}}{\Delta_{CTI}}. \quad (4.9)$$

Es kann erkannt werden, dass bei steigender Zeit T_{compl} möglicherweise nicht mehr alle durch den Laserpuls erzeugten Elektronen in Q_2 detektiert werden können, da sie erst nach Schließen des Transfer-Gates den Ausleseknoten erreichen. In direkter Konsequenz bedeutet das, dass die effektive Sensorfläche verkleinert wird, da die Elektronen aus den weit von der Floating Diffusion entfernten Bereichen nicht mehr ausgelesen werden können. Die effektiv für die Messung verwendbare Sensorfläche A_{eff} reduziert sich also sobald T_{compl} größer als T_{trig} wird. Der Faktor ist identisch mit der CTI für T_{trig} .

Der Fehler Δ_{Q1} ist deutlich schwerer zu bestimmen, da hier die Transferzeit der schnellsten Elektronen mit berücksichtigt werden muss. Den hauptsächlichsten Anteil an der steigenden Flanke haben die im vorderen Bereich der Wanne erzeugten Elektronen, jedoch ist die Steigung um so größer, je mehr Elektronen aus dem hinteren Bereich der Diode früh ausgelesen werden können. Die Messungen, welche für diese Arbeit durchgeführt wurden, geben allerdings nur eine Aussage über die langsamsten Elektronen. Dies liegt an der minimalen Transfer-Gate-Pulslänge von 6.25 ns, welche es nicht erlaubt, eine Messung der schnellsten Elektronen durchzuführen. Zusätzlich müssen die verbleibenden Elektronen, welche durch das Hintergrundlicht vor der eigentlichen Messung erzeugt werden, ebenfalls zu Δ_{Q1} hinzugerechnet werden. Der Fehler Δ_{Q1} wird für die Abschätzung des Messbereichs mit 1% als konstant angenommen.

Die bis hierhin durchgeführten Überlegungen können nun auf die theoretische Betrachtung aus Kapitel 2.4 übertragen werden. Aufgrund der Abhängigkeit des Fehlers Δ_{Q2} von der Position des reflektierten Pulses innerhalb der beiden Auslesepulse wird der Distanzfehler im Folgenden direkt aus der Laufzeit T_{lauf} berechnet angegeben. Die Abhängigkeit von $Q1$ und $Q2$ für den idealen Fall ist:

$$Q_1 = \frac{Q_2 \cdot (T_{trig} - T_{lauf})}{T_{lauf}}. \quad (4.10)$$

Daraus folgt für die absolute Distanz D

$$D = \frac{T_{lauf} \cdot c}{2} \quad (4.11)$$

und den Fehler Δ_{Q2}

$$\Delta_{Q2} = \frac{\left[\frac{CTI_0 \cdot T_{compl}}{\ln\left(\frac{0.5}{CTI_0}\right)} \exp\left(\frac{\ln\left(\frac{0.5}{CTI_0}\right) \cdot (T_{lauf} + t)}{T_{compl}}\right) \right]^{(T_{trig} - T_{lauf})}}{100 \cdot T_{trig}}. \quad (4.12)$$

Mittels der Gleichung kann nun der laufzeitabhängige Distanzfehler angegeben werden. In Abb. 4.12 ist dieser Fehler für die verschiedenen Pixelkonfigurationen dargestellt. Verwendet wurden die Werte für die optimale V_{CG} Einstellung der jeweiligen Photodiode für $T_{trig} = 20$ ns. Der Fehler wird in der Darstellung in Abhängigkeit von dem gemessenen Abstand angegeben. Generell kann beobachtet werden, dass der Messfehler, im Gegensatz zu den theoretischen Überlegungen, nun nicht mehr einem linearen Verlauf folgt. In der realen Anwendung hat die Laufzeit des Lichts einen signifikanten Einfluss. Die entstehende Messunsicherheit Δ_{Q_2} kann nicht mehr als konstant angenommen werden. Ebenfalls zu erkennen ist der große Einfluss der Transferzeit auf das Signal Q_2 , da der Messfehler vor allem für kleine Distanzen entsteht. Der Fehler nimmt für größere Distanzen ab, da die langsamen Elektronen nicht mehr innerhalb von Q_2 ausgelesen werden können. Insbesondere die Kurven für die hohe Intensität zeigen, dass eine niedrige T_{compt} in Kombination mit einer erhöhten CTI dennoch einen nicht zu unterschätzenden Fehler erzeugt. Durch die generell höhere Anzahl Elektronen in der Wanne bei höherer Intensität verbleiben in der großen Diode deutlich mehr Elektronen, welche abtransportiert werden müssen. Für hohe Intensitäten erreicht die kleine Referenz (A) daher eine signifikant bessere Auflösung von nahen Objekten. Die höhere Auslesegeschwindigkeit der Elektronen in der Diode mit DPI (D) führt analog zu einer verbesserten Performance bei niedrigen Intensitäten. Zusätzlich zeigt sich, dass der Messfehler, welcher sich durch zu langsamen Elektronentransfer (B) oder eine deutliche Barriere (C) einstellt, vergleichbar ist. Weiterhin kann auch in dieser Darstellung erkannt werden, dass die zusätzliche DPI zu einer größeren Diodenstruktur ermöglicht und zum anderen die Performance der Dioden steigert.

