

Modellierung, Herstellung und Optimierung von a-Si:H Mehrfarbdioden für eine verbesserte Farbseparation

Von der Fakultät IV der Universität Siegen
zur Erlangung des akademischen Grades

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

genehmigte Dissertation

von
Diplom-Ingenieur Andreas Bablich

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Markus Böhm
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Rainer Brück

Tag der mündlichen Prüfung: 22.10.2013

Inhaltsverzeichnis

1	Kurzfassung	iii
2	Abstract	v
3	Stand der Technik	1
4	Kontaktmaterial ZnO:Al	9
4.1	Physikalische Eigenschaften	9
4.2	Elektrische Eigenschaften	10
4.3	Optische Eigenschaften	12
5	Amorphes, hydrogenisiertes Silizium	16
5.1	Physikalische Grundlagen amorpher Siliziumdünnschichten	16
5.2	Herstellung amorpher Siliziumdünnschichten	18
5.3	Modellierung von a-Si:H Bauelementen	21
5.3.1	Halbleitergleichungen	21
5.3.2	Zustandsdichte und Bandstruktur	22
5.3.3	Feldverlauf, Generation und Rekombination	24
5.3.4	Absorption	27
5.3.5	$\mu\tau$ -Produkt	30
5.4	Zusammenfassung	36
6	Herstellung und Optimierung unipolarer Sensorarchitekturen	38
6.1	Sensoren mit diskreten Absorptionsschichten	39
6.1.1	pin-Architekturen mit a-Si:H-Absorbern	39
6.1.2	pin-Architekturen mit a-SiGe:H-Absorbern	44
6.1.3	pin-Architektur mit a-SiC:H-Absorber	48
6.1.4	pi ³ n-Architekturen	50
6.1.4.1	pi ³ n-Profil Nr. 1256	51
6.1.4.2	pi ³ n-Profil Nr. 1273	53
6.1.4.3	pi ³ n-Profil Nr. 1285	56
6.1.5	pi ⁵ n-Architekturen	58
6.1.6	Zusammenfassung	61
6.2	Sensoren mit kontinuierlichen Absorptionsschichten	62
6.2.1	Reverse Profil Nr. 1340	62
6.2.2	Reverse-Profil Nr. 1305	63
6.2.3	Reverse-Profil Nr. 1319	66
6.2.4	Reverse-Profil Nr. 1321	68
6.2.5	Reverse-Profil Nr. 1324	71
6.2.6	Reverse-Profil Nr. 1325	74
6.3	Sensoren mit kontinuierlichen Absorptionsschichten und diskreter Zwischenschicht	76
6.3.1	Reverse-Profil mit vergrabenem a-Si:H Nr. 1233	76
6.3.2	<i>Low-voltage</i> -Profil mit vergrabenem a-Si:H Nr. 1341	80
6.3.3	Reverse-Profil mit μ C-SiGeC:H Rückabsorber Nr. 1356	83
6.3.4	Reverse-Profil mit vergrabener Filterstruktur Nr. 1364	88
6.4	Zusammenfassung	92
7	Ausblick	95
A	Danksagung	98
B	Publikationsliste	99

C	Symbolverzeichnis	102
D	Abkürzungsverzeichnis	105
E	Probenverzeichnis	107
F	Literaturverzeichnis	109

1 Kurzfassung

Gegenstand der verfassten Dissertationsschrift ist die Entwicklung neuartiger, lichtsensitiver und spektralselektiver Photodioden aus amorphem, hydrogenisiertem Silizium sowie amorphen Siliziumlegierungen. Üblicherweise erreicht man Farbselektivität in Bildaufnehmern aus kristallinem Silizium durch Aufbringen optischer Filterschichten auf einen Helligkeitsempfindlichen Sensor. Nutzt man die wellenlängenabhängige optische Absorption des amorphen Materials aus und erzeugt zudem einen mehrschichtigen Halbleiterstapel, dessen Ladungsträgerdrifteigenschaften sich für unterschiedliche Schichttiefen unterscheiden, wird eine Feldsteuerung der spektralen Empfindlichkeit ermöglicht. Anhand der vorgestellten Bauelementarchitekturen kann eine beliebige Anzahl orts aufgelöster Farbsignale in nur einem einzelnen Sensorelement generiert werden. Es wird der Entwicklungsprozess von Helligkeitssensoren über diskret bandabstandsoptimierte Mehrfarbsensoren bis hin zu höchstkomplexen, kontinuierlich bandveränderten, Hyperspektralsensoren beschrieben. Die genaue Kenntnis elektrooptischer Eigenschaften der implementierten Einzelschichten in derartigen Detektoren - diese Dünnschichten sind Absorptions-, Dotierungs- und Kontaktschichten - ist im Entwicklungsprozess unabdingbar. Im Rahmen dieser Arbeit findet eine ausführliche elektrische und optische Charakterisierung einer Vielzahl diskreter Dünnschichten mittels Strom-/Spannungs-, spektraler Empfindlichkeits- und konstanter Photostrommessungen statt. Zudem werden fundamentale Ergebnisse aus optischen Simulationen, insbesondere Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsspektren sowie Schichtdickenanalysen, präsentiert und diskutiert. Weiterhin wird das transiente und das kapazitive Verhalten der hergestellten Farbsensoren beleuchtet. Um die Funktion der Sensoren anhand von Transport-, Generations- und Rekombinationsmechanismen von Ladungsträgern im amorphen Silizium physikalisch nachvollziehen zu können, werden zwei Modelle, ein stark vereinfachtes, analytisches Modell und ein komplexerer, numerischer Modellansatz zur Berechnung diverser halbleiterphysikalischer Parameter des Sensorelementes pin-Diode, gegenübergestellt. Besonderes Augenmerk wird in diesem Zusammenhang auf den örtlichen Verlauf des elektrischen Feldes und dem Produkt aus Ladungsträgerbeweglichkeit und -lebensdauer, dem $\mu\tau$ -Produkt, gelegt. Diese Parameter definieren die Driftlänge, die fundamentale Variable zur Steuerung der spektralen Empfindlichkeit. Die vorgestellten Modelle sind zur Beschreibung der spektralen Empfindlichkeit ungeeignet, jedoch tragen sie in großem Maße zum Verständnis der Funktionsweise der entwickelten Bauelemente bei und unterstützen die Interpretation der entstandenen Messergebnisse. Ein selbst entwickeltes Modell zur Beschreibung des Kathodenmaterialeinflusses auf Interferenzerscheinungen in der fallenden Flanke der Spektralantwort stellt ein eigenständiges Kapitel der Arbeit dar. Die Herstellung eines Hyperspektralsensors, dessen Bauelementstruktur sowohl die Detektion des nahezu kompletten sichtbaren Spektralbereiches als auch die Abtastung im nahen UV-Bereich ermöglicht, ist eines der wissenschaftlichen Kernresultate der Dissertation. Ein neuartiges Prozessierungsverfahren, welches eine *in situ*-Strukturierung von Dünnschichten im Hochvakuum-Herstellungsprozess ermöglicht, ohne diese mit Flüssigkeiten zu ätzen, wird ebenso präsentiert. Unmittelbar vor Fertigstellung der Arbeit konnte erfolgreich die Integration eines vergrabenen, diskreten a-Si:H-Dünnschichtfilters, welcher gesondert die Grünempfindlichkeit eines Mehrfarbdetektors unterdrückt, demonstriert werden. Nicht zuletzt belegen die vorgestellten Dünnschichtbauelemente, dass diese innovative Sensortechnologie zur Erkennung koloristischer Merkmale erhebliches Potential der Weiterentwicklung aufweist.

Ein potentielles Einsatzgebiet der neu entwickelten Sensoren liegt im Bereich der Sicherheitstech-

nologie, zum Beispiel in der Erkennung von Gefahrstoffen, wie Sprengstoffen oder illegalen Drogen. Ebenso sind Anwendungen in der Medizin- und Umwelttechnik vorstellbar, etwa bei der Klassifizierung von Abfällen oder bei Untersuchungen von Gewebeproben. Mögliche Anwendungsfelder erschließen sich zudem in Bereichen der Photovoltaik, spektrophotometrischer und hyperspektraler Messsysteme sowie in chemischen Analyseverfahren.

2 Abstract

The object of this PhD thesis is the development of novel light sensitive and spectral selective photodiodes based on amorphous silicon and its alloys. Typically, color selectivity of state of the art crystalline silicon sensors is achieved by stacking additional optical filter arrays on sensors surfaces being just sensitive to light intensity. The wavelength dependent optical absorption in amorphous silicon combined with an adequate $\mu\tau$ -engineering of the absorbing multilayer stack, results in a field-adjustable drift-profile. This enables the opportunity to manipulate the spectral response. The sensor architectures developed are capable to generate almost an infinite number of space-resolved color information signals in just one single sensing device. The development process presented ranges from simple light intensity detectors to multicolor sensors with an optimized discrete bandgap structure. At the end of the process, characteristics of high complex and continuous bandgap adjusted hyperspectral sensors are discussed. Detector development requires an exact and well-founded knowledge of electro-/optical characteristics of the thin film layers; these are absorbing-, doping- and contact thin films. In this work, a variety of layers is examined by current-/voltage-, spectral sensitivity- and constant photocurrent measurements. Beneath optical simulations to analyze absorption-, reflection- and transmission spectra, scanning electron microscopy studies were performed to monitor film thicknesses, etching processes and the structural quality of the deposited thin films. An additional focus is put on the transient and capacitive behavior of the devices developed. To understand physical fundamentals like transport-, generation- and recombination processes in an amorphous hydrogenated silicon pin-photosensor, a simple analytical model and a more complex numerical model of a-Si:H devices are compared to calculate essential parameters like current density. Furthermore, those models support the interpretation of the measurement results. Especially, the course of the electrical field and the product of charge carrier mobility and life-time, the $\mu\tau$ -product, give an insight in understanding the functionality of the devices presented. This special transport parameter defines the drift-length, the fundamental value enabling a voltage adjustable spectral response. Those models do not allow a fully characterization of the spectral response curves, but they support the fundamental understanding of the devices functionality and help in interpreting the measurement results. In this work, a model describing the correlation between the cathode material and the interference fringes, occurring in the falling edge of the spectral response, is developed and highlighted in a separate chapter. One of the main research results being presented in this work is the realization of an innovative hyperspectral sensor being not just sensitive in the visible spectral range, but being able to scan optical signals in the near ultraviolet, too. Another highlight presented, is the development of a novel process, enabling an in-situ structuring of thin films in a high vacuum process, without etching the material with a fluid solvent. At the end of this thesis, an innovative sensor structure comprising an internal, discrete a-Si:H filter structure which successfully suppresses the green sensitivity of a multicolor sensor is characterized. All thin film detectors presented, reveal that this kind of innovative sensor technology is predestined to be used in color recognition systems. Therefore, they offer a lot of potential for improvement and redevelopment. Possible sensor applications may exist in fields of civil security technologies, for example in the detection of hazardous materials, like explosives or illegal drugs. Moreover, applications in fields of environmental engineering are imaginable to classify waste or tissue samples. These sensors also may be useful for improving photovoltaic cells, medical diagnostic tools, fluorescence and

spectrophotometric measurement systems, chemical analysis tools or colorimetric and hyperspectral imagery systems.

3 Stand der Technik

Seit es Spear und LeComber im Jahr 1975 erstmals gelang amorphes, hydrogenisiertes Silizium (a-Si:H) zu dotieren, setzte ein langjähriger Prozess der Grundlagenforschung ein und ein rasant steigendes Interesse an diesem Material wurde geweckt. Bereits damals konnte a-Si:H mit adäquaten Ladungstransporteigenschaften und einer starken Photoleitfähigkeit, aufgrund geringer Defektdichten, hergestellt werden. Mittlerweile gelten physikalische Prozesse, wie beispielsweise Ladungstransport oder Degradation, weitgehend als erforscht, sodass sich in den letzten Jahren lediglich eine geringe Anzahl an Arbeitsgruppen mit dem Anwendungspotential a-Si:H basierender Bauelemente befasst hat. Obwohl das Forschungsinteresse bezüglich dieses Materials stetig rückläufig zu sein schien und Bauelemente auf Basis von amorphem, hydrogenisiertem Silizium wissenschaftlich in den Hintergrund gerückt wurden, erlebt die a-Si:H-Forschung derzeit eine Renaissance. Sowohl in dem benachbarten, sehr umfangreichen Arbeitsgebiet der Photovoltaik als auch auf dem Themenfeld Graphen basierender Bauelemente, beschäftigt sich aktuell eine Vielzahl an Forschern mit der hybriden Integration von a-Si:H in photosensitive Bauelemente. Im Folgenden wird zum einen auf gegenwärtige wissenschaftliche Aktivitäten in der a-Si:H-Forschung eingegangen, zum anderen auf, in der Vergangenheit entstandene, Ergebnisse bereits entwickelter farbempfindlicher Sensoren. Angesichts der Fülle an Forschungsergebnissen, kann an dieser Stelle nur eine partielle Auswahl relevanter Publikationen des Themenkomplexes vorgestellt werden, die jedoch den Stand der Technik in seiner Breite adäquat abdecken sollte.

Dieses Kapitel fasst den bekannten Stand der Technik von unipolaren, bipolaren sowie mehrterminalen Farbsensorstrukturen aus amorphem Silizium zusammen. Abgesehen von letztgenannten mehrterminalen Sensoren, wurden bereits in der Vergangenheit Unipolar- sowie Bipolardetektoren am Institut für Mikrosystemtechnik aufgebaut und charakterisiert, sodass ein Vergleich mit institutsfremden Ergebnissen gezogen werden kann. Neben Diodenarchitekturen werden zum Abschluss des Kapitels ebenfalls ausgewählte Solarzellenkonzepte vorgestellt, da auch bei kristallinen und amorphen Stapelzellen eine Anpassung der Spektralempfindlichkeiten zwecks Maximierung des Quantenwirkungsgrades erforderlich ist. Exemplarisch wird die Einbettung eines photonischen Kristalls zwischen Absorbermaterialien in eine *mikromorphe*¹ Solarzelle hervorgehoben.

Abschließend erfolgt ein kurzer, qualitativer Vergleich von Halbwertsbreiten und Bildwiederholraten üblicher amorpher Detektoren mit Vergleichswerten von marktreifen, bereits in hyperspektralen Bildgebungssystemen eingebetteten, Sensoren aus kristallinem Silizium nebst zusätzlichen Filterschichten.

Unipolarsensoren

Forschungsgruppen, welche sich zurzeit thematisch mit rein unipolaren Mehrfarbsensoren aus a-Si:H auseinandersetzen, sind nach Kenntnisstand des Autors nicht bekannt, sodass in den nachfolgenden Passagen dieses Unterkapitels universitätsfremde und institutseigene Forschungsergebnisse aus den Jahren 1999 und 2000 beleuchtet und gegenübergestellt werden.

In der Arbeitsgruppe von Zimmer et al. [Zim99] wurde eine pi^3n -Dreifarbdiode mit außergewöhnlich guten elektrooptischen Charakteristiken hergestellt, die sich im Rahmen der durchgeführten Recherchen, verglichen mit anderen Farbdetektoren, als Referenz herauskristallisiert hat. Die signifikanten Eigenschaften dieses Sensors sind zum einen die homogene, nahezu gaußförmige, Form der Spektralantwort, zum anderen das Verhältnis zwischen Empfindlichkeitsverschiebung ΔSE und benötigter Sperrspannung ΔU . Der in Abbildung (1) dargestellte Detektor weist, verglichen zu unipolaren a-Si:H Detektoren anderer Gruppen, das beste elektrooptische Sensorverhalten, bezogen auf die Farberkennungseigenschaften, auf. Der in [Zim99] beschriebene pi^3n -Farbdetektor besteht neben den Kontaktschichten aus amorphen, diskret abgeschiedenen, hydrogenisierten Siliziumkohlenstoff-(a-SiC:H) und Siliziumgermaniumabsorbern (a-SiGe:H). Die Schichtenfolge verursacht eine diskrete

¹der Begriff mikromorph beschreibt hier eine Dünnschichtzelle, die sowohl mikrokristalline als auch amorphe Absorptionszonen aufweist

Verringerung des Bandabstandes und der $\mu\tau$ -Produkte der Einzelschichten in Richtung des Rückabsorbers. Die Funktion einer solchen Bauelementarchitektur beruht dabei auf einer sogenannten *Transportsteuerung* der Ladungsträger, was eine Ladungsextraktion aus dem hinteren Bauelementbereich schon bei geringen Sperrspannungen verhindert. Spektral ergibt sich eine Verschiebung des Empfindlichkeitsmaximums von 500 nm im Leerlauf, zu 630 nm bei nur -1 V Sperrspannung. Der Absolutwert der Empfindlichkeit von etwa 300 mA/W ist für diesen geringen Sperrspannungswert äußerst hoch.

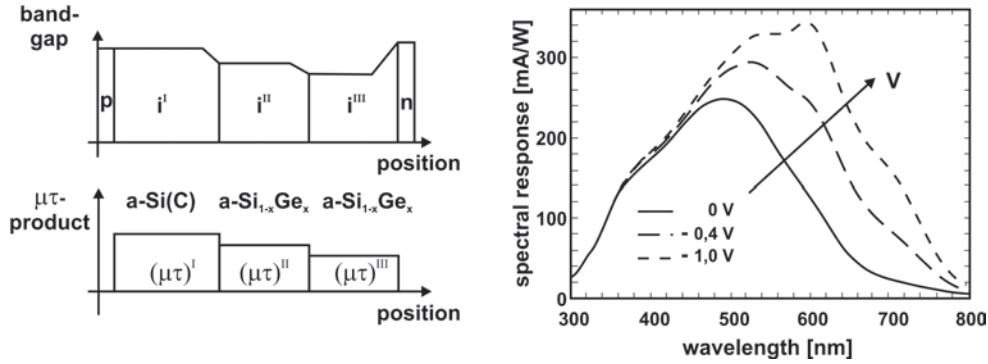


Abbildung 1: Unipolarer a-Si:H pi^3n -Farberkennungssensor mit Kohlenstoff- und Germanlegierungen; entnommen aus [Zim99].

Zum Vergleich sei auf eine, an der Universität Siegen hergestellte, unipolare a-Si:H-/a-SiC:H-Dreifarbsensorstruktur von [Rie00] verwiesen, die mit Sperrspannungen bis -6 V ebenfalls RGB²-Daten erzeugt. Wie man in Abbildung (2) jedoch erkennt, eignet sich diese Architektur aufgrund erheblicher Interferenzerscheinungen in der Spektralantwort und der Tatsache, dass mit Wellenlängenmaxima bei 450 nm, 520 nm und 640 nm der Aufbau eines hyperspektralen Datensatzes nicht möglich ist, nur bedingt zur Farberkennung. Sämtliche in [Rie00] entwickelten Farbsensortypen wurden, ebenso wie die Arbeiten von [Zim99], für den Einsatz in analogen RGB-Bildsensoren optimiert. Verglichen jedoch zur in [Zim99] veröffentlichten Struktur, ist die absolute Empfindlichkeit der am Institut für Mikrosystemtechnik gefertigten Diode für -1 V unter 200 mA/W abgesunken. Mithin sind in [Rie00] keine Prozessprotokolle oder Hinweise auf Herstellungsparameter zur besagten pi^3n -Struktur angegeben.

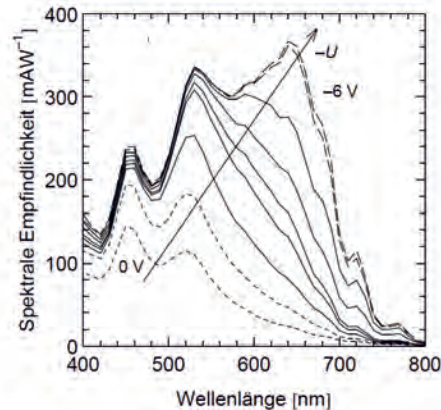


Abbildung 2: Unipolarer a-Si:H pi^3n -RGB-Sensor mit Kohlenstofflegierungen; entnommen aus [Rie00].

²Farbraum aus Mischung der Farben: Rot, Grün und Blau

Bipolarsensoren

Neben unipolaren Farbdioden, wurden an der Universität Siegen in der Vergangenheit ebenfalls photoempfindliche Sensoren in Bipolartechnik hergestellt. Aus einer Fülle veröffentlichter Sensortypen der Arbeitsgruppe Böhm, werden im Folgenden exemplarisch die Architekturen und Spektralantworten zweier Bipolardioden aus [Rie00] vorgestellt, da diese den Anforderungen der nachhaltigen Mehrfarberkennung am ehesten genügen. Im Anschluss werden Bauelemente nationaler und internationaler Forschungsgruppen vergleichend präsentiert. Die in Abbildung (3) aufgezeigten spannungsabhängigen Spektralantwortkurven aus [Rie00], werden von einer bipolaren *nipinin*-Dreifarbsensorstruktur erzeugt. Die Absorption von Photonen findet dabei in den eigenleitenden (intrinsischen) *i*-Schichten statt. Das Spannungsintervall, welches an den Sensor angelegt werden muss, um eine Verschiebung der Empfindlichkeit zu erzeugen, beginnt bei -9 V (Blauempfindlichkeit) und endet bei +5 V (Rotempfindlichkeit). Dabei ermöglicht die Unterteilung der absorbierenden, intrinsischen Schichten eine feldgesteuerte Ladungsträgersammlung, welche zur Detektion der drei Grundfarben, also grün, blau und rot, genutzt werden kann. Der *nipinin*-Sensortyp weist, laut [Rie00], eine optimale Farbseparation für Sperrspannungen zwischen +3 V (blau) und -8 V (rot)³ auf. Die resultierenden Absorptionsmaxima verschieben sich von 480 nm, über 560 nm bis hin zu 610 nm.

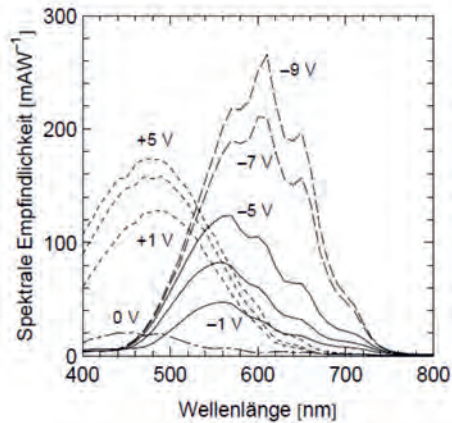


Abbildung 3: Spektralantwort eines bipolaren a-Si:H *nipinin*-RGB-Sensors, umfassend amorpher Silizium-/Kohlenstofflegierungen; entnommen aus [Rie00].

Ähnliche Spektralantwortkurven, welche ebenfalls aus [Rie00] entnommen wurden, sind in Abbildung (4) dargestellt. Die Messkurven verdeutlichen, dass diese *nipi²n*-Sensorvariante, verglichen zur vorangehenden *nipinin*-Diode, sperrspannungsoptimiert wurde. Es wird lediglich ein Spannungsintervall zwischen +1 V und -2 V benötigt, um die drei Grundfarben detektieren zu können. Weiterhin ist, aufgrund der deutlich reduzierten Interferenzerscheinungen auf den Spektralantworten, erkennbar, dass die nachgelagerte *pi²n*-Schichtenfolge eine wesentlich homogenere Ladungssammlung als die *pinin*-Struktur ermöglicht. Diesen Vorteilen steht eine deutlich abgeschwächte absolute Empfindlichkeit gegenüber.

Betrachtet man zum Vergleich a-Si:H-Photosensorarchitekturen internationaler Forschungsgruppen, so wurde bereits 1998 ein mehrterminaler, bipolarer Dreifarbdetektor mit transparentem, leitfähigem Oxid als Zwischenkontaktierung, einer sehr guten Farbtrennung und niedrigen Biasspannungen in Höhe von +/- 1 V von [Top98] vorgestellt. Die in diesen Arbeiten erzielten Empfindlichkeiten weisen Werte von 160 mA/W bei 400 nm, 80 mA/W bei 560 nm und 130 mA/W bei 620 nm auf. Der Aufbau der Bipolarstruktur sowie der Verlauf der spannungsabhängigen spektralen Empfindlichkeit sind den Abbildungen (5) (a) und (b) zu entnehmen. Der in [Top98] beschriebene *Glas-TCO⁴*-

³eine Sperrspannung von -3 V stellt den Sensor grünempfindlich ein

⁴engl. *Transparent Conductive Oxide*

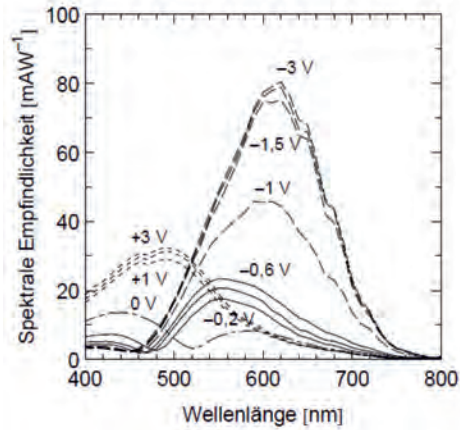
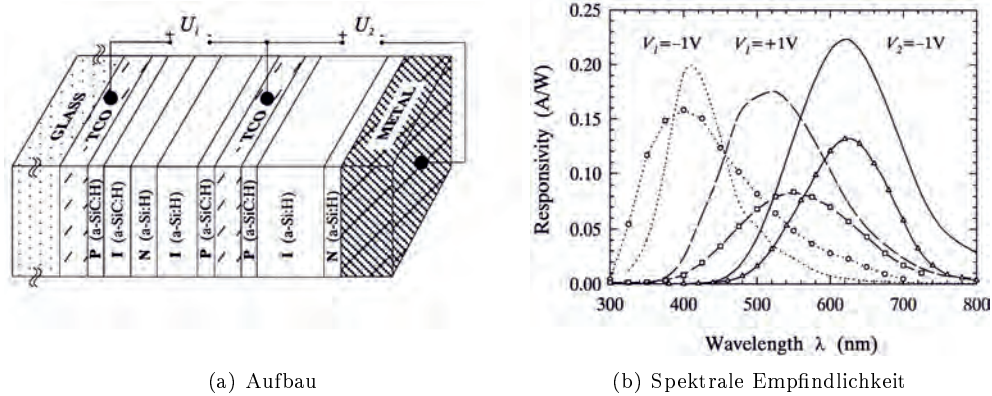


Abbildung 4: Spektralantwort eines bipolaren a-Si:H $nipi^2n$ -RGB-Sensors, umfassend amorphes Silizium-/Kohlenstofflegierungen; entnommen aus [Rie00].

$pinip$ -TCO- pin -Metall-Aufbau kann, aufgrund der sehr geringen Vorspannung in Kombination mit einer nahezu gaußförmigen Spektralantwort, als eine herausragende Forschungsarbeit im Bereich der amorphen Bipolarsensoren angesehen werden.



(a) Aufbau

(b) Spektrale Empfindlichkeit

Abbildung 5: Querschnittsbild eines bipolaren $pinipin$ -Dreifarbensensors mit TCO-Zwischenkontaktierung (a) und dessen spektrale Empfindlichkeit (b); entnommen aus [Top98].

Des Weiteren haben diverse nationale Forschungsgruppen Entwicklungen von a-Si:H Bildsensoren, deren RGB-Daten mittels Bipolartechnik generiert wurden, in der Vergangenheit vorangetrieben [Kni06], [Kni06], [Sti06]. Die aus amorphen, bipolaren $nipin$ -Sensorstrukturen bestehenden Diodenarrays für bildgebende Systeme von Knipp et al., arbeiten mit +1,5 V und -3,5 V Sperrspannung und erreichen gegenüber den Publikationen von [Top98] nur sehr geringe Empfindlichkeiten von etwa 90 mA/W im blauen und grünen Spektralbereich sowie etwa 120 mA/W für rote Beleuchtung [Kni06], [Kni06], [Sti06]. Der aus [Kni06] entnommene Verlauf der spektralen Empfindlichkeit der $nipin$ -Struktur ist in Abbildung (6) zu erkennen. Vergleicht man diese Empfindlichkeitsverläufe mit denen aus Abbildung (5) (b) so erkennt man, dass der in [Top98] beschriebene, mehrterminale Bipolarsensor eine deutlich geringere Sperrspannung der nachgelagerten pin -Struktur benötigt, um eine Rotempfindlichkeit des Sensors zu erzeugen. Darüber hinaus verlaufen die Spektralantworten des $pinipin$ -Detektors homogener bei einer deutlich angehobenen Quanteneffizienz.

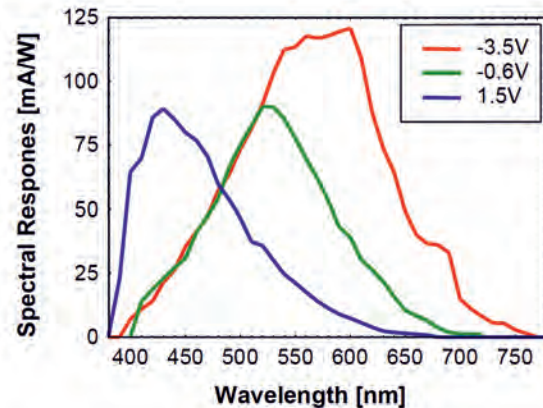


Abbildung 6: Empfindlichkeit eines bipolaren a-Si:H *nipin*-Sensors für den Einsatz in Farbsensorarrays; entnommen aus [Kni06].

Mehrterminalsensoren

Aktuelle Forschungsarbeiten zu mehrterminalen Unipolarsensoren aus a-Si:H sind, neben den bereits genannten Arbeiten von [Top98], in [Gid10] zu finden. Mittels dreier *pin*-Stapelzellen werden dort RGB-Daten erzeugt, welche durch eine, unter den Sensoren integrierte, Pixelelektronik auf einem Substrat verarbeitet werden können. Der Querschnitt der Detektorarchitektur ist in Abbildung (7) in Form einer Rasterelektronenmikroskopfotografie zu erkennen. Dieser zeigt eine dreiterminale Diodenstruktur mit *ITO*⁵-Zwischenkontakten. Spektral liefert die vorgelagerte *pin*-Einzeldiode eine Quanteneffizienz von etwa 31 % bei einer Peakwellenlänge von 450 nm. Bedingt durch Transmissionsverluste, fällt die Effizienz des mittleren *pin*-Sensors auf 28 % ab. Dessen Empfindlichkeitsmaximum liegt bei 500 nm.

Der nachgelagerte Detektor ist bei 570 nm empfindlich und erreicht einen nochmals reduzierten Wirkungsgrad von 21 %. In [Gid10] sind keinerlei Angaben über die verwendeten Spannungsbeträge oder die Abmessungen des Diodenstapels zu finden.

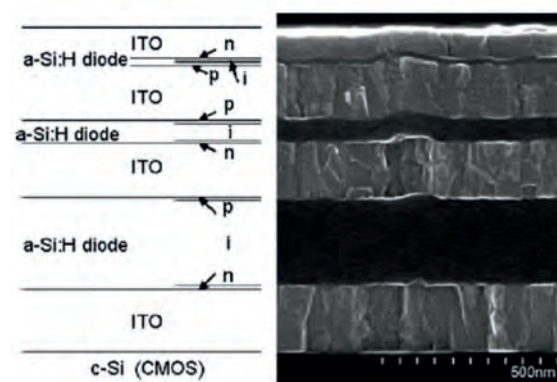


Abbildung 7: Gestapelte *pin*-Dioden zur Erzeugung von RGB-Daten; entnommen aus [Gid10].

Hyperspektralsensoren

Mehrfarbsensoren aus a-Si:H eignen sich, aufgrund des einstellbaren Bandabstandes ΔW , besonders für den Einsatz in Messeinrichtungen zur Farberkennung, etwa in kolorimetrischen Messsystemen sowie in hyperspektralen Kameras [Stat10], [Bab10], [Bab11], [Bab11], [Bab12], [Bab12], [Mer12]. Hyperspektralkameras beinhalten üblicherweise kristalline Siliziumsensoren in Kombination mit zusätzlichen, durch Abstandshalter örtlich getrennte, Filterstrukturen. Das IMEC⁶ stellte 2012 eine Hyperspektralkamera mit einem auflösungsoptimierten Sensor vor. Mittels Aufdampftechniken wurden direkt über dem CMOS-Chip mehrere unterschiedliche Dünnschichtfilter integriert, wodurch

⁵engl. *Indium Tin Oxide*; dt. Indiumzinnoxid

⁶*Interuniversity Microelectronics Centre*

100 Spektralbänder zwischen 560 und 1000 nm auf einem kristallinen Bildsensor realisiert werden konnten [Lam12]. Die Halbwertsbreiten⁷ der Empfindlichkeitsverläufe sind bei optischen Detektionsverfahren ein Maß der erreichbaren Farberkennungsgenauigkeit. Der vom IMEC hergestellte Sensor erreicht FWHM-Werte von 3 nm Halbwertsbreite bei 560 nm Maximalempfindlichkeit und 20 nm Halbwertsbreite für 1000 nm. Die Integrationszeiten betragen wellenlängenabhängig jeweils 2 ms, beziehungsweise 10 ms (100 - 500 Bilder pro Sekunde; kurz: fps).

An dieser Stelle wird beabsichtigt auf die Auslesegeschwindigkeit des kristallinen Sensorarrays eingegangen, da diese an späterer Stelle mit den Auslesezyklen eines a-Si:H-Mehrfarbdetektors verglichen werden kann. Diese Parameter, sowohl Halbwertsbreite als auch Bildwiederholrate von kristallinen Sensoren, sind mit Farbdetektoren aus amorphem Silizium nicht erreichbar. Typischerweise erreichen subtrahierte Spektralantworten von a-Si:H-Mehrfarbdioden FWHM-Werte im Bereich von 100 nm [Rie00]. Architekturabhängig unterscheiden sich hier die Bildwiederholraten in großem Maße, was die in dieser Arbeit präsentierten Schalttransienten verdeutlichen. So erzielt beispielsweise der im Kapitel „6.3.2 Herstellung und Optimierung unipolarer Sensorarchitekturen“ vorgestellte Sensor Nr. 1341 beim Umschalten zwischen drei Empfindlichkeiten, inklusive Rücksprung, eine Integrationszeit von 5,8 ms; dies entspricht 172 fps. Mit über 25 ms wurden ebenfalls Sensorarchitekturen realisiert, die lediglich 40 fps für einen Dreispansungszyklus erreichen [Sim13]. Ein Großteil der hergestellten a-Si:H-Farbpfänger bewegt sich für einen Dreifarbzzyklus zwischen diesen beiden Schaltzeiten. Ein detaillierter Überblick über das transiente Verhalten der in dieser Arbeit vorgestellten und weiterer a-Si:H-Mehrfarbsensoren ist in [Sim13] zu finden.

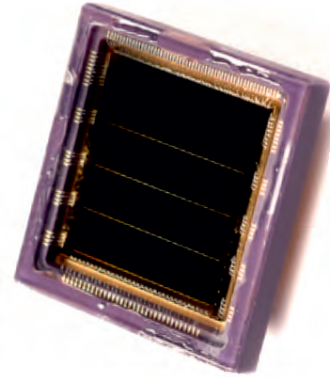


Abbildung 8: Hyperspektralsensor mit 100 postprozessierten optischen Filtern [Lam12].

Solarzellenkonzepte

Amorphes Silizium wird industriell hauptsächlich zur Herstellung von Solarzellen verwendet. Der Aufbau von Solarzellen und Photodioden ist grundsätzlich identisch; ein Unterschied ergibt sich lediglich in dessen Betriebsbereichen. Während Solarzellen im vierten Quadranten der I-/U-Kennlinie - also im Generatorbereich - betrieben werden und Energie erzeugen, findet der Photodiodenbetrieb im dritten Quadranten - im Sperrbetrieb - statt. In diesem Kapitel wurden bereits zu Beginn Forschungsgruppen vorgestellt, welche Konzeptentwicklungen von amorphen Photodioden für Farbsensoren vorangetrieben haben und zum Teil noch vorantreiben. Im Folgenden werden nun solche aufgeführt, welche sich thematisch mit der Optimierung der Quanteneffizienz von amorphen Solarzellen beschäftigen. Die Steigerung der Quantenausbeute spielt gerade im Hinblick auf Farbsensoren eine herausragende Rolle, da diese etwa in Fluoreszenzmesssystemen in der medizinischen Diagnostik eingesetzt werden, wo die Detektionsgrenze eine der wichtigsten Kernspezifikationen darstellt. Aktuell findet auf dem Gebiet der amorphen Silizium Dünnschicht-Solarzellen eine Vielzahl an Forschungsaktivitäten statt. Die Forschungsgruppen von Lim und Konagai untersuchen beispielsweise den Einfluss unterschiedlicher Bandabstandsprofile des a-Si:H-Absorbers auf die Leerlaufspannung, den Kurzschlussstrom, den Füllfaktor und die daraus resultierende Zelleffizienz [Yun08], [Yun12]. Grundsätzlich können Ansätze zur Effizienzsteigerung von Solarzellen auf Photodioden angewendet und adaptiert werden. Eine Möglichkeit die Anzahl absorbierter Photonen in dünnen Halbleiterschichten zu erhöhen ist dessen optische Weglänge durch den Absorber zu vergrößern. Praktisch kann dies mittels nanostrukturierter Glassubstrate umgesetzt werden [Kim12]. Diese Strukturen bewirken, dass ein aufgebracht Dünnschichtsystem die aufgeraute Oberflächenstruktur annimmt und entsprechend dessen Orientierung aufwächst. Inhomogene Oberflächen reduzieren oftmals Reflexionen und bewirken eine effektive Verlängerung der optischen Weglänge durch die Absorptionsschicht,

⁷ engl. *Full Width at half maximum*; (FWHM)

aufgrund der hervorgerufenen Lichtbeugung [Kim12]. Aktuell werden zunehmend klassische Ansätze zur Effizienzsteigerung von Photovoltaikzellen überwunden.

In der Vergangenheit wurden anodenseitige Antireflexbeschichtungen, Lichtfallen oder verchromte Kathoden - Letztere spiegeln nicht absorbierte Photonen in den Zellenabsorber zurück - verwendet, um die Quantenausbeute zu optimieren. Aktuell treiben innovative Konzepte, wie etwa die Verwendung periodischer plasmonischer Antennenstrukturen auf Anoden- oder Kathodenmaterialien, solche Optimierungen weiter an [Spi10], [Sre12]. Kombiniert man den Ansatz plasmonischer Antennenstrukturen - Oberflächenplasmonen sind elektromagnetische Wellen, die an Oszillationen freier Ladungsträger an Metall-Dielektrikum Übergängen gekoppelt sind - mit herkömmlichen Antireflexbeschichtungen, findet eine erhebliche Erhöhung der Quanteneffizienz gegenüber den jeweiligen Einzelansätzen statt [Mun10].

Basierend auf diesen Erkenntnissen, ist die Integration von aufgerauten Dünnschichten in Farbsensoren, bezogen auf die Maximierung der Quantenausbeute, wünschenswert. Bandabstimmungen, Optimierungen der Zusammensetzung des Absorptionsmaterials sowie reflexionsmindernden Oberflächenstrukturierungen sind mögliche Maßnahmen, um den Quantenwirkungsgrad in photoempfindlichen Detektoren zu verbessern. Die *Tandemzelle* aus mikrokristallinem Silizium ($\mu\text{C-Si}$) und amorphem hydrogenisiertem Silizium (a-Si:H) ist eines der Solarzellenkonzepte zur Effizienzsteigerung, welches auf Fotodioden übertragen werden kann. Gegenüber 9,5 % Quanteneffizienz bei amorphen Zellen unter AM 1,5-Spektrum⁸, ergeben sich für nanokristalline Absorber Wirkungsgrade von 10,1 % [Gre09]. Die Integration von Nano- und Mikrokristallen in Absorberstrukturen von amorphen Dioden sowie Untersuchungen zu deren Einflüssen auf das spektrale und elektrische Verhalten, ist eines der Ziele und Forschungsgegenstand dieser Arbeit.