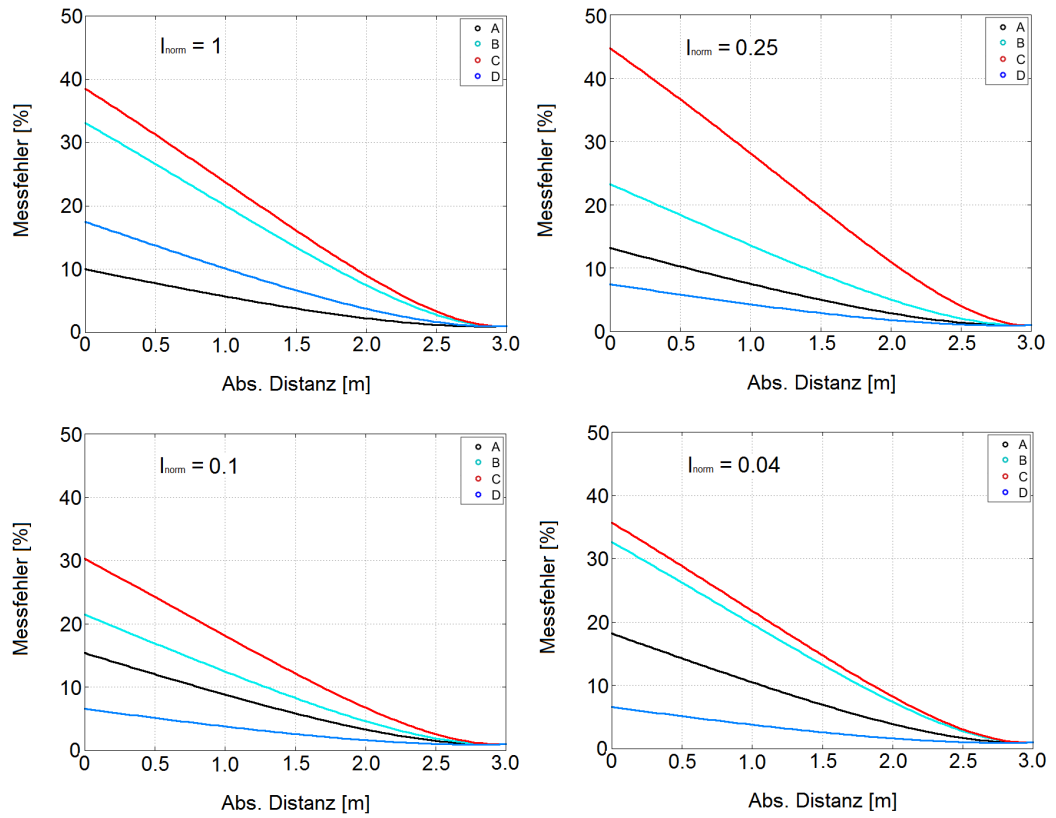


Abb. 4.12: Darstellung des prozentualen Messfehlers bei einem gegebenen Abstand für die vorgestellten Pixelvarianten bei verschiedenen Intensitäten.

5 Fazit und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine bestehende Pinned Photodiode analysiert und aufbauend auf dem Bändermodell eine zusätzliche Implantation entwickelt. Es konnte gezeigt werden, dass eine Pinned Photodiode als einseitig angeschlossener JFET aufgefasst werden kann und eine graduelle Trennung der Raumladungszonen die Möglichkeit bietet, die Versorgungsspannung des Sensors zur Elektronenbeschleunigung zu verwenden. Eine Trennung der Raumladungszonen kann durch eine Erhöhung der Dotierstoffkonzentration im Elektronenkanal erreicht werden. Wird eine solche Drift-Pfad-Implantation DPI verwendet, ist die Pinning Spannung nicht mehr ausschließlich von den Implantationsenergien und Implantationsdosen der beiden verwendeten Implantationen abhängig, sondern wird nun auch von der Versorgungsspannung beeinflusst. Das signifikant vergrößerte elektrische Feld beschleunigt die Elektronen innerhalb der Wanne schneller und die Transferzeit sinkt. Insbesondere in den Randbereichen der Wanne direkt am pn-Übergang ist die Beschleunigung am Größten. Es konnte gezeigt werden, dass sich die Elektronen in Anwesenheit der DPI in einem designierten Korridor bewegen und ihre Bewegung nahezu eindimensional sein muss.