Tandemzellen aus einer Kombination von a-Si:H und mikrokristallinem Silizium zeigen im Labor unter Verwendung amorpher Technologien maximale Quantenausbeuten von 11,7 % Moduleffizienz [Gre09]. Kombinierte Solarzellen aus $\mu\text{C-Si}$ und a-Si:H mit strukturiertem Rück- und Frontkontakt für erhöhte Rückreflexion und maximale Fronttransmission, erfuhren ihre Markteinführung bereits 2001 durch die Kaneka Corporation [Taw03]. Die erzielte Effizienz der Solarmodule aus mikrokristallinem Silizium erreichten Werte von 8,1 %; die sogenannten *mikromorphen* Module sogar 10,1 % [Rec08].

Bezogen auf eine Verbesserung der Photonen- /Elektronenkonversion in Photoelementen, bildet die Integration eines photonischen Kristalls aus aluminiumdotiertem Zinkoxid, der kurzwelliges Licht in eine obere a-Si:H -Zelle reflektiert und langwelliges Licht in eine rückseitige $\mu\text{C-Si:H}$ -Zelle bricht, den Gegenstand aktueller Forschungs- und Entwicklungsbemühungen [Uep11]. Die in [Uep11] vorgestellte Tandemarchitektur mit integriertem photonischen Kristall ist in Abbildung (9) zu erkennen. Die Herstellung der kristallinen Nanospheren⁹ erfolgt mittels einer Polymethylmethacrylat¹⁰-Beschichtung. Im Anschluss werden diese Nanokugeln mit Zink, unter Hinzugabe eines H_2O -Präkursors, beschichtet, sodass ZnO:Al entsteht. Dieser Herstellungsvorgang wird zyklisch wiederholt, bevor die Kugelkerne abschließend mit Tetrahydrofuran entfernt werden. Experimentell wurde eine Verbesserung der externen Quanteneffizienz der stromlimitierenden Top-Zelle um einen Faktor 3,6 nachgewiesen. Dies entspricht einer korrespondierenden Vergrößerung des Kurzschlussstroms um etwa 25 %, verglichen zu herkömmlich strukturierten, mikromorphen Solarzellen. Die Integration solcher dreidimensionaler photonischer Kristalle in einen a-Si:H -Mehrschichtenstapel, bildet unter anderem einen potentiellen Gegenstand zukünftiger Forschungsvorhaben. Der hier aufgeführte Stand der Technik offenbart, dass sich sowohl amorphes wie auch kristallines Silizium

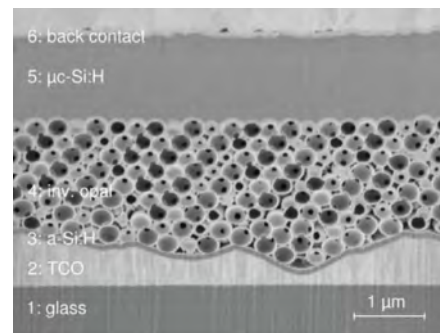


Abbildung 9: Mikromorphe $\mu\text{C-Si:H}$ / a-Si:H Solarzelle mit photonischem Kristall aus ZnO:Al Nanospheren [Uep11].

⁸ AM = engl. *Airmass*; Sonneneinstrahlung auf der Erdoberfläche; $48,2^\circ$ Zenitwinkel

⁹ Fachbegriff: inv. opal

¹⁰ kurz: *PMMA*

durchaus dazu eignet, Farbsignaturen zu erkennen. In der Vergangenheit wurde eine nahezu unendliche Fülle an Farbsensoren aus a-Si:H entwickelt und publiziert, die jedoch allesamt auf die Detektion der drei Grundfarben: rot, grün und blau, ausgelegt waren. Eine Erweiterung des empfindlichen Spektralbereiches, verbunden mit einer hochgranularen Verschiebbarkeit des Empfindlichkeitsmaximums, sind zwei der zu erreichenden Kernziele dieser Arbeit. Technologische Optimierungsmaßnahmen bezüglich der Steigerung der Quanteneffizienz bei kristallinen Solarzellen, können prinzipiell auf amorphe Architekturen übertragen werden. Ebenso hat dieser Abschnitt der Arbeit herausgestellt, dass sich unipolar ausgeführte Sensoren, aufgrund reduzierter Vorspannungsbeträge und keinen Transmissionsverlusten als Folge eingebetteter Kontakte, besser für die Farberkennung eignen als solche, ausgeführt in Bipolar- oder Mehrterminalarchitektur. Diese Hypothesen sollen im Folgenden validiert werden.

4 Kontaktmaterial ZnO:Al

In diesem Abschnitt wird das für Anoden- und Kathodenkontakte in a-Si:H Photosensoren verwendete aluminiumdotierte Zinkoxid (ZnO:Al) strukturell vorgestellt sowie elektro-/optisch untersucht. Um Farben mit lichtsensitiven a-Si:H-Photodioden gut und sicher zu erkennen, bedarf es diverser Anforderungen an die elektrischen und optischen Sensorcharakteristika. Der Verlauf der Spektralantwort sollte zum einen kontinuierlich verschiebbar, zum anderen idealerweise frei von Interferenzerscheinungen in Form lokaler Nebenmaxima sein, damit eine einfache Extraktion der Farbinformation ohne zusätzliche hard- oder softwaregestützten Matrixtransformationen - wie sie in [Rie00] vorgestellt werden - möglich ist.

Bereits in *Kapitel 3: Stand der Technik* wurde dokumentiert, dass üblicherweise metallische Rückkontakte in Mehrfarbsensorkonzepten eingesetzt werden, um langwellige, niederenergetische Photonen - welche in a-Si:H-Schichten üblicherweise nicht absorbiert werden - in das Bauelement zurück zu reflektieren. Als Konsequenz findet in den hinteren, rotempfindlichen Dioden- bzw. Solarzellenstrukturen eine lokale Anhebung des Wirkungsgrades, verbunden mit Interferenzerscheinungen, statt [Bru92], [Rie00]. Die geringe Remission von ZnO:Al macht man sich beim Aufbau von a-Si:H Photodioden dahingehend zunutze, dass es in der Regel als optisch transparenter Kontakt eingesetzt wird. Eine hohe Materialeitfähigkeit ist unabdingbar, um parasitäre Serienwiderstände in der Gesamtsensorstruktur zu vermeiden.

Bezogen auf den Aufbau eines a-Si:H Multifarbsensors in Unipolararchitektur wurde die kathodenseitige Rückreflexion von Photonen in die Sensorstruktur durch den Einsatz von aluminiumdotiertem Zinkoxid minimiert, und somit Interferenzerscheinungen unterdrückt. Dazu wurden der Brechungsindex sowie der spektrale Transmissions-, Reflexions- und Absorptionsverlauf von ZnO:Al bestimmt. Auf diesem Datensatz aufbauend erfolgte eine, mit der Software *OPTICS12* durchgeführte, Simulation der spektralen Absorption einer pin-Diodenstruktur mit genanntem Rückkontaktmaterial. Simulation und Messung einer entsprechend aufgebauten pin-Diode zeigen sowohl eine Übereinstimmung des Absorptionsmaximums¹¹ als auch einen nahezu identischen Verlauf der fallenden Empfindlichkeitsflanke.

Im Anschluss an die optischen Simulationen erfolgt eine Gegenüberstellung zweier nahezu baugleicher Sensoren. Der einzige Unterschied dieser Photoempfänger besteht im Kathodenmaterial. Ein Vergleich zwischen Chrom, als gängigstem Rückkontaktmaterial, und ZnO:Al wird gezogen und die ausgeprägten Auswirkungen des Rückkontaktmaterials auf die Spektralantwort einer a-Si:H pin-Diode aufgezeigt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Modell entwickelt, welches die vom Kathodenmaterial erzeugten Interferenzerscheinungen auf der Spektralantwort mathematisch beschreibt. Die in [Stat10] vorgestellte Gleichung erlaubt es, sämtliche Kontaktmaterialien und dessen Einflüsse auf das spektrale Verhalten von pin-Dioden zeiteffizient zu vergleichen und zu analysieren. Mithilfe dieses Modells wird ein deutlicher Interferenzrückgang aufgrund des Einsatzes von ZnO:Al als Kathodenmaterial gegenüber herkömmlichen Chromschichten belegt.

4.1 Physikalische Eigenschaften

Intrinsisches Zinkoxid kristallisiert in einem hexagonalen Kristallsystem, wobei Zink und Sauerstoff vertauschbare Teilgitter bilden. Die sich ausbildende Atomorientierung wird *Wurtzit*-Struktur genannt und ist in Abbildung (10) zu erkennen. In dieser Abbildung bezeichnen die Größen a_0 und c_0 die Gitterparameter, also die Seitenlängen der Elementarzelle bei Raumtemperatur. Diese Parameter sind in [Wea81] mit $a_0 = 324,95$ pm und $c_0 = 520,69$ pm angegeben. Man entnimmt [Wea81] ferner einen Bandabstand ΔW in Höhe von 3,2 eV, was einer Wellenlänge von 388,25 nm entspricht. Photonen mit größeren Energiewerten - im Infrarotbereich - werden von diesem Material absorbiert. Der Schmelzpunkt von undotiertem Zinkoxid liegt bei $T = 1976,85^\circ\text{C}$; die Ladungsträgerbeweglichkeit von Elektronen und Löchern bei $180 \text{ cm}^2 \cdot (\text{Vs})^{-1}$. Die Beweglichkeiten liegen damit deutlich über den Werten von amorphem Silizium, wo sich Elektronen lediglich mit $1 \text{ cm}^2 \cdot (\text{Vs})^{-1}$ und

¹¹engl. *peak wavelength*

Löcher mit $0,003 \text{ cm}^2 \cdot (\text{Vs})^{-1}$ im Material fortbewegen [Böh07].

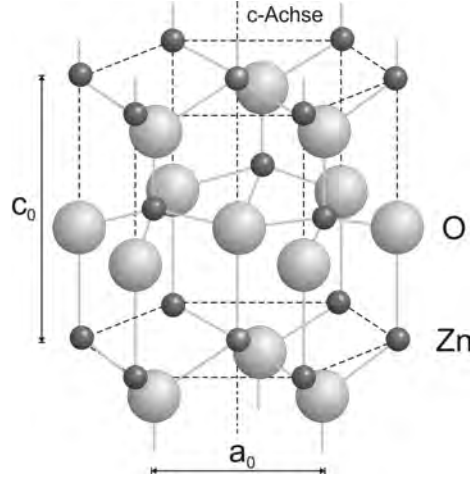


Abbildung 10: Wurtzit-Kristallstruktur von undotiertem Zinkoxid, entnommen aus [Sch08].

4.2 Elektrische Eigenschaften

Die in dieser Arbeit entwickelten Mehrfarbsensoren besitzen aluminiumdotiertes Zinkoxid (ZnO:Al) als Kontaktmaterial, welches in einem PVD-Verfahren¹² bei einer Reaktortemperatur von $T = 100^\circ\text{C}$ und einer Leistung von $P = 150 \text{ W}$ abgeschieden wurde. Die mit zwei Gewichtsprozent Aluminiumoxid (Al_2O_3) dotierten Zinkoxidkontakte werden in einer Ar-/N₂-/O₂-Atmosphäre hergestellt und besitzen neben einer geringen Austrittsarbeit $\phi_m \approx 4,2 \text{ eV}$ [Smo94] zum a-Si:H¹³ zudem eine hohe elektrische Leitfähigkeit. Die Abbildungen (11) (a) und (b) zeigen den Flächenwiderstand ρ_\square und die daraus berechneten Volumenleitfähigkeiten ρ einer ZnO:Al Schicht, welche bei einem Druck von 3,8 mTorr und einer Abscheidezeit von 4400 Sekunden auf einem Siliziumwafer deponiert wurde.

Der Mittelwert der Volumenleitfähigkeit liegt bei etwa $\rho = 1 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ und errechnet sich mittels des Flächenwiderstandes

$$\rho_\square = \frac{\rho}{d} \quad (1)$$

nach [Uss03] zu

$$\rho = \frac{U \cdot 2 \cdot \pi \cdot s \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot K_3}{I} \quad (2)$$

Dabei bezeichnet die Größe s den Messnadelabstand - Formel (2) ist eine Vereinfachung und behält lediglich für einen gleichen Nadelabstand Gültigkeit -, K_1 , K_2 und K_3 sind die Korrekturfaktoren für Vier-Spitzen-Messungen von dünnen Schichten auf einem kreisrunden Siliziumwafer [Uss03]. Der Faktor K_1 kommt bei Probendurchmessern $D < 25 \text{ mm}$ zum tragen, K_2 bei sehr geringen Schichtdicken und K_3 berücksichtigt auftretende Randeffekte aufgrund von Feldänderungen [Uss03].

¹²engl. *Physical Vapour Deposition*

¹³n-dotiertes a-Si:H weist Elektronenaustrittsarbeiten von etwa $\phi_m = 4,05 \text{ eV}$ [Fro02] - $4,2 \text{ eV}$ [Smo94] auf; p-dotiertes Material liegt bei etwa $5,27 \text{ eV}$ [Fro02]

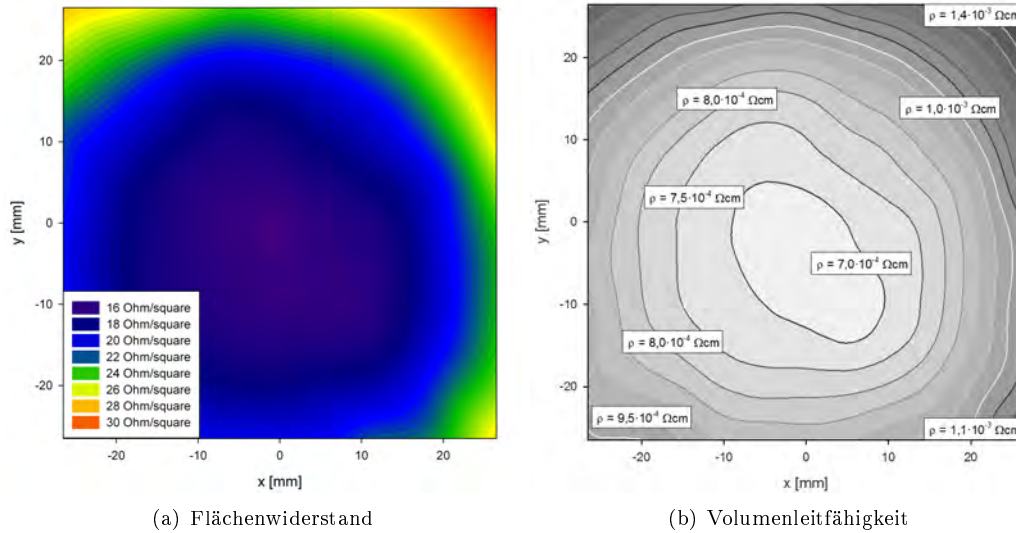


Abbildung 11: Flächenwiderstand (a) und Volumenleitfähigkeit (b) einer 435 nm dicken TCO-Schicht.

Der prinzipielle Aufbau der Vier-Spitzen-Messmethode zur Bestimmung des Flächenwiderstandes ist in Abbildung (12) zu sehen. Dieser umfasst vier in gleichem Abstand s angeordnete Messnadeln, welche mit Drücken im Bereich von 100 g auf die Schichten aufgesetzt werden. Legt man zwischen den beiden äußeren Kontakten eine Spannung an, so kann bei geringem Nadelabstand und entsprechender Materialeitfähigkeit ein Strom zwischen den inneren Kontakten gemessen werden, woraus sich der spezifische Flächenwiderstand berechnen lässt.

Die spezifische Materialeitfähigkeit ρ ist von der Geometrie der Vermessungsschicht unabhängig, wohingegen der Flächenwiderstand ρ_{\square} und der Volumenwiderstand R die Schichtdicke berücksichtigen. Im Halbleitersprachraum hat sich der Begriff *Bulk*¹⁴-Widerstand als Synonym für den Volumenwiderstand eines Siliziumwafers etabliert. Der Grad der Aluminiumdotierung sowie der Sauerstoffeinbau in Zinkoxidschichten verändern in großem Maße sowohl optische als auch elektrische Materialeigenschaften. Eine Aluminiumdotierung von intrinsischem Zinkoxid ist notwendig, um permanent Ladungsträger für den Stromtransport bereit zu stellen, da sich dadurch das Fermi-niveau an das voll besetzte Valenzband annähert und somit die Aktivierungsenergie zur Ladungsträgeranregung reduziert. Atome aus der VII.-Hauptgruppe des Periodensystems - wie etwa Fluor - können im ZnO-Molekül die Sauerstoff-Gitterplätze ersetzen und eine n-Dotierung des Materials bewirken, wohingegen Elemente wie Aluminium mit drei Außenelektronen eine p-Vordotierung zur Folge haben. Überschreitet die Ladungsträgerdichte des Zinkoxids einen signifikanten Wert, so gilt dieses halbleitende Material als entartet und weist einen metallischen Leitfähigkeitscharakter auf [Mot90].

Vergleichswerte der spezifischen Volumenleitfähigkeit anderer ZnO:Al-Schichten sind in [Fen02] zu finden und erreichen dort für eine Substrattemperatur von $T = 100^{\circ}\text{C}$ Werte von $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$. Eine Erhöhung der Reaktor-temperatur auf $T = 160^{\circ}\text{C}$ lässt die Leitfähigkeit auf $3 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ absinken. Die in dieser Arbeit erzeugten ZnO:Al-Dünnschichten liegen, bezogen auf die Leitfähigkeitswerte, in vergleichbaren Größenordnungen.

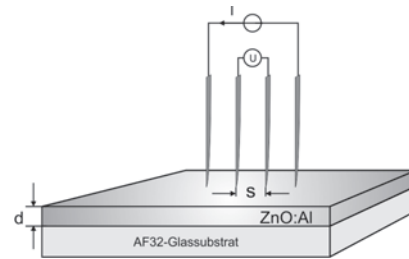


Abbildung 12: Messanordnung zur Bestimmung des Flächenwiderstandes einer dünnen ($d \ll s$) ZnO:Al-Schicht.

¹⁴engl. *bulk resistance*; dt. Bahnwiderstand

4.3 Optische Eigenschaften

Neben einer guten elektrischen Leitfähigkeit weist unbehandeltes ZnO:Al im Spektralbereich von 400 nm bis 800 nm eine hohe Transmission und eine geringe Reflexion auf. Dessen Verläufe sind in Abbildung (13) (a) dargestellt. Die Transmission des unbehandelten Materials erreicht Werte von durchschnittlich 82 % während der Reflexionsanteil etwa 12 % einnimmt.

Bezogen auf Farberkennungssensoren ist eine geringe Reflexion sowohl am Frontkontakt auf der Lichteintrittsseite als auch am Rückkontakt erstrebenswert, da an letzterem *Fresnel*-Reflexionen vermieden werden sollen. Diese Reflexionen verursachen im langwelligen Bereich ein unerwünschtes Interferenzmuster auf der spektralen Empfindlichkeit der Detektoren, was zu einer Verringerung der Farbselektivität für Reflexionsmessungen führt. Hochtransparente Frontkontakte erhöhen die Ladungsträgergeneration innerhalb der Absorptionsschichten. Eine zusätzliche Strukturierung der ZnO-Anodentopographie, diese kann beispielsweise mittels Ätzlösungen oder Variation der Prozessparameter realisiert werden, bewirkt zudem eine Reduktion der Kontaktreflexion und führt aufgrund erhöhter Streuvorgänge zu einer weiteren Vergrößerung der Quanteneffizienz [Klu99]. Üblicherweise erfolgt die Oberflächenstrukturierung von Zinkoxidschichten mittels Natronlauge (NaOH) oder stark verdünnter Salzsäure (HCl).

Messreihen an mit 0,2 % HCl behandelten ZnO:Al-Schichten haben gezeigt, dass die Oberflächenreflexion mit zunehmender Ätzdauer deutlich abnimmt. Dies ist ein wünschenswerter Effekt und auf granulare Ätzkrater zurückzuführen, allerdings erhöht sich gleichermaßen die Materialabsorption als Folge einer stärkeren, defektbedingten Oberflächenrekombination. Transmission und Reflexion von mit Salzsäure geätzten Zinkoxidschichten sind in Abbildung (13) (b) dargestellt.

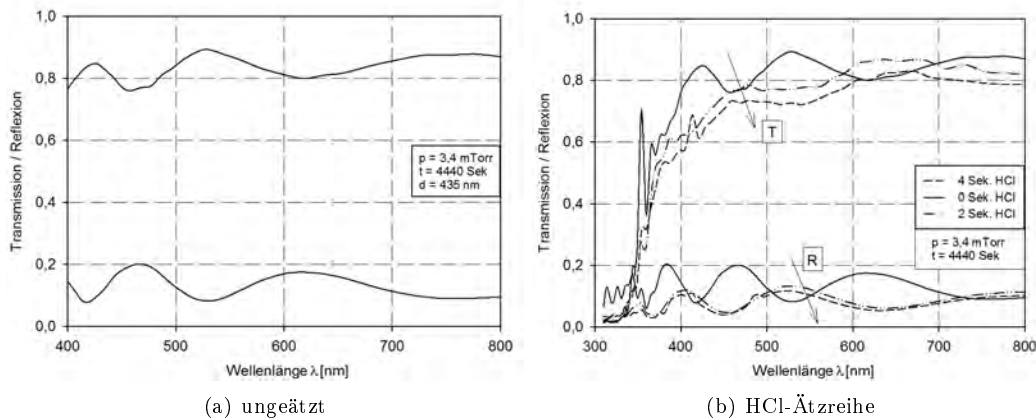


Abbildung 13: Transmissions-/Reflexionsverlauf einer ungeätzten ZnO:Al-Elektrodenschicht (a) sowie eine mit 0,2 % HCl durchgeführte Ätzreihe (b).

Die Proben wurde jeweils für ein bis zwei Sekunden wiederholt in ein Ätzbad getaucht, anschließend mit destilliertem Wasser abgespült um den Ätzprozess definiert zu stoppen, mit Stickstoff getrocknet und optisch sowie elektrisch vermessen.

Abbildung (14) zeigt die Mikrophotografie einer Dreifarbdiode welche zur Prozesskontrolle des Nassätzvorgangs dient.

Befindet sich das ZnO:Al zu lang im Ätzbad, so findet eine deutliche Überätzung der Kanten statt. Die Abscheiderate der TCO-Kontakte beträgt $0,098 \text{ nm/s}$; eine genaue Ätzrate bei derart porösen Schichten kann mithin nicht angegeben werden. Detaillierte Informationen weiterer Abscheideparameter sind den Herstellungstabellen in *Kapitel 6: Herstellung und Optimierung unipolarer Sensorarchitekturen* zu entnehmen.

In [Hüp06] wird der Einfluss von Prozessdruck und -temperatur auf Oberflächenstrukturgrößen von reaktiv gesputtertem Zinkoxid untersucht. Diese Arbeit liefert detailliert Anhaltspunkte über den Einfluss der Prozessparameter auf Clustergrößen, Materialeitfähigkeit und Streuverhalten der

Schichten.

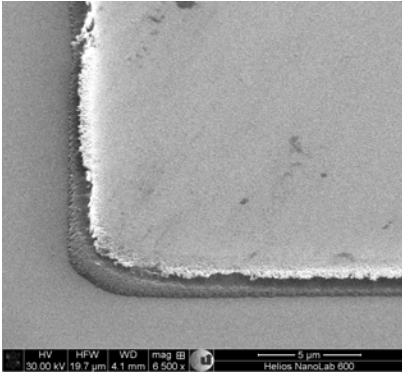


Abbildung 14: Rasterelektronenmikrophotographie einer pin-Diode mit überätzter ZnO:Al-Anode.

turierung der Anode ist dahingehend sinnvoll, da aufgrund von Lichtbrechung die optische Photonenweglänge erhöht wird.

Neben der Transmissionsoptimierung der Anode sollte zudem ein möglichst homogener Übergang des Brechungsindex zwischen dem Vorderkontakt und dem umgebendem Medium erfolgen, um idealerweise kollimiertes Licht einzustrahlen und so interne Reflexionen und lokale Interferenzen abseits des Empfindlichkeitsmaximums in der Spektralantwort zu vermeiden.

Solch ungewünschte Interferenzerscheinungen sind in Abbildung (16) (a) erkennbar. Hier wurde die normierte Spektralantwort zweier nahezu baugleicher Dioden verglichen, welche sich lediglich im Rückkontaktmaterial unterscheiden. Verglichen zum Chromkontakt lässt sich bei der ZnO:Al-Kathode ein deutlicher Rückgang der Interferenzerscheinungen in der fallenden Flanke der spektralen Empfindlichkeit beobachten.

In [Stat10] wird ein Analyseverfahren vorgestellt, welches unterschiedliche Kathodenmaterialien und dessen Einfluss auf Interferenzen in der Spektralantwort vergleicht. Betrachtet man exemplarisch Abbildung 16 (a) genauer so stellt man fest, dass ein unabdingbares Hilfsmittel der Vergleichbarkeit die Normierung der Spektralgrößen darstellt. Möchte man ferner feststellen welcher der beiden Verläufe stärkere Interferenzerscheinungen aufweist, so ist zunächst lediglich die fallende Flanke der Empfindlichkeit zu betrachten, da die steigende Flanke im kurzwelligen Spektralbereich von Rückreflexionen unberührt bleibt.

Das entwickelte Verfahren zur Aus- und Bewertung der Interferenzen umfasst die Modellierung der fallenden Flanke mittels einer Sigmoidfunktion¹⁵ $Sig(\lambda)$

$$SE(\lambda) = Sig(\lambda) = y_0 + \frac{a}{(1 + e^{-\frac{\lambda - \lambda_0}{b}})^c} \quad (3)$$

Der Exponentialterm innerhalb der Sigmoidfunktion wird physikalisch durch die exponentiell

Abbildung (15) illustriert die resultierenden ZnO:Al-Oberflächenmodifikationen aufgrund von Depositionsdruck- und Temperaturvariationen. In einem Druckbereich zwischen 0,1 Pa und 1,0 Pa lassen sich ZnO:Al-Körner zwischen 100 nm und 1 µm realisieren, dessen Leitfähigkeit mit steigender Korngröße zunimmt. Lichtstreuungseffekte variieren mit der Beleuchtungssituation und können darum nicht pauschal mit den Korndurchmessern in Verbindung gebracht werden. Es ergeben sich somit im Herstellungsprozess von a-Si:H Farbsensoren potentiell recht einfache Möglichkeiten sowohl der Trocken- als auch der Nassstrukturierung von Front- und Rückkontakten. In dieser Arbeit wurde ein Prozess entwickelt, welcher es erlaubt die transparente Frontelektrode einer Diode und die darunter liegenden Absorptionsschichten *in-situ* zu strukturieren ohne die Topographie der Rückelektrode zu verändern. Eine Struk-

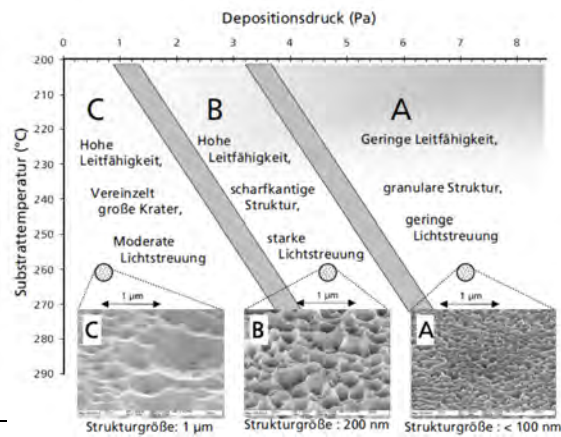


Abbildung 15: Oberflächenmodifikation gesputterter ZnO:Al-Schichten in Abhängigkeit variierender Kammerdrücke und Substrattemperaturen [Hüp06].

¹⁵S-Funktion oder Schwannenhalsfunktion

abfallenden Valenz- und Leitungsbandverläufe des amorphen Siliziums legitimiert. Im Normierungsfall entfällt der y_0 -Offset. Gleichung (3) liefert eine nicht lineare Regression, wobei die Größe λ_0 das spektrale Wellenlängenmaximum widerspiegelt. Die Größe c definiert die Steigung im Wendepunkt der Funktion. Die Messergebnisse der normierten Empfindlichkeitsverläufe $SE(\lambda)$ der fallende Flanke der Sensoren mit ZnO:Al- bzw. Chromkathode sowie die nach Gleichung (3) errechneten idealisierten Verläufe mitsamt dessen Abweichungen sind in Abbildung (16) (b) dargestellt. Die interferenzbedingten Abweichungen der spektralen Empfindlichkeiten von dem modellierten idealen Verlauf sind in der Legende von Abbildung (16) mit Δ gekennzeichnet und belegen den gewünschten Effekt des Interferenzrückganges aufgrund einer geringeren Rückstreuung der Kathode. Im Maximum weicht die Chromantwort um 14 % bei 690 nm, der ZnO:Al-Verlauf lediglich um 4,9 % für 730 nm von der Modellkurve ab.

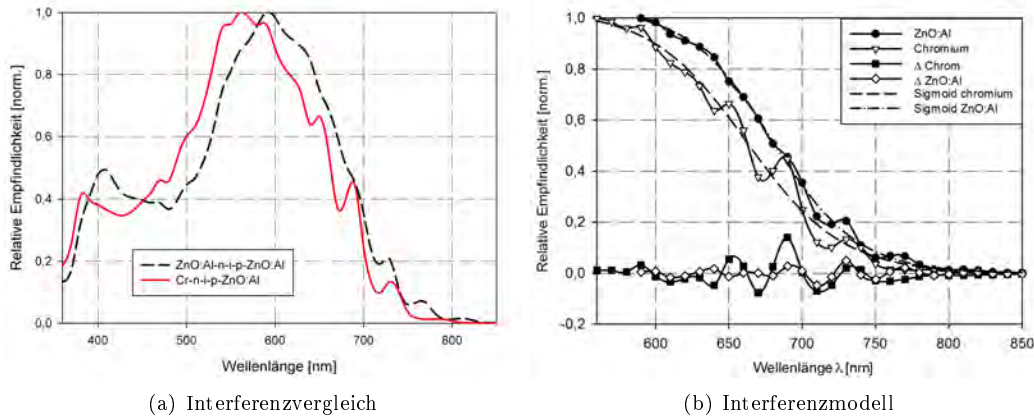


Abbildung 16: Normierte Spektralantwort zweier pin-Dioden mit Chrom- und ZnO:Al-Kathode (a) sowie deren Differenz Δ zur interferenzfrei modellierten Sigmoidfunktion (b).

Dieser Sachverhalt ist auf einen homogenen Übergang der Materialbrechungsindizes in Verbindung mit einer Schichtdickenanpassung und der reduzierten Reflexionskomponente des leitfähigen Oxids gegenüber dem Metall zurückzuführen. Eine 217 nm dicke TCO-Schicht wirkt gemäß der $\frac{\lambda}{4}$ -Regel aus Gleichung (4)

$$d = \frac{\lambda}{4 \cdot n_1} \quad (4)$$

für eine Wellenlänge von 868 nm wie eine Antireflexbeschichtung. Bei einer Schichtdicke von 217 nm und einem mittleren Brechungsindex von $n = 1,77^{16}$ ergibt sich nach Gleichung (3) ein AR¹⁷-Effekt für eine Wellenlänge von 1536 nm, welche nicht im gewünschten Arbeitsbereich liegt. Gleichung (5) liefert einen Zusammenhang zwischen Oberflächenreflexion und Materialbrechungsindex für ein homogenes Zweischichtsystem mit Luft als Umgebungsmedium

$$R = \frac{n_{TCO} - n_{Luft}}{n_{TCO} + n_{Luft}} - \frac{n_{Glas} - n_{TCO}}{n_{Glas} + n_{TCO}} \quad (5)$$

Für einen Substratbrechungsindex in Höhe von $n = 1,52$ ergibt sich für eine optimierte Antireflexionsschicht ein Brechungsindex von $n = 1,22$. Mit $n = 1,77$ ist der Einsatz von ZnO:Al als Frontkontaktmaterial in optischer Hinsicht nicht ideal.

Der Verlauf des Brechungsindex von ZnO:Al ist qualitativ mit Literaturdaten aus [OSA94] vergleichbar und in Abbildung (17) mitsamt des daraus berechneten Absorptionskoeffizienten dar-

¹⁶der Brechungsindex von Chrom beträgt im Bereich zwischen 400 und 800 nm im Mittel $n = 3$

¹⁷Anti-Reflexion

gestellt. Die Absolutwerte von α und n unterscheiden sich mithin bei jeder Deposition minimal aufgrund der Anlagenkonzeption, welche eine Sauerstoffkonditionierung der Abscheidungskammer vorsieht. Durch ein Nadelventil wird der Kammerdruck auf Werte zwischen 3 mTorr und 4 mTorr eingestellt. Diese Einstellung gewährleistet eine hohe Transmission in Verbindung mit einem geringen Flächenwiderstand. Da sich dieser Druckparameter bei jeder Abscheidung verändert, zudem der Sputterprozess selbst statischen Stoßwahrscheinlichkeiten unterliegt, kann der Brechungsindex aufgrund von unregelmäßigen Sauerstoffeinschlüssen in die aluminiumdotierte Zinkoxidschicht selbst variieren. Nach Gleichung (5) erhält man bei diesem Frontkontakt einen Reflexionsanteil in Höhe von 14 %. Eine Oberflächenvergütungsschicht in Form von TiO_2 ¹⁸ mit einem Brechungsindex von $n = 1,1$ wäre eine Möglichkeit Oberflächenreflexionen zu minimieren. Ein TiO_2 /TCO-Übergang hätte demnach eine Reflexion von lediglich 1,1 % zur Folge. In [Sen03] wird beispielsweise eine periodische Strukturierung von transparent leitfähigem Oxid mittels UV-Lithographie zur Transmissionssteigerung vorgeschlagen; jedoch können am Institut für Mikrosystemtechnik der Universität Siegen keine Grabenstrukturen mit einer Periode im Bereich der Empfindlichkeitswellenlängen der a-Si:H-Dioden bzw. im Bereich der UV-Beleuchtungswellenlänge¹⁹ hergestellt werden, was eine Optimierung mit diesem Verfahren verhindert.

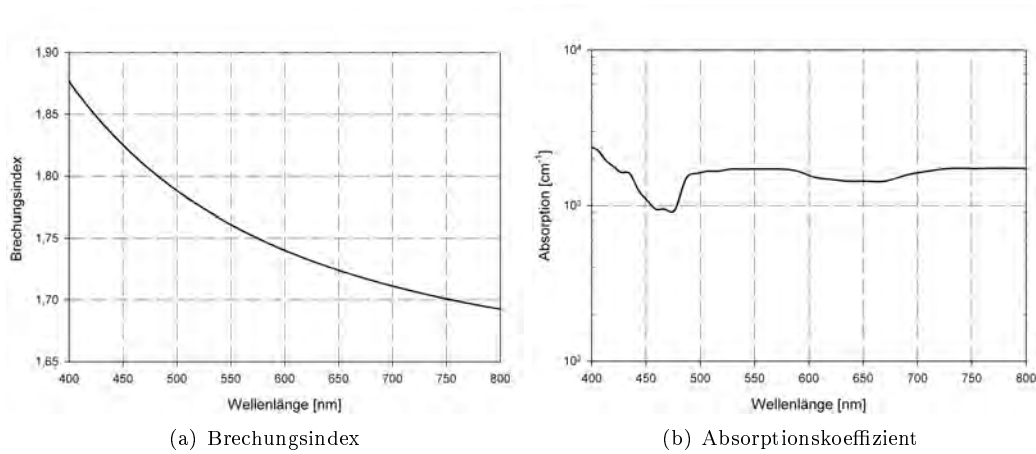


Abbildung 17: Mittels T-/R-Messungen extrahierter Verlauf des Brechungsindex (a) sowie des Absorptionskoeffizienten (b).

¹⁸Titandioxid

¹⁹Emissionslinie Hg-Dampfampe: i-Linie ($\lambda=356$ nm)

5 Amorphes, hydrogenisiertes Silizium

5.1 Physikalische Grundlagen amorpher Siliziumdünnschichten

Elektrooptische Dünnschichtsensoren erlauben es Farben um ein Vielfaches genauer zu erkennen und diese im Vergleich zum Auge des Menschen zuverlässiger und nachhaltiger hochaufgelöst voneinander zu unterscheiden. Die Herstellung solcher Farbpfänger bedarf eines Materials, dessen Absorptionseigenschaften möglichst gut einstellbar sind. Zudem muss eine adäquate elektrische Qualität der Lichtabsorber vorliegen, um generierte Ladungen zu transportieren. Ein Material das diese Grundanforderungen erfüllt ist amorphes hydrogenisiertes Silizium (a-Si:H). Die in dieser Arbeit entwickelten Mehrfarbsensorbauelemente bestehen in ihrer Gesamtheit aus Schichtstrukturen, dessen Absorber legierte, undotierte und dotierte a-Si:H-Gebiete umfassen.

Bedingt durch Unregelmäßigkeiten im mikroskopischen Atomaufbau, dies sind unterschiedliche Bindungswinkel und -abstände, besitzt a-Si:H kein ideal tetraedisches Kristallgitter. Die Atome sind ungeordnet; das Material besitzt weder eine Nah- noch eine Fernordnung. Es ist in seiner Materialform gestaltlos (griech. *amorph*). Ein erheblicher Vorteil von Farbsensoren aus a-Si:H ist neben der höheren Absorption im sichtbaren Spektralbereich, die nahezu gänzliche Temperaturunabhängigkeit des Bandabstandes ΔW gegenüber kristallinem Material. Im Gegensatz zu anderen Dünnschicht-Photoleitern wie Chalcogeniden (Sulfide, Telluride, Selenide), speziellen Cadmiumsulfid/-selenid (CdS-CdSe) Verbindungen oder polykristallinem Silizium, weist amorphes hydrogenisiertes Silizium eine erhöhte Absorption im Bereich von 10^5 cm^{-1} auf, was etwa die kristalline Materialabsorption um eine Größenordnung übersteigt [Cod84], [Sze81], [Wea79]. Demgegenüber steht eine deutlich verringerte laterale Ladungsträgerdiffusion [Kem86]. Zudem können geringe Depositionsraten, Driftbeweglichkeiten und Degradationsmechanismen, welche fortschreitend bei langer Materialbeleuchtung zu einer Reduktion des Photostroms führen können, nachteilig ausgelegt werden. Während die Ladungsträgerdiffusionslänge im amorphen Silizium Werte im Bereich von 100 nm kaum übersteigt [Moo84], der Ladungstransport sehr lokal von statten geht, wird durch Anlegen eines elektrischen Feldes eine steuerbare Ladungsdrift erzeugt. Die Verschiebung der spektralen Empfindlichkeit der hergestellten Farbsensoren ist auf die justierbare Driftlänge l_D der generierten Ladungen zurückzuführen. Die resultierende Driftlänge kann bei a-Si:H prozessabhängig Werte von mehr als $10 \mu\text{m}$ erreichen [Bab12], [Sch94] und setzt sich aus dem Produkt von Ladungsträgerlebensdauer τ , -beweglichkeit μ sowie dem elektrischen Feld E zusammen

$$l_D = \mu \cdot \tau \cdot E \quad (6)$$

Die a-Si:H Unordnung entspricht der tetrahedral symmetrischen Atomanordnung von kristallinem Silizium (c-Si, auch x-Si) mit Bondwinkelvariationen zwischen, je nach Abscheidetemperatur und Hydrogenisierungsgrad, etwa 9 % und 11 % [Wak94]. Diese führen neben Elektronenstreuungen zu einer vermehrt auftretenden Elektronenlokalisierung. Betrachtet man die Zustandsdichteverteilung von a-Si:H genauer, so treten neben ausgedehnten²⁰ Zuständen, die im gesamten Festkörper existieren, ebenfalls bandkanten nahe lokalisierte²¹ Zustände auf. Aufgrund der örtlichen Begrenztheit tragen die Bandausläufer nicht zum Ladungsträgertransport bei. Die Abbildungen (18) (a) und (b) veranschaulichen den qualitativen Verlauf der Defektzustandsverteilung von a-Si:H und die daraus resultierende Beweglichkeitslücke²². Die Einheit der Zustandsdichte beschreibt die Anzahl der erlaubten Zustände pro Energieintervall. Die tiefen elektronischen *Dangling Bond*-Zustände im Bändermodell resultieren aus unter- oder überkoordinierten, nicht mit Wasserstoffatomen abgesättigten Bindungsarmen. Eine solche Atomstruktur mit wasserstoffabgesättigten²³ und unabgesättigten Bindungsarmen ist exemplarisch in Abbildung (19) dargestellt. Die in Abbildung (18) (a) auftretenden tiefen Defekte²⁴, können gemäß dem Pauli-Prinzip mit einem (D^x) oder zwei (D^-) Elektronen -

²⁰ engl. *extended states*

²¹ engl. *localized tail states*

²² engl. *mobility gap*

²³ eine Bindungsabsättigung mittels Wasserstoff bezeichnet man als *Hydrogenisierung*

²⁴ engl. *deep states*

diese müssen sich dann in ihrem Spin unterscheiden - besetzt werden oder unbesetzt bleiben (D^+). Sie sind Ladungsfänger.

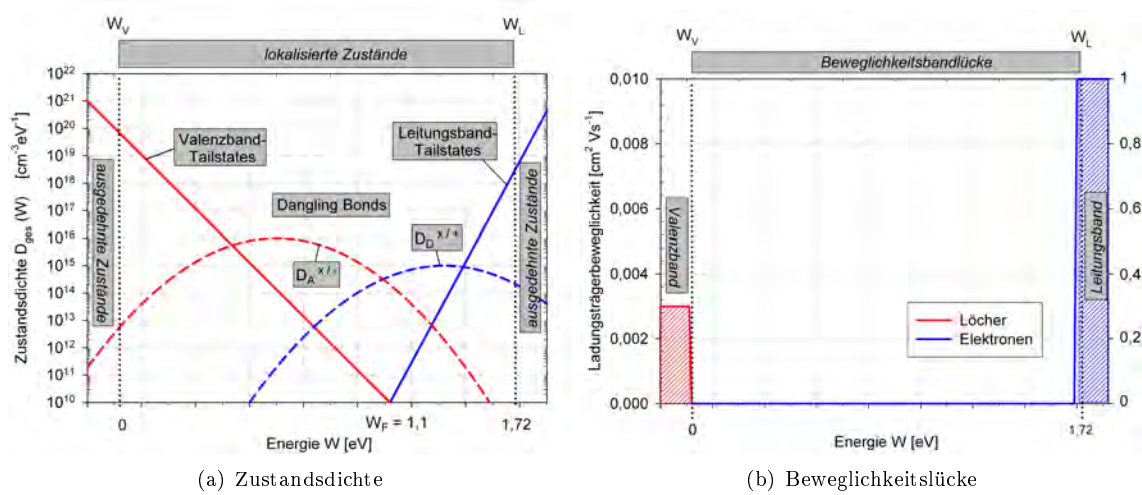


Abbildung 18: Zustandsdichte (a) und Beweglichkeitslücke (b) in amorphem, hydrogenisiertem Silizium.

Bereits 1979 wurde das Pauli-Prinzip von N. F. Mott und E. A. Davis in ein physikalisches Modell der a-Si:H Defektdichteverteilung im verbotenen Band eingebunden und vorgestellt [Mot79], [Str91]. Innerhalb dieses Modells existieren für tiefe und bandkanten-nahe Defekte fest fixierte Ladungszustände mit Donator- ($D_D^{x/+}$) und Akzeptorcharakter ($D_A^{x/-}$). Donatordefekte - diese sind entweder nicht mit einem Elektron besetzt (positiv geladen) oder einfach besetzt (neutral) - sind gegenüber den Akzeptorzuständen, welche doppelt besetzt sind (negativ geladen), um eine Korrelationsenergie abgesenkt. Das Pauli-Prinzip besagt, dass zwei Elektronen niemals die gleiche Quantenzahl besitzen können. Da ein Orbital alle Quantenzahlen mit Ausnahme des Spins beschreibt, müssen sich zwei Elektronen innerhalb eines Orbitals in deren Spin unterscheiden. Elektrooptisch bewirken die bandmittennahen Dangling Bond-Zustände vornehmlich Ladungsträgerrekombination, was zu einer deutlichen Reduktion der Ladungsträgerlebensdauer und -beweglichkeiten führt. Man bezeichnet den Bereich der lokalisierten Zustände, in Anlehnung an den Bandabstand des kristallinen Pendants, darum auch als die Beweglichkeitslücke. In nicht hydrogenisiertem a-Si ist die Dichte der tiefen Defektzustände so hoch, dass das Material elektrisch unbrauchbar ist. Zur Berechnung der absoluten a-Si:H Zustandsdichten orientiert man sich an physikalischen Erkenntnissen der kristallinen Atomanordnung und wandelt diese ab. Beim kristallinen Silizium lassen sich Zustandsdichten quantitativ durch Lösen der mehrdimensionalen stationären Schrödingergleichung, welche Elektronenwellen in Festkörpern beschreibt, in Verbindung mit dem Modell von R. de L. Kronig und W. G. Penney [Kro31] für idealisierte Kristalle abzählen. Auf diese Weise erfolgt die Herleitung der Energiebänder, in denen sich Elektronen befinden können. Monokristallines Silizium kann vereinfacht als Feld identischer, atomistischer unendlich hoher Potentialbarrieren angesehen werden [Kro31]. Das Modell von Kronig und Penney nähert den Ortsverlauf der potentiellen Energie im Kristall durch periodische δ -Energien im Abstand der Gitterkonstanten an. Durch Lösen der dreidimensionalen Schrödinger-Gleichung können die erlaubten Energieniveaus von Elektronenwellen im kristallinen Halbleiter abgezählt werden

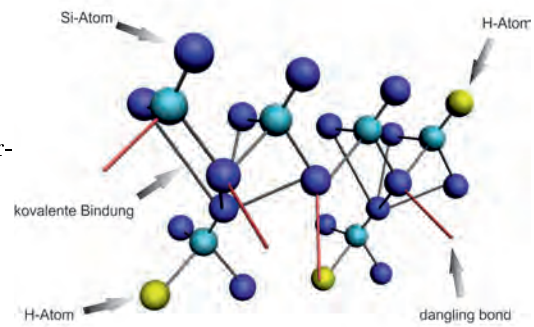


Abbildung 19: Amorphes Silizium mit *hydrogenisierten* Bindungsarmen und nicht abgesättigten *Dangling Bonds*.

[Böh07]. Auch beim amorphen Silizium ist die quantitative Herleitung der Zustandsdichte mittels der Schrödinger-Gleichung möglich. Das Ergebnis liefert eine hauptsächlich durch die Dangling Bonds bestimmte Wellenfunktion [Bie86]. Für amorphes Silizium fügt das Anderson-Modell den δ -Potentialbarrieren ein zufälliges Disorderpotential gemäß den zusätzlich lokalisierten Zuständen im amorphen Halbleiter zu, welches die Bandausläufer im Wellenbild physikalisch erklärt und begründet [And58]. Das Modell erläutert zudem die Tatsache, dass in amorphen Materialien Feldströme dominieren, während Diffusionsmechanismen kaum stattfinden.

Die Abscheidung von a-Si:H in Niedertemperatur PECVD²⁵-Prozessen erlaubt es, amorphe Multilayerstrukturen in einem Technologieschritt großflächig direkt auf einer integrierten Schaltung, einem ASIC²⁶, sowie einer Vielzahl unterschiedlichster Substratmaterialien aufzubringen. Als Folge erreicht man mit dünnen a-Si:H-Schichten ($d < 1 \mu\text{m}$) Photostromwerte, die nur mit kristallinen Dickschichten ($d > 1 \mu\text{m}$) realisierbar sind. Dieser Umstand ist der Tatsache geschuldet, dass sich amorphes im Gegensatz zu kristallinem Silizium wie ein direkter Halbleiter verhält. Anwendungsgebiete für a-Si:H Bauelemente erschließen sich etwa in den Bereichen der Photovoltaik, der Optoelektronik sowie in der Sensorik. Dünnschichtstrukturen aus a-Si:H unterscheiden sich neben ihrer Struktur weiterhin durch ihre physikalischen Eigenschaften - amorphes Silizium besitzt einen kontinuierlichen Verlauf der Zustandsdichte in der Bandlücke - von Bauelementen aus kristallinem Silizium. Der von a-Si:H Dioden erzeugte Photostrom ist aufgrund von Ladungsdriftprozessen spannungsabhängig. Der von kristallinen pn-Übergängen bekannte primäre Photostrombereich ($I_{photo} < 0$) wird hierbei um einen sekundären Photostrombereich ($I_{photo} > 0$) mit entgegengesetztem Vorzeichen erweitert. Das von kristallinen Dioden bekannte Superpositionsprinzip - dort bilden Diffusionsströme der Minoritätsladungsträger am Rand der rekombinationsfrei deklarierten Raumladungszone den Gesamtstrom [Sho49] - ist beim amorphem Grundmaterial außer Kraft gesetzt. Nach dem Grundmodell von R. S. Crandall setzt sich der gesamte Photostrom einer pin-Diode²⁷ aus Feldströmen beider Ladungsträgerarten am Ort gleicher Rekombinationsraten zusammen [Cra83]. Durch extern angelegte Spannungen oder durch Lichteinwirkung verändert sich das Verhalten der pin-Diode aufgrund der lokalisierten Defektzustände, welche einen direkten Einfluss auf den Ladungsträgertransport nehmen. Diese Unterschiede zwischen kristallinem und amorphem Material müssen an späterer Stelle bei der mathematischen Bauelementmodellierung berücksichtigt werden. Um die physikalischen Funktionsmechanismen amorpher Mehrfarbsensorstrukturen verstehen zu können, wird in dieser Arbeit eine spannungsabhängige Beschreibung eines pin-Photoelementes für unterschiedliche Beleuchtungssituationen vorgestellt. Auf dem vereinfachten eindimensionalen Halbleitergleichungssystem aufbauend, wird eine numerische und analytische Modellierung fundamentaler physikalischer Materialgrößen des Detektorelementes zur mathematischen Darstellung der Parameter Photostromdichte j_{photo} und spektrale Farbempfindlichkeit SE vorgestellt. Diese Größen spielen im Zuge einer Sensorentwicklung und -charakterisierung eine vorrangige Rolle. Es wird zunächst die Herstellung des zugrunde liegenden Ausgangsmaterials kurz beleuchtet; die Modellierung von a-Si:H-Bauelementen schließt sich diesen Betrachtungen an.

5.2 Herstellung amorpher Siliziumdünnschichten

Die Absorptionsschichten der am Institut für Mikrosystemtechnik entwickelten Mehrfarbdioden bestehen aus amorphen, hydrogenisierten Siliziumverbindungen. Dieses Material wurde bereits 1975 von W. E. Spear und P. G. LeComber [Spe75] so hergestellt, dass es in der Halbleiterindustrie eingesetzt und genutzt werden konnte. Vor dieser Zeit wurde amorphes Silizium schon durch Sputter- und Vakuumaufdampfprozesse hergestellt [Chi69], allerdings verhinderten zu hohe Defektdichten eine Verwendung für elektronische Anwendungen. Die Anzahl dieser Zustände ist hauptsächlich von den Prozessparametern Temperatur, Druck und Abscheideleistung abhängig und bestimmt infolge der Wechselwirkung mit Ladungsträgern in den Bändern wesentlich die Transporteigenschaften von Elektronen und Löchern; somit die elektronische Qualität des Halbleiters.

²⁵engl. *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*

²⁶engl. *Application Specific Integrated Circuit*

²⁷i = *intrinsisch*, (eigenleitend)

Die Reduzierung der Defektzustandsdichte, hauptsächlich der tiefen Defekte^{engl. deep states}, durch Wasserstoffverdünnung, machte amorphes Silizium erst für die Elektrotechnik nutzbar.

1969 wurde die Dotierbarkeit von a-Si:H innerhalb eines radiofrequenten Glimmladungsprozesses²⁸ von Chittick, Alexander und Sterling erstmals nachgewiesen und untersucht [Chi69].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sämtliche Halbleiterschichten technisch innerhalb eines plasmagestützten CVD-Prozesses bei niedrigen Temperaturen realisiert. Bei der CVD-Abscheidung findet eine Reaktion des Prozessgases mit der Waferoberfläche bei Temperaturen von etwa 400°C statt (Resublimisation). Geringere Abscheidetemperaturen (ca. 250°C) unter Verzicht von plasmatechnischer Unterstützung führen automatisch zu Silizium-Kohlenstoff-Verbindungen der Prozessgase [Rie00]. Plasmagestützte Verfahren erhöhen die Abscheideraten auf unterschiedlichsten Substraten und erlauben die Absättigung nicht mit Atomen besetzter Valenzarme mittels Beimischungen von Wasserstoff als zusätzliches Prozessgas. Insgesamt sind PECVD-Prozesse aufgrund genannter Vorteile gegenüber normalen chemischen Abscheidungen vorzuziehen.

Die Anlagentechnik des Instituts für Mikrosystemtechnik umfasst eine mit sechs Kammern ausgestattete PECVD-Clusteranlage welche es erlaubt, Dotier-, Legierungs-, intrinsische und Metallisierungsschichten getrennt voneinander innerhalb eines kontinuierlichen Hochvakuumprozesses herzustellen. Die Reaktionskammern der Clusteranlage enthalten kapazitiv gekoppelte Parallelplattenreaktoren. Die für die Zersetzung der Prozessgase benötigte Plasmaleistung wird durch eine hochfrequente Anregung mit 13,56 MHz eingekoppelt. Ein Blockschaltbild des Kammervakuumsystems ist in Abbildung (20) dargestellt.

Sämtliche Prozessgasflüsse werden dabei über Massenflusscontroller²⁹ gesteuert und sowohl analog als auch digital rechnergestützt überwacht. Die Steuerung der Sensoren erfolgt über einen Multigas-Controller. Das in den Prozessreaktoren notwendige Hochvakuum liegt in Größenordnungen zwischen 10^{-8} Torr und 10^{-6} Torr und wird mittels Turbomolekular- und diversen Vorpumpen (Roots-Blower, u.a.) erzeugt. Die gewünschten Prozessdrücke, deren Wertebereich bei 500 mTorr beginnt und bei 2 Torr endet, können über ein Ventil, das Butterfly- oder Throttlevalve, eingestellt und mittels Baratron-Messgeräten überwacht werden. Die Kontrolle des Hochvakuums erfolgt über filamentbasierte Ionisations-Vakuummeter³⁰. Neben der Zugabe von Wasserstoff erlaubt das PECVD-Mehrkammerensystem die Beimischungen von Phosphin (PH_3) und Diboran (B_2H_6) zur Dotierung sowie von Monogerman (GeH_4) und Methan (CH_4) zur Herstellung von a-Si:H-Legierungen. Für die Probenpreparation steht eine Anlagentechnologie in Form einer Sputteranlage zur Erzeugung metallischer Kontaktschichten, eine Maskenjustier- und Belichtungseinheit zur Strukturierung der Dioden sowie ein SWAFER³¹ für plasmagestützte Trockenätzschritte zur Verfügung. Ebenso ist die Durchführung nasschemischer Ätzschritte möglich. Die Anlagentechnologie zusammenfassend, konnten bei sehr niedrigen Kammerdrücken ($p < 10^{-6}$ Torr) Schichten für Photosensorelemente mit hervorragenden optischen und elektrischen Eigenschaften reproduzierbar hergestellt werden. Die als *Hydrogenisierung* bezeichnete Wasserstoffverdünnung des Abscheidegases Silan offenbart neben elektrischen Optimierungsmöglichkeiten eine Veränderung der Materialmorphologie. Oberhalb eines bestimmten Wasserstoff-/Silanmischverhältnisses kann bei einer entsprechenden Prozessumgebung ein Übergang von a-Si:H zu mikrokristallinem Silizium μ C-Si:H stattfinden. Bewegt man sich zwischen amorpher und mikrokristalliner Struktur, hat sich in der Fachliteratur der Begriff der *micromorphen* Struktur durchgesetzt.

Die im *Kapitel 3: Stand der Technik* vorgestellten mehrterminalen Dünnschichtsolarzellen, umfassen mikrokristalline Absorptionszonen und wurden in einem parameteroptimierten PECVD-Verfahren gefertigt [Rec03]. Die optimale Hydrogenisierung dieser Siliziumschichten findet bei einem Verhältnis von

$$\frac{SiH_4}{SiH_4 + 4 \cdot H_2O} = 0,9 \% \quad (7)$$

²⁸engl. *radio frequency glow discharge*

²⁹engl. *Massflow-Controller*; (MFC)

³⁰engl. *Ionization Gauge*

³¹engl. *Single Wafer Audio Frequency Etch Reactor*

statt; ein Silangasfluss in Höhe von 20 sccm führt demnach zu einer minimalen Wasserstoffzufuhr im Bereich von 200 sccm. Die aus [Rec03] übernommene Abhängigkeit des Kristallisierungsgrades von amorphem Silizium von dem Wasserstoff-/Silanverhältnis ist in Abbildung (21) zu erkennen.

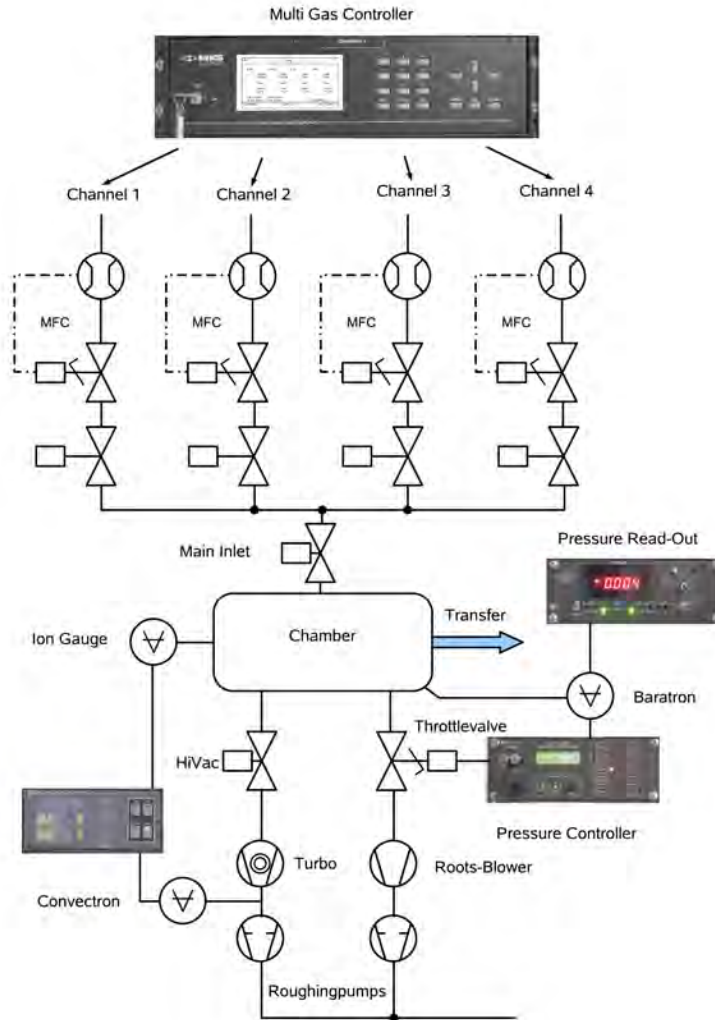


Abbildung 20: Blockschaltbild des Kammervakuumsystems einer PECVD-Anlage des Instituts für Mikrosystemtechnik an der Universität Siegen.

Die an der Universität Siegen vorhandene Anlagentechnik erlaubt einen mittels Massensensoren MFC's gesteuerten Maximaldurchfluss von gerade diesen 200 sccm. Erstaunlich ist der sehr hohe notwendige Abscheidendruck von 8 Torr zur Herstellung von $\mu\text{C-Si:H}$. Der hohe Druck bewirkt eine *weiche* Abscheidung aufgrund eines geringeren Plasmapotenzials in Verbindung mit weniger Ionenkollisionen [Rec03]. Die Arbeitsdrücke der in dieser Arbeit gefertigten Dioden liegen lediglich in einem Bereich zwischen 500 mTorr und 1 Torr, da die Druckbereiche durch den vorgegebenen Pumpenstand, respektive der Vakuumanlagentechnik, auf 2 Torr begrenzt werden. Die klassische Herstellung mikrokristalliner Dünnschichten ist demnach ausgeschlossen.

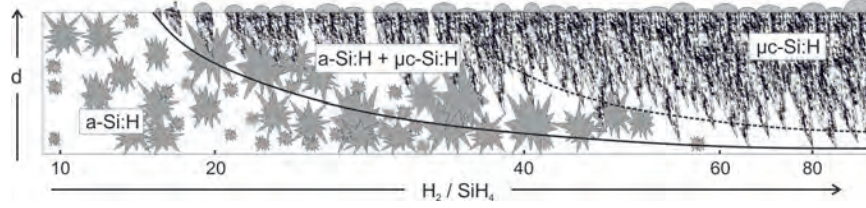


Abbildung 21: Kristallisierungsgrad von a-Si:H in Abhängigkeit des Wasserstoff-/Silanverhältnisses. Die Daten wurden aus [Rec03] übernommen.

5.3 Modellierung von a-Si:H Bauelementen

5.3.1 Halbleitergleichungen

Basierend auf dem Verständnis physikalischer Mechanismen innerhalb einer pin- Halbleiterstruktur, werden in dieser Arbeit verschiedenartige unipolare Mehrfarbdetektoren aus amorphem Silizium mathematisch modelliert, aufgebaut, messtechnisch charakterisiert und hinsichtlich unterschiedlicher Anforderungen optimiert. Halbleiterbauelemente können grundsätzlich mittels eines aus fünf Differentialgleichungen zusammengesetzten Gleichungssystems beschrieben werden. Um dieses Gleichungssystem als Ausgangspunkt der physikalischen Beschreibung nutzen zu können, muss es an bauelement- und materialspezifische Randbedingungen angepasst werden. Im Folgenden wird auf dieses System in eindimensionaler Schreibweise aus [Sze81] zurückgegriffen, da die mehrdimensionale Gestalt, welche etwa in [Böh07] zu finden ist, ein grundlegendes Bauelementverständnis erschwert; zudem keinen zusätzlichen Erkenntnisgewinn liefert. Anhand der in diesem reduzierten System auftretenden Halbleitergrößen können fundamentale Charakteristika wie Dunkelleitfähigkeiten σ_{dunkel} und Photostromdichten, die spektrale Empfindlichkeit sowie die Dichte der Defektzustände D eines Photodetektors abgeleitet und mathematisch bestimmt werden. Neben zugänglichen Messgrößen werden zudem interne Vorgänge wie Ladungskonzentrationsprofile und Feldverläufe modelliert und interpretierbar.

Das Halbleitergleichungssystem umfasst zwei Stromgleichungen (8), (9), zwei Kontinuitätsgleichungen (10), (11) und die Poisson-Gleichung (12).

$$j_n = q(\mu_n \cdot n \cdot E + D_n \cdot \frac{dn}{dx}) \quad (8)$$

$$j_p = q(\mu_p \cdot p \cdot E - D_p \cdot \frac{dp}{dx}) \quad (9)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \cdot \frac{dj_n}{dx} + G(x) - R(x) \quad (10)$$

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{dj_p}{dx} + G(x) - R(x) \quad (11)$$

$$-\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (12)$$

Erstgenannte Stromgleichungen beschreiben die Bewegungen von positiven Ladungen (Löchern) und negativen Ladungen (Elektronen) im Halbleiter und deren Ursachen. Diese können ein elektrisches Feld E oder Diffusionsmechanismen sein. Die Größen $D_{n,p}$ bezeichnet man als Diffusionskonstanten, $\frac{dn}{dx}$ und $\frac{dp}{dx}$ sind die ortsabhängigen Ladungsträgerkonzentrationsgradienten, $\mu_{n,p}$ die Elektronen- und Löcherbeweglichkeiten. Diffusion tritt auf, sobald sich Ladungskonzentrationen örtlich ändern; etwa durch photoinduzierte Generation. Halbleitermaterialien gleichen, im Gegensatz zu Metallen, Ladungsanhäufungen durch Diffusion aus. Aufgrund hoher Defektdichten und daraus folgend geringen Diffusionslängen von wenigen Nanometern, dominieren bei a-Si:H Bauelementen die Feldstromkomponenten während Diffusionsströme vernachlässigt werden können.

Die Kontinuitätsgleichungen beschreiben, wie sich Ladungskonzentrationen im Halbleiter in Abhängigkeit von Ort und Zeit verändern. Diese Gleichungen beinhalten die ortsabhängigen Elektronen- und Löcherstromdichten $j_{n,p}$ sowie die Generations- und Rekombinationsraten $G(x)$ und $R(x)$. Mittels der Poisson-Gleichung kann aus der Raumladungsverteilung im Material ein ortsabhängiger Verlauf des elektrischen Feldes hergeleitet werden.

Dieses Differentialgleichungssystem ist für Bauteile aus kristallinem Silizium numerisch exakt oder durch geeignete Vereinfachungen analytisch lösbar. Aufgrund der ungeordneten Struktur im amorphen Silizium ist bislang kein analytisches Gesamtmodell zur Lösung der Halbleitergleichungen für Bauelemente aus diesem Material ohne Vereinfachungen bekannt. Üblicherweise findet man numerische Verfahren zur Lösung stationärer und dynamischer Ladungsprozesse. Gerade im Hinblick auf die im Vergleich zum kristallinen Halbleiter komplizierte, nicht stetig beschreibbare, kontinuierliche Defektdichteverteilung in der Bandlücke, macht eine numerische Bauteilmodellierung trotz hoher Rechenzeiten Sinn. Numerische Lösungsansätze der Halbleiterdifferentialgleichungen für die als Basisarchitektur dienenden pin-Photodioden aus a-Si:H sind in [Bru92], [Brü93], [Gra89], [Hac85], [Paw90], [Swa81], analytische Lösungsmöglichkeiten in [Cra83], [Fur92], [Irr91], [Oka83] zu finden.

Einige wenige analytische Modellierungsansätze für komplexere a-Si:H Farbsensorstrukturen findet man in [Sti95], [Top98], numerische etwa in [Gie97]. Im Folgenden werden repräsentativ zwei Standardmodelle, je ein analytisches und ein numerisches, zur Beschreibung von photosensitiven a-Si:H-Dioden vor- und gegenübergestellt.

5.3.2 Zustandsdichte und Bandstruktur

Numerische Modellierungsansätze von a-Si:H pin-Dioden basieren nahezu allesamt auf dem analytischen Grundmodell von R. S. Crandall zur örtlichen Beschreibung von Band-, Lebensdauer-, Feld-, Generations- und Rekombinationsverläufen [Cra83]. Das Crandall'sche Modell bedient sich zur Lösung des eindimensionalen, nicht-linearen Halbleitergleichungssystems dem Ansatz der *regionalen Approximation*. Dabei wird der Parameter *Ort* des Bauteils derart aufgeteilt, dass die Transportgleichungen innerhalb bestimmter Regionen lösbar sind. Diese werden im Anschluss mit an den Regionen definierten Randbedingungen verknüpft und führen somit zu einer in sich geschlossenen Lösung [Bab08]. Eine auf den Ansätzen von Crandall aufbauende, aber detailgetreuere numerische Modellierung, wird von J. Bruns vorgeschlagen [Bru92]. Im Folgenden werden diese beiden Modelle sowie darin enthaltende halbleiterphysikalische Grundlagen diskutiert.

Sowohl analytische als auch numerische Modelle der Zustandsdichte³² basieren auf den Forschungsgrundlagen von M. H. Cohen, H. Fritsche und S. R. Ovshinsky, dem CFO-Modell [Coh69].

Numerisch modellierte Zustandsdichteverteilungen vernachlässigen im Allgemeinen den Umstand, dass tiefe Defekte einen nicht amphoteren Charakter aufweisen. Es wird vereinfacht angenommen, dass Dangling Bond-Zustände nicht doppelt besetzbar sind und somit nicht mit einem Elektron (Donatorcharakter) und einem Loch (Akzeptorcharakter) gleichzeitig geladen werden können [Hal86]. Auf dieser Vereinfachung aufbauend hat sich allgemein durchgesetzt, die Dichte der tief in der Beweglichkeitslücke liegenden Zustände durch symmetrische Gauß'sche Fehlerfunktionen zu beschreiben

$$D_A^{dB}(W) = D_A^{dB}(W_V) \cdot e^{-\frac{(W-W_A^{dB})^2}{2 \cdot \sigma_A^2}} \quad (13)$$

$$D_D^{dB}(W) = D_D^{dB}(W_L) \cdot e^{-\frac{(W-W_D^{dB})^2}{2 \cdot \sigma_D^2}} \quad (14)$$

In [Bru92] und [Stu89] werden die tiefen Störstellen im amorphen Silizium vereinfacht durch Exponentialterme modelliert und weisen in [Bru92] für Akzeptoren ihre Maximalkonzentration innerhalb der Beweglichkeitslücke bei $W_A^{dB} = 1,32$ eV auf. Der Hochpunkt der Dangling Bond-zustände mit Donatorcharakter liegt dort bei $W_D^{dB} = 0,7$ eV. Diese Werte korrelieren weitgehend mit in

³²engl. *Density Of States* (DOS)

[Mat92] und [Stu89] angegebenen Störstellenkonzentrationen; lediglich die tiefen Donatorzentren weisen dort minimal geringere Energiewerte auf.

Die Verteilung der lokalisierten Tailzustände setzt sich sowohl im Crandall'schen als auch im Bruns'schen Modell aus Donator- ($D_D^{x/+}$) und Akzeptortyp ($D_A^{x/-}$)-Zuständen zusammen und fällt in Richtung der Bandmitte exponentiell ab

$$D_A^{tail}(W) = D_A(W_V) \cdot e^{-\frac{W-W_V}{W_{UV}}} \quad (15)$$

$$D_D^{tail}(W) = D_D(W_L) \cdot e^{-\frac{W_L-W}{W_{UL}}} \quad (16)$$

$D_A(W_V)$ und $D_D(W_L)$ sind die in bandmittennähe liegenden minimalen Tailzustände, deren Werte im Bereich von $10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ liegen. Die Größen W_V und W_L sind Normierungsgrößen und erhalten gemäß dem in [Bru92] dargelegten numerischen Zustandsdichtemodell den Wert des Bandabstandes von kristallinem Silizium, also ($\Delta W = 1,12 \text{ eV}$).

Die Dichte der Tail States an den Bandkanten stellt in der Literatur eine charakteristische, materialspezifische Größe dar und wird häufig durch die Platzhalter D_{ATS} und D_{DTS} repräsentiert, deren Werte im Bereich von $D_{ATS} = D_{DTS} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ liegen.

Die Steigungen von Valenz- und Leitungsband W_{UV} respektive W_{UL} sind unterschiedlich, wobei das Leitungsbandtail wesentlich steiler als das Valenzbandtail verläuft [Tie81]. Die Tailsteigung des Valenzbandes wird in [Str91] mit 50 meV, in [Rie00] und [Bru92] mit 44 meV angegeben. Demgegenüber liegt die Leitungsbandsteilheit bei [Rie00] im Bereich von 25 meV; [Bru92] gibt diese mit 23,7 meV an. Der sich aus den Gleichungen (13)-(16) ergebende Gesamtverlauf der Zustandsdichte $D_{ges}(W)$ wurde mit den angegebenen Werten berechnet und ist in Abbildung (18) (a) dargestellt.

Messtechnisch lassen sich die Steilheiten der Bandausläufer sowie der Verlauf tiefer Störzentren mittels optischer Photoemissionsprozesse³³, Elektronischer Spinresonanz-³⁴ und DLTS-³⁵Kapazitätsmessungen sowie eingeschränkt mittels konstanter Photostrommessungen³⁶ ermitteln [Ley84]. Photonen regen in PDS-Verfahren Elektronen aus dem Valenzband eines Halbleiters an, so dass diese nach Überbrückung der Bindungsenergie des Valenzbandes und der Austrittsarbeit des Materials Ψ ins Leitungsband gelangen können. Aus dem Verlauf der kinetischen Energie, also aus der Zahl der Elektronen welche zu einem Stromfluss beitragen können, kann auf die Bindungsenergie des Valenzbandes, genauer auf die energetische Lage des Valenzbandes und auf Valenzbandzustandsverläufe rückgeschlossen werden

$$W_{kin} = h\nu - \Psi - W_V \quad (17)$$

Die leeren Leitungsbandzustandsverläufe können durch Beschuss des Materials mit einem Elektronenstrahl bekannter Energie W_{E-Beam} ermittelt werden [Str91]. Dabei besetzen die Elektronen leere Leitungsbandzustände, was die Emission von Photonen der Energie

$$W_{E-Beam} - W_L + \Psi \quad (18)$$

zur Folge hat. Die sogenannte inverse Photoemission wird in der Praxis derart realisiert, dass man die Elektronenstrahlenergie bei konstanter Photonenenergie variiert. Messungen der Valenz- und Leitungsbandverläufe von a-Si:H sind etwa in [Jac85] und [Str91] zu finden.

ESR-Messungen nutzen das magnetische Moment - den Spin - eines Elektrons aus, der in einem äußeren Magnetfeld zwei diskrete Werte annehmen kann. So können etwa Defekte in Solarzellen, diese sind oftmals paramagnetisch, detektiert und minimiert werden [Hop82].

³³engl. *photothermal deflection spectroscopy*, (PDS)

³⁴engl. *electron spin resonance*, (ESR)

³⁵engl. *deep level transient spectroscopy*

³⁶engl. *constant photocurrent method*

Mittels CPM-Verfahren können lediglich Band-Bandübergänge erfasst werden, wohingegen Übergänge aus tiefen Defekten unberücksichtigt bleiben. Gesamtverläufe von Leitungs- und Valenzband werden üblicherweise mit PDS-Verfahren messtechnisch ermittelt [Koc88].

5.3.3 Feldverlauf, Generation und Rekombination

Um Feldverlauf, Generations- und Rekombinationsmechanismen mathematisch mittels des Halbleitersgleichungssystems beschreiben zu können bedarf es vereinfachender Randbedingungen. Eine dieser Bedingungen im Crandall-Modell definiert, dass die Minoritätsträgerkonzentrationen an den Kontakten verschwinden. Im Gegensatz dazu betrachtet Bruns diese Kontakte halbleiterphysikalisch korrekt im thermodynamischen Gleichgewicht [Bab08].

Defekte bewirken Ladungsrekombination und können Elektronen und Löcher einfangen³⁷. Infolge dieser Mechanismen ist die Ladungsbewegung in der Bandlücke von amorphem Silizium eingeschränkt. Das Einfangen von Ladungen aufgrund von Defekten bewirkt ein Aufladen der Zustände, so dass diese Donator- oder Akzeptorcharakter aufweisen können.

Photogenerierte Ladung kann sich innerhalb der Beweglichkeitslücke an den nicht abgesättigten Valenzen anlagern, wodurch an dieser Stelle eine zusätzliche Ladung lokalisiert ist. Das analytische Grundmodell von R. S. Crandall vernachlässigt das Ladungstrapping und bedient sich einer vereinfachten Form der Poisson-Gleichung zur Berechnung des elektrischen Feldes. Das über der Absorberschicht aufgespannte Feld wird als ortskonstant nach folgendem Term deklariert

$$E = \int \rho \, dx = -\frac{d\varphi}{dx} \quad (19)$$

Das numerische Modell von J. Bruns wiederum berücksichtigt die durch gefangene Ladungen hervorgerufene Deformation des elektrischen Feldes durch zusätzliche Raumladungen ρ im Halbleitersgleichungssystem. Die Zusatzladungen finden Berücksichtigung in einer erweiterten Poisson-Gleichung, in der sich ein Zusatzterm zu den lokalisierten Ladungen der dotierten n- und p-Gebiete addiert

$$-\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{\rho + \rho_{trap}}{\epsilon} \quad (20)$$

Die defektbedingte Raumladung setzt sich aus gefangenen Elektronen und Löchern gemäß folgendem Ausdruck zusammen

$$\rho_{trap} = -q \cdot (p_{trap} - n_{trap}) \quad (21)$$

Als Folge von Photonenabsorption werden Ladungsträger im amorphen Halbleiter generiert. Die Generationsrate von Ladungsträgern in Festkörpern wird im Crandall'schen Modell mittels des Gesetzes von Lambert Beer [Bee52], [Lam60], welches den durch Absorption hervorgerufenen Rückgang der Strahlungsintensität in Festkörpern mathematisch beschreibt, modelliert

$$G(x) = G_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x} \quad (22)$$

Als Folge von Rückreflexionen der Kathode können Interferenzerscheinungen in der Spektralantwort entstehen, welche sich diese bezogen auf eine hochaufgelöste Farberkennung derart nachteilig auswirken, dass die elektronische Auswertung und Weiterverarbeitung erschwert wird. J. Bruns berücksichtigt in seinem Modell durch den Rückkontakt der pin-Struktur hervorgerufene Fresnel'sche Reflexionen sowie die Eigenreflexion der Anode. Da Licht in den Photoempfänger von der Kathode zurückgeworfen wird, findet zusätzliche Ladungsträgergeneration $G_2(x)$ in der Bauelementtiefe statt

$$G(x) = G_1(x) + G_2(x) = G_0 \cdot e^{-\alpha \cdot (x+l)} + G_0^* \cdot e^{+\alpha \cdot (x-L)} \quad (23)$$

³⁷engl. *trappen*

Der Nullpunkt der Generation wird auf das Interface zwischen p- und i-Schicht gesetzt. Dies ist zulässig, da generierte Ladungen innerhalb der Dotierzonen aufgrund der sehr hohen Defektdichten nahezu vollständig rekombinieren. Die Variable l in Gleichung (23) bezeichnet die Detektoroberfläche, L die Kathodenrückseite.

Die Größe G_0^* repräsentiert den rückreflektierten Strahlungsanteil. Lediglich langwellige Photonen mit niedrigen Energien sind in der Lage im Bereich des Rückkontaktes Ladungen zu erzeugen, so dass in Richtung des infraroten Spektralbereiches die Quanteneffizienz des Bauteils im Bereich der fallenden Empfindlichkeitsflanke steigt. Der die Reflexionseffekte von Anode und Kathode berücksichtigende Ausdruck der Generationsrate ergibt sich nach [Bru92] zu

$$\begin{aligned}
 G(x) &= -\eta_q(\lambda) \frac{\delta\Phi^\lambda(x)}{\delta x} \\
 &= \eta_q \cdot \{1 - R_{Front}(\lambda)\} \cdot \Phi^\lambda(0) \cdot \alpha(\lambda) \cdot \\
 &\quad \left\{ e^{-\alpha(\lambda) \cdot (x+l)} + R_{Rueck} \cdot e^{-2\alpha(\lambda) \cdot L} \cdot e^{\alpha(\lambda) \cdot (x-l)} \right\} \\
 &= \eta_q \cdot \{1 - R_{Front}(\lambda)\} \cdot \frac{\lambda \cdot \alpha(\lambda)}{h \cdot c} \cdot \\
 &\quad \left\{ e^{-\alpha(\lambda) \cdot (x+l)} + R_{Rueck} \cdot e^{-2\alpha(\lambda) \cdot L} \cdot e^{\alpha(\lambda) \cdot (x-l)} \right\}
 \end{aligned} \tag{24}$$

$R_{Front}(\lambda)$ beschreibt den Reflexionsanteil der Anode, R_{Rueck} ist der Reflexionsfaktor des Rückkontaktes, $\Phi^\lambda(0)$ ist die an der Detektoroberfläche auftreffende Photonendichte und η_q definiert den Quantenwirkungsgrad.

In Abbildung (22) ist eine Simulation des Betrages der elektrischen Feldstärke über dem Bauelement unter Berücksichtigung von Reflexionen am Rückkontakt gemäß dem Bruns'schen Modell dargestellt. Man erkennt, dass durch zusätzliche, am Rückkontakt reflektierte Ladungsträger, der Feldstärkebetrag mit zunehmendem Reflexionsfaktor in tieferen Bauelementregionen zunimmt.