Neben der Entwicklung der Drift-Pfad-Implantation wurde der Einfluss des Collection-Gates auf den Elektronenfluss untersucht. Es konnte ein Zusammenhang der dort angelegten Spannung mit dem Transferverhalten nachgewiesen werden, wobei das Implantationschema unter dem Collection-Gate einen signifikanten Einfluss auf die Wirkung besitzt. Ohne die DPI scheint ein Optimum zu existieren, da das Collection-Gate die Kopplung zwischen der Wanne und dem Transfer-Gate beeinflussen kann. Abweichungen von der optimalen Kopplung führen zu einem verlangsamten Elektronentransfer und im extremen Fall zu einer Barriere, welche das vollständige Ausräumen der Diode verhindert. In Anwesenheit der DPI existiert ein solches Optimum nicht und die Elektronen werden mit steigender Spannung an dem Gate nur weiter beschleunigt. Die Kombination von Collection-Gate-Spannung und DPI konnte die Transferei-

genschaften einer $26 \mu m$ langen Diode soweit steigern, dass die Zeit für den kompletten Ladungstransfer im Gegensatz zu einer $19 \mu m$ langen Diode ohne zusätzliche Implantation von 40.5 ns auf 14.4 ns verringert werden konnte. Es konnte ein deutlich größerer Sensor gefertigt werden, welcher nicht nur die gleiche Leistung erreicht, sondern die der kleinen Diode sogar übertrifft. Es wurde nicht nur die Auslesezeit der Elektronen signifikant reduziert, es konnte ebenfalls der Leckstrom verringert werden. In Kombination mit der vergrößerten Sensitivität wurde ein Sensor entwickelt, welcher in den für 3D-ToF Messungen relevanten Parametern ca. drei mal leistungsstärker ist.

Die weiterführenden Erkenntnisse hinsichtlich des Collection-Gates können für andere Photodiodesdesigns ebenfalls interessant sein, da eine Möglichkeit aufgezeigt wurde eine kleine Barriere über die angelegte Spannung zu kompensieren. Bisher müssen die Implantationsschemata einer Standard Pinned Photodiode aufwendig angepasst werden, damit eine Barriere vermieden wird. Dies könnte in Zukunft entfallen, falls ein Collection-Gate verwendet wird, dessen Implementierung deutlich einfacher zu gestalten ist.

Danksagungen

Während meiner Zeit als Doktorand bei der Firma Elmos Semiconductor durfte ich sehr viele hilfsbereite Menschen kennenlernen, die mich wo sie nur konnten unterstützt haben. Auch wenn ich nicht jeden persönlich erwähne, so möchte ich mich dennoch bei allen Kolleginnen und Kollegen für diese Zeit bedanken. Der größte Dank gilt dabei der Firma Elmos Semiconductor und meinem Doktorvater Prof. Dr. Holger Vogt, da sie mir die Möglichkeit gegeben haben diese Arbeit anzufertigen. Insbesondere gilt mein Dank Martin Hofmann, Dr. Ralf Kühnhold und Tobias Kleining, für die große Unterstützung als Betreuer und dafür, dass sie meine Freude am Programmieren geweckt haben. Ebenfalls möchte ich Prof. Dr. Jan Balzer für die Übernahme des Zweitgutachtens danken. Den Effekt der zusätzlichen Implantation konnte ich nur mit Hilfe des Messaufbaus und des Chip Designs der Gruppe für optische Systeme bei Elmos nachweisen. Dafür, dass ich diesen Aufbau mitbenutzen durfte, möchte ich mich insbesondere bei Wolfram ganz herzlich bedanken. Außerdem danke ich Andreas und Peter, die immer als Ansprechpartner bei Schwierigkeiten mit der Messkiste zur Verfügung standen. Ebenfalls danken möchte ich den vielen Büronachbarn, die ich in den verschiedenen Büros hatte, für das sehr angenehme Arbeitsklima. Für die sehr große Hilfe bei der Abwicklung der Veröffentlichungen bin ich Dr. Bernd Burchard sehr dankbar. Zu guter Letzt möchte ich meinen Eltern und meiner Frau Christina danken, die mir viele Sorgen im Studium und während der Promotion genommen haben.