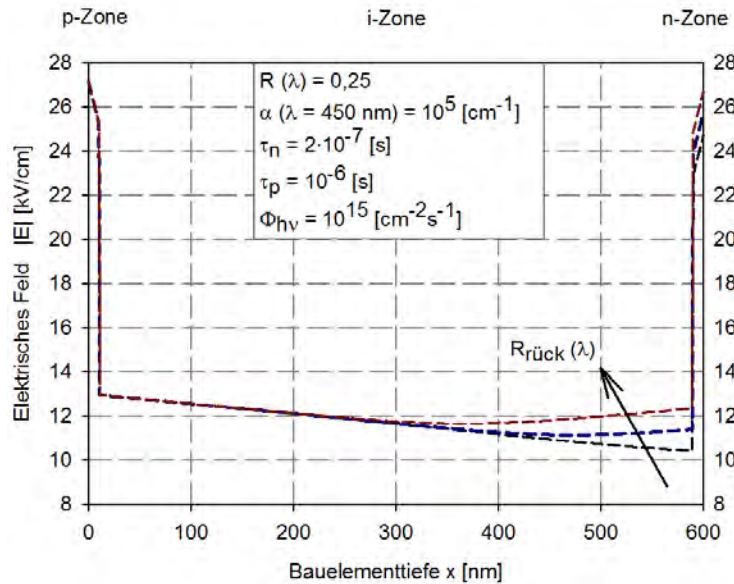


Abbildung 22: Berechneter Feldverlauf einer a-Si:H pin-Diode unter Berücksichtigung der Anoden- und Kathodenreflexion nach [Bru92].

Die durch Generationsmechanismen zusätzlich entstandenen Ladungen tragen mithin nicht allesamt zu einem Photostrom bei.

In amorphem Silizium tritt ebenfalls Rekombination auf; ein Prozess indem Elektronen und Löcher sich zu einem neutral geladenen Teilchen verbinden. So können Elektronen etwa durch einen positiv geladenen Akzeptorzustand für den Photostrom verloren gehen. Eine wichtige Größe die entscheidet, ob Ladungsträger durch Defekte rekombinieren, ist der Einfangquerschnitt σ_n . Daneben spielt die Anzahl der Ladungen $n(x)$, $p(x)$ sowie deren thermische Geschwindigkeit v_{th} eine entscheidende Rolle. Die numerische Modellierung der Rekombinationsrate aus [Bru92] umfasst zudem eine Konstante C , die das Verhältnis zwischen den Einfangquerschnitten eines Störzentrums im geladenen und ungeladenen Zustand beschreibt. Verbunden mit dem Integral der Akzeptor- und Donatorzustandsdichten D_A und D_D über der Beweglichkeitslücke, ergibt sich folgender Ausdruck der Rekombinationsüberschussrate

$$R(x) = C \cdot v_{th} \cdot \sigma_n \cdot (n(x) \cdot p(x) - n_i^2) \cdot \left[\frac{1}{n(x) + C \cdot p(x)} \int D_A(W) dW + \frac{1}{C \cdot n(x) + p(x)} \int D_D(W) dW \right] \quad (25)$$

Die Berechnungsergebnisse der ortsabhängigen Generations- und Rekombinationsverläufe innerhalb der i-Schicht einer nicht legierten pin-Diode sind in Abbildung (23) aufgetragen.

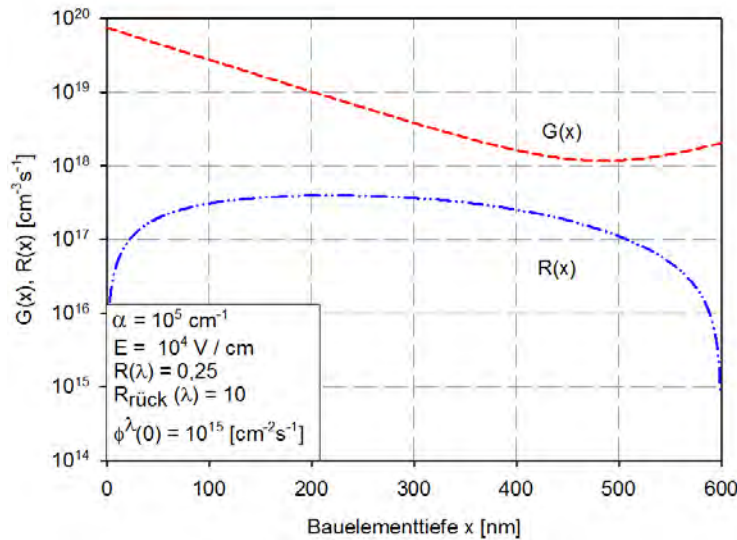


Abbildung 23: Simulierter Verlauf der ortsabhängigen Generation und Rekombination in einer a-Si:H pin-Diode nach [Bru92].

Es tragen mithin nicht alle Störzentren in amorphem Silizium zum Einfangen von Ladungsträgern bei. Abhängig von der Höhe der Injektion, der Intensität und der spektralen, energetischen Zusammensetzung der auftreffenden Strahlung, spaltet sich das Fermi-niveau des Halbleiters in zwei *Quasi*-Fermi-niveaus auf. Lediglich Störzentren die sich zwischen diesen injektionsabhängigen Quasi-Fermi-niveaus befinden sind letztendlich nach der Shockley/Read/Hall-Theorie in der Lage, Ladungsträger zu trappen [Böh07]. Die im weiteren Verlauf dieser Arbeit mit der Beweglichkeit verknüpfte Ladungsträgerlebensdauer, kann unter Zuhilfenahme der Rekombinationsrate und der jeweiligen Trägerkonzentration ortsabhängig bestimmt werden

$$\tau_n = \frac{n(x)}{R(x)} ; \tau_p = \frac{p(x)}{R(x)} \quad (26)$$

Während im Bereich der p-dotierten Zone Elektronen Minoritätsträger sind; die Elektronenlebensdauer fällt entsprechend gering aus; findet in Richtung der Kathode ein Übergang zwischen

Majoritäten und Minoritäten statt. Der simulierte ortsabhängige Verlauf der Ladungsträgerlebensdauer nach Gleichung (26) ist in Abbildung (24) dargestellt.

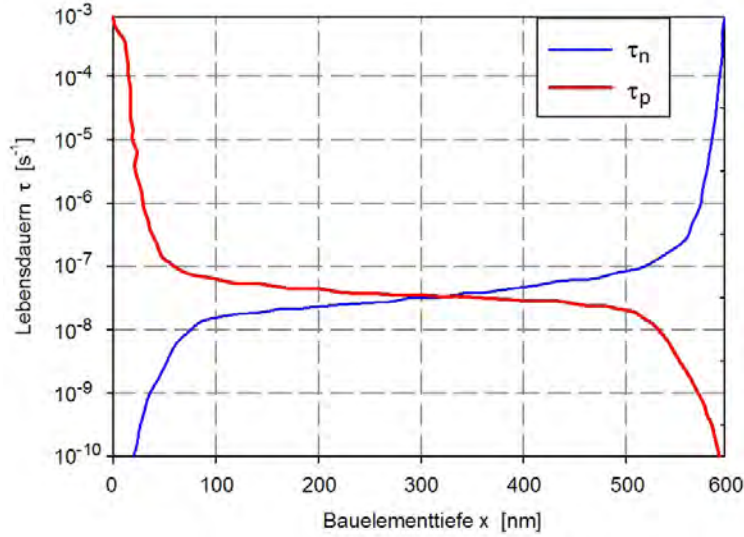


Abbildung 24: Simulierter Verlauf der Ladungsträgerlebensdauer innerhalb einer a-Si:H pin-Diode nach [Bru92].

5.3.4 Absorption

Die Absorber der in dieser Arbeit vorgestellten Mehrfarbdetektoren bestehen neben amorphem Silizium ebenso aus Siliziumlegierungsschichten, welche sich in deren optischen und elektrischen Eigenschaften vom unlegierten a-Si:H deutlich unterscheiden. Im Folgenden wird ein grundlegendes Attribut der entwickelten Materialien, das Absorptionsverhalten und der Einfluss zusätzlicher Prozessgase wie Methan (CH_4), Wasserstoff (H_2) und German (GeH_4) auf die Materialabsorption detailliert vorgestellt und diskutiert.

Bedient man sich der Annahme, dass Defekte lediglich mit einem Elektron besetzt werden können - der *Ein-Elektron*-Approximation - so ergibt sich nach [Mot79] der optische Absorptionskoeffizient für amorphe Halbleiter zu

$$\alpha(h\nu) = \frac{P^2}{h\nu} \cdot \int D_V(W) f^n(W) \cdot D_L(W + h\nu) \cdot (1 - f^n(W + h\nu)) dW \quad (27)$$

Die Größe f^n beschreibt die Fermi-Diracfunktion; die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes für Elektronen. Die Variable P^2 repräsentiert das durchschnittliche Impuls-Dipolmatrixelement und ist für amorphes Silizium mit etwa 3,4 eV eine Konstante [Jac85]. a-Si:H kann aufgrund dieser konstanten Größe als quasi direkter Halbleiter angesehen werden, da der Ladungsimpuls beim Übergang vom Leitungs- ins Valenzband erhalten bleibt. Bei kristallinem Silizium ist das nicht der Fall. Da zusätzliche Gitterschwingungen, die Phononen, zur Impulserhaltung beim Übergang von Elektronen vom Leitungs- ins Valenzband benötigt werden, unterschreitet der Absorptionskoeffizient von kristallinem Silizium den Wert von amorphem Silizium im sichtbaren Spektralbereich. Gegensätzlich zu kristallinen Halbleitern erfolgt die Definition des Bandabstandes bei amorphem Silizium nicht über die Höhe der Zustandsdichten, sondern über die bereits angesprochene Beweglichkeitsbandlücke [Mot79].

Abbildung (25) zeigt den gemessenen Verlauf einer standardisierten a-Si:H Schicht. Bei einer Energie von etwa 1,3 eV, dies entspricht nach der De-Broglie Wellenlängenbeziehung für Materiewellen

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (28)$$

einer Wellenlänge von etwa 955 nm, tritt ein Absorptionsknick, die sogenannte Absorptionsschulter, auf. Diese definiert das Interface zwischen defektbedingter Absorption und dem Urbach-Tail³⁸. Die Absorptionsschulter dient der Bestimmung der absoluten Anzahl tiefer Dangling Bond-Defekte im amorphen Material [Pie91], [Van81], [Van95].

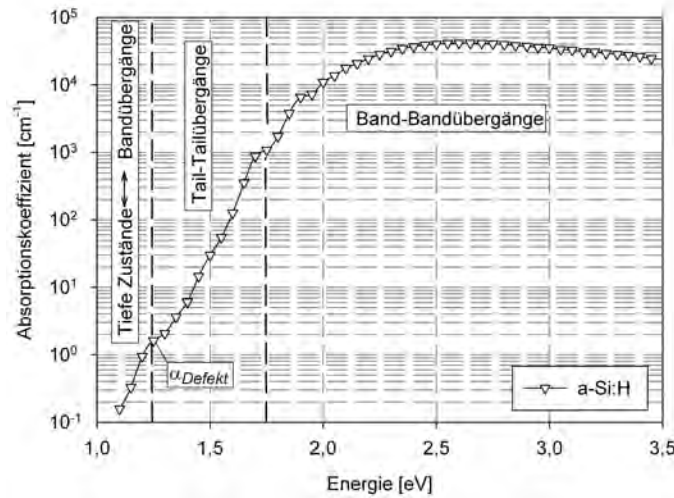


Abbildung 25: Messung des Absorptionskoeffizienten einer hydrogenisierten, nicht legierten, amorphen Siliziumschicht (a-Si:H).

Der qualitative Absorptionsverlauf ergibt sich aus dem optischen Bandabstand nach [Cod84], [Tau66] aus einer Überlagerung der Absorptionswahrscheinlichkeiten eines einzelnen Photons der Energie $h\nu$. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon vom amorphen Silizium absorbiert wird, hängt von den Defektdichten und den Besetzungswahrscheinlichkeiten der Defektstellen im Material ab. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten werden nicht durch Exponentialfunktionen, sondern durch die Fermistatistik bestimmt und in numerischen Modellen gern stückweise vereinfacht. So wird die Fermifunktion - welche einen Exponentialterm im Nenner umfasst - in [Bru92] durch Rechteckfunktionen für eine Temperatur von 0 Kelvin angenähert. Die Rechteckfunktion definiert, dass alle Valenzbandzustände besetzt sind, wohingegen die Leitungsbandzustände unbesetzt bleiben. Die Fermistatistik besitzt für alle Elementarteilchen mit halbzahligen Spin, also auch für Elektronen, im thermodynamischen Gleichgewicht Gültigkeit [Böh07].

Der flache Verlauf des Absorptionskoeffizienten im langwelligen Bereich ist auf direkte Übergänge zwischen Valenz- und Leitungsband, die *Interband-Übergänge*, zurückzuführen, wohingegen der exponentielle Abfall im Bereich höheren Wellenlängen durch Ladungsübergänge aus Valenz- zu Leitungsband-Tailstates entsteht. Im ultravioletten Spektralbereich, dem Bereich sehr niedriger Energien, absorbiert amorphes Silizium Photonen sehr schlecht. Mithin findet dort Absorption maßgeblich durch die tiefen Defekte hin zum Leitungsband und aus dem Valenzband in die Defektzustände statt. Der Übergang von schwacher zu starker Absorption vollzieht sich im *Sub-Bandgap*-Bereich mit endlicher Steigung, der Verteilung der Tail-Zustandsdichte entsprechend.

Zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten α wird das im *Kapitel 5.3.5: $\mu\tau$ -Produkt* ausführlich beschriebene CPM-Verfahren in Kombination mit Transmissions-/Reflexionsmessungen genutzt. Im Bereich unterhalb der Fundamentalabsorption, es finden dort lediglich Elektronenübergänge mit Zuständen innerhalb der Beweglichkeitslücke statt, liefert die

³⁸das Urbach-Tail beschreibt den exponentiellen Zusammenhang zwischen Materialabsorption und Photonenenergie unterhalb der optischen Bandlücke

T-/R-Messung aufgrund des geringen Absorptionskoeffizienten unzureichende Ergebnisse über dessen Verlauf. In diesem Bereich vervollständigt das CPM-Verfahren die Absorptionsmessung. Das Messprinzip besteht darin, den sekundären Photostrom in dem zu vermessenden Energieintervall konstant zu halten. Dieser kann bei a-Si:H aufgrund der höheren Elektronenbeweglichkeit und der Lage des Fermi-niveaus³⁹, als reiner Elektronenfeldstrom angesehen werden. Aufgrund des konstant gehaltenen Photostroms werden die CPM-Messergebnisse unabhängig von der Anregungsintensität und es herrscht konstante Injektion vor. Folglich spalten sich die Quasi-Fermi-niveaus gleichmäßig auf und es findet eine ebenfalls konstante Besetzungsstatistik der Rekombinationsstörzentren statt. Die Rekombinationslebensdauer von Elektronen kann unter dieser Voraussetzung ebenfalls als konstant angenommen werden.

Diese Annahmen vereinfachen die an späterer Stelle hergeleitete Gleichung (45), so dass der Wert der Photonenstromdichte N_{phot} , die benötigt wird um den Photostrom konstant zu halten, umgekehrt proportional zu dem des Absorptionskoeffizienten ist

$$\alpha \propto N_{phot}^{-1} \quad (29)$$

Die Proportionalität in Gleichung (29) impliziert, dass die Ermittlung des Absorptionskoeffizienten mittels CPM ein relatives Messverfahren ist, welches an die Ergebnisse der T-/R-Messungen angepasst werden muss.

Die Höhe der absoluten Defektdichte lässt sich aus dem Absorptionsverlauf ermitteln. Hat man den relativen Verlauf des Absorptionskoeffizienten α aus CPM-Messungen bestimmt und skaliert, erhält man die Position der Absorptionsschulter und dessen charakteristischen Koeffizienten α_{Defekt} ; den Punkt der Defektabsorption. Multipliziert mit einem für a-Si:H aus [Pie91] und [Rie00] bekannten Faktor $M = 10^{16}$, erhält man die Defektdichte zu

$$D = M \cdot \alpha_{Defekt} \quad (30)$$

Mittels Materiallegierungen kann man die Absorptionsschulter verschieben. Der Einbau von Kohlenstoffatomen bewirkt eine Verschiebung der Absorptionsschulter, der Stelle an dem nennenswerte Absorption auftritt, in Richtung des UV-Spektrums [Rie00]. Germaniumeinschlüsse führen demgegenüber zu einer Verschiebung zu längeren Wellenlängen in Richtung des Infrarotspektrums [Mur04]. Abbildung (26) (a) veranschaulicht den Einfluss von Legierungsmaterialien auf die optischen Absorptionseigenschaften der hergestellten Dünnschichtstrukturen. Der Farbseparationsmechanismus der Sensoren beruht darauf, dass Photonen mit unterschiedlichen Energie verschiedene Eindringtiefen l_a in die Detektorstruktur besitzen, wo sie gesammelt werden können. Die Eindringtiefe verhält sich reziprok zum Verlauf des Absorptionskoeffizienten zu

$$l_a = \alpha^{-1} \quad (31)$$

und ist in Abbildung (26) (b) für mehrere Schichtzusammensetzungen zu sehen. Man erkennt deutlich den Einfluss von Germaniumatomen, welche ein tiefes Eindringen der Photonen in die Struktur erlauben. Methan hingegen verschiebt die Absorptionsschulter nur leicht in Richtung kurzwellige Energien. Zudem kann man in Abbildung (26) (a)⁴⁰ erkennen, dass Kohlenstoff- und Germaniumatome die absolute Höhe der Absorption reduzieren.

Neben optischen Eigenschaften beeinflusst der Einbau von Germanium und Methan in das amorphe Netzwerk erheblich die Transporteigenschaften der Legierung.

Der die Empfindlichkeit dominierende Indikator ist das Produkt aus der Ladungsträgerbeweglichkeit μ und der Lebensdauer τ .

Diese für Mehrfarbsensoren aus amorphem Silizium essentielle Größe wird im Folgenden physikalisch hergeleitet und die zur Bestimmung notwendige Messtechnik beschrieben.

³⁹ das Fermi-niveau befindet sich näher am Leitungs- als am Valenzband

⁴⁰ Parametereinheiten: Gasfluss [sccm], Druck [mbar]

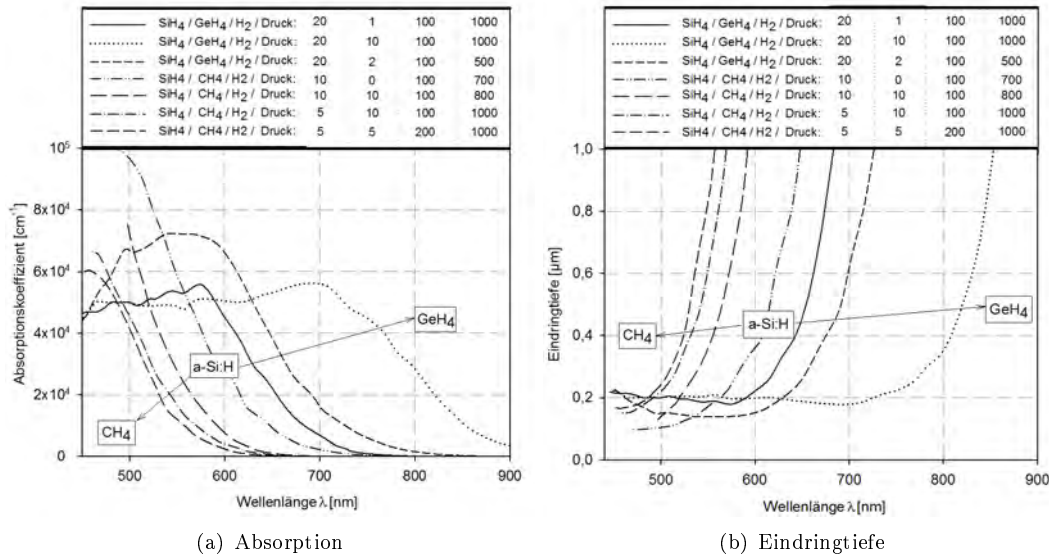


Abbildung 26: Linear dargestellter Absorptionskoeffizient (a) und linear dargestellte Eindringtiefe (b) legierter a-Si:H-Schichten.

5.3.5 $\mu\tau$ -Produkt

Absorptions- und Transportprozesse von Ladungen begründen physikalisch die Funktion von vertikalen Farbsensoren aus a-Si:H. Eine essenzielle Größe zur Beschreibung der Empfindlichkeit von farbselektiven Sensoren stellt das $\mu\tau$ -Produkt dar. Sowohl die Ladungsträgerdriftbeweglichkeit als auch die Lebensdauer sind Materialkonstanten, welche Rückschlüsse auf Transportmechanismen im amorphen Silizium zulassen. Die Kenntnis dieser Größen ermöglicht es transiente Eigenschaften der Absorptionsschichten und deren Rekombinationsverhalten zu bestimmen und darauf aufbauend, Generations- und Sammlungszone des komplexen Detektorsystems zu optimieren. Zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts in dünnen Halbleiterschichten gibt es unterschiedliche Herangehensweisen. Das auf den Arbeiten von [Zan77] beruhende CPM-Messprinzip misst einen sekundären Photostrom, der unter homogener, monochromatischer und stationärer Beleuchtung vom Halbleiter erzeugt wird. Die CPM-Messung wurde im Rahmen dieser Arbeit auf eine Vielzahl unterschiedlich zusammengesetzter a-Si:H-Schichten angewendet, welche allesamt mit drei koplanaren Elektrodenanordnungen aus Aluminium kontaktiert wurden (vgl. Abbildung (27)). Die Elektroden wurden, da sie sich zwischen Glasträger und Silizium befinden, geschützt und parasitäre Parallelwiderstände vermieden. Da die drei Kontaktfingerpaare verschiedene Abstände aufweisen, kann die Ortsabhängigkeit der Materialqualität untersucht werden. Mithin stellt ein ortsunabhängiges $\mu\tau$ -Produkt bei Dünnschichten ein entscheidendes Qualitätskriterium der Schichthomogenitäten dar. Aufgrund der erhöhten Komplexität des nach Ritter et al. [Rit86] entwickelten SSPG⁴¹-Messverfahrens findet in dieser Arbeit die CPM-Methode Verwendung. CPM-Messungen wurden 1981 erstmalig von Vaněček et al. auf amorphes Silizium angewendet [Van81]. Diese Messtechnik ermöglicht die Bestimmung der ambipolaren Ladungsträgerdiffusionslängen, woraus das $\mu\tau$ -Produkt hergeleitet werden kann. Im Rahmen dieser Dissertation stand ein bereits existierender, mittels LabView computergesteuerter, Farbmessplatz zur Materialcharakterisierung zur Verfügung. Sowohl CPM- als auch Transmissions-/Reflexionsverhalten sowie Messungen der spektralen Empfindlichkeiten und der Linearitäten der Sensoren und Einzelschichten wurden an diesem Messplatz durchgeführt.

⁴¹engl. *Steady-State Photocurrent Grating technique*

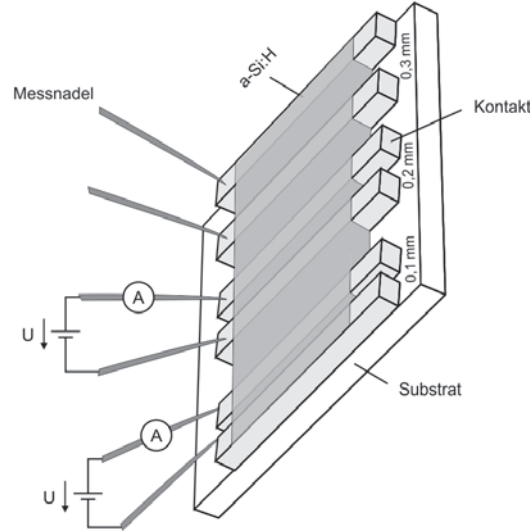


Abbildung 27: Probengeometrie der CPM-Messmethode zur Ermittlung des Absorptionskoeffizienten und der $\mu\tau$ -Produkte einer dünnen a-Si:H-Schicht.

Die Verwendung von Aluminium als Kontaktmaterial für CPM-Messungen ist in der Höhe der Austrittsarbeit ϕ_m begründet. Dieser Begriff wird speziell bei Metallen verwendet und definiert die notwendige Arbeit um ein Elektron aus einem ungeladenen Material herauszulösen. Reines Aluminium weist, je nach Kristallorientierung, Austrittsarbeiten im Bereich von 4,06 eV bis 4,28 eV auf [Wea81]. Demgegenüber werden Metallen wie Gold ($\phi_m > 5$ eV), Silber (ϕ_m : 4,26 eV-4,74 eV) oder Kupfer (ϕ_m : 4,48 eV-4,94 eV) erheblich höhere Werte der Austrittsarbeiten zugewiesen [Wea81]; es bilden sich in Verbindung mit a-Si:H Schottkykontakte aus. Von einem Schottkykontakt (-barriere) spricht man, wenn sich die Leitungselektronen im Metall zwar frei bewegen können, man jedoch eine externe Austrittsarbeit aufbringen muss, um diese aus dem Metall herauszulösen. Die Barrierenhöhe ergibt sich aus der Differenz der Metallaustrittsarbeit und der Elektronenaffinität von a-Si:H. Letztgenannte Elektronenaffinität beschreibt die Energie, die erforderlich ist, um ein Elektron aus einem einfach negativ geladenen Ion zu lösen. Nach [Böh07] ergibt sich bei a-Si:H ein Wert von 3,93 eV.

Somit errechnet sich die Gesamtbarrierenhöhe φ_b ⁴² der verwendeten Schichten im *worst case* zu 0,35 eV, bestenfalls zu 0,15 eV.

$$\varphi_b = \varphi_m - \chi_s = W_L - W_V \quad (32)$$

Die Glasträger wurden mit einer etwa 200 nm dünnen Aluminiumschicht in Sputtertechnik beschichtet, so dass sich ein ohm'scher Kontakt zwischen Metall und Halbleiter im Zuge der Prozessierung ausbildet. Die sehr hohe elektrische Leitfähigkeit von Aluminium in Höhe von $\sigma = 36,59 \cdot 10^6$ S/m [Lid06] ist insofern von einem messtechnischen Vorteil, dass diese parasitäre Serienwiderstände minimiert.

Der zwischen den Kontaktfingern freiliegende Halbleiter wird quasistationär, homogen beleuchtet und der sich einstellende Sekundärstrom mit einem Lock-in-Verstärker bei einer Chopperfrequenz von 9 Hz gemessen. Somit ist es möglich, geringe Ströme im Bereich einiger Femtoampere zu detektieren. Ein sekundärer Photostrom wird genau dann gemessen, wenn Front- und Rückkontakt eine beliebige Anzahl an Ladungsträgern nachliefern können [Str91]. Wird ein im amorphen Silizium generierter Ladungsträger etwa vom Frontkontakt absorbiert, so liefert der Rückkontakt einen gleichen Ladungstyp nach. Ladungsträger können folglich das Halbleitermaterial mehrmals durchlaufen was zur Folge hat, dass der Quantenwirkungsgrad Werte größer als eins annehmen kann. Ohm'sche Kontakte, wie etwa a-Si:H-/Aluminium, stellen ein Beispiel zur Messung von sekundärem

⁴²engl. *barrier height*

Photostrom dar. Ebenso werden bei Photodioden die nicht in Sperr-, sondern in Durchlasspolung mit Spannungen größer als die Leerlaufspannung betrieben werden, Sekundärphotoströme gemessen. Eine ausführliche mathematische Herleitung des $\mu\tau$ -Produkts und der Defektdichteverteilung aus Photostrommessungen nach dieser Messmethode ist in [Koc88] zu finden. Die für diese Arbeit relevanten Erkenntnisse und Ergebnisse werden im Folgenden zusammengefasst.

Bei Anlegen einer Feldstärke im Bereich von 10^4 V/cm kann der Diffusionsstromanteil

$$j_{Diff} = q \cdot D_{n,p} \cdot \frac{dn,p}{dx} = q \cdot \mu_{n,p} \cdot \frac{kT}{q} \cdot \frac{dn,p}{dx} = \mu_{n,p} \cdot kT \cdot \frac{dn,p}{dx} \quad (33)$$

gegenüber dem Feldstromanteil

$$j_{Feld} = \sigma \cdot E \quad (34)$$

im Halbleiter aufgrund der geringen Ladungsträgerbeweglichkeit und lediglich auf Inhomogenitäten beruhende minimale Ladungsträgerkonzentrationsänderungen vernachlässigt werden. Um bei der Strommessung diese Feldstärke zu erzeugen, wurde ein Messspannungsintervall von $U = 0 \text{ V} - 100 \text{ V}$ ($\Delta U = 20 \text{ V}$) bei einem Metallelektrodenabstand zwischen 0,1 und 0,3 mm ausgewählt. Da sich undotiertes amorphes Silizium aufgrund der Lage des Ferminiveaus, welches sich näher am Leitungs- als am Valenzband befindet, n-leitend verhält [Str82] und aufgrund der geringen Löcherbeweglichkeit im Material, kann bei homogener Beleuchtung ein reiner Elektronenfeldstrom angenommen werden. Exemplarisch wäre an dieser Stelle die UPS⁴³-Methode als eines der gängigsten Messverfahren zur Bestimmung der Zustandsdichteverteilung und des Ferminiveaus in Halbleitern zu nennen. Obwohl der Löcheranteil des sekundären Photostromes in der Regel vernachlässigbar ist [Str83], wird dieser der Vollständigkeit halber bei der Herleitung des $\mu\tau$ -Produkts mitberücksichtigt. Der messbare Gesamtstrom eines amorphen pin-Detektors setzt sich aus einer Hell- und einer Dunkelkomponente zusammen

$$I = I_D + I_{phot} \quad (35)$$

Im stationären Fall $\frac{\delta n,p}{\delta t} = 0$ ist die Photostromdichte wie folgt definiert

$$j_{phot} = q \cdot \mu_n \cdot \mu_p \cdot E(x) \cdot \Delta n \cdot \Delta p \quad (36)$$

mit

$$\Delta n,p = G(x, \lambda) \cdot \tau_{n,p} \quad (37)$$

Das $\mu\tau$ -Produkt lässt sich aus der Messung von Hell- und Dunkelstrom ableiten. Die durch die Einstrahlung von Photonen resultierende Generationsrate $G(x, \lambda)$ von Elektronen und Löchern wird unter Zuhilfenahme des wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten α wie folgt ausgedrückt

$$G(x, \lambda) = N_{phot} \cdot (1 - R) \cdot (1 - e^{-\alpha x}) \cdot \frac{w}{A} \cdot \eta \quad (38)$$

Dabei bezeichnet die Größe N_{phot} die auf die Oberfläche des Detektors ($x = 0$) auftreffende Photonenstromdichte, η ist die Quanteneffizienz, das heißt der prozentuale Anteil solcher Photonen die ein Elektronen-/Lochpaar generieren, α ist der Absorptionskoeffizient, R die wellenlängenabhängige Reflexionskomponente des Frontkontaktmaterials, d die Dicke des Absorbers und w die Länge des Metallkontakts. Drückt man die Absorption durch die Transmission aus und geht weiterhin davon aus, dass jedes Photon genau ein Elektron-/Lochpaar generiert⁴⁴, ergibt sich analog zu Gleichung (38) folgender Ausdruck für die Generationsrate nach [Rie00]

$$G(x, \lambda) = N_{phot} \cdot (1 - R - T) \cdot w \cdot l \cdot \frac{1}{A \cdot l} \quad (39)$$

⁴³UPS = Ultraviolette Photoelektronen Spektroskopie

⁴⁴Rekombinationsmechanismen werden vernachlässigt

Das elektrische Feld zwischen den Kontaktfingern ergibt sich aus der Beziehung

$$E(x) = \frac{U(x)}{l} \quad (40)$$

wobei der Wert $U(x)$ die angelegte Spannung und l den Kontaktabstand repräsentiert. Die Photoleitfähigkeit σ_{phot} ist materialabhängig und lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben

$$\sigma_{phot} = q \cdot \mu_n \cdot \Delta n + q \cdot \mu_p \cdot \Delta p = q \cdot \mu_n \cdot G(x, \lambda) \cdot \tau_n + q \cdot \mu_p \cdot G(x, \lambda) \cdot \tau_p \quad (41)$$

Der Photostromanteil ist das Produkt aus der Photoleitfähigkeit σ_{phot} , der Detektorfläche A und dem angelegten elektrischen Feld $E(x)$

$$I_{phot} = A \cdot \sigma_{phot} \cdot E(x) \quad (42)$$

Die den Absorptionskoeffizienten einschließende Schreibweise des Photostroms ergibt sich durch Einsetzen des elektrischen Feldes und der die Generationsrate (38) beinhaltende Photoleitfähigkeit in Gleichung (41) zu

$$I_{phot} = N_{phot} \cdot q \cdot (\mu_n \cdot \tau_n + \mu_p \cdot \tau_p) \cdot \eta \cdot (1 - R)(1 - e^{-\alpha \cdot x}) \cdot \frac{w}{l} \cdot U \quad (43)$$

Der Absorptionskoeffizient α verhält sich reziprok zur Eindringtiefe l_a eines Photons ins Material und ist bei a-Si:H gemäß

$$\alpha = \frac{1}{l_a} \neq A = 1 - R - T \quad (44)$$

veränderbar [Bab11].

Ersetzt man α durch den im Materialvolumen absorbierten Teil des Lichts, erhält man

$$I_{phot} = N_{phot} \cdot q \cdot (\mu_n \cdot \tau_n + \mu_p \cdot \tau_p) \cdot \eta \cdot (1 - R - T) \cdot \frac{w}{l} \cdot U \quad (45)$$

Durch Umstellung von Gleichung (43) und Zusammenfassung von Löcher- und Elektronenbeweglichkeiten und -lebensdauern

$$\mu\tau = \mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p \quad (46)$$

gelangt man aus den I-/U-Messgrößen zu der Materialgröße $\mu\tau$

$$\mu\tau\eta = \frac{I_{phot}}{q \cdot N_{phot}(1 - R)(1 - e^{-\alpha \cdot x}) \cdot \frac{w}{l} \cdot U} \quad (47)$$

In Analogie zu den Gleichungen (43) und (45) lässt sich dieser Term zu

$$\mu\tau\eta = \frac{I_{phot}}{q \cdot N_{phot}(1 - R - T) \cdot \frac{w}{l} \cdot U} \quad (48)$$

umschreiben. Reflexion, Absorption und Schichtdicke lassen sich aus T-/R-Messungen bestimmen. Lediglich die Photonenstromdichte ist nicht direkt messbar, kann allerdings bei Kenntnis des Photostromes auf einen definierten Wert eingestellt werden (vgl. Tabelle 1).

λ [nm]	ν [s^{-1}]	SE [mA/W]	N_{phot} [$s^{-1}cm^{-2}$]	I_{phot} [mA]
405	$7,4 \cdot 10^{14}$	191,12	10^{15}	5,347
436	$6,9 \cdot 10^{14}$	215,46	10^{15}	5,600
492	$6,1 \cdot 10^{14}$	253,15	10^{15}	5,829
512	$5,9 \cdot 10^{14}$	266,41	10^{15}	5,896
546	$5,5 \cdot 10^{14}$	286,40	10^{15}	5,943
578	$5,2 \cdot 10^{14}$	304,79	10^{15}	5,975
620	$4,8 \cdot 10^{14}$	330,00	10^{15}	6,031
650	$4,6 \cdot 10^{14}$	346,55	10^{15}	6,041
694	$4,3 \cdot 10^{14}$	368,22	10^{15}	6,012

Tabelle 1: Einstellung einer konstanten Photonenstromdichte zur Ermittlung der $\mu\tau$ -Produkte.

Dazu bedient man sich einer Photodiode mit bekannter Empfindlichkeit S und Fläche A . Der resultierende Photostrom, also der Messstrom abzüglich der Dunkelkomponente, ergibt sich aus dem Produkt der Strahlungsleistung der Quelle $\Phi \cdot A$ und der Diodenempfindlichkeit SE zu

$$I_{phot,mono} = \Phi \cdot A_{mono} \cdot SE_{mono} \quad (49)$$

Die Strahlungsleistungsdichte Φ setzt sich wiederum aus dem Produkt der Photonenstromdichte N_{phot} und der Energie des Einzelphotons $h\nu$ zusammen

$$\Phi = N_{phot} \cdot h\nu \quad (50)$$

Somit kann durch Messung des Photostromes indirekt eine konstante, einstellbare Photonenstromdichte nach Gleichung (49) erzeugt werden

$$N_{phot} = \frac{I_{phot,mono}}{h\nu \cdot A_{mono} \cdot SE_{mono}} \quad (51)$$

Sowohl über die drei unterschiedlichen Messabstände als auch über die verschiedenen Messspannungen erfolgte eine Mittelung der $\mu\tau$ -Produkte, um zu einem repräsentativen Vergleichswert zu gelangen. Exemplarisch liegt dieser signifikante $\mu\tau$ -Parameter für eine herkömmliche a-Si:H-Schicht⁴⁵ bei $\bar{\mu\tau} = 1,144 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2V^{-1}$. Die Einzelmessungen für verschiedene Messspannungen bei variierender Beleuchtung und bereits gemittelten Messabstandswerten sind in Abbildung (28) dargestellt.

Üblicherweise liegt das $\mu\tau$ Produkt von a-Si:H in einem Bereich von $2,5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2V^{-1}$ für Elektronen und $1,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2V^{-1}$ für Löcher [Kar86]. Legierungen von a-Si:H weisen demgegenüber deutlich verschlechterte Transporteigenschaften auf [Cat90], [Kar86], [Neb89]. Reduziert man den Bandabstand ΔW von reinem a-Si:H durch Germaniumverunreinigungen von 1,8 eV auf 1,63 eV, sinkt die Elektronenbeweglichkeit nahezu um den Faktor fünf von $2,7 \text{ cm}^2/Vs$ auf $0,6 \text{ cm}^2/Vs$ bei einer gleichbleibend schlechten Löcherbeweglichkeit von $1,2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/Vs$ [Kar86]. Untersuchungen von [Wan93] an Kohlenstofflegierungen zeigen ähnliche Transportbehinderungsverhalten. Mittels der am IMT vorhandenen Technologielinie können amorphe Legierungen mit Bandabständen im Bereich zwischen $\Delta W = 1,1 \text{ eV}$ und $2,5 \text{ eV}$ hergestellt werden [Rie00].

Die sich ergebenden $\mu\tau$ -Produkte für a-SiGe:H-Legierungen liefern entsprechend reduzierte Werte von $5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2V^{-1}$ für Elektronen und $6 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2V^{-1}$ für Löcher. Die $\mu\tau$ -Produkte der im nachfolgenden Kapitel vorgestellten rampenförmig abgeschiedenen Absorber sind mithin nicht konstant, sondern verändern sich gemäß der Materialzusammensetzung dynamisch, so dass die Beweglichkeits-/Lebensdauereigenschaften an den zwischengelagerten Interfaces untersucht und charakterisiert wurden.

Abschließend wird mittels einer Leitwertbetrachtung eine komprimierte Alternativherleitung des $\mu\tau$ -Produkts präsentiert.

⁴⁵SiH₄ = 20 sccm, p = 500 mTorr, T = 300°C, P = 8 W

Die Generation von Ladungsträgern bewirkt einen spannungs- und beleuchtungsabhängigen Photostrom I_{phot} , respektive Leitwert G_λ

$$G_\lambda = \frac{I_{phot}}{U_{Bias}} \quad (52)$$

Des Weiteren ist die Höhe des Photostroms geometrieabhängig. Eine Zunahme der Diodenfläche bietet den auftreffenden Photonen eine erhöhte Angriffs- und Absorptionsfläche, so dass die wellenlängenabhängige Ladungsgeneration auch wie folgt beschrieben werden kann

$$G_\lambda = \sigma_{phot} \cdot \frac{w}{l} \quad (53)$$

Die Größe σ_{phot} ist die photoempfindliche und somit ortsveränderbare Leitfähigkeit

$$\sigma_{phot} = G(x) \cdot q \cdot \mu\tau \quad (54)$$

Die Ortsveränderlichkeit der Leitfähigkeit beruht auf der tiefenabhängigen Ladungsträgergeneration $G(x)$ in amorphem Silizium, welche durch

$$G(x) = N_{ph} \cdot \eta \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha \cdot x} (1 - R) \quad (55)$$

gegeben ist. Durch Einsetzen der Leitfähigkeit in die Leitwertgleichung gelangt man zu folgendem Ausdruck für den Photostrom

$$I_{phot} = q \cdot N_{ph} \cdot \eta \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot x})(1 - R) \cdot \mu\tau \cdot \frac{w}{l} \cdot U \quad (56)$$

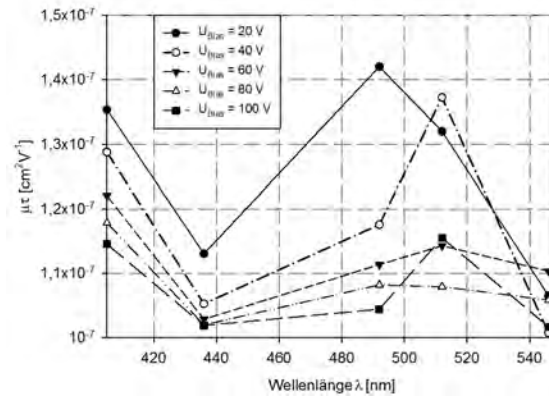


Abbildung 28: $\mu\tau$ -Produkt einer a-Si:H-Schicht für verschiedene Spannungen und Beleuchtungssituationen.

5.4 Zusammenfassung

Zu Beginn dieses Kapitels wurden grundlegende strukturelle und elektrooptische Verhaltensunterschiede zwischen amorphem und kristallinem Silizium beleuchtet. Im weiteren Verlauf wurde zunächst näher auf technologische Verfahren zur Herstellung von amorphen, hydrogenisierten Halbleiterschichten eingegangen. Nachstehend befasste sich dieser Teil der Arbeit mit Modellierungsansätzen zur mathematischen Beschreibung fundamentaler Halbleiterparameter, zum Beispiel der Defektzustandsdichte, der Bandstruktur sowie Generations- und Rekombinationsmechanismen in amorphem Silizium. Dem Umstand geschuldet, dass feldgetriebene Driftströme die Eigenschaften der entwickelten Farbsensoren bestimmen, wurde ein zusätzliches Augenmerk auf den Verlauf des elektrischen Feldes entlang der optischen Achse des Mehrschichtensystems pin-Diode gelegt. Physikalisch fußen sämtliche Modellierungsergebnisse auf der Lösung des, für a-Si:H-Bauelemente vereinfachten, eindimensionalen Halbleitergleichungssystems. Dieses ist, aufgrund der atomaren Unordnung, für amorphes Silizium nicht geschlossen lösbar. Numerische und analytische Lösungsansätze bedienen sich darum allesamt bauelementspezifischen Anpassungen und daraus resultierenden, mathematischen Randbedingungen zur Lösung der Differentialgleichungen. Das zweifellos gängigste analytische Modell nach *Crandall* wurde, in eindimensionaler Form, ausführlich vorgestellt und diskutiert. Bezogen auf die, im Bauteil vorherrschenden, realen örtlichen Verläufe der Zustandsdichte und des elektrischen Feldes, lieferte es allerdings keine exakte physikalische Beschreibung. Dieses Modell beinhaltete den Ansatz der regionalen Approximation der Ladungsträgerlebensdauer und postulierte ein über der intrinsischen Absorptionsschicht ortskonstantes elektrisches Feld. Der Effekt des Ladungstrapping blieb, ebenso wie Kontaktreflexionen, unberücksichtigt. Das *Crandall*-Modell ist nur bei schwacher Absorption gültig, da, beispielsweise bei stark absorbierter Strahlung, in den simulierten Kennlinien kein Rückgang des Photostroms als Folge von Absorptionsverlusten in der p-Schicht erkennbar ist. Mithin konnte mit dieser Bauelementmodellierung nur der primäre Photostrombereich der elektrischen Kennlinie beschrieben werden, wohingegen der Durchlassbereich unberücksichtigt blieb [Bab08]. Eine wesentlich bessere Korrelation zwischen Modell und zugänglichen Messgrößen erreichte das numerische Modell von Bruns. Trotz Einbezug der wellenlängenabhängigen Reflexion des Kathodenmaterials und der daraus resultierenden, zusätzlichen Generation im Bereich des Rückkontaktes, misslang eine geschlossene Lösung der Halbleitergleichungen ohne geeignete Vereinfachungen. Die Ursache hierfür konnte einer unzureichenden Beschreibung der Photoleitung im a-Si:H zugeschrieben werden. Aufgrund statistischer Defekte im Material, war weder die negative Dispersion des Photostroms bei Beleuchtung, noch eine spannungsabhängige Spektralantwort mathematisch fehlerfrei modellierbar. Die 0 K-Näherung der Fermistatistik zu einer Treppenfunktion bildete eine maßgebliche Fehlerquelle des Modells, da mit zunehmender Steigung des Valenzbandtails die 0 K-Näherung äußerst ungenau wird. Es werden dann lediglich tiefe Defekte in der Fermistatistik berücksichtigt, jedoch haben die Bandausläufer keinen Einfluss auf das elektrische und optische Schichtverhalten. Mithin gehen Serien- und Parallelwiderstände, die die elektrische Kennlinie einer Photodiode verzerren, nicht in die Betrachtungen von Bruns ein. Ein ausgiebiger Vergleich der resultierenden Ergebnisse zwischen analytischem und numerischem Modellansatz wurde gezogen. Im Anschluss an die vorgestellten Möglichkeiten der Bauelementmodellierung, wurden Messverfahren zur Ermittlung physikalischer Halbleiterparameter, wie dem optischen Bandabstand, dem Produkt aus Ladungsträgerbeweglichkeit und -lebensdauer, dem $\mu\tau$ -Produkt, und dem Absorptionskoeffizienten, beschrieben. Das $\mu\tau$ -Produkt nahm bei den dargestellten Betrachtungen einen besonderen Stellenwert ein, da es Rückschlüsse über die absolute Anzahl tiefer Defektzustände im Material liefert und die materialspezifischen Drifteigenschaften von Ladungsträgern definiert. Die genannten Parameter wurden aus den Ergebnissen von konstanten Photostrom- sowie Transmissions-/Reflexionsmessungen extrahiert, wobei das erstgenannte Messprinzip das in der Halbleitertechnik etablierteste und gängigste Verfahren zur Bestimmung der Zustandsdichte ist. Der beschriebenen Messmethode nachfolgend, wurden messtechnisch ermittelte $\mu\tau$ - und Absorptionsverläufe einer reinen a-Si:H-Schicht denen unterschiedlicher a-Si:H-Legierungen gegenübergestellt und diskutiert. Den Verläufen lässt sich eine Verschiebung der Absorptionsflanken für unterschiedliche Legierungen sowohl in Richtung des ultravioletten als auch in Richtung des infraroten Spektralbereichs entnehmen. Die Größe der Materialabsorption beeinflusst mithin erheblich die Eindringtiefe der Photonen in die

Sensorstrukturen. Die Modulation der Eindringtiefen ist von essentieller Bedeutung, da die Funktion von Mehrfarbsensoren aus amorphem Silizium auf der gezielten Steuerung der Eindringtiefe beruht, um örtlich begrenzte Sammlungszone von Ladungsträgern in verschiedenen Bauelementtiefen zu erzeugen. Den Abschluss des Kapitels bildete eine ausführliche Herleitung zur Bestimmung der Transportgrößen Beweglichkeit und Lebensdauer, dessen Werte aus CPM-Messungen für eine Vielzahl von Schichten ermittelt wurden. Diese Größen bestimmen mithin nicht nur das Ausmaß der örtlichen Ladungstrennung, sondern maßgeblich die feldabhängigen Drifteigenschaften photogenerierter Ladungsträger. Basierend auf dem entstandenen Messdatensatz, werden im Folgenden verschiedene Sensorarchitekturen vorgestellt, deren Absorberschichten durch die ermittelten Transportparameter physikalisch beschrieben werden können.

6 Herstellung und Optimierung unipolarer Sensorarchitekturen

Gegenstand dieses Kapitels ist die Beschreibung des Aufbaus der entwickelten Farbdetektoren, speziell die Zusammenstellung relevanter Forschungsergebnisse zu Untersuchungen an deren Absorberzusammensetzungen. Ein spezielles Augenmerk wird auf die sich mit dem Aufbau ändernden elektrischen und spektralen Charakteristika gelegt. Aus Gründen der Komplexität wird in dieser Arbeit lediglich punktuell das transiente Verhalten einiger Sensortypen vorgestellt, soweit es das physikalische Verständnis der jeweiligen Architektur erweitert. Eine ausführliche Dokumentation und Interpretation des transienten Verhaltens der in dieser Arbeit hergestellten Dioden ist in [Sim13] zu finden. Weitreichende Untersuchungen zum Spannungs- und Lichtschalten sowie zum kapazitiven Verhalten von a-Si:H Multispektraldioden sind in [Rie00] aufgeführt. Amorphe Photodioden können bipolar- oder unipolar aufgebaut sein. Beispielsweise bildet eine nipin-Schichtstruktur eine antiserielle Diodenkonfiguration; je nach Polarität der an die äußeren Kontakte angelegten Spannung, ist entweder die vorgelagerte nip-Diode in Sperrrichtung und die nachfolgende pin-Struktur in Durchlassrichtung vorgespannt, oder eben umgekehrt. Man benötigt demnach zwei Spannungen, um die jeweilige Diodenstruktur im gewünschten Sperrbereich betreiben und dort generierte Ladungsträger extrahieren zu können. Dieser Umstand erfordert zusätzlichen Flächenbedarf, einen erhöhten Integrationsaufwand und führt somit unweigerlich zu einer Kostenerhöhung bei integrierten Messsystemen. Zudem ergeben sich erhebliche Geschwindigkeitsnachteile gegenüber unipolaren Architekturen da, dem Aufbau geschuldet, stets einer der beiden Sensoren eine sehr große Kapazität aufweist. Findet eine Umpolung statt, so muss zuerst das elektrische Feld, welches über der in Sperrrichtung betriebenen Diode vorherrscht, abgebaut werden, bevor sich über der zweiten Struktur ein solches Sperrfeld aufbauen kann. So ergeben sich bei Bipolarmultispektraldioden Schalttransienten unter Weißlichtbeleuchtung⁴⁶ in einer Größenordnung von Millisekunden bis ein konstanter Photostromendwert erreicht wird. Unipolarsensoren hingegen liefern eine wesentlich schnellere Schaltantwort, da dort eine Spannungspolarität zur Felderhöhung und Empfindlichkeitsverschiebung führt. Findet eine kontinuierliche Erhöhung des elektrischen Feldes über der Absorberschicht statt, können zunehmend aus tieferen Schichten generierte Ladungsträger zu einem Photostrom beitragen. Gelingt es, den Bandabstand des Absorbers von der Lichteintrittsseite zum Rückkontakt kontinuierlich zu reduzieren, mithin eine ausreichende Ladungsträgerlebensdauer respektive Driftlänge in der Dünnschicht zu erreichen, so kann eine effektive und hochaufgelöste spektrale Trennung der generierten Ladungsträger erfolgen.

Zu Beginn bilden Untersuchungen an Sensoren mit diskreten Absorptionsschichten die Grundlage und Motivation des voranstehend formulierten Ziels, der optimierten Farbseparation. Der Begriff *diskrete* Dünnschicht bedeutet hierbei, dass während des PECVD-Herstellungsprozesses zeitkonstante Prozessgasflussmengen in den Reaktor geleitet wurden. So weisen diese Schichten dickenunabhängige, physikalisch konstante Eigenschaften auf, wie etwa Bandabstand ΔW oder Leitfähigkeit σ . Der Aufbau der untersuchten Dioden, welcher in Abschnitt 6.1 beschrieben ist, unterscheidet sich lediglich in der Zusammensetzung der Absorptionsschichten, wohingegen die Prozessparameter der Kontaktschichten nahezu kaum verändert wurden. Geringe Abweichungen des standardisierten Aufbaus sind bei der Probe Nr. 1212 mit diskretem a-Si:H Absorber zu finden, dessen Rückkontakt nicht aus ZnO:Al, sondern aus einem Chromreflektor besteht. Der Einsatz des Reflektors hat Interferenzen in der Spektralantwort zur Folge, verschiebt jedoch nicht dessen Wellenlängenmaximum. Die gegenüber anderen Dioden etwas breitere n-dotierte Zone, beeinflusst in elektrischer Sicht geringfügig die Schwellspannung des Sensors. Der Einfluss auf die optischen und elektrischen Eigenschaften von German- und Kohlenstoffatomen in amorphe Siliziumschichten steht im Mittelpunkt der durchgeführten Experimente. Die elektrischen Kennlinien wurden mit einem Präzisionsmessgerät, dem *Semiconductor Analyzer System SCS4200* der Firma Keithley, aufgenommen. Grundlage der optischen Analysen bilden daher Untersuchungen, welche mittels des CPM-Verfahrens grundlegende Qualitätsunterschiede bezüglich des Ladungstransports in Halbleiterdünnschichten herausstellen.

⁴⁶mit einer Intensität von 1000 lux

Schichthomogenität und Abscheiderate müssen folglich bekannt sein und mit Hinblick auf Reproduzierbarkeit überprüft werden. Zur Prozesskontrolle wurde messtechnisch auf eine Kombination aus Rasterelektronenmikroskop und fokussiertem Ionenstrahl des Lehrstuhls für Höchstfrequenztechnik und Quantenelektronik der Universität Siegen zurückgegriffen. Mittels Ionenstrahl wird die Probe in einem definierten Winkel zerschnitten, so dass man per Rasterelektronenmikroskop hochaufgelöste Querschnittsbilder der abgeschiedenen Schichtsysteme erhält. Erste Mikrophotographien wurden in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe *Analytische Chemie* erstellt. Abbildung (29) zeigt ein solches, nicht mittels fokussiertem Ionenstrahl präpariertes, $Glas - TCO - a - Si : H - TCO$ -Mehrschichtsystem im Querschnitt. Den diskreten pin-Strukturen nachfolgend, werden in Kapitel 6.2 Sensoren mit kontinuierlich abgeschiedenen Absorptionslegierungen vorgestellt. Dieses Kapitel schließen Farbempfänger mit kombinierten Bandabstandsarchitekturen ab. Diese Bauelemente umfassen einen im Bandabstand kontinuierlich variierten Absorber, mit einer zusätzlich vergrabenen, diskreten a-Si:H-Dünnschicht.

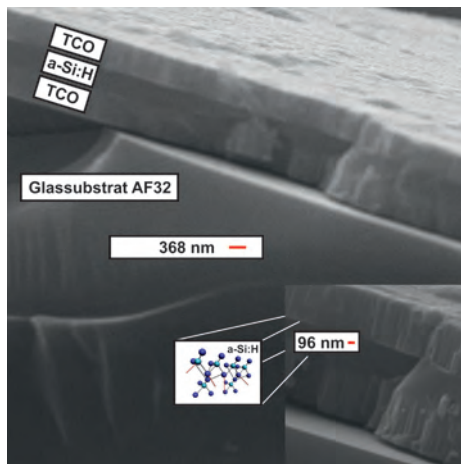


Abbildung 29: Rasterelektronenmikrophotographie einer a-Si:H-Dünnschicht, zwischen zwei ZnO:Al-Schichten auf einem AF32-Substrat.

Im Folgenden wird die zeitliche Farbsensorentwicklung detailliert anhand schematischer Bauelementquerschnitte, qualitativer Verläufe der korrespondierenden Bandabstände und Feldstärken nach dem Modell von Crandall, sowie tabellarischer Prozessprotokolle beschrieben. Letztgenannte Parametertabellen dokumentieren Änderungen von Gaszusammensetzungen, Reaktortemperaturen und Abscheidezeiten und deren Einfluss auf das elektrische und optische Sensorverhalten. Eine jeweilige Diskussion elektrooptischer Messergebnisse schließt die Betrachtung eines einzelnen Detektorelementes ab. Zur Schichtdickenmessung und Kontrolle von Ätzprozessen wurden Mikrophotographien einiger Sensorstrukturen im Querschnitt angefertigt. Diese sind punktuell den entsprechenden Dioden hinzugefügt.

6.1 Sensoren mit diskreten Absorptionsschichten

6.1.1 pin-Architekturen mit a-Si:H-Absorbern

Die Basis sämtlicher a-Si:H-Farbsensoren bildet eine pin-Schichtfolge. Bekanntermaßen werden pin-Detektoren mit optisch hochtransparenten Dünnschicht-Anoden ausgestattet, damit eine möglichst große Anzahl an Photonen ein Photostrom erzeugen kann. Demgegenüber wird die rückseitige Kathode aus einem stark reflektierenden Material hergestellt. Die Funktion der Kathode beschränkt sich somit nicht ausschließlich auf die eines elektrischen Kontaktes, sondern dient zudem der Erzeugung zusätzlicher, durch Rückreflektionen hervorgerufene, Ladungsträger im hinteren Detektorbereich. In Hochleistungssolarzellen kann somit die Empfindlichkeit im langwelligen Spektralbereich erhöht werden [Wag07]. In Bezug auf spektral hochauflösende Photodetektoren zur Farberkennung, ist ein Chromrückkontakt insofern von Nachteil, dass die *Fresnel'schen Reflektionen* Interferenzerscheinungen in der fallenden Flanke der spektralen Empfindlichkeiten zur Folge haben [Stat10]. Eine gute Farbseparation wird bei a-Si:H-Multispektraldioden durch möglichst schmalbandige und steile Spektralantworten erreicht [Stat10], [Bab11], [Bab12]-[Bab12], [Mer13]. Abbildung (30) zeigt schematisch den Querschnitt eines früh entstandenen Testensors mit Chromreflektor (Nr. 1212) sowie dessen qualitativen Band- und Feldverlauf. Die Füllfarben der Absorber symbolisieren dessen Empfindlichkeiten im sichtbaren Spektrum. Die Größen $w_{n,p}$ deuten die Weiten der, durch die p-

und n-dotierten Gebiete aufgespannten, Raumladungszonenweiten an.

Die in Tabelle (2) aufgeführten Depositionsparameter des Prototypen Nr. 1212 offenbaren stark unterschiedliche Abscheideraten der ZnO:Al-Anode und der Chromkathode. Diese rühren daher, dass der Chromkontakt in einer separaten Sputteranlage mit einer Leistung von 100 W hergestellt wurde. Die transparenten TCO-Kontaktschichten wurden hingegen in dem bereits vorgestellten PECVD-Mehrkammersystem mit einer Leistung von 150 W hergestellt. Die p-Dotierung dieses Detektors ist dünner ausgeführt als das n-dotierte Gebiet, da aufgrund sehr hoher Defektkonzentrationen innerhalb der Dotierzonen dort vornehmlich Rekombination stattfindet.

Mithin lässt sich durch Ausdünnen der p-Schicht die Empfindlichkeit für kurze Wellenlängen erheblich steigern [Bab08], während die Schwellspannung des Detektors abnimmt [Wag96]. Dies ist ersichtlich, da die Schwellspannung das durch die Dotierzonen bereits vorhandene elektrische Feld abbauen muss. Um Rekombinationseffekte innerhalb dieses Gebietes zu minimieren, wurde ein zusätzlicher Methananteil dem Prozessgasgemisch hinzugefügt. Der Methanzusatz bewirkt eine Aufweitung des Bandabstandes; es werden weniger Photonen absorbiert, wodurch ein optisch transparenteres Fenster entsteht. Die in sämtlichen Tabellen angegebenen Temperaturwerte beziehen sich auf die Temperaturen der an den Reaktionskammern angebrachten Heizwicklungen. Die Substrattemperatur beträgt etwa 2/3 der Wicklungstemperatur. Der Bandabstand dieses Unipolarsensors ist konstant, aus welchem Grund sich das Maximum der Empfindlichkeit bei $\lambda = 560$ nm nicht verschiebt und das elektrische Feld nach dem Modell der *Crandall-Diode* konstant verläuft. Betrachtet man die elektrische Charakteristik des Sensors Nr. 1212 in Abbildung (31), so lässt sich ein hoher Dynamikumfang⁴⁷ von

$$DR = 20 \cdot \log\left(\frac{j_{phot}}{j_{dunkel}}\right) > 120 \text{ dB} \quad (57)$$

im Sperrbereich ablesen. Die Dunkelstromdichte liegt im Bereich von 10^{-10} A/cm^2 , der Photostrom für eine Beleuchtungsintensität von 1000 lux und einer Farbtemperatur von 5300 K - Sonnenstrahlung wird gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz eines schwarzen Strahlers mit 5800 K nachgebildet [Wag07] - und überstreicht einen Wert von 10^{-4} A/cm^2 .

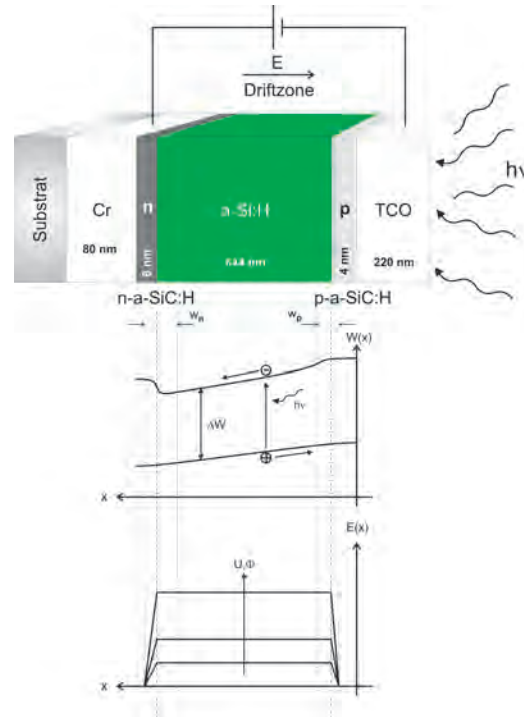


Abbildung 30: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer pin-Einfarbdiode mit diskretem a-Si:H-Absorber und einer Chromkathode (Nr. 1212).

⁴⁷engl. *Dynamic Range*; (DR)

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
Chrom	He: unbekannt				3,75	120	80	-	1,46 ¹	50
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	<i>SiH₄</i>	<i>B₂H₆</i>	<i>PH₃</i>	<i>CH₄</i>						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	30	4	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	60	8	1,90	2,97	300
Absorber	<i>SiH₄</i>	<i>GeH₄</i>	<i>CH₄</i>	<i>H₂</i>						
a-Si:H	20	-	-	-	500	2400	844	1,7	3,62	300

¹ entnommen aus www.RefractiveIndex.info

Tabelle 2: Parameterliste einer a-Si:H pin-Diode mit ZnO:Al-Anode und Chromkathode (Nr. 1212).

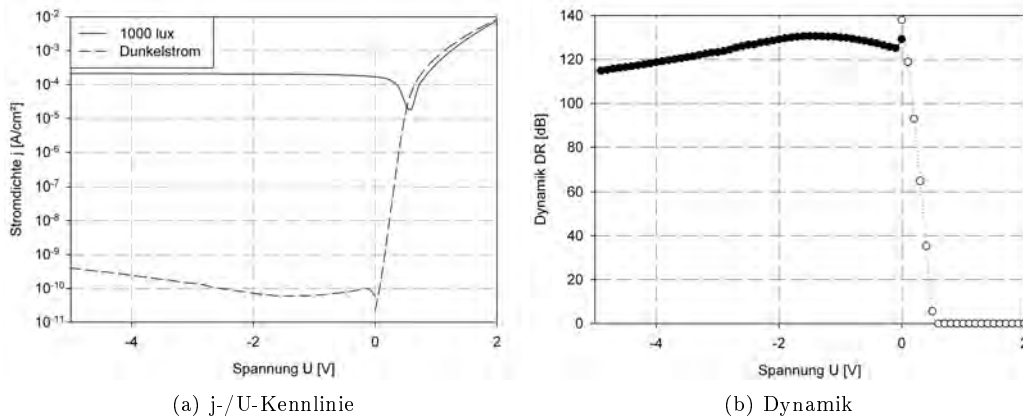


Abbildung 31: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) eines *Cr* – *pin* – *TCO*-Einfarbsensors (Nr. 1212).

Optisch erreicht der Sensor maximale Empfindlichkeitswerte, die im Bereich von 300 mA/W liegen (siehe Abbildung 32). Neben einem zweiten relativen Maximum bei 390 nm, sind deutliche Interferenzen in der fallenden Flanke im Bereich zwischen 650 nm und 750 nm zu erkennen. Zur Unterbindung der Interferenzerscheinungen wurde der spiegelnde Chromkontakt durch das transparente, leitfähige Oxids ZnO:Al ersetzt. Die hohe Leitfähigkeit des alternativen Kontaktmaterials wurde bereits in *Kapitel 4: Kontaktmaterial ZnO:Al* verifiziert. Bedenken hinsichtlich der Verwendung des Zinkoxids gab es dahingehend, dass die Beimischung von Aluminium (2 %) eine leichte p-Dotierung des Oxids zur Folge hat.

Resultierend entsteht zwischen Kathode und n-Dotierung der Diode ein pn-Übergang und ein elektrisches Feld, welches dem externen Feld entgegenwirkt und das transiente Sensorverhalten negativ beeinflusst [Sim13]. Da die entwickelten Empfänger nicht auf den Einsatz für Videoanwendungen bei 50 Hz, sondern auf eine reproduzierbare Farberkennung optimiert wurden, wird das transiente Verhalten in dieser Arbeit lediglich punktuell vorgestellt. Ausführliche Untersuchungen sind in [Sim13] zu finden.

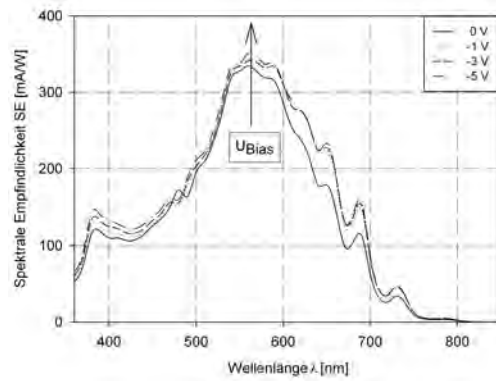


Abbildung 32: Spektrale Empfindlichkeit einer pin-Einfarbphotodiode mit a-Si:H-Absorber und Chromkathode (Nr. 1212).

Der schematische Aufbau, das Feld- und Banddiagramm der Diode Nr. 1211 mit Zinkoxidkathode sind in Abbildung (33) skizziert.

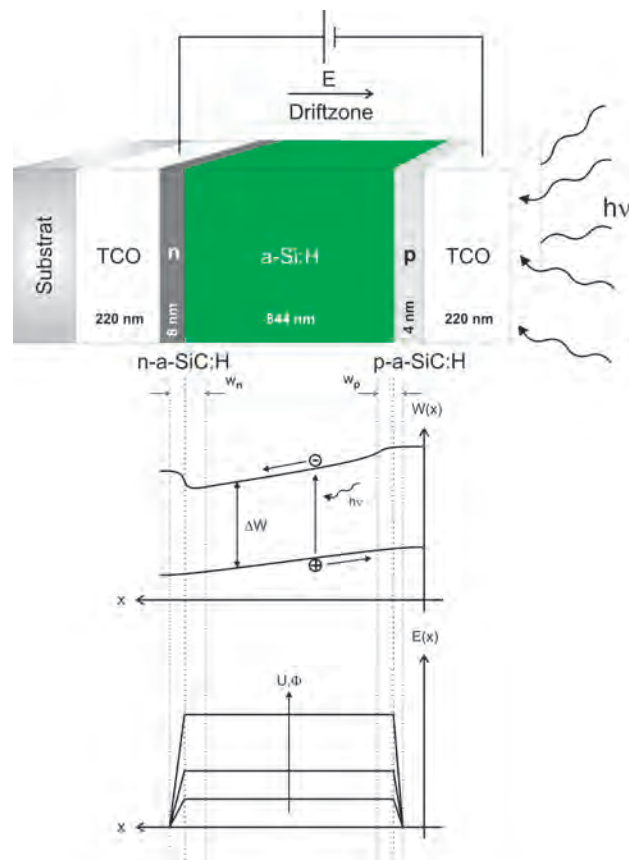


Abbildung 33: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer pin-Einfarbdiode mit diskrettem a-Si:H-Absorber und einer Zinkoxidkathode (Nr. 1211).

Die entsprechenden Herstellungsparameter sowie relevante physikalische Schichtgrößen des Sensors sind in Tabelle (3) aufgeführt. Da die Materialkomposition zwischen den Kontakten nicht verändert wurde, ergeben sich die exakten Band- und Feldverläufe wie die des Sensors Nr. 1212.

Kontakt	Gasfluss [sccm]	p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70	8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4 B_2H_6 PH_3 CH_4						
p-a-SiC:H	20 10 - 40	500	30	4	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20 - 10 40	500	60	8	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4 GeH_4 CH_4 H_2						
a-Si:H	20 - - -	500	2400	844	1,7	3,62	300

Tabelle 3: Parameterliste einer a-Si:H pin-Diode mit ZnO:Al-Anode und -Kathode (Nr. 1211).

Die Zinkoxidkathoden bewirken in elektrischer Sicht einen flacheren Verlauf des Dunkelstromes in Durchlassrichtung, bedingt durch den additiven, zu überwindenden, pn-Übergang. Bezogen auf die Dynamik im Sperrbetrieb ist keine Änderung zu dem Sensor mit Chromkathode feststellbar. Strom-/Spannungskennlinie und Dynamikumfang des TCO-pin-TCO-Einfarbsensors Nr. 1211 sind in den Abbildungen (34) (a) und (b) zu sehen.

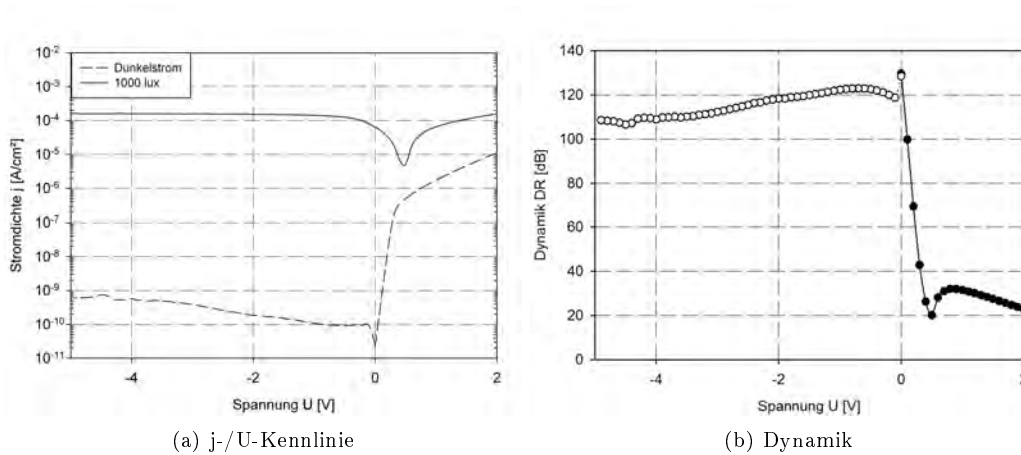


Abbildung 34: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamikumfang (b) des TCO – pin – TCO-Einfarbsensors Nr. 1211.

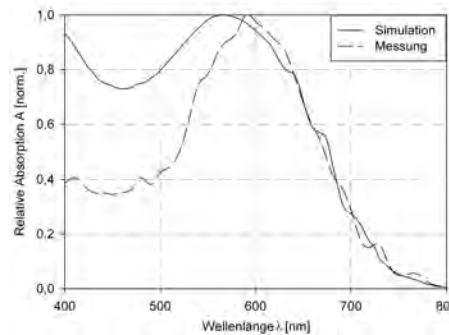


Abbildung 35: Simulation und Messung der Absorption des TCO-pin-TCO-Detektors (Nr. 1211).

Optisch wurde mit der aus [Wag96] zur Verfügung gestellten Software *OPTICS12*, basierend auf Messungen des wellenlängenabhängigen Brechungs- und Extinktionskoeffizienten der verwendeten Dünnschichten, der Absorptionsverlauf der Sensorstruktur simuliert. Man erkennt in Abbildung (35) eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung des Absorptionsmaximums, sowie des Verlaufes der fallenden Flanke. Zudem bestätigt die in Abbildung (16) dargestellte direkte Gegenüberstellung gemessener Empfindlichkeiten der nahezu baugleichen Dioden Nr. 1211 und Nr. 1212 mit unterschiedlichen Kathodenmaterialien, eine deutliche Reduktion der Interferenzerscheinungen in der Spektralantwort der ZnO:Al-Variante gegenüber dem Sensor mit Chromkathode.

6.1.2 pin-Architekturen mit a-SiGe:H-Absorbern

Das Funktionsprinzip von Mehrfarbsensoren aus a-Si:H besteht in der Idee, Sammlungszone in unterschiedlichen Bauelementtiefen zu erzeugen. Dazu muss eine Veränderung des Bandabstandes ΔW erfolgen, um Photonen gezielt separieren zu können. Verjüngt man diesen kontinuierlich, werden kurzwellige Photonen im Bereich des Frontkontaktes absorbiert, wohingegen langwellige Photonen mit niedriger Energie den Bandabstand nicht überwinden und somit tiefer ins Bauteil eindringen können. Reduziert man in gleicher Weise die $\mu\tau$ -Produkte nachgelagerter Schichten, so wird der Separationseffekt verstärkt, da in diesen Bereichen nicht nur ein geringeres Feld vorherrscht, sondern auch schlechte Transporteigenschaften der Ladungsträger vorliegen. Die Ladungsseparation der in dieser Arbeit vorgestellten Dioden erfolgt mittels einer Kombination aus bandabstandsunterstützter Feldsteuerung und Transportsteuerung.

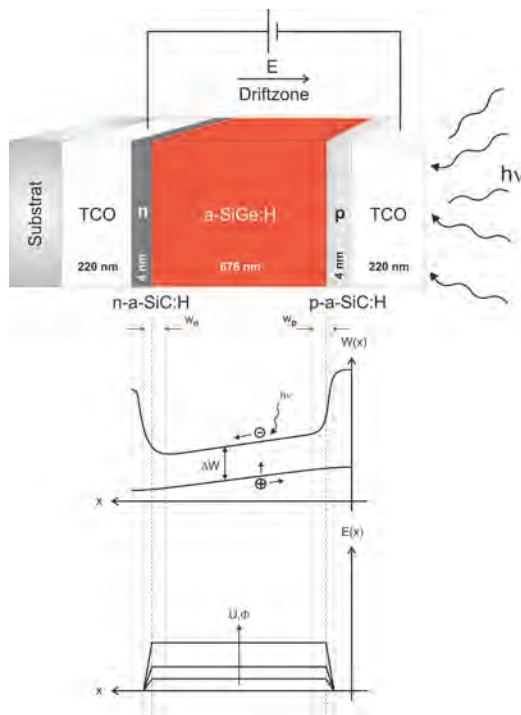


Abbildung 36: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer pin-Einfarbdiode mit diskrettem a-SiGe:H-Absorber und moderatem Germengehalt (Nr. 1266).

Eine Möglichkeit, den Bandabstand von amorphem Silizium zu reduzieren, ist die Verdünnung des SiH_4/H_2 -Gasgemischs mit Germanwasserstoff GeH_4 . Als Resultat entstehen amorphe a-SiGe:H-Legierungen, welche in Photosensoren integriert werden sollen, um in tiefen Bauelementregionen langwellige Photonen zu absorbieren. Zur Verschiebung der spektralen Empfindlichkeit in den langwelligen Bereich wurden a-SiGe:H-Legierungen mit unterschiedlichem Germaniumgehalt hergestellt und untersucht. Intrinsische Schichten mit eingebauten Germanatomen werden im Folgenden mit zwei Hochkommata i'' gekennzeichnet. Ein konstantes Gasflussverhältnis $\frac{\text{SiH}_4}{\text{H}_2} = \frac{20 \text{ sccm}}{100 \text{ sccm}}$ sowie ein Prozessdruck von 1000 mTorr sind sämtlichen Germanlegierungen in diesem Abschnitt gemein. Lediglich der Germanfluss wurde in Bereichen zwischen $\text{GeH}_4=1..15 \text{ sccm}$ variiert. In Abbildung (36) ist der schematische Aufbau inklusive Feld- und Bandverlauf der Diode Nr. 1266 mit schwach legiertem a-SiGe:H-Absorber dargestellt.

In Tabelle (4) sind Herstellungsparameter, Bandabstände und Brechungsindizes von Kontakt-, Dotier- und Absorberschichten der Diode Nr. 1266 aufgelistet. Der Bandabstand ΔW der Legierung beträgt 1,6 eV und unterschreitet deutlich den Wert von intrinsischem a-Si:H. Entsprechend ist mit einer Empfindlichkeitsverschie-

bung hin zu größeren Wellenlängen, respektive kleinerer Energie, zu rechnen. Mithin ist das über dem Bauteil aufgespannte elektrische Feld aufgrund der steigenden Absorberleitfähigkeit geringer.

Die Abbildungen (37) (a) und (b) dokumentieren das elektrische Verhalten der Sensorstruktur Nr. 1266 und verdeutlichen die grundsätzliche Problematik, die bei der Integration von Germaniumlegierungen in optische Sensoren entsteht. Aufgrund der erhöhten Leitfähigkeit steigt der Dunkelstrom mit zunehmender Feldstärke überproportional an. Ein Rückgang des Dynamikumfanges ist das Resultat. Zudem beeinflussen Germaniumeinschlüsse das Maß der elektrischen Qualität einer Halbleiterschicht. Germaniumdefekte verursachen Ladungsbeweglichkeitsdispersionen und reduzieren bei einem Einbau von 25 Vol-% die Elektronendriftbeweglichkeit bei Raumtemperatur von $2,7 \text{ cm}^2 \text{Vs}^{-1}$ auf $0,1 \text{ cm}^2 \text{Vs}^{-1}$ [Kar86]. Das $\mu\tau$ -Produkt sinkt gegenüber einer reinen a-Si:H Schicht etwa um zwei Größenordnungen bei einem GeH_4 -Fluss von 2 sccm trotz starker Wasserstoffverdünnung [Bab12]. Wang et al. publizierten in [Wan93] ähnliche Mobilitätsrückgänge bei der Herstellung von amorphen a-SiC:H-Legierungen.

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4	B_2H_6	PH_3	CH_4						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	30	4	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4	GeH_4	CH_4	H_2						
a-SiGe:H	20	1	-	100	1000	3220	676	1,6	-	300

Tabelle 4: Parameterliste einer a-SiGe:H piⁿ-Diode (Nr. 1266) mit moderatem Germengehalt zwischen zwei ZnO:Al-Elektroden.

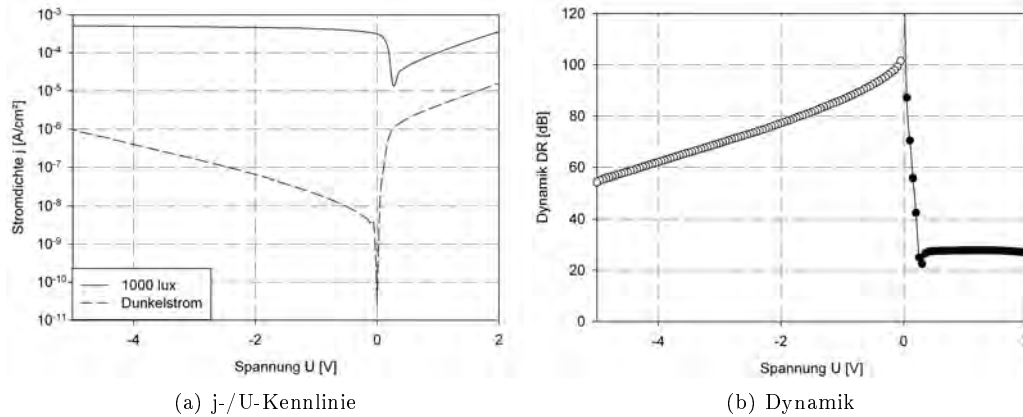


Abbildung 37: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamikumfang (b) eines piⁿ-Farbsensors mit schwach germanierter a-SiGe:H-Legierung (Nr. 1266).

Optisch erkennt man in Abbildung (38) eine leichte Verbreiterung der Spektralantwort des Sensors Nr. 1266 hin zu größeren Wellenlängen, nicht jedoch die erwartete Verschiebung des Maximums.