Veröffentlichungen im Rahmen der Dissertation

- Optimization of Transfer Times in Pinned Photodiodes
 - Autoren: Lutz Girgenrath, Martin Hofmann, Dr. Ralf Kühnhold und Prof. Dr. Holger Vogt
 - veröffentlicht in: Proceedings of the 5th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology (PHOTOPTICS 2017), Seiten 312-316
 - ISBN: 978-989-758-223-3
- Characterization of the Charge Transfer in an Enhanced Pinned Photodiode with a Collection Gate
 - Autoren: Lutz Girgenrath, Martin Hofmann, Dr. Ralf Kühnhold und Prof. Dr. Holger Vogt
 - veröffentlicht in: Springer Series in Optical Sciences, Volume 222, Seiten 193-212
 - ISBN: 978-3-030-1269-9
- The Drift Path Photodiode
 - Autoren: Lutz Girgenrath
 - veröffentlicht in: FH Münster, Bereichsbibliothek Elektrotechnik und Informatik

Literaturverzeichnis

- [1] BARDEEN, J. ; SHOCKLEY, W. : In: *Phys. Rev.* 80 (1950), 72 S.
- [2] BEER, A. : In: *Ann. d. Phys.* 86 (1852), 78–88 S.
- [3] BLOCH, F. : In: *Z. Physik* 52 (1929), 555–600 S.
- [4] BOYLE, W. S. ; SMITH, G. E.: Charge coupled semiconductor devices. In: *Bell Syst. Tech* 49 (1970), S. 587–593
- [5] BURKEY, B. C.: The pinned photodiode for an interline-transfer CCD image sensor,. In: *Proc. IEDM* (1984), S. 28–31
- [6] CANALI, C. ; NAVA, F. ; REGGIANI, L. : Topics in Physics. (1985)
- [7] CARDONA, M. ; POLLAK, F. : In: *Phys. Rev.* 142 (1966), 530 S.
- [8] CHELIKOWSKY, J. ; COHEN, M. : In: *Phys. Rev. B* 14 (1976), 556 S.
- [9] CONWELL, E. ; WEISSKOPF, V. F.: In: *Phys. Rev.* 77 (1950), 388 S.
- [10] DIRAC, P. A. M.: On the Theory of Quantum Mechanics. In: *Z. Physik* 112 (1926), S. 762
- [11] DRIEWER, A. ; HOSTICKA, B. J. ; SPICKERMANN, A. ; VOGT, H. : Modeling of the charge transfer in a lateral drift field photo detector. In: *Solid State Electron.* 126 (2016), S. 51–58
- [12] DURINI, D. ; SPICKERMANN, A. ; MAHDI, R. ; BROCKHERDE, W. ; VOGT, H. ; GRABMAIER, A. ; HOSTICKA, B. J.: Lateral drift-field photodiode for low noise, high-speed, large photoactive-area CMOS imaging applications. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 624 (2010), S. 470–475

- [13] EINSTEIN, A. : In: *Ann. d. Phys.* 322 (1905), 132–148 S.
- [14] FERMI, E. : Sulla quantizzazione del gas perfetto monoatomico. In: *Rendiconti Lincei* 3 (1926), S. 145ff
- [15] FOSSUM, E. R.: Active Pixel Sensors: Are CCDs dinosaurs? In: *Proc. SPIE CCD Optical Sensors III* (1993), S. 2–14
- [16] FOSSUM, E. R.: CMOS image sensors: Electronic camera on a chip. In: *IEEE Trans. Electron Devices*, 44 (1997), S. 1689–1698
- [17] GIRGENRATH, L. ; HOFMANN, M. ; KÜHNHOLD, R. ; VOGT, H. : Optimization of Transfer Times in Pinned Photodiodes. In: *Proceedings of the 5th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology* 1 (2017), S. 312–316
- [18] GREEN, M. ; KEEVERS, M. : Optical properties of intrinsic silicon at 300 K. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 3 (1995), S. 189–192
- [19] GREEN, M. A.: In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 92 (2008), 1305–1310 S.
- [20] JACOBONI, C. : Theory of electron transport in semiconductors. (2010)
- [21] JACOBONI, C. ; CANALI, C. ; OTTAVIANI, G. ; QUARANTA, A. A.: In: *Solid State Electron* 20 (1977), 77–89 S.
- [22] LI, S. S. ; THURBER, W. R.: In: *Solid State Electron* 20 (1977), 609–616 S.
- [23] LIQIANG, H. ; SUYING, Y. ; THEUWISSEN, A. J. P.: A Charge Transfer Model for CMOS Image Sensors. In: *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES* 63 (2016), S. 299–302
- [24] MAXWELL, J. C.: A Treatise on Electricity & Magnetism. 4 (1873)
- [25] MEITNER, L. : In: *Z. Phys.* 9 (1922), 131–144 S.
- [26] MOLL, J. L.: In: *Proc. IRE* 46 (1958), 1076 S.