Zudem treten die durch Verwendung einer ZnO:Al-Kathode weitgehend geglätteten Interferenzerscheinungen wiederum auf. Aufgrund des ansteigenden Germaniumgehaltes, verhalten sich die a-SiGe:H-Schichten zunehmend metallisch; anstelle der Absorption dominieren Reflexionsmechanismen. Eine Verschiebung der Spektralantwort in den langwelligen Bereich aufgrund von Germaniumeinschlüssen ist kaum gegeben. Im Folgenden wird der Einfluss zunehmender Germaniumflussmengen auf elektrooptische Eigenschaften detailliert untersucht. Es wurde eine Einzelschicht mit einer Flussrate von $\text{GeH}_4=2$ sccm hergestellt und mittels

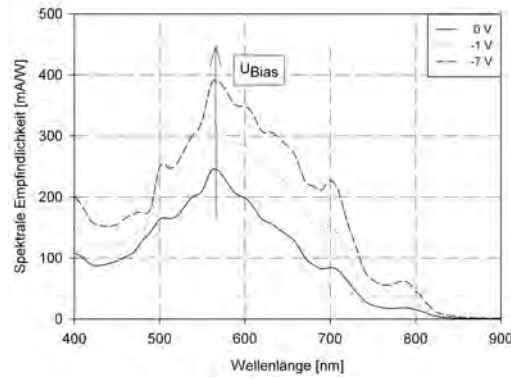


Abbildung 38: Spektrale Empfindlichkeit der Photodiode mit schwach germanierter a-SiGe:H-Legierung (Nr. 1266).

T-/R- und CPM-Messungen charakterisiert. Diese Legierung weist eine optische Bandlücke in Höhe von $\Delta W = 1,38$ eV auf. Auf dieser Grundlage wurde ein Sensor (Nr. 1263), dessen intrinsische Schicht ein Gasmischungsverhältnis von $\frac{SiH_4}{GeH_4} = \frac{20 \text{ sccm}}{3 \text{ sccm}}$ aufweist, hergestellt, ohne den Bandabstand ΔW dieses Absorbers explizit zu bestimmen. Aufbau, Band- und Feldverlauf der Sensorstruktur Nr. 1263 sind in Abbildung (39) skizziert. Die Herstellungsparameter des Sensors samt Bandabstandswerten und Brechungsindizes der Einzelschichten sind in Tabelle (5) dokumentiert.

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4	B_2H_6	PH_3	CH_4						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	30	4	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4	GeH_4	CH_4	H_2						
a-SiGe:H	20	3	-	100	1000	3220	845	<1,38	-	300

Tabelle 5: Parameterliste einer a-SiGe:H piⁿ-Diode mit stark erhöhtem Germengehalt zwischen zwei ZnO:Al-Elektroden (Nr. 1263).

Der Wert der Bandlücke des stark mit German behandelten Dünnschichtabsorbers liegt unterhalb von 1,38 eV. Somit verhält sich die Sensorstruktur nahezu metallisch (siehe Abbildung (40)). Dunkel- und Hellstrom überlagern sich im Durchlassbereich; im Sperrbetrieb unterschreitet der Dynamikumfang stets 10 dB. Lediglich die geringe Asymmetrie zwischen dem im Vergleich zum Sperrstrom geringer ansteigenden Durchlassstrom, unterscheidet die Photodiode von einem Kurzschluss. Verglichen mit der Diode Nr. 1266 mit reduzierter Germanverdünnung, nimmt die Quanteneffizienz in Richtung des infraroten Spektrums deutlich zu, allerdings vergrößert sich die Halbwertsbreite der Spektralantwort erheblich. Die spektrale Empfindlichkeit SE erreicht bei einer Sperrspannung in Höhe von $U_{Bias} = -1$ V einen Wert von knapp 200 mA/W bei 700 nm; dies entspricht einer Quanteneffizienz⁴⁸ von

$$QE = SE \cdot \frac{h \cdot c}{q \cdot \lambda} = 35,5 \% \quad (58)$$

Die Legierung besitzt im Bereich von 850 nm noch eine beachtliche Photoempfindlichkeit, was einen vielversprechenden Ansatz und Motivation für die Entwicklung infraroter a-Si:H Sensoren liefert. Insgesamt ist die Effizienz des Detektors für -1 V Sperrspannung als hoch einzustufen. Es

⁴⁸engl. *Quantum Efficiency* (QE)

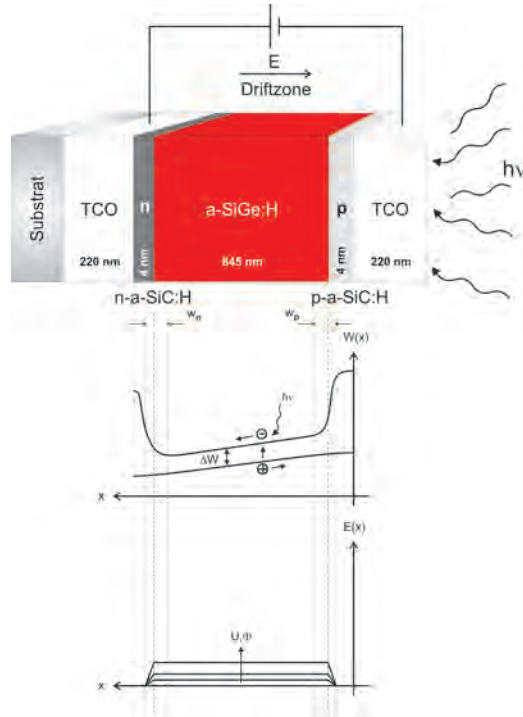


Abbildung 39: Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer a-SiGe:H-Einfarbdiode mit sehr hohem Germengehalt (Nr. 1263).

existiert eine definierte Zielvorgabe an die zu entwickelnden Sensorsysteme. Diese sollen eine Kombination aus schmalbandiger Spektralantwort erzeugen, gleichzeitig eine große Detektionsbandbreite mit hoher Auflösung erfassen und Dunkelstromerhöhungen aufgrund von Germandefekten (Dynamikverluste) minimieren. Um die spektrale Bandbreite eines Mehrfarbsensors im kurzwelligen Bereich zu erhöhen, muss der Bandabstand der oberflächennahen Schichten groß sein, damit lokale Absorption von statten geht.

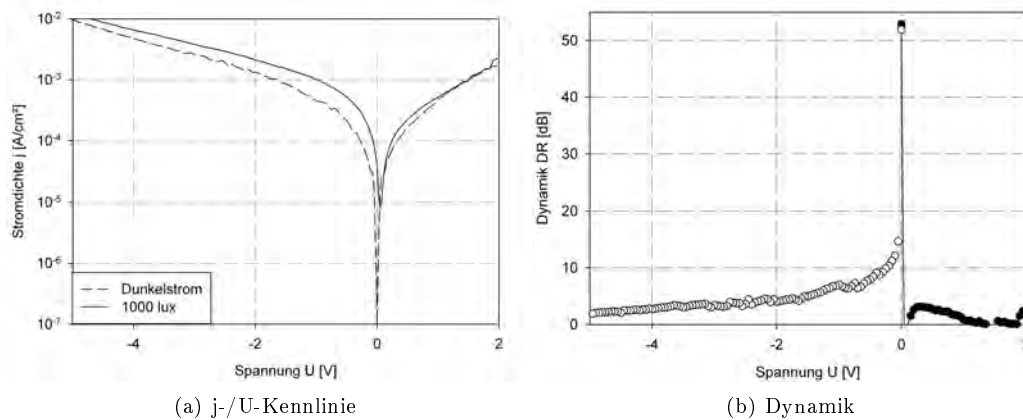


Abbildung 40: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) eines pi-n-Farbsensors mit a-SiGe:H-Absorber und stark erhöhtem Germengehalt (Nr. 1263).

Darum wurden Sensoren mit Siliziumcarbidabsorbern hergestellt, da deren Bandabstände die vom intrinsischen a-Si:H überschreiten. Exemplarisch wird im Folgenden ein solcher Sensor vorgestellt, dessen Absorber an späterer Stelle in Mehrfarbdioden integriert wurde.

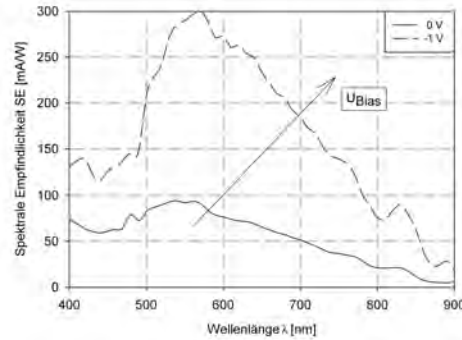


Abbildung 41: Spektrale Empfindlichkeit einer Photodiode mit a-SiGe:H-Absorber und stark erhöhtem Germaniumgehalt (Nr. 1263).

6.1.3 pin-Architektur mit a-SiC:H-Absorber

In diesem Abschnitt werden Untersuchungen eines pin-Detektors mit bandaufgeweiteter, amorpher, hydrogenisierter Siliziumcarbidsschicht (a-SiC:H) diskutiert. Im Folgenden werden mit Kohlenstoff behandelte intrinsische Schichten mit i' abgekürzt. Abbildung (42) zeigt den Aufbau, den im Sperrfall stark erhöhten Feldstärkeverlauf und den kohlenstoffbedingt aufgeweiteten Bandverlauf der untersuchten Siliziumcarbiddiode Nr. 1260. Die Herstellungsparameter dieses Sensortyps, wiederum samt Bandabstandswerten und Brechungsindizes der Einzelschichten, sind in Tabelle (6) dokumentiert.

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4	B_2H_6	PH_3	CH_4						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	30	4	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4	GeH_4	CH_4	H_2						
a-SiC:H	5	-	10	100	1000	7135	442	1,95	4,52	300

Tabelle 6: Parameterliste einer a-SiC:H pi'n-Diode (Nr. 1260) zwischen zwei ZnO:Al-Elektroden.

Da sich Kohlenstoff erheblich schwerer als Germaniumatome in das amorphe Netzwerk einbauen lässt, sind allen Siliziumcarbidsschichten ein reduzierter Silanfluss⁴⁹ gemein. Die geringe Flussrate beeinflusst aufgrund des konstant gehaltenen Prozessdrucks $p = 1000$ mTorr nicht die halbleitenden Eigenschaften des Materials. Neben dem Prozessdruck wurde ebenfalls die Abscheidetemperatur, -leistung sowie der Wasserstofffluss beibehalten. Der Einbau von Kohlenstoff bewirkt neben dem Aufweiten des optischen Bandabstandes - ähnlich dem Einbau von German - einen Rückgang der elektrischen Transportgrößen $\mu\tau$. Eine starke Wasserstoffverdünnung wirkt dem entgegen [Jin99], [Rie00]. Der den Dioden zugrunde gelegte Steuermechanismus ist die Feldsteuerung, so dass keine Optimierungsmaßnahmen bezüglich einer Verbesserung der Transportgrößen der a-SiC:H-Schichten getroffen wurden.

Eine Legierung von amorphem Silizium mit Kohlenstoff reduziert die Photonen-/Ladungsumwandlungseffizienz stark. In den Abbildungen 44 (a) und (b) wurden Photoempfänger mit diskreten Absorbern aus German- und Kohlenstofflegierungen hinsichtlich ihrer Spektralcharakteristik miteinander verglichen.

⁴⁹ $SiH_4 = 5$ sccm

Die absolute Höhe der Spektralantworten der Siliziumcarbiddiode ist auch bei hohen Spannungen sehr gering. Zudem findet keine Verschiebung der Empfindlichkeit zu höheren Wellenlängen statt. Physikalisch ist dieses Verhalten in dem hohen Bandabstand $\Delta W = 1,95 \text{ eV}$ begründet, so dass lediglich Photonen mit großer Energie und niedriger Wellenlänge absorbiert werden. Photonen haben demnach eine geringe Eindringtiefe, da die Absorptionsschulter des a-SiC:H-Absorbers im Vergleich zur unlegierten a-Si:H-Schicht zu niedrigen Wellenlängen verschoben ist (vgl. Abbildung 26).

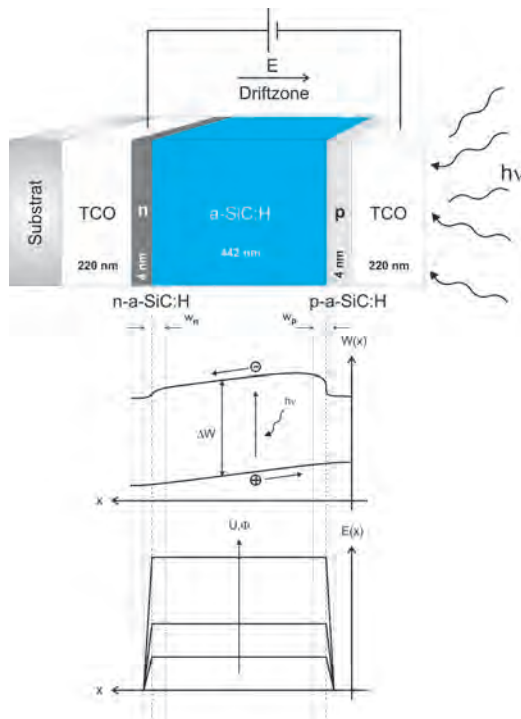


Abbildung 42: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer pi^n -Einfarbdiode Nr. 1260 mit diskrettem a-SiC:H-Absorber.

Hell- und Dunkelkennlinie sowie der resultierende Dynamikumfang der Sensorstruktur Nr. 1260 sind in Abbildung 43 dargestellt. Der Einbau von Kohlenstoff bewirkt in elektrischer Sicht einen erheblichen Rückgang des Photostroms. Demgegenüber kann, verglichen mit den pi^n -Sensoren, jedoch ein konstanterer und um fast vier Größenordnungen niedrigerer Dunkelstrombetrag festgestellt werden. Betrachtet man die eingangs dieses Kapitels vorgestellten a-Si:H Sensoren ohne Legierungsbestandteile, so reduziert sich die Dynamik jedoch erheblich auf Werte unter 50 dB.

Die Empfindlichkeiten der Siliziumcarbiddiode verschieben sich deutlich in Richtung ultravioletter Wellenlängen, während infrarote Spektralanteile komplett unterdrückt werden. Neben einer deutlich geringeren Amplitude, weist die Empfindlichkeit des a-SiC:H-Detektors Nr. 1260 bei gleichen Vorspannungen eine erheblich kleinere Halbwertsbreite als der a-SiGe:H-Empfänger Nr. 1266 auf.

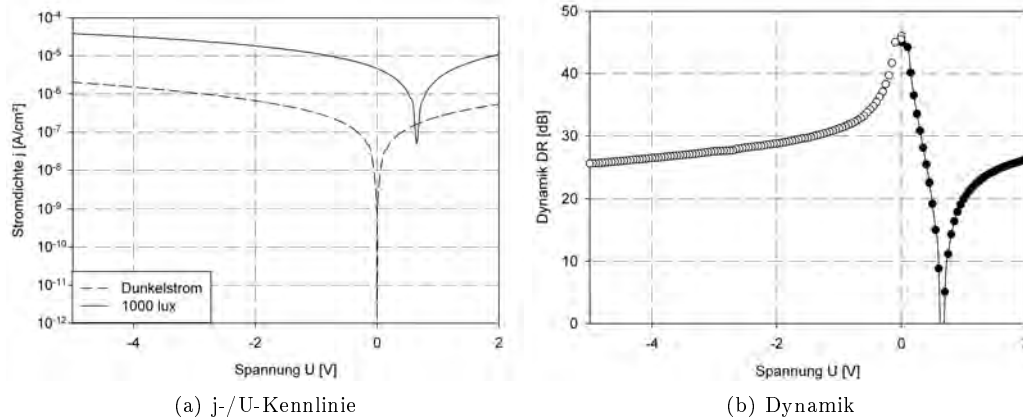


Abbildung 43: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) eines pi^n -Farbsensors mit a-SiC:H-Absorber (Nr. 1260).

Basierend auf den spektralen und elektrischen Messergebnissen von Sensoren mit diskreten a-Si:H-Einzelschichten und -Legierungen, wird im nachfolgenden Kapitel auf mehrschichtige pi^3 n-Sensorkonzepte zur Farberkennung eingegangen, deren Entwicklung dokumentiert sowie Funktions-

und Wirkungsweise beschrieben. Nachfolgend wird die pi^3n -Architektur zu einer diskreten pi^5n -Diode erweitert, bevor Sensoren mit kontinuierlich abgeschiedenen Absorbern vorgestellt werden.

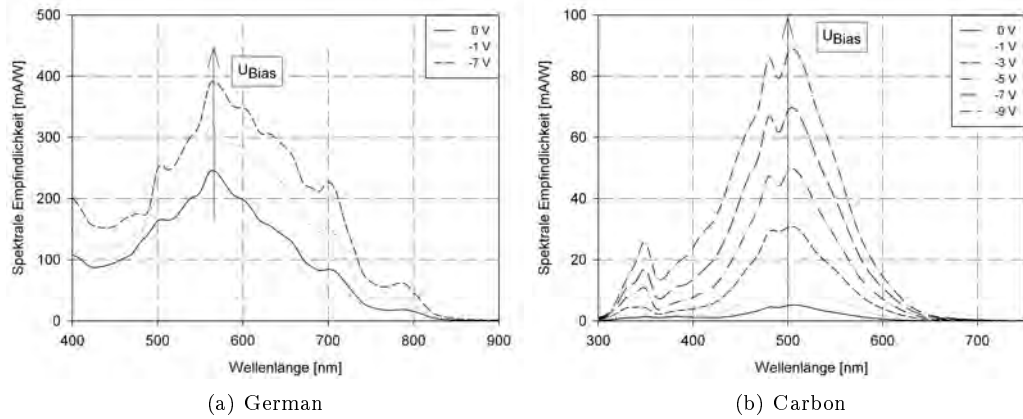


Abbildung 44: Spektrale Empfindlichkeit einer Photodiode mit einem amorphen Absorber aus einer schwach legierten a-SiGe:H -Verbindung Nr. 1266 (a) und einer Silizium-Kohlenstofflegierung Nr. 1260 (b).

6.1.4 pi^3n -Architekturen

Die pin -Diode aus amorphem Silizium besitzt genau ein spektral lokalisiertes Sensitivitätsmaximum. Somit wird genau eine Wellenlänge *sicher* erkannt, wohingegen jedem anderen Photostromwert mindestens zwei Wellenlängen zugeordnet werden können. Um mehr als nur eine Farbe detektieren zu können, bedarf es einer Verschiebung des lokalen Empfindlichkeitsmaximums. Im Folgenden wird das Funktionsprinzip - die örtliche Sammlung von Photonen - in einem Mehrfarbsensor erklärt, bevor elektrooptische Untersuchungen an pi^3n -Diodenarchitekturen vorgestellt werden.

Einfachste Einfarbdetektoren besitzen lediglich eine einzelne intrinsische Absorberschicht mit konstantem Bandabstand ΔW . Kurzwellige Photonen sind im blauen Spektralbereich angesiedelt, besitzen eine große Energie und werden in a-Si:H oberflächennah absorbiert; rote, langwellige Lichtteilchen mit kleinen Energiebeträgen dringen tief ins Bauelementmaterial ein [Rie00]. Legt man ein elektrisches Feld an diese Grundstruktur an, werden sämtliche generierten Ladungsträger aus dem Sensor extrahiert; es findet mithin keine Separation statt.

Die Idee eines Mehrfarbsensors besteht in der regionalen Sammlung von Photonen unterschiedlicher Energien. Das Kollektionsprinzip wird am Beispiel eines Sensors mit dreifach abgestuftem Bandabstand - der pi^3n -Diode - veranschaulicht. Besitzt ein in Lichteinfallrichtung vorgelagerter a-SiC:H Absorber einen großen Bandabstand ΔW_1 , werden dort lediglich Photonen, deren Eigenenergien die des Bandabstandes übersteigen, absorbiert. Die Energie grüner und roter Lichtteilchen ist zu gering, um Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband zu befördern. Mittel- und langwellige Lichtteilchen passieren diese Schicht demnach mühelos, wenn sie nicht aufgrund von Störstellen rekombinieren.

Weist eine nachgelagerte zweite Dünnschicht einen kleineren Bandabstand $\Delta W_2 < \Delta W_1$ auf, so können dort lokal Teilchen mit geringerer Energie absorbiert werden. Wird an die Sensorstruktur eine kleine Sperrspannung angelegt, bewirkt ein geringes elektrisches Feld lediglich die Extraktion kurzwelliger Photonen in anodennähe. Mit zunehmender Feldstärke erhöht sich die Driftlänge photogenerierter Ladungen, so dass auch die in kathodennähe durch langwellige Photonen erzeugten Löcher den Anodenkontakt erreichen und zu einem Photostrom beitragen können. Eine nachgelagerte dritte a-SiGe:H -Schicht muss demnach einen sehr geringen Bandabstand $\Delta W_3 < \Delta W_2$ aufweisen, so dass eine Empfindlichkeit im Rot-/Orangespektrum entsteht. Als Folge einer höheren Leitfähigkeit und einem geringen ϵ -Wert, tritt bei germaniumbehandelten Schichten eine lokale Feld-

schwächung ein. Im Gegensatz dazu erhält man im Bereich von Siliziumcarbidschichten, als Folge niedriger Leitfähigkeiten und größeren ε -Werten, hohe Feldstärken. Somit kann durch Anlegen einer Sperrspannung, eine feldgesteuerte Ladungsextraktion erfolgen.

6.1.4.1 pi^3n -Profil Nr. 1256

Den Entwicklungsbeginn der Dreischichtabsorbersensoren dokumentiert die pi^3n -Diode Nr. 1256, deren Herstellungsparameter in Tabelle (7) aufgelistet sind. Basierend auf Absorptionsmessungen wurden unter Berücksichtigung der wellenlängenabhängigen Extinktion k , Eindringtiefen von Photonen mit unterschiedlichen Eigenenergien in diskrete Dünnschichten bestimmt sowie das Absorptionsverhalten von Mehrschichtsystemen unter Verwendung der Software *OPTICS12* simuliert [Wag96].

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4	B_2H_6	PH_3	CH_4						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	30	4	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4	GeH_4	CH_4	H_2						
a-SiGe:H	20	5	-	100	1000	1613	476	-	-	300
a-Si:H	20	-	-	-	500	1176	456	1,7	3,62	300
a-SiC:H	5	-	10	100	1000	2800	241	1,95	4,52	300

Tabelle 7: Parameterliste des pi^3n -Mehrfarbensensorprototypen (Nr. 1256).

Simulationsergebnisse zeigten, dass zur Detektion des sichtbaren Lichtspektrums die Schichtdicke des kompletten Mehrschichtenstapels im Bereich zwischen etwa $1 \mu\text{m}$ und $1,5 \mu\text{m}$ liegen muss. Der in Abbildung (46) dargestellte erste pi^3n -Sensorprototyp Nr. 1256, erfüllt mit $1,17 \mu\text{m}$ Absorberdicke diese Maßgabe. Dem Querschnitt des schematischen Aufbaus wurden die resultierende Band- und Feldstruktur des Detektors beigefügt. Die farbliche Signatur der intrinsischen Schichten kennzeichnet zudem qualitativ die Spektralanteile, die in diesen Zonen lokal separiert werden.

An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass die Sensorstruktur zu einem Zeitpunkt hergestellt wurde, an dem noch wenig Kenntnisse bezüglich des Transport- und Absorptionsverhaltens der Germanlegierungen vorlagen. Der im Verhältnis zum Silanfluss sehr große Germananteil führt zu einer „quasi“ Entartung des Materials und reduziert den Bandabstand ΔW der hinteren Diodenstruktur derart, dass der Aufbau eines elektrischen Feldes in diesem Bereich nahezu unmöglich ist. Das elektrische Verhalten der pi^3n -Diode Nr. 1256 im Dunkelbetrieb und unter Weißlichtbeleuchtung mit einer Lichtstärke von 1000 lux und einer Farbtemperatur von 5300 K, ist in Abbildung (45) dokumentiert. Trotz eines Dynamikumfangs von nahezu 100 dB, bewirkt das große $\frac{\text{SiH}_4}{\text{GeH}_4}$ -Verhältnis

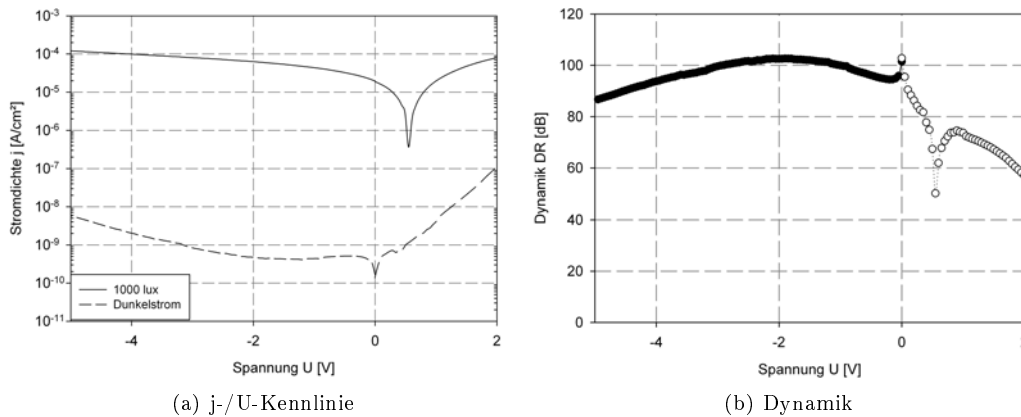


Abbildung 45: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) des pi^3n -Farbsensorprototypen (Nr. 1256).

elektrisch einen Anstieg des Dunkelstromes mit zunehmender Sperrspannung. Der gesättigte Hellstrom von $10^{-4} A/cm^2$ wird im Verlauf der Sensorentwicklung optimiert. So erzielt etwa ein an späterer Stelle vorgestellter Detektor mit kontinuierlich abgeschiedenen Absorbern und einer, bezogen auf den Bandabstand, diskret integrierten a-Si:H-Schicht (Nr. 1233) im Sperrbetrieb Hellströme im Bereich von $10^{-3} A/cm^2$. Physikalisch ergibt sich dahingehend ein Optimierungspotential, dass der sehr hohe GeH_4 -Gehalt ein stark reduziertes $\mu\tau$ -Produkt zur Folge hat und somit Ladungen in kathodennähe kaum zu einem Photostrom beitragen können [Kop11], [Rie00]. Der hohe GeH_4 -Gehalt im Rückabsorber bewirkt optisch - verglichen zu den im vorangehenden Kapitel vorgestellten a-Si:H Einfarbsensoren - einen deutlichen Empfindlichkeitsanstieg im Bereich des roten Farbspektrums. Der Verlauf der spektralen Empfindlichkeit und die daraus errechneten Subtraktionskurven zur Abtastung eines Reflexionsspektrums sind in den Abbildungen 47 (a) und (b) dargestellt. Mithin ist eine Verschiebbarkeit des Effizienzmaximums erkennbar, dessen Bandbreite den Bereich zwischen 480 nm und 580 nm abdeckt. Zudem kann eine sehr starke photogenerierte Ladungsextraktion im kurzwelligen Spektrum bei 400 nm festgestellt werden. Die hohe Empfindlichkeit in diesem Bereich ist in den guten Transporteigenschaften der 241 nm dicken a-SiC:H-Legierung begründet. Diese Schicht verursacht zudem einen steilen Abfall der Sammeleffizienz hin zu längeren Wellen, da Kohlenstoffeinschlüsse Rekombinationszentren für niederenergetische Photonen darstellen.

Man könnte demnach den a-Si:C-Absorber als Tiefpassfilter⁵⁰ bezeichnen. Gleichwohl ist eine ausgeprägte Empfindlichkeit für Wellenlängen oberhalb 700 nm vorhanden. Abbildung (47) (b) ist zu entnehmen, dass eine Abtastung in genau diesem Spektralbereich mit zyklischem Anlegen zweier Spannungen in Höhe von -12 V und -11 V und anschließender Subtraktion möglich ist. Im nächsten Abschnitt ist der Einfluss der GeH_4 -Schichtdicke auf elektrische und optische Sensoreigenschaften genauer beschrieben.

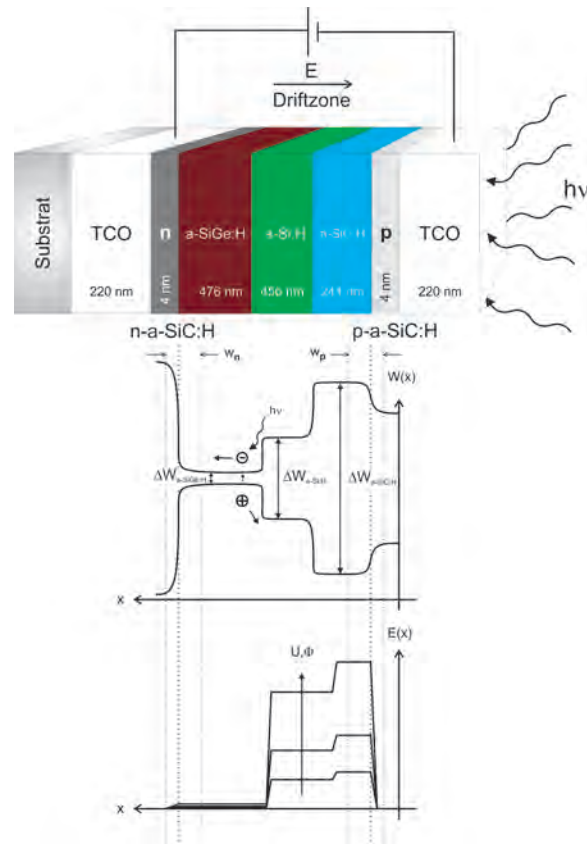


Abbildung 46: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer pi³n-Mehrfarbdiode mit diskret variiertem Bandabstand ΔW und sehr hohem Germengehalt im Rückabsorber (Nr. 1256).

⁵⁰bezogen auf die Wellenlänge, nicht auf die Lichtfrequenz

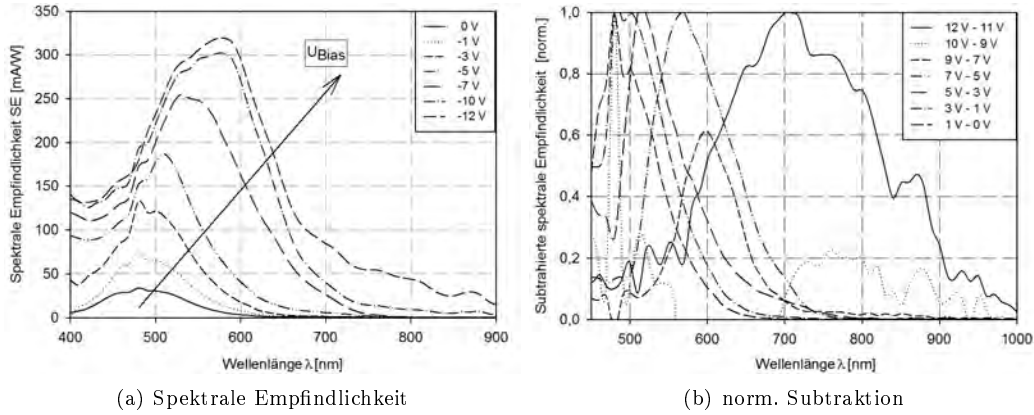


Abbildung 47: Spektrale Empfindlichkeit (a) und subtrahierte, normierte Empfindlichkeitskennlinien (b) des pi^3n -Farbsensorprototypen (Nr. 1256).

6.1.4.2 pi^3n -Profil Nr. 1273

Die Schichtenfolge des Detektors Nr. 1273 entspricht der des vorangegangenen Sensors Nr. 1256, jedoch wurde die Dicke der nachgelagerten a-SiGe:H-Legierung mit 745 nm nahezu verdoppelt. Die Herstellungsparameter des pi^3n -Variospektralsensors Nr. 1273 sind in Tabelle (8) zu sehen. In Abbildung (48) sind Aufbau, Feld- und Bandverlauf der Sensorstruktur Nr. 1273 illustriert. Die aufgeweitete a-SiGe:H-Legierung bewirkt eine Vergrößerung der optischen Photonenweglänge. Aufgrund steigender Generation in tiefen Bauelementregionen, verschiebt sich das Empfindlichkeitsmaximum von zuvor 580 nm auf 630 nm. Dieser Sensor erreicht im Nahinfrarotbereich bei 800 nm Empfindlichkeitswerte von knapp 100 mA/W mit einer Sperrspannung in Höhe von $U_{Bias} = -12$ V. Der Verlauf der spektralen Empfindlichkeit sowie die daraus resultierenden, normierten Subtraktionskurven sind in den Abbildungen (49) (a) und (b) dargestellt. Den Subtraktionskurven kann man entnehmen, dass bereits in diesem Entwicklungsstadium Abtastungssignale vom nahen UV- bis hin in den tiefroten Spektralbereich erzeugt werden können. Dessen Verläufe gilt es in Bezug auf spektrale Auflösung - also Verschiebbarkeit der Detektionspeaks -, breitbandige spektrale Abdeckung, Interferenzfreiheit und Schmalbandigkeit der Subtraktionssignale im Folgenden zu optimieren.

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4	B_2H_6	PH_3	CH_4						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	15	2	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4	GeH_4	CH_4	H_2						
a-SiGe:H	20	5	-	100	1000	2520	745	-	-	300
a-Si:H	20	-	-	-	500	1250	440	1,7	3,62	300
a-SiC:H	5	-	10	100	1000	2800	241	1,95	4,52	300

Tabelle 8: Parameterliste des pi^3n -Mehrfarbsensors mit sehr breiter und stark germanbehandelter a-SiGe:H-Legierung (Nr. 1273).

Elektrisch betrachtet ergeben sich, verglichen zur Architektur Nr. 1256 mit 476 nm breiter a-SiGe:H-Legierung, kaum feststellbare Unterschiede. Ein minimal größerer Anstieg der Dunkelstromkomponente bei hohen Sperrspannungen, ist der j-/U-Kennlinie in Abbildung (50) (a) zu entnehmen. Auch die in Abbildung (50) (b) errechnete Sensordynamik ist mit vier Dekaden weiterhin äußerst hoch und unterscheidet kaum von den vorangegangenen Ergebnissen. An dieser Stelle wird erstmalig

punktuell das transiente und kapazitive Verhalten einer Sensorstruktur vorgestellt, um an späterer Stelle verschiedene Architekturen, in Bezug auf deren Zeitverhalten, gegenüberzustellen. Die Kapazität eines Sensors aus a-Si:H teilt sich grundsätzlich in zwei Teile auf: eine frequenzunabhängige, geometrische Kapazität⁵¹ und eine frequenz-, spannungs- und beleuchtungsabhängige Kapazität⁵².

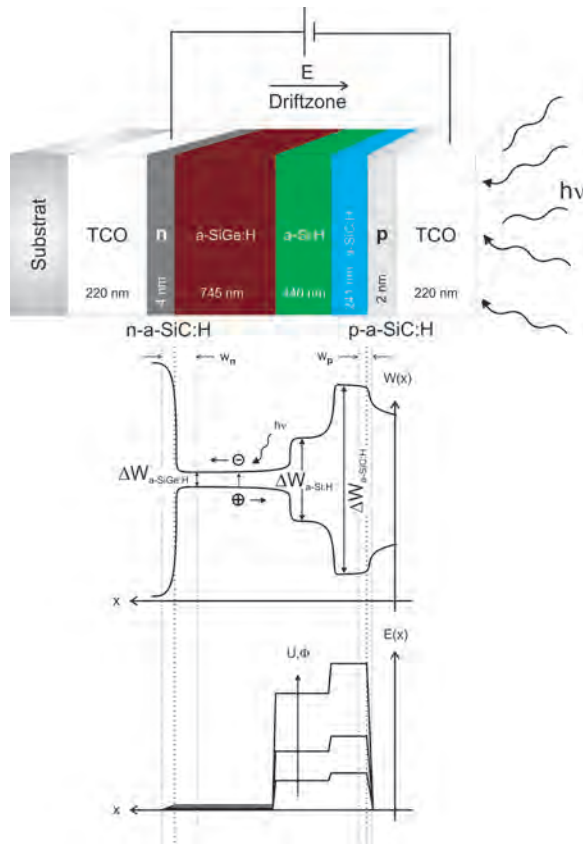


Abbildung 48: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer π^3n -Mehrfarbdiode mit diskret variiertem Bandabstand ΔW und sehr dickem a-SiGe:H Rückabsorber (Nr. 1273).

Der Übergang von -5 V nach -9 V benötigt etwa nur 177 μs was daran liegt, dass in diesem Spannungsintervall Ladungsträger aus der mittleren i-Schicht mit verbesserten Transportparametern durch das elektrische Feld extrahiert werden. Ebenso schnell erfolgt die Ladungsträgerextraktion mit 208 μs bei einem Sprung von -9 V auf -12 V. Daraus kann man Schlussfolgern, dass bei hohen Sperrspannungen hauptsächlich Ladung aus der intrinsischen und der a-SiGe:H-Schicht zum Stromtransport beitragen; mithin Elektronen den Rückkontakt schnell erreichen, wohingegen Löcher die degradierte a-SiC:H kaum passieren können.

Da die Thematik Kapazitäts- in Verbindung mit Rauschverhalten eines a-Si:H-Sensors überaus komplex ist, wird an dieser Stelle auf umfangreiche Untersuchungen aus [Ble99] verwiesen. Es sei lediglich erwähnt, dass die Kapazitätsbeläge der in [Ble99] vermessenen a-Si:H-Dioden, Werte im Bereich von 10 nF/cm² einnehmen. Dies heißt für die in dieser Arbeit gefertigten Detektoren, dass mit Kapazitäten in der Größenordnung von 0,1 nF zu rechnen ist⁵³. Die in Abbildung (51) (a) dargestellte C-/V-Analyse⁵⁴ der Sensorstruktur Nr. 1273, liefert im Ergebnis einen Kapazitätsmittelwert von 0,1358 nF.

Das Zeitverhalten dieser Architektur ist in Abbildung (51) (b) dargestellt. Dieses stellt einen Spannungsschaltzyklus für eine optimierte Farberkennung für weißliche Pulverproben dar [Bab12]. Eine ausführliche Diskussion des transienten Verhaltens von Mehrfarbdioden für eine optimierte Farberkennung ist in [Bab12], [Mer13] und [Sim13] zu finden. Der diskret aufgebaute Sensor Nr. 1273 benötigt für einen Gesamtzyklus mit Rücksprung (0 V \rightarrow -5 V \rightarrow -9 V \rightarrow -12 V \rightarrow -0 V \rightarrow) 18,5 ms. Der Übergang von 0 V zu -5 V dauert 7,49 ms bis 90 % des stationären Photostromes erreicht sind.

⁵¹ hier finden Umladungen in den Dotierzonen statt

⁵² diese wird durch tiefe Defektumladungen in der i-Schicht bestimmt

⁵³ Abmessungen der Dioden 1 mm·1 mm

⁵⁴ C-/V- = engl. *capacitance-voltage*; dt. Kapazitäts-/Spannungs-Analyse

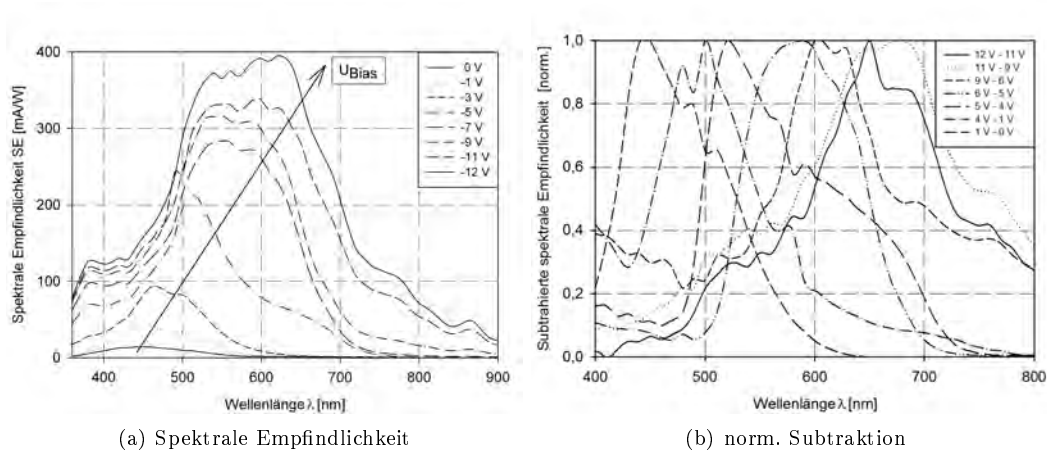


Abbildung 49: Spektrale Empfindlichkeit (a) und subtrahierte, normierte Empfindlichkeitskennlinien (b) eines π^3n -Farbsensors mit sehr breitem und stark germanlegiertem a-SiGe:H-Absorber (Nr. 1273).

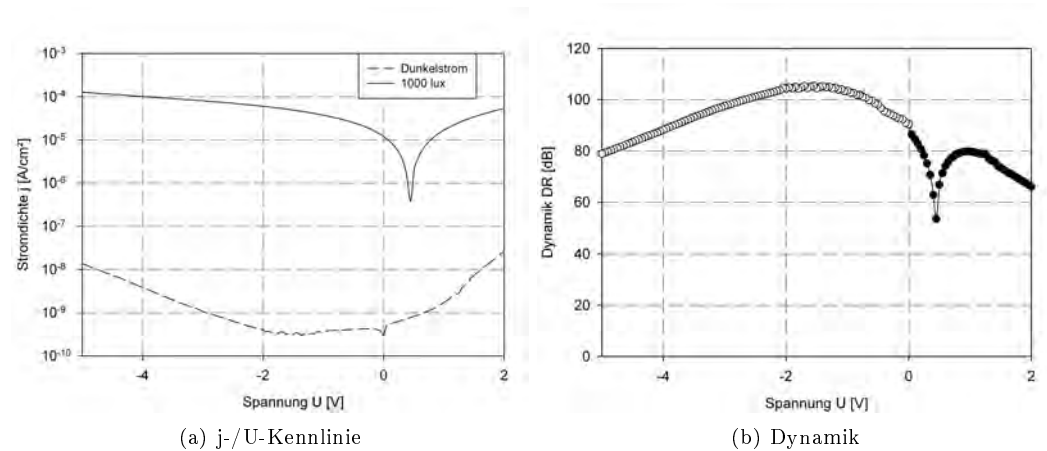


Abbildung 50: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) des π^3n -Farbsensors mit breiter a-SiGe:H-Schicht (Nr. 1273).

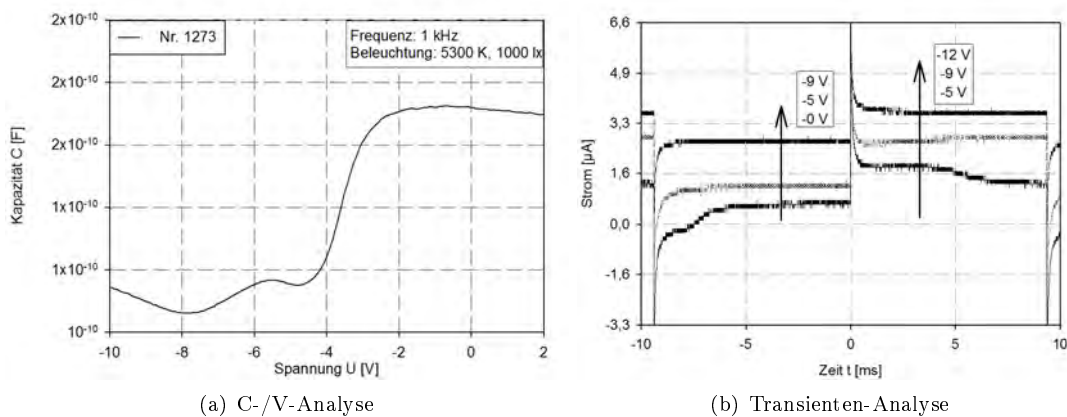


Abbildung 51: Untersuchung des spannungsabhängigen kapazitiven (a) und des transienten Verhaltens (b) eines π^3n -Farbsensors mit sehr breitem und stark mit Germanium legiertem a-SiGe:H-Absorber (Nr. 1273).

6.1.4.3 pi³n-Profil Nr. 1285

In Detektor Nr. 1285 kommt die bereits in der mit a-SiGe:H versetzten pin-Einfarbdiode Nr. 1263 untersuchte GeH₄-Schicht⁵⁵ zum Einsatz. Die Legierungsdicke des Rückabsorbers entspricht 630 nm. Dessen Aufbau mitsamt qualitativem Feld- und Bandverlauf ist in Abbildung (52) skizziert.

Relevante Dünnschichtparameter sind in Tabelle (9) aufgeführt. Aufgrund des reduzierten Germanflusses verschiebt sich die in Abbildung 53 (a) gezeigte Spektralantwort erwartungsgemäß zu kürzeren Wellenlängen. Die Subtraktionskurven zur Abtastung sind in Abbildung 53 (b) normiert dargestellt. Verglichen mit dem Sensor Nr. 1273 mit breiter a-SiGe:H-Absorberlegung und einem $\frac{SiH_4}{GeH_4} = \frac{20}{5}$ -Verhältnis, ist die spektrale Empfindlichkeit der Diode Nr. 1285 mit ausgedünnter und schwächer legierter Rückabsorberschicht schmalbandiger, aufgrund einer verschlechterten Sensorempfindlichkeit im blauen Spektralbereich.

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW[eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	<i>SiH₄</i>	<i>B₂H₆</i>	<i>PH₃</i>	<i>CH₄</i>						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	10	1,3	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	<i>SiH₄</i>	<i>GeH₄</i>	<i>CH₄</i>	<i>H₂</i>						
a-SiGe:H	20	3	-	100	1000	2400	630	<1,38	-	300
a-Si:H	20	-	-	—	500	1250	440	1,7	3,62	300
a-SiC:H	5	-	10	100	1000	2860	177	1,95	4,52	300

Tabelle 9: Parameterliste des pi³n-Mehrfarbensensors (Nr. 1285) mit reduziertem Germanfluss im Rückabsorber.

Die Absolutwerte sind mithin reduziert. Zudem nimmt die Steilheit der fallenden Flanke ab, obwohl eine geringe Empfindlichkeit im nahinfraroten Spektrum vorherrscht. Das Abflachen der Spektralantwort zu größeren Wellenlängen und die geringe Blauempfindlichkeit sind Folgen der dünneren amorphen Siliziumcarbidsschicht im vorderen Diodenbereich. Abbildung (54) zeigt abschließend eine Mikrophotographie des Querschnittes des schwächer germanbehandelten Empfängersystems Nr. 1285.

Sowohl die Schichtdicken der abgeschiedenen Materialien als auch deren Homogenität sind in dieser Abbildung erkennbar. Das a-Si:H/a-SiC:H-Interface ist gegenüber dem a-Si:H/a-SiGe:H-Übergang nur schwer zu erkennen, da die Leitfähigkeiten der Einzelschichten des a-Si:H/a-SiC:H-Überganges in einer ähnlichen Größenordnung liegen. Demgegenüber grenzt sich die a-SiGe:H-Schicht von den anderen Absorbern optisch deutlich ab, da deren Leitfähigkeit wesentlich größer ist, sie somit weniger aufgeladen wird und deutlich heller erscheint. Dieser Abschnitt beleuchtet drei - auf ZnO:Al-beschichteten AF32-Glassubstraten - pi³n-Photosensoren und den Einfluss von Prozessparametervariationen der nachgelagerten a-SiGe:H-Legierung auf das elektro-/optische Diodenverhalten. Quantitativ variierende GeH₄-Beimischungen beeinflussen den rückseitig lokalisierten Absorber derart, dass sich die Empfindlichkeit der untersuchten Sensoren signifikant in Richtung des roten Spektralbereiches verschiebt. Ein erhöhter Germanfluss bewirkt eine Verschiebung von 580 nm zu 630 nm ohne erwähnenswerten elektrischen Dynamikverlust. Die Ursache hierfür liegt in den ausreichend sperrenden, vorgelagerten a-Si:H-/a-SiC:H-Schichten, deren Dunkelleitfähigkeiten sehr gering sind. Eine Schichtdickenzunahme der bandaufgeweiteten a-Si:C-Legierung glättet die fallende Empfindlichkeitsflanke, reduziert jedoch die Detektionsbandbreite erheblich; Kohlenstoff wirkt als Filter für langwellige Lichtteilchen.

⁵⁵GeH₄ = 3 sccm

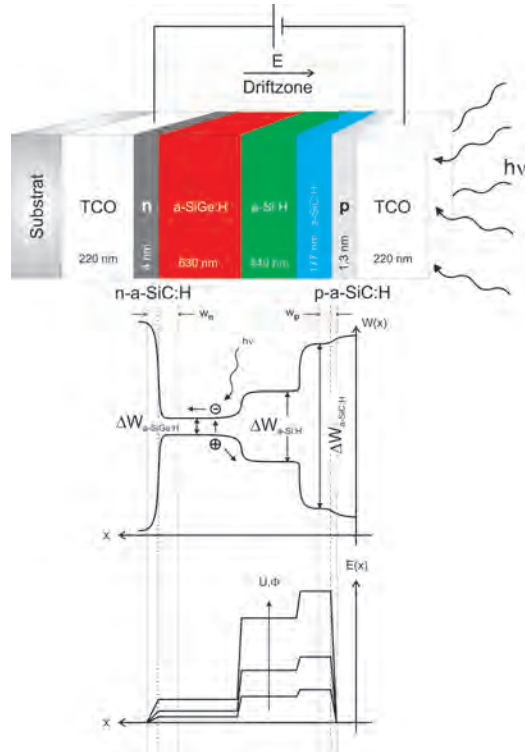


Abbildung 52: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer pi^3n -Mehrfarbdiode mit diskret variiertem Bandabstand ΔW und a-SiGe:H Rückabsorber (Nr. 1285).

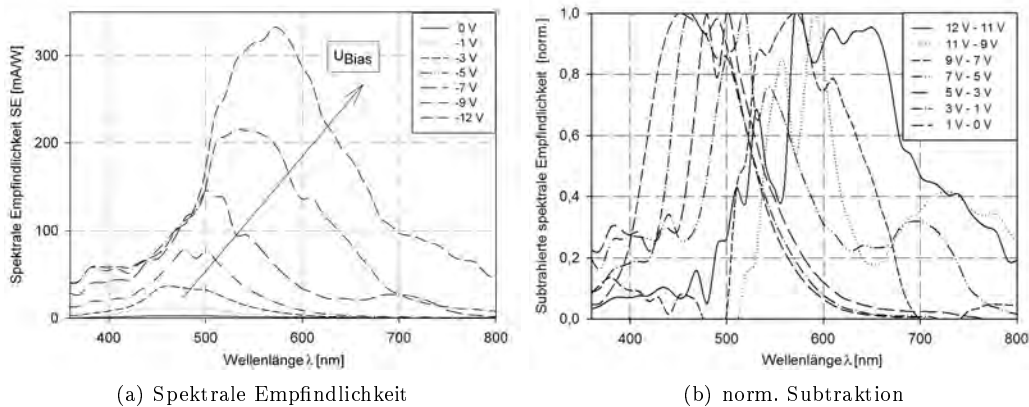


Abbildung 53: Spektrale Empfindlichkeit (a) und subtrahierte, normierte Empfindlichkeitskennlinien (b) eines pi^3n -Farbensensors mit reduziertem GeH_4 -Gehalt in der hinteren a-SiGe:H-Legierung (Nr. 1285).

Geringe Schichtdickenvariationen im Bereich < 100 nm der a-SiC:H-Schicht beeinflussen die Höhe der absoluten Empfindlichkeitsamplitude in sehr geringem Maße. Diese Tatsache ist insofern verwunderlich und bedarf weiterer Untersuchungen, da Kohlenstoffeinschlüsse sowohl die Effizienz als auch die Dynamik von pin-Einfarbdioden, wie in *Kapitel 6: Sensoren mit diskreten Absorptionsschichten* hinlänglich beschrieben und diskutiert, rapide herabsetzen.

An späterer Stelle⁵⁶ wird der Einfluss der absoluten Kohlenstoffverdünnung in rampenförmig abgeschiedenen Absorbern untersucht. Dem vorangehend, wird im Folgenden ein auf der pi^3n -Diode aufbauender pi^5n -Mehrschichtstapel vorgestellt. Physikalisch betrachtet, zielt eine weitere Diskretisierung der a-SiC:H -/ a-SiGe:H -Schichten daraufhin ab, eine optimierte Durchstimbarkeit mit geringen optischen und elektrischen Verlusten zu erlangen. Im Folgenden wird der Übergang von diskreten zu kontinuierlich abgeschiedenen Absorberstrukturen beschrieben.

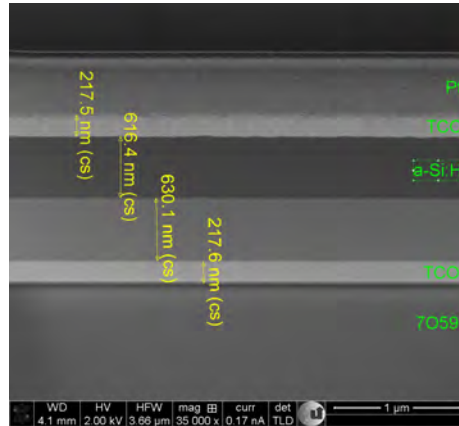


Abbildung 54: Rasterelektronenmikroskopaufnahme des pi^3n -Farbensensors Nr. 1285.

6.1.5 pi^5n -Architekturen

In diesem Abschnitt wird der Einfluss einer weiteren Teilung der intrinsischen Absorberschichten zur spektralen Trennung von Photonen beleuchtet. Ein Übergangssystem zwischen *diskreten* und *kontinuierlich modifizierten* Absorberschichten stellt die pi^5n -Diode dar. Das angestrebte Ziel dieser Zwischenentwicklung besteht nicht ausschließlich in der Verbesserung der spektralen Auflösung, sondern vielmehr in der Optimierung der Sammeleffizienz für langwelliges Licht; also einer Bandbreitenvergrößerung. Basierend auf an mehreren Schichten validierten Parameterübereinstimmungen⁵⁷, wurde mittels eines aus [Jin99] übernommenen Datensatzes ein Prozess zur Herstellung einer pi^5n -Diode entwickelt.

In pi^3n -Sensorarchitekturen weisen die gemessenen Spektralantworten sehr hohe Halbwertsbreiten aufgrund einer breit auslaufenden fallenden Flanke auf. Um dieses Problem zu lösen, wurden die stetig abgeschiedenen German- (i'') und Carbonabsorber (i') halbseitig unterteilt. Die Legiergasflüsse wurden innerhalb eines diskreten Absorbers nach der halben Abscheidezeit auf 50 % des Ausgangswertes reduziert, so dass ein fünfstufiges Bandabstandsprofil entsteht. Da sich die Prozessgasflüsse des pi^5n -Sensors Nr. 1245 leicht von denen bisheriger intrinsischer Schichten für pi^3n -Dioden unterscheiden, wurde ein zusätzlicher pi^3n -Vergleichsdetektor Nr. 1243 aufgebaut. In Abbildung (55) sind Aufbau, Feld- und Bandverläufe der beiden Sensorstrukturen vergleichend dargestellt. Die fünfstufige Struktur unterscheidet sich mithin durch zwei zusätzliche Stufen, sowohl beim Verlauf des elektrischen Feldes als auch bei der Bandstruktur ΔW von dem dreistufigen Detektor. Die Abscheidungsparameter des Sensores Nr. 1243 sind in Tabelle (10), die der fünfstufigen Diode Nr. 1245 in Tabelle (11) zu finden. Die Werte der Bandabstände ΔW , der Brechungsindizes sowie der Schichtdicken der Einzelabsorber wurden nicht messtechnisch ermittelt, sondern wurden aus [Jin99] übernommen.

⁵⁶in Kapitel 6: Sensoren mit kontinuierlichen Absorptionsschichten

⁵⁷verglichen wurden u. a. Absorptionskoeffizient, Dunkelfähigkeit, $\mu\tau$

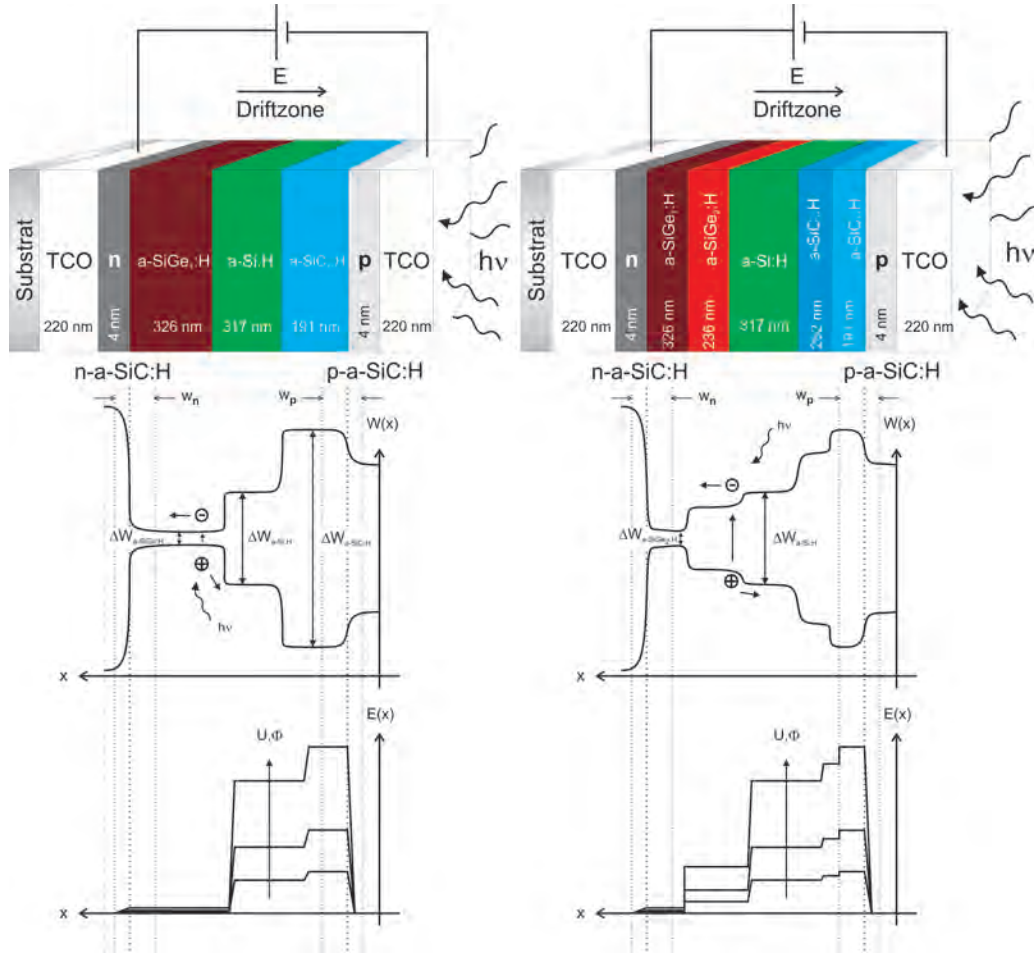


Abbildung 55: Vergleich der schematischen Aufbauten sowie der Feld- und Bandverläufe einer π^3n -Mehrfarbdiode Nr. 1243 (links) mit einem π^5n -Mehrfarbsensor Nr. 1245 (rechts).

Eine Anhebung des Germanflusses von 5 sccm auf 10 sccm bewirkt im Herstellungsprozess eine um 0,1 nm/s ansteigende Abscheiderate. Dies begründet den Schichtdickenunterschied der Germanium enthaltenden a-SiGe_{1,2}:H-Absorber von 90 nm.

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm] ¹	ΔW [eV] ¹	n ¹	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH ₄	B ₂ H ₆	PH ₃	CH ₄						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	30	4	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH ₄	GeH ₄	CH ₄	H ₂						
a-SiGe ₁ :H	20	10	-	100	500	900	326	1,28	3,66	300
a-Si:H	20	-	-	-	500	900	317	1,7	3,62	300
a-SiC ₁ :H	20	-	40	100	500	900	191	2,01	2,96	300

¹ Werte entnommen aus [Jin99]

Tabelle 10: Parameterliste des π^3n -Vergleichssensors (Nr. 1243).

Es findet eine stetige Reduktion des Bandabstandes ΔW in Richtung Kathode statt. In glei-

chem Maße wird das elektrische Feld im hinteren Bauteilbereich reduziert. Synchron erfolgt von der Lichteintrittsseite eine stufenweise Vergrößerung des Brechungsindex. Dieser sollte am Frontkontakt idealerweise den Wert „1“ aufweisen, um interne Reflexionen des Mehrschichtensystems zu vermeiden.

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm] ¹	ΔW [eV] ¹	n ¹	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	<i>SiH₄</i>	<i>B₂H₆</i>	<i>PH₃</i>	<i>CH₄</i>						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	30	4	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	<i>SiH₄</i>	<i>GeH₄</i>	<i>CH₄</i>	<i>H₂</i>						
a-SiGe ₁ :H	20	10	-	100	500	900	326	1,28	3,66	300
a-SiGe ₂ :H	20	5	-	100	500	900	226	1,41	3,65	300
a-Si:H	20	-	-	—	500	900	317	1,7	3,62	300
a-SiC ₂ :H	20	-	20	100	500	900	262	1,89	3,2	300
a-SiC ₁ :H	20	-	40	100	500	900	191	2,01	2,96	300

¹ Werte entnommen aus [Jin99]

Tabelle 11: Parameterliste des pi⁵n-Mehrfarbensensors (Nr. 1245).

Im Rahmen der Untersuchungen waren ausschließlich Veränderungen der optischen - nicht der elektrischen - Charakteristika des pi⁵n-Sensors Nr. 1245 von Bedeutung. Die Empfindlichkeiten des drei- und fünfstufigen Detektors sind in Abbildung (56) in einem Diagramm vergleichend dargestellt. Man erkennt deutlich eine Verschiebung des Maximums hin zum infraroten Spektralbereich, welcher in der größeren optischen Weglänge für Photonen in der 5-Absorberarchitektur begründet ist. Darüberhinaus steigen die Absolutwerte der Quanteneffizienz, also der spektralen Empfindlichkeit, deutlich an, da aufgrund der Schichtdickenzunahme mehr Photonen lokal absorbiert werden können. Dieser Anstieg motiviert im Folgenden, Sensoren mit kontinuierlich abgeschiedenen Absorptionsschichten herzustellen und diese elektrisch und optisch zu charakterisieren.

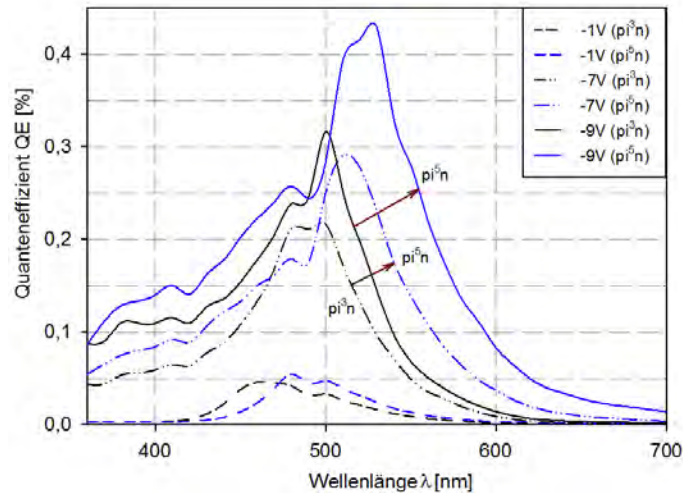


Abbildung 56: Vergleich der Empfindlichkeiten eines pi³n- (Nr. 1243) und eines pi⁵n-Farbensensors (Nr. 1245). Die Legiergasflüsse des pi³n-Detektors wurden bei der Abscheidung des pi⁵n-Sensors nach 50% der Depositionszeit halbiert.

6.1.6 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde der Entwicklungsprozess von helligkeitsempfindlichen a-Si:H-/a-SiC:H und a-SiGe:H-Einfarbsensoren zu mehrfarbempfindlichen Unipolarsensoren dokumentiert. Nachdem zu Beginn der positive Einfluss von ZnO:Al als Kathodenmaterial auf den Verlauf der Spektralantwort nachgewiesen wurde, erfolgten daraufhin Untersuchungen an der Zusammensetzung der intrinsischen Absorptionsschicht. Die Verwendung von amorphen Siliziumgermaniumlegierungen als Absorptionsmaterial verschiebt das Maximum der spektralen Empfindlichkeit in Richtung des infraroten Spektralbereiches, wohingegen die Verwendung von amorphem Siliziumcarbid die Empfindlichkeit in Richtung des ultravioletten Bereichs verschiebt. Beiden Legierungen ist eine deutliche Verschlechterung des elektrischen Diodenverhaltens gemein. Im weiteren Verlauf des Kapitels wird der Übergang von diskreten pin-Dioden zu mehrschichtigen, ebenfalls diskret aufgebauten, pi^3n -Strukturen beschrieben. Durch die unterschiedlichen Bandabstände der einzelnen Absorptionsschichten konnten, architekturabhängig, erhebliche Verschiebungen der spektralen Empfindlichkeiten mit Sperrspannungen bis zu -12 V erreicht werden. Den Kern weiterer Untersuchungen bildete der Einfluss der Gas- und Schichtdickenzusammensetzungen auf elektrooptische Eigenschaften der Sensoren. Dieses Kapitel schließt die Dokumentation eines pi^5n -Sensors ab. Dieser wurde mit einer nahezu baugleichen pi^3n -Struktur verglichen. Die Ergebnisse des Vergleichs zeigen zum einen eine deutlichere Verschiebung der Empfindlichkeiten hin zum infraroten Spektralbereich, als Folge einer größeren optischen Weglänge der pi^5n -Schichtenfolge, zum anderen einen Anstieg der Quanteneffizienz aufgrund der resultierenden Schichtdickenzunahme. Im Folgenden werden Sensoren mit kontinuierlich abgeschiedenen Absorptionsschichten vorgestellt, um einerseits die Quantenausbeute der Fotodioden weiter zu erhöhen, andererseits eine granularere Verschiebung der spannungsabhängigen Spektralantworten zu erhalten. Die Zielsetzung liegt im Folgenden hauptsächlich darin, schmalere und interferenzfreie Abtastsignale zu erzeugen.

6.2 Sensoren mit kontinuierlichen Absorptionsschichten

Eine maximale Photonen-/Ladungskonversion ist unabdingbar, damit für spätere Ausleseverstärker und Signalverarbeitungsoperationen eine große Bandbreite mit ausreichender Empfindlichkeit zur Verfügung steht. Ein Schlüsselansatz zur Optimierung der Farbtrennung und Vergrößerung der spektralen Bandbreite ist in den Forschungsarbeiten von [Guh89] zu finden. Dieser bedient sich verschiedenster Bandlücken-Profile, um hocheffizient Konversionsprozesse in *multijunction* a-Si:H-Legierungssolarzellen in Gang zu setzen. Durch Verwendung der ΔW -Profile findet eine verbesserte örtliche Generation im Bauelement statt, wodurch der Wirkungsgrad der Zelle ansteigt. Dieser Herstellungsansatz kann ebenso zur Optimierung lokaler Sammelzonen in Farbdetektoren genutzt werden, um Ladungen gezielt zu separieren und sowohl oberflächennahe als auch tiefe Generationsmechanismen zu bewirken. Zudem bildet er ein Motivationsfundament, kontinuierlich abgewandelte Absorbermaterialien in multispektrale Photodioden zur Farberkennung zu integrieren.

6.2.1 Reverse Profil Nr. 1340

Der erste in dieser Arbeit angewendete Herstellungsprozess eines bandkontinuierlichen Absorbers wird in [Zee98] als *reverse profiling*-Prozess bezeichnet und im Folgenden beschrieben. Zuerst wird, bezogen auf die Gasflussmengen, eine konstante und reproduzierbare Ausgangskonfiguration⁵⁸ geschaffen. Im Herstellungsablauf selbst findet dann eine kontinuierliche Reduktion des Legierstoffes, in diesem Fall GeH₄, statt.

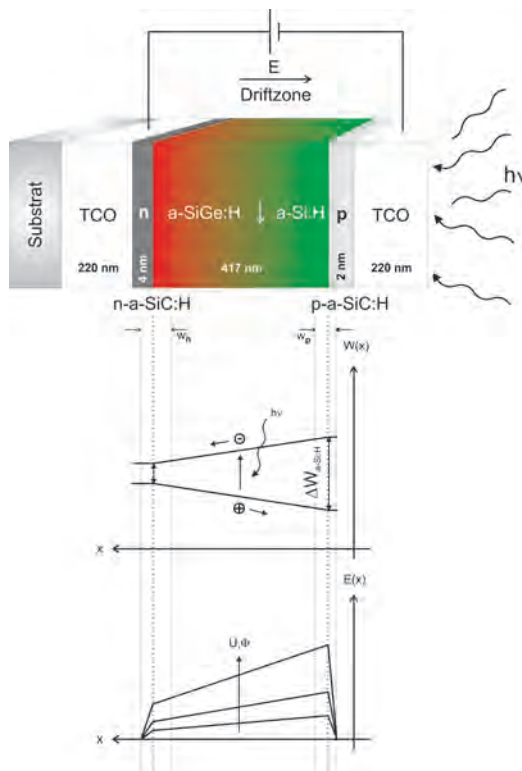


Abbildung 57: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer a-SiGe:H-Diode mit kontinuierlich reduziertem Bandabstand ΔW (Nr. 1340).

Somit erhält man eine Absorberstruktur, die im rückseitigen Diodenbereich eine geringe Beweglichkeitslücke, im vorderen Bereich den Bandabstand von unlegiertem a-Si:H aufweist. Die Herstellungsparameter der mittels *reverse profiling* abgeschiedenen pi-n-Diode sind in Tabelle (12) angegeben; der schematische Querschnitt mit kontinuierlichem Band- und Feldverlauf ist in Abbildung (57) skizziert. Das Zeichen „↗“ symbolisiert den zeitkontinuierlichen Anstieg des Legiergasflusses. In ersten Tests wurde der Germanfluss für unterschiedliche Sensoren stark variiert, da Germanium das Dunkelstromverhalten des Detektorsystems maßgeblich beeinflusst. Sowohl die Reduktion als auch die Aufsteuerung sämtlicher Gasflüsse erfolgte dabei rechnergestützt und war bereits am Steuerrechner der PECVD-Anlage implementiert.

Betrachtet man die in Abbildung (58) dargestellte Empfindlichkeit des Sensors, so ist keine Verschiebung des Maximums feststellbar. Das absolute Empfindlichkeitsmaximum liegt bei 550 nm; lediglich die fallende Flanke bewegt sich hin zu größeren Wellenlängen. Mithin erfolgt in diesen Bereichen eine geringe Aktivierung der Rückabsorberstruktur aufgrund ansteigender Generationsmechanismen. Physikalisch kann keine Farbseparation im Bereich oberhalb 550 nm stattfinden, da die Dicke der Absorberschicht nicht ausreicht, um langwelliges Licht separiert zu ab-

⁵⁸Temperatur- und Druckstabilität im Reaktor

sorbieren.

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	<i>SiH₄</i>	<i>B₂H₆</i>	<i>PH₃</i>	<i>CH₄</i>						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	15	2	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	<i>SiH₄</i>	<i>GeH₄</i>	<i>CH₄</i>	<i>H₂</i>						
a-SiGe:H	20	2 \searrow 0	-	100	1000	2400	417	-	-	300

Tabelle 12: Parameterliste der pi/n-Diode (Nr. 1340).

Es gilt demnach im Folgenden, interne Absorberstrukturen derart in Bezug auf Schichtdicke und Bandabstand herzustellen, dass langwellige Photonen Ladungsträger erzeugen und diese effizienter lokal gesammelt werden können. Ähnlich der im Abschnitt

6.1.2 *pin-Architekturen mit a-SiGe:H-Absorbern* diskreten pi/n-Einfarbsensorstruktur, ist unterhalb einer Sperrspannung von -5 V keine Dynamik mehr vorhanden, so dass an dieser Stelle auf die elektrischen Ergebnisse des Sensors Nr. 1263 verwiesen wird.

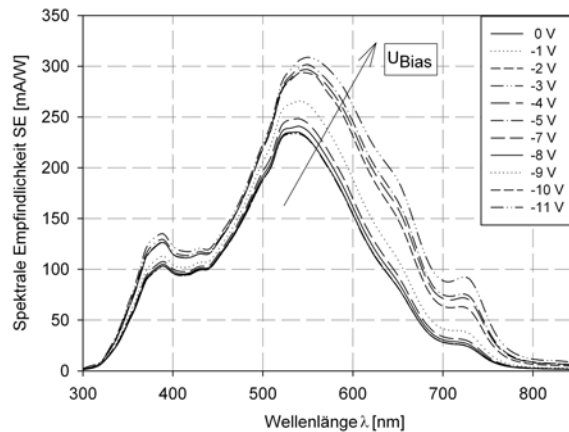


Abbildung 58: Spektrale Empfindlichkeit einer Photodiode mit kontinuierlich verändertem GeH₄-Gehalt (Nr. 1340).

6.2.2 Reverse-Profil Nr. 1305

Im Folgenden wird ein, im *reverse profiling*-Prozess hergestellter, a-SiGe:H/a-SiC:H Sensorprototyp Nr. 1305 diskutiert. Die Integration von Methan bildet - wie in (*Kapitel 6.1.3 pin-Architekturen mit a-SiC:H-Absorbern*) bereits erwähnt - eine technologische Grundvoraussetzung, um Dioden mit adäquatem Dynamikumfang und einer erhöhten Empfindlichkeit im blauen Spektralbereich herzustellen. Der in Abbildung (59) skizzierte Sensor besitzt im vorderen Bauelementbereich eine ausgeprägte, 762 nm breite a-SiC:H-Legierung. Die große Schichtdicke bewirkt physikalisch, dass alle gewünschten Anteile des Lichts noch innerhalb der Sensorstruktur absorbiert werden können. Den hinteren Teil der Diode bildet eine, bereits im vorangegangenen Abschnitt analysierte, kontinuierlich bandveränderte a-SiGe:H-Schichtstruktur. Das vom Sensor Nr. 1305 abgedeckte, spektrale Empfindlichkeitsvermögen ist in dessen Aufbauskitze farblich dargestellt.

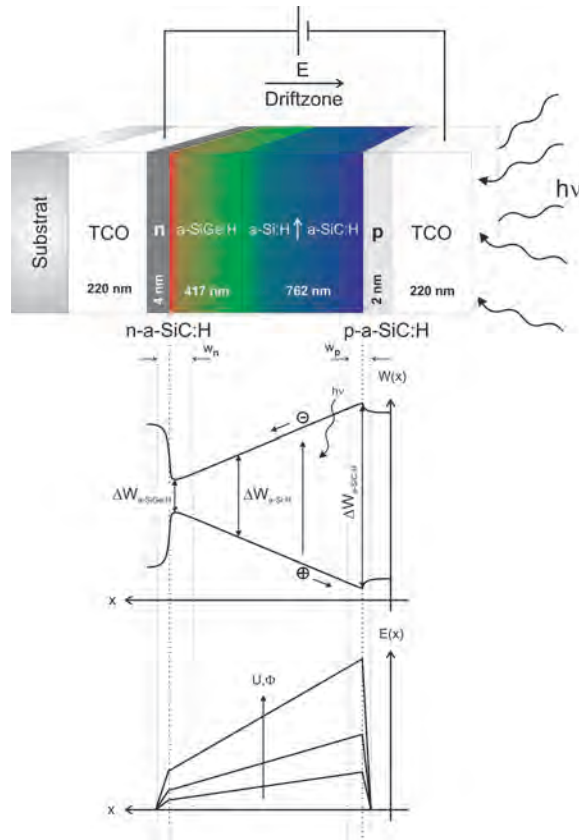


Abbildung 59: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer kontinuierlich abgeschiedenen a-SiGe:H/a-SiC:H-Diode mit ausgeprägter Siliziumcarbidschicht (Nr. 1305).

In Tabelle (13) sind die Herstellungsparameter des Sensortyps Nr. 1305 aufgelistet, in den Abbildungen (60) und (61) dessen Empfindlichkeit und elektrische Kennlinien. Da der nachgelagerte a-SiGe:H-Absorber mit 417 nm eine ebenfalls nicht unerhebliche Dicke aufweist, ist eine, der optischen Weglänge geschuldete Empfindlichkeit im langwelligen Spektrum, zu erwarten. Aufgrund des vorgelagerten, mit 762 nm nahezu doppelt so breiten a-SiC:H-Absorbers, wird diese jedoch in großem Maße unterdrückt, da Methan die Wirkung eines Tiefpassfilter in Bezug auf die Wellenlänge der Strahlung besitzt. Als Folge der dünnen p-Schicht, können oberflächennah generierte Elektronen-/Lochpaare noch zu einem Photostrom beitragen.

Die absolute Sensorempfindlichkeit ist aufgrund ausgiebiger CH₄-Einschlüsse betragsmäßig sehr gering. Für eine Biasspannung von 0 V weist der Sensor lediglich eine Empfindlichkeit unterhalb von 10 mA/W bei 510 nm auf. Das Empfindlichkeitsmaximum verschiebt sich für eine Sperrspannung in Höhe von $U_{Bias} = -1$ V in Richtung kürzerer Wellenlängen auf 460 nm.

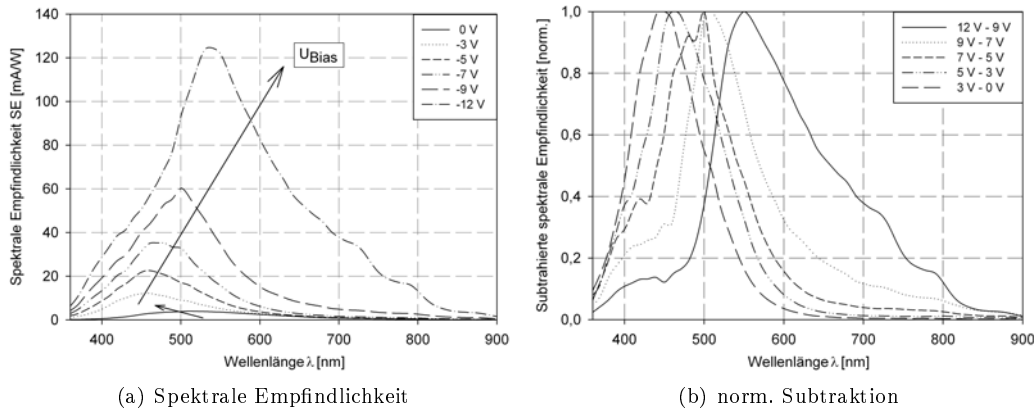
Dieses Verhalten ist vermutlich dem Sensoraufbau geschuldet. Der leicht aluminiumdotierte ZnO:Al-Kathodenkontakt erzeugt wahrscheinlich ein internes Feld, das dem extern angelegten Feld entgegenwirkt. Dieses Feld könnte durch eine große Anzahl aufgeladener Defektzustände verstärkt werden. Da Aluminium einen p-dotierten Charakter aufweist, bildet es mit der angrenzenden n-dotierten Zone einen pn-Übergang und somit eine in den Absorber reichende Raumladungszone. Für eine Biasspannung von 0 V wird dem Sensor anodenseitig Massepotential aufgezwungen, wodurch photogenerierte Ladungen abgesaugt werden. Wird die Sperrspannung betragsmäßig weiter erhöht, verhält sich die Struktur erwartungsgemäß. Das Empfindlichkeitsmaximum verschiebt sich aufgrund des zunehmenden elektrischen Feldes bis in den *grünen* Spektralbereich. Eine Sperrspan-

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	<i>SiH₄</i>	<i>B₂H₆</i>	<i>PH₃</i>	<i>CH₄</i>						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	15	2	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	<i>SiH₄</i>	<i>GeH₄</i>	<i>CH₄</i>	<i>H₂</i>						
a-SiGe:H	20	20	-	100	1000	2400	417	-	-	300
a-SiC:H	5	-	0	20	1000	5714	762	1,95	4,52	300

Tabelle 13: Parameterliste der pi⁺n-Diode (Nr. 1305).

nung in Höhe von -12 V resultiert in einer Verschiebung des Maximums auf 540 nm.