- [27] MOLL, J. L.: Physics of Semiconductors. (1964)
- [28] NOBLE, P. J. W.: Self-scanned silicon image detector arrays. In: *IEEE Trans. Electron Devices*, 15 (1968), S. 202–209
- [29] PAULI, W. : In: *Z. Physik* 31 (1925), 765ff S.
- [30] PELAMATTI, A. : Charge Transfer Speed Analysis in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors based on a Pulsed Storage-Gate Method. In: *ESSDERC* 45 (2015)
- [31] PHILLIPS, J. : In: *Phys. Rev. B* 116 (1959), 287 S.
- [32] PHILLIPS, J. ; KLEINMAN, L. : In: *Phys. Rev. Lett.* 17 (1973), 287 S.
- [33] PLANCK, M. : In: *Ann. d. Phys.* 4 (1901), 561 S.
- [34] SAH, C. T. ; NOYCE, R. N. ; SHOCKLEY, W. : In: *Proc. IRE* 45 (1957), 1228 S.
- [35] SHOCKLEY, W. ; W. T. READ, J. : In: *Phys. Rev.* 87 (1952), 835–842 S.
- [36] SHOCKLEY, W. : In: *Bell Syst. Tech. J.* 28 (1949), 435 S.
- [37] SPICKERMANN, A. ; DURINI, D. ; SÜSS, A. ; ULFIG, W. ; BROCKHERDE, W. ; HOSTICKA, B. J. ; SCHWOPE, S. ; GRABMAIER, A. : CMOS 3D image sensor based on pulse modulated time-of-flight principle and intrinsic lateral drift-field photodiode pixels. In: *ESSCIRC, 2011 Proceedings of the* (2011), S. 111–114
- [38] SÜSS, A. ; NITTA, C. ; SPICKERMANN, A. ; DURINI, D. ; VARGA, G. ; JUNG, M. ; BROCKHERDE, W. ; HOSTICKA, B. J. ; VOGT, H. ; SCHWOPE, S. : Speed Considerations for LDPD Based Time-of-Flight CMOS 3D Image Sensors. In: *European Solid State Circuits Conference (ESSCIRC)* (2013), S. 299–302
- [39] SZE, S. M.: Semiconductor devices. Physics and technology, 2nd Edition. (2002)
- [40] TAN, J. ; BÜTTGEN, B. ; THEUWISSEN, A. J. P.: Analyzing the Radiation Degradation of 4-Transistor Deep Submicron Technology CMOS Image Sensors. In: *IEEE SENSORS JOURNAL* 12 (2012)

- [41] TERANISHI, N. ; KOHONO, A. ; ISHIHARA, Y. ; ODA, E. ; ARAI, K. : No image lag photodiode structure in the interline CCD image sensor. In: *Proc. IEDM* (1982), S. 324–327
- [42] TUBERT, C. ; SIMONY, L. ; ROY, F. ; TOURNIER, A. ; PINZELLI, L. ; MAGNAN, P. : High speed dual port pinned-photodiode for time of flight. In: *Proc IISW* (2009)
- [43] WECKLER, G. P.: A silicon photodevice to operate in a photon flux integration mode. In: *Proc. IEDM* (1965)
- [44] XU, Y. : Fundamental Characteristics of a Pinned Photodiode CMOS Pixel. In: *Phd. Thesis* (2015)
- [45] XU, Y. ; THEUWISSEN, A. J.: Image Lag Analysis and Photodiode Shape Optimization of 4T CMOS Pixels. In: *IISW* 153 (2013)

DuEPublico

Duisburg-Essen Publications online

UNIVERSITÄT
DUISBURG
ESSEN

Offen im Denken

ub | universitäts
bibliothek

Diese Dissertation wird via DuEPublico, dem Dokumenten- und Publikationsserver der Universität Duisburg-Essen, zur Verfügung gestellt und liegt auch als Print-Version vor.

DOI: 10.17185/duepublico/74868

URN: urn:nbn:de:hbz:464-20211105-155018-3

Alle Rechte vorbehalten.