Obwohl der hintere a-SiGe:H-Diodenbereich einen sehr geringen Bandabstand⁵⁹ aufweist, tragen dort kaum Photonen zu einem Strombetrag bei. Diese werden zwar mit einer hohen Wahrscheinlichkeit absorbiert, allerdings gelangen die erzeugten Ladungspaare aufgrund der sehr niedrigen $\mu\tau$ -Produkte der a-SiGe:H- und a-SiC:H-Legierungen und der entsprechend geringen Driftlängen nicht zur Detektoranode. Für große Spannungen verläuft das Maximum der Quanteneffizienz spitz zu und weist nahezu keine Interferenzerscheinungen auf.

Abbildung 60: Spektrale Empfindlichkeit (a) und subtrahierte, normierte Empfindlichkeitskennlinien (b) eines pi⁺n-Farbensors mit ausgeprägter a-SiC:H Absorptionslegierung (Nr. 1305).

Es ergibt sich eine gute spektrale Separation im Bereich zwischen 430 nm und 580 nm, was die in Abbildung (60) (b) erzeugten normierten Subtraktionskurven zur spektralen Abtastung verifizieren. Die Signalthalbwertsbreiten der Subtraktionsverläufe liegen bei Werten um 100 nm.

Gegenüber den Sensoren mit diskreten Absorptionsschichten, reduziert sich die Empfängerdynamik um etwa 50 % auf Werte zwischen 40 dB und 50 dB. Auch dieser Umstand ist auf die verschlechterten Transportmechanismen der legierten Zonen zurückzuführen. Im Fokus der Bemühungen steht forthin, neben der Optimierung der Dynamikeigenschaften, eine Vergrößerung der Detektionsbandbreite.

⁵⁹1,38 eV < ΔW < 1,6 eV

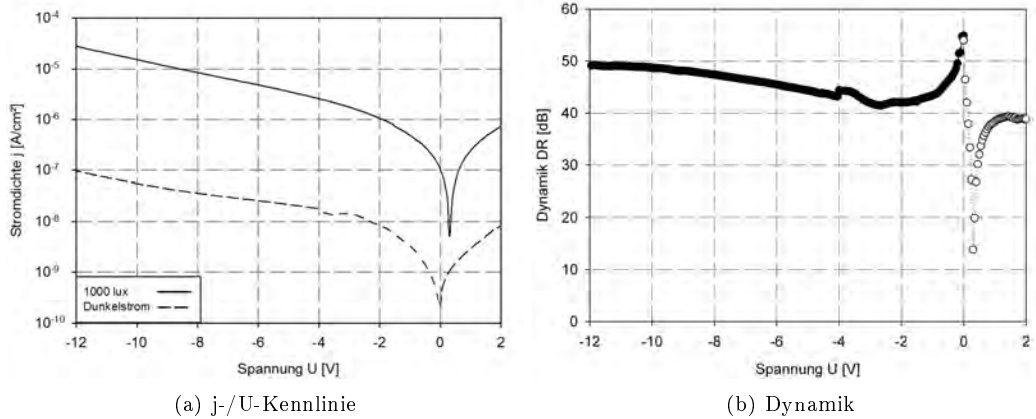


Abbildung 61: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) des pi'n-Farbsensors mit 762 nm dicker a-SiC:H-Frontlegierung (Nr. 1305).

6.2.3 Reverse-Profil Nr. 1319

Um die Photonen-/Ladungskonversion im langwelligen Spektralbereich zu verbessern, wurde die Abscheidezeit der anodenseitigen a-SiC:H-Legierung erheblich reduziert. Diese weist im Sensor Nr. 1319 eine Schichtdicke von etwa 240 nm, verglichen zu vormals 762 nm, auf. Aufbau, Feld- und Bandverlauf der Detektorstruktur sind qualitativ in Abbildung (62) dargestellt.

Kontakt	Gasfluss [sccm]	p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70	8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	<i>SiH₄ B₂H₆ PH₃ CH₄</i>						
p-a-SiC:H	20 10 - 40	500	15	2	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20 - 10 40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	<i>SiH₄ GeH₄ CH₄ H₂</i>						
a-SiGe:H	20 2 ↓ 0 - 100	1000	2400	417	-	-	300
a-SiC:H	5 - 0 ↑ 20 100	1000	2400	238	1,95	4,52	300

Tabelle 14: Parameterliste der pi'n-Diode (Nr. 1319).

Man kann anhand des Feld- und Bandverlaufes vermuten, dass die Ladungstransporteigenschaften sowie das Spektralverhalten der Gesamtsensorstruktur nun nicht mehr von der a-SiC:H-Schicht, sondern vom a-SiGe:H-Absorber dominiert werden. Sämtliche Herstellungsparameter und physikalisch relevante Sensorgrößen sind in Tabelle (14) aufgelistet.

Der Einfluss der reduzierten Methanlegierungsdicke spiegelt sich im Verlauf der spektralen Empfindlichkeit wider, die in Abbildung (63) (a) zu sehen ist.

Neben einer erheblich ausgeprägten Quanteneffizienz in Richtung des nahen Infrarotspektrums, weist die Multispektraldiode Nr. 1319 eine sehr große Blauempfindlichkeit auf. Das Empfindlichkeitsmaximum lässt sich in einem Bereich zwischen 450 nm und 600 nm verschieben. Der großen Detektionsbandbreite geschuldet, ergeben sich sehr hohe Signalhalbwertsbreiten, die etwa 250 nm für -12 V Vorspannung aufweisen. Im Zuge betragsmäßiger Spannungserhöhungen bilden sich zunehmend Interferenzerscheinungen auf den sehr langsam abklingenden Flanken der Empfindlichkeit

aus.

Entsprechend breitbandig verlaufen die Subtraktionskurven, deren Abtastmaxima sich in einem Wertebereich zwischen 460 nm und 660 nm bewegen (siehe Abbildung (63) (b)). Aus Gründen der Vergleichbarkeit wurden die Subtraktionskurven normiert dargestellt. Anhäufungen lokaler Nebenmaxima erschweren die Erkennung von Farben mittels externer Signalprozessierungsschaltungen. Eine Verschlechterung der in Abbildung (63) (b) dargestellten Abtastverläufe ist im Bereich großer Wellenlängen ersichtlich. Als Folge einer Zwischenstufe in der steigenden und Interferenzen in der fallenden Flanke, weist die „12 V-7 V“-Subtraktionskurve in normierter Darstellung exemplarisch eine Halbwertsbreite von etwa 200 nm auf.

Der Strom-/Spannungskennlinie des Sensors Nr. 1319 in Abbildung (63) (a) kann ein starker Dunkelstromanstieg entnommen werden, der den Dynamikumfang des Detektors mit steigender Sperrspannung reduziert. Der Anstieg des Photostroms bei ansteigenden Sperrspannungen ist ein Maß der Verschiebbarkeit der spektralen Empfindlichkeit. Im Bereich niedriger Biaswerte bis -2 V überschreitet der Dynamikumfang 80 dB.

Im Laufe der Untersuchungen wurde festgestellt, dass sich das Maximum der spektralen Empfindlichkeit umso mehr mit zunehmender Sperrspannung verschieben lässt, je stärker der Photostrom im Sperrbetrieb ansteigt. Dieses Verhalten ist physikalisch sinnvoll, da aufgrund des Anstieges der elektrischen Feldstärke zunehmend generierte Ladungen aus der Sensorstruktur extrahiert werden. Diese Architektur erreicht einen sehr großen Hellstrom von über $10^{-3} A/cm^2$ bei -12 V Sperrspannung, was als Folge einer absorptionsoptimierten Schichtdickenauswahl für diese Legierungszusammensetzung interpretiert werden kann. Demgegenüber steht der - germandefektbedingten Leckströmen geschuldete - ebenfalls sehr stark ansteigende Dunkelstrombetrag von knapp $10^{-5} A/cm^2$.

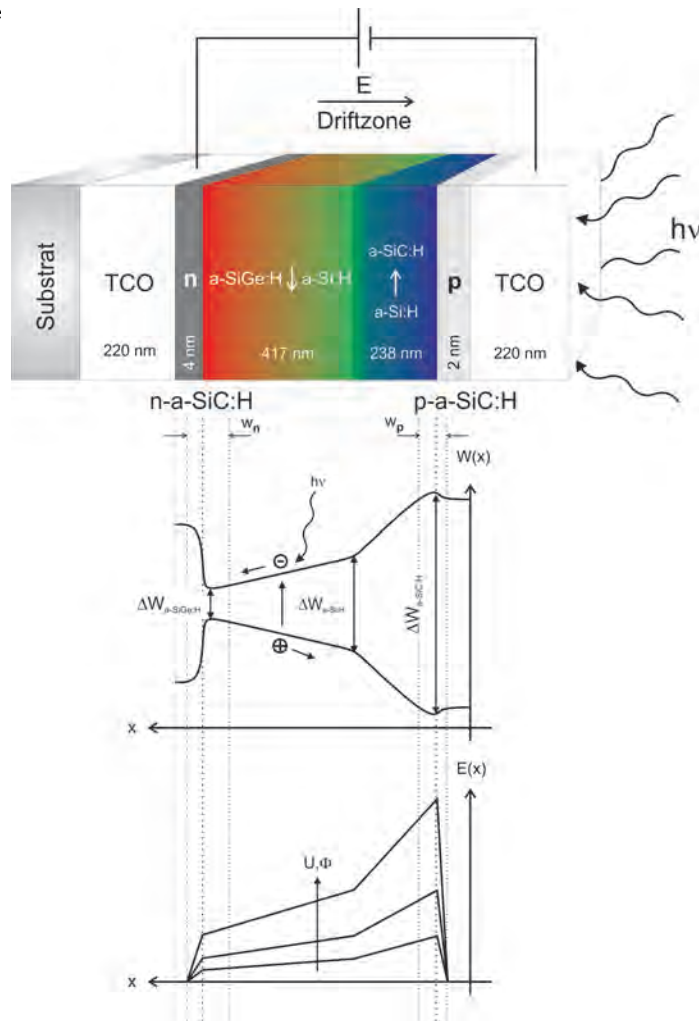


Abbildung 62: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer Mehrfarbdiode mit kontinuierlich variiertem Bandabstand und dickenoptimiertem Siliziumcarbidaabsorber (Nr. 1319.)

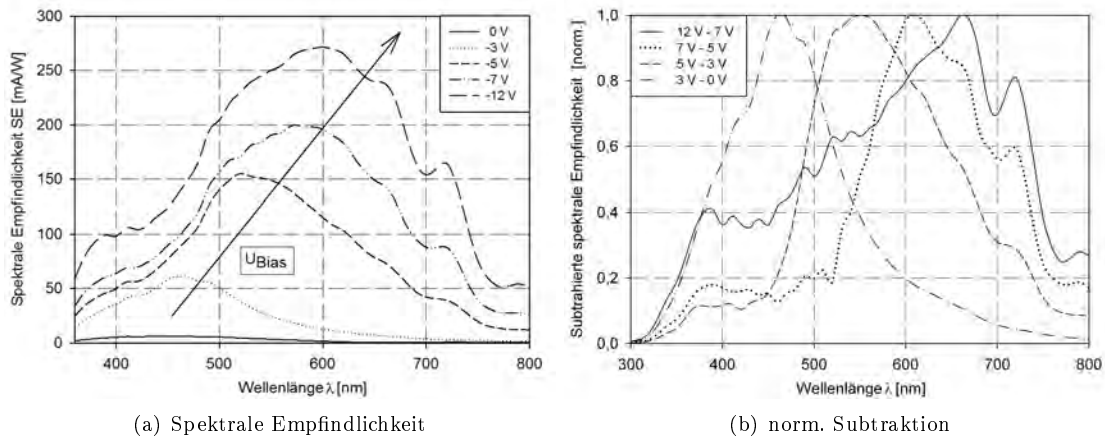


Abbildung 63: Spektrale Empfindlichkeit (a) und subtrahierte, normierte Empfindlichkeitskennlinien (b) eines pi'i'n-Farbsensors mit angepasster a-SiC:H Absorptionslegierung (Nr. 1319).

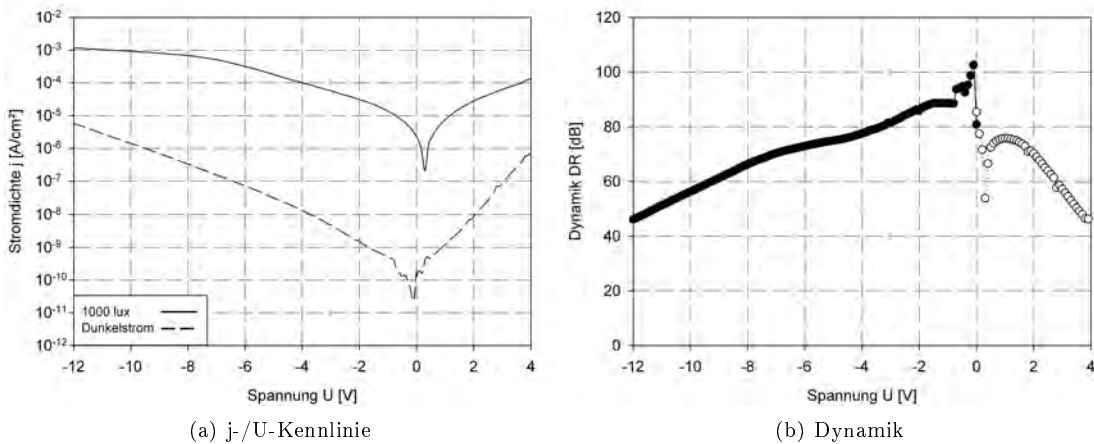


Abbildung 64: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) des pi'i'n-Farbsensors Nr. 1319 mit 238 nm dicker a-SiC:H-Frontlegierung.

6.2.4 Reverse-Profil Nr. 1321

Im weiteren Verlauf der Arbeit wurde die Weite der a-SiC:H-Frontlegierung abermals reduziert, so dass diese Schicht im Mehrfarbsensor Nr. 1321 lediglich eine Dicke von 160 nm aufweist. Der Gesamtaufbau nebst Feld- und Bandverlauf ist in Abbildung (65) zu sehen, die dazugehörige Parameterliste ist in Tabelle (15) dargestellt. Aufgrund voranstehender Erkenntnisse, kann demnach die amorphe Methanlegierung für zweierlei Effekte verantwortlich gemacht werden. Zum einen findet ein deutlicher Empfindlichkeitsrückgang im langwelligen Spektralbereich statt, zum anderen reduziert sich der Betrag der absoluten Empfindlichkeit als Ursache sehr niedriger $\mu\tau$ -Produkte innerhalb dieser Schichten.

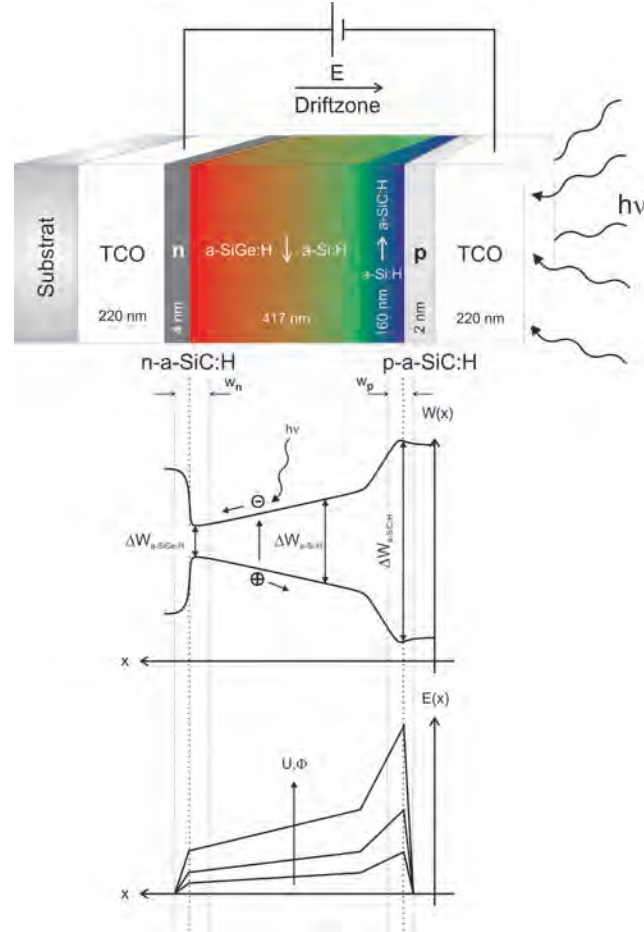


Abbildung 65: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer Mehrfarbdiode mit kontinuierlich variiertem Bandabstand und 160 nm dünnem a-SiC:H Absorber (Nr. 1321).

Eine Verringerung der a-SiC:H Schichtdicke führt unweigerlich zu einem starken Anstieg des Dunkelstromes für große Sperrspannungen (vgl. (66) (a)). Das schlechte Sperrverhalten ist auf die nun dominante Germanlegierung zurückzuführen und reduziert den Dynamikumfang im Sperrfall auf unter 60 dB bei -5 V Biasspannung. Entsprechend des in (66) (b) ermittelten Dynamikverlaufs und Vergleichsmessungen mit anderen Dioden, ist damit zu rechnen, dass sich die Hell- und Dunkelstromkomponenten bei einer Sperrspannung im Bereich von -12 V um etwa 20 dB unterscheiden.

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4	B_2H_6	PH_3	CH_4						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	15	2	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4	GeH_4	CH_4	H_2						
a-SiGe:H	20	2 ↓ 0	-	100	1000	2400	417	-	-	300
a-SiC:H	5	-	0 ↑ 20	100	1000	1200	160	1,95	4,52	300

Tabelle 15: Parameterliste der p-i-n-Diode (Nr. 1321).

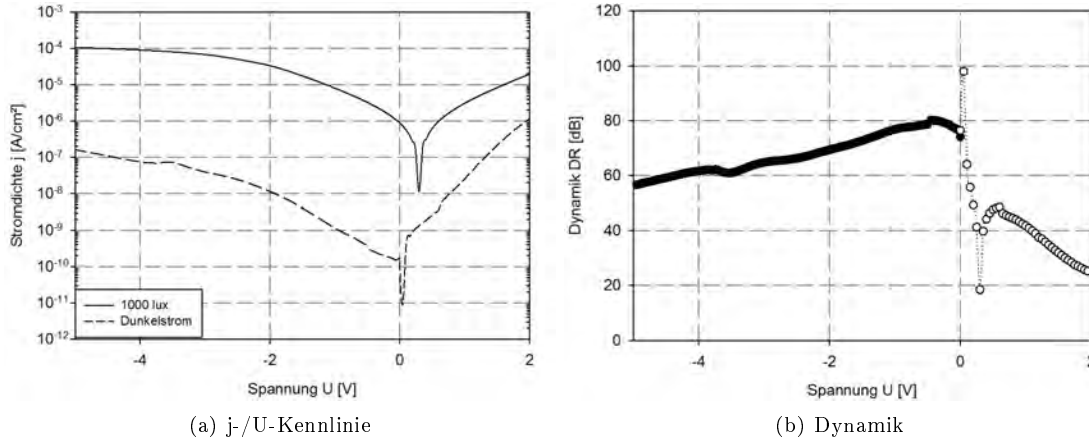


Abbildung 66: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) eines π -n-Farbsensors mit 160 nm dicker a-SiC:H-Frontlegierung (Nr. 1321).

Diese Sensorstruktur weist sowohl in Bezug auf die Bandbreite als auch von den erzielten Absolutwerten, eine nochmals deutliche Verbesserung der spektralen Empfindlichkeit gegenüber dem Diodentyp Nr. 1319 auf. Die Empfindlichkeitsmaxima, welche in Abbildung (67) (a) zu sehen sind, bewegen sich in Bereichen zwischen 390 nm und 630 nm und erreichen Werte von über 400 mA/W bei -12 V. Verglichen mit dem Sensor Nr. 1319, mit einer um 78 nm dickeren a-SiC:H-Legierung, liefert dieser Detektortyp deutlich gleichmäßigere und schmalbandigere Subtraktionsverläufe, wie in Abbildung (67) (b) zu erkennen ist. Aufgrund angepasster Schichtdicken und Brechungsindizes, reduzieren sich Interferenzerscheinungen und eine Abtastung bis zu 700 nm ist möglich.

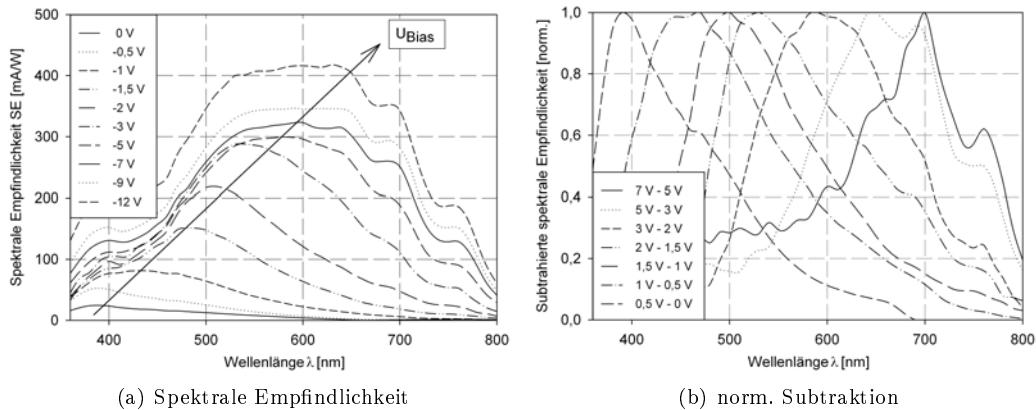


Abbildung 67: Spektrale Empfindlichkeit (a) und subtrahierte, normierte Empfindlichkeitskennlinien (b) eines π -n-Farbsensors mit ausgedünnter a-SiC:H Absorptionslegierung (Nr. 1321).

Die in Abbildung (68) aufgeführte Verschiebung des Empfindlichkeitsmaximums in Abhängigkeit der Sperrspannung verdeutlicht, dass eine große Veränderung der internen Sammelzonen für geringe Feldstärken vonstatten geht. Demgegenüber flacht der Kurvenverlauf für Spannungen oberhalb -3 V ab. Somit hat neben der Zusammensetzung, die Schichtdicke der a-SiC:H-Legierung nachweislich einen maßgeblichen Einfluss auf das optische Detektorverhalten im kurzwelligen Spektralbereich.

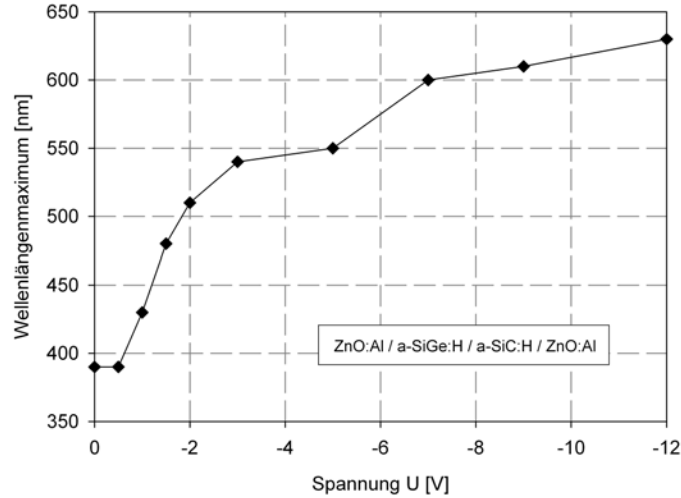


Abbildung 68: Verlauf des Empfindlichkeitsmaximums für ansteigende Sperrspannungen eines pi'i'n-Farbsensors (Nr. 1321).

6.2.5 Reverse-Profil Nr. 1324

Um die für langwellige Photonen notwendige optische Weglänge zur Absorption bereitzustellen, wurden in folgender Architektur sowohl die vorgelagerte Siliziumcarbid- als auch der rückseitige Silizium-/Germaniumabsorber verbreitert. Der Gesamtaufbau der Struktur Nr. 1324 sowie der qualitative Band- und Feldverlauf sind in Abbildung (69) dargestellt.

Der Verlauf der Gasflüsse der einzelnen Legierungsschichten wurde bei diesem Detektortyp beibehalten, lediglich die Abscheidezeit der Schichten wurde bei sonst gleichbleibenden Abscheideparametern verlängert. Die Schichtdicken der Einzelschichten als auch relevante Prozessgrößen und -parameter sind in Tabelle (16) zu finden.

Kontakt	Gasfluss [sccm]	p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70	8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	<i>SiH₄ B₂H₆ PH₃ CH₄</i>						
p-a-SiC:H	20 10 - 40	500	15	2	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20 - 10 40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	<i>SiH₄ GeH₄ CH₄ H₂</i>						
a-SiGe:H	20 2 ↓ 0 - 100	1000	3000	470	-	-	300
a-SiC:H	5 - 0 ↑ 20 100	1000	2400	238	1,95	4,52	300

Tabelle 16: Parameterliste der pi'i'n-Diode (Nr. 1324).

Die Subtraktionsantworten der Spektralkurven verhalten sich gegenüber der vorangegangenen Architektur Nr. 1321 ähnlich. Demgegenüber stehen die erheblich schmalbandiger ausgebildeten Spektralantworten. Es findet zudem eine starke Abnahme der Empfindlichkeit im langwelligen Bereich⁶⁰ statt. Die absoluten Spektralantworten samt deren Subtraktionskurven sind in den Abbildungen (70) (a) und (b) zu erkennen.

⁶⁰aufgrund des dominanten Einflusses der kohlenstoffhaltigen Schicht auf das optische Verhalten

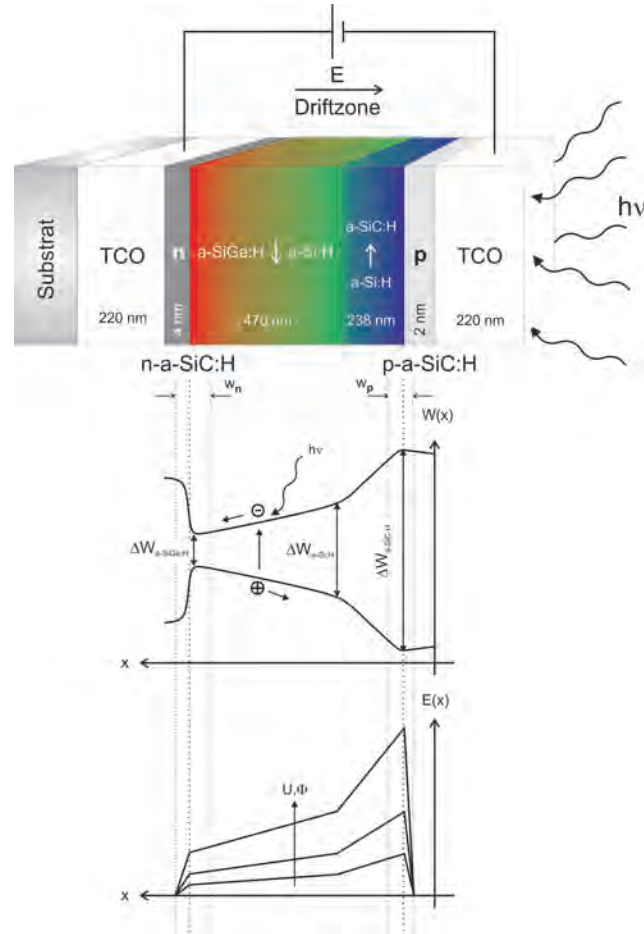
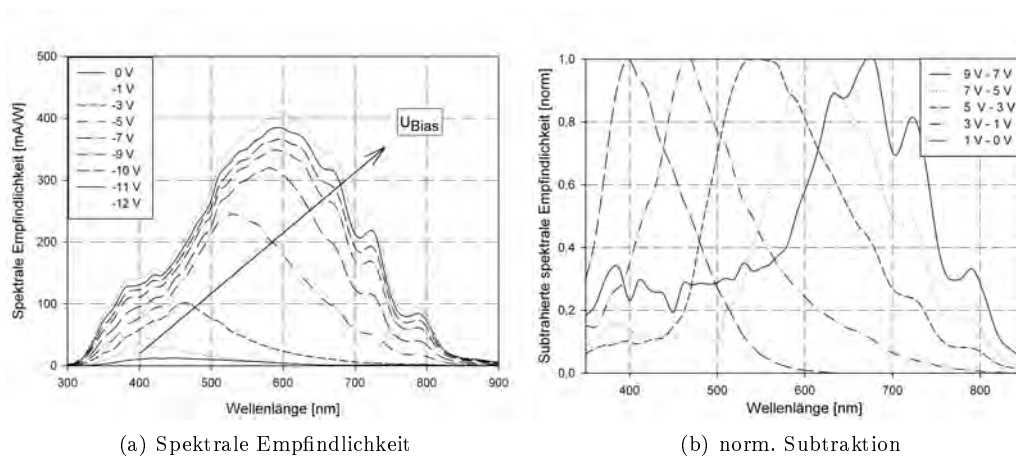


Abbildung 69: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer Mehrfarbdiode mit kontinuierlich variiertem Bandabstand und ausgedehntem a-SiC:H- und a-SiGe:H-Absorber (Nr. 1324).



(a) Spektrale Empfindlichkeit

(b) norm. Subtraktion

Abbildung 70: Spektrale Empfindlichkeit (a) und subtrahierte, normierte Empfindlichkeitskennlinien (b) eines pi-in-Farbensensors mit verbreiterten a-SiC:H- und a-SiGe:H-Absorptionslegierungen (Nr. 1324).

Bezogen auf das elektrische Verhalten, lässt sich eine deutliche Zunahme des Hellstromes um fast eine Größenordnung auf $7 \cdot 10^{-3} \text{ Acm}^{-2}$, einhergehend mit einem Anstieg des Dunkelstrombetrages auf $1 \cdot 10^{-6} \text{ Acm}^{-2}$ bei -12 V feststellen. Die Sensordynamik nimmt als Folge der Schichtdickenzunahme des Gesamtabsorbers und der daraus resultierenden Felderhöhung im Bereich geringer Vorspannungen ebenfalls zu. Der Dynamikumfang steigt im Leerlaufbereich auf über 100 dB, was einer Zunahme von über 20 dB gegenüber der vorangegangenen Diodenstruktur Nr. 1321 entspricht. Im Bereich von -12 V ergibt sich eine vergleichbare Dynamik in Höhe von 60 dB.

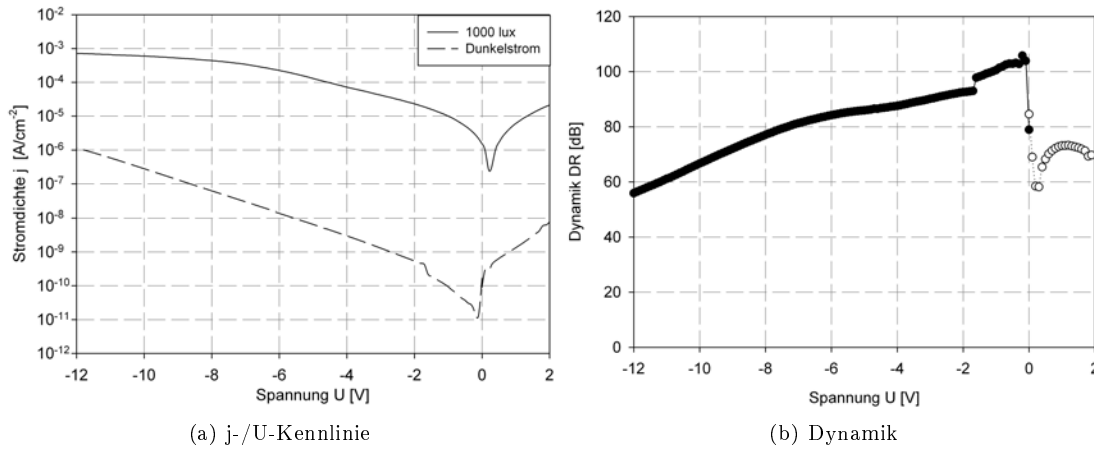


Abbildung 71: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) eines pi-in-Farbsensors (Nr. 1324).

Dieser Mehrschichtenstapel, wie eine Vielzahl weiterer Sensoren und Einzelschichten, wurde einer Rasterelektronenmikroskopanalyse unterzogen. Das Ergebnis ist in Abbildung (72) dargestellt und zeigt die homogene Schichttopographie sowie die in Tabelle (16) angegebenen Schichtdicken. Aufgrund unterschiedlicher Materialeitfähigkeiten, finden Aufladungsprozesse statt, wodurch die Übergänge zwischen den Einzelschichten sichtbar gemacht werden. Zonen hoher Leitfähigkeit werden geringer aufgeladen und wirken hell (a-SiGe:H), wohingegen hochohmige Gebiete (a-SiC:H) deutlich dunkler dargestellt werden. Man erkennt zudem deutlich die kontinuierliche Übergangsstruktur des Absorptionsmaterials.

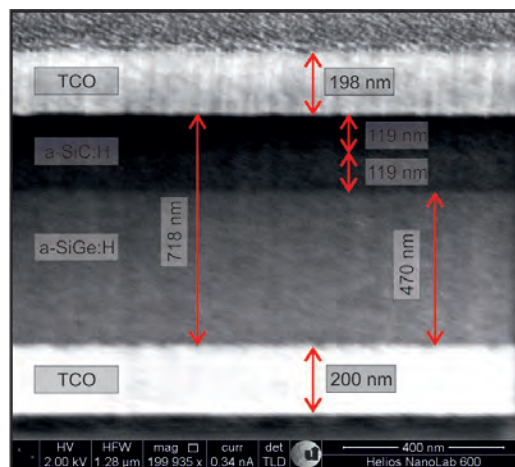


Abbildung 72: Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines Zwei-Rampen pi-in-Farbsensors (Nr. 1324).

6.2.6 Reverse-Profil Nr. 1325

In diesem Unterkapitel wird, neben dem bereits untersuchten Einfluss der Schichtdickenvariation des a-SiC:H-Absorbers auf das Spektralverhalten bei gleichbleibender Germaniumschicht, (vgl. mit Nr. 1340, Nr. 1305, Nr. 1319, Nr. 1321) ein neuer Aspekt, der Einfluss des a-SiC:H-Gasendflusses⁶¹, untersucht. Das Ziel der Parameteränderung im Siliziumcarbidgebiet ist, die Empfindlichkeit im kurzwelligen, hochfrequenten Spektrum zu erhöhen, das heißt, die oberflächennahe Absorption zu optimieren. Da eine Verbreiterung der Siliziumcarbidschicht, wie beschrieben, einen Rückgang der Empfindlichkeit im langwelligen, niederfrequenten Spektrum zur Folge hat, wurde in einem nächsten Entwicklungsschritt eine weitere Ausdünnung des vorgelagerten Absorbers vorgenommen. Gegenläufig müsste sich demnach die Detektionsbandbreite in Richtung des Infrarotbereiches vergrößern und die Empfindlichkeitsmaxima müssten sich bei vergleichbaren Sperrspannungen in dessen Richtung verschieben. Wird das a-SiC:H-Gebiet weiter ausgedünnt, so ist zu beachten, dass die optische Weglänge für die Photonen mittels der Germaniumlegierung angepasst werden sollte. Zu diesem Zweck wurde der vorgelagerte Absorber auf unter 100 nm ausgedünnt und weiterhin der Kohlenstoffgehalt im Bereich der p-Dotierung deutlich erhöht.

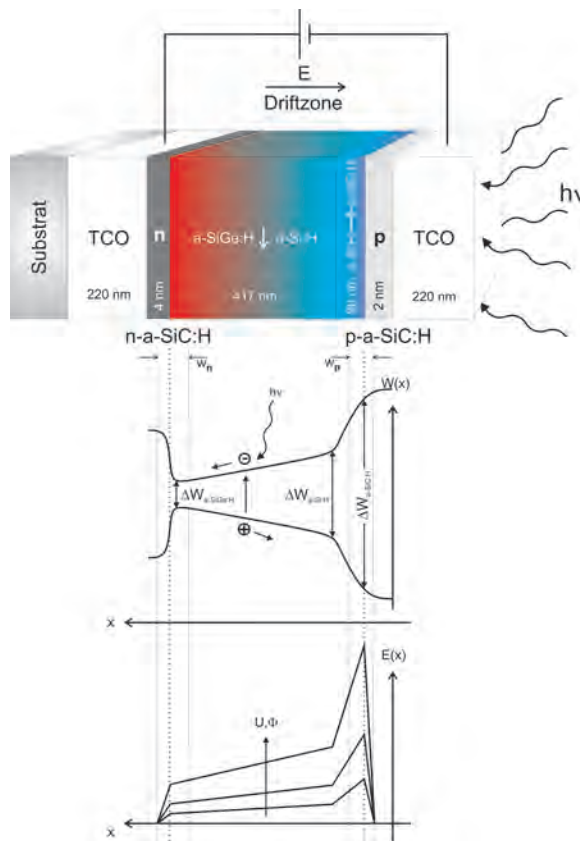


Abbildung 73: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer „reverse-profil“-Diode mit kontinuierlich variiertem Bandabstand, sehr dünnem Siliziumcarbidgebiet und mit erhöhter Kohlenstoffkonzentration (Nr. 1325).

fängers Nr. 1325 lässt sich erkennen, dass eine Reduktion der Carbidschichtdicke, in Verbindung mit erhöhtem Kohlenstoffgehalt im Anodenbereich, nur bedingt den gewünschten Effekt der Bandbreitenvergrößerung mit sich bringt. Es findet tatsächlich eine Verschiebung zu kleineren Wellenlängen für geringe Sperrspannungen statt. Der 0 V-Verlauf ist zum langwelligen Spektrum wiederum aufgrund eines intern aufgespannten Feldes, als Folge einer additiven Bandverbiegung verschoben.

Das in den vorangegangenen „reverse-profil“-Dioden spezifische maximale Kohlenstoff-/Siliziumverhältnis in Höhe von $\frac{CH_4}{SiH_4} = 4\%$, wurde auf 6% ⁶² erhöht. Der in Abbildung (73) dargestellte Aufbau der Sensorstruktur Nr. 1325, wird durch ein Bänderdiagramm und den örtlichen Feldverlauf ergänzt, welcher im vorderen Diodenbereich aufgrund des sehr starken Legiergehaltes lokal sehr große Werte annimmt. In Tabelle (17) ist die Parametertabelle des Sensors Nr. 1325 aufgelistet. Einer Generatorstörung geschuldet, befindet sich eine etwa 100 nm dünne, diskrete a-SiC:H-Schicht oberhalb der kontinuierlich veränderten Absorptionsschichten. Aus diesem Grund wurden für den Bandabstand und den Brechungsindex des a-SiC:H-/p-Interfaces auf Literaturwerte aus [Jin99] zurückgegriffen. Diese Werte besitzen Gültigkeit, da eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den ebenfalls am IMT gefertigten Absorbern von [Jin99] und den in dieser Arbeit hergestellten Dünnschichten besteht.

An den in Abbildung (74) (a) und (b) dargestellten Empfindlichkeits- und Subtraktionsverläufen des Emp-

⁶¹ bei gleichbleibender Abscheidezeit und erhöhtem Legiergasendfluss nimmt wird der ortsabhängige Bandverlauf steiler

⁶² max. CH₄-Fluss: 30 sccm

Eine Empfindlichkeitsverschiebung für größere Feldstärken wird durch die kohlenstoffhaltige Zusatzschicht auf der geplanten Absorberstruktur unterdrückt.

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	<i>SiH₄</i>	<i>B₂H₆</i>	<i>PH₃</i>	<i>CH₄</i>						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	15	2	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	<i>SiH₄</i>	<i>GeH₄</i>	<i>CH₄</i>	<i>H₂</i>						
a-SiGe:H	20	2 ↓ 0	-	100	1000	2400	417	-	-	300
a-SiC:H	5	-	0 ↑ 30 ¹	100	1000	2400	≈ 90	2,16 ²	2,51 ²	300

¹ +615 Sek 30 sccm CH₄ wegen Generatorstörung

² Werte entnommen aus [Jin99]

Tabelle 17: Parameterliste der pi²n-Diode (Nr. 1325).

Ein erheblicher Rückgang der absoluten Photoempfindlichkeit von vormals 400 mA/W (vgl. Diode Nr. 1324) auf etwa 200 mA/W ist die Folge. Die Höhe der absoluten Photostromwerte, welche in der j-/U-Kennlinie in Abbildung (75) aufgetragen sind, geht aufgrund der starken Carbonisierung trotz kontinuierlichem Anstieg bei zunehmender Sperrspannung deutlich zurück.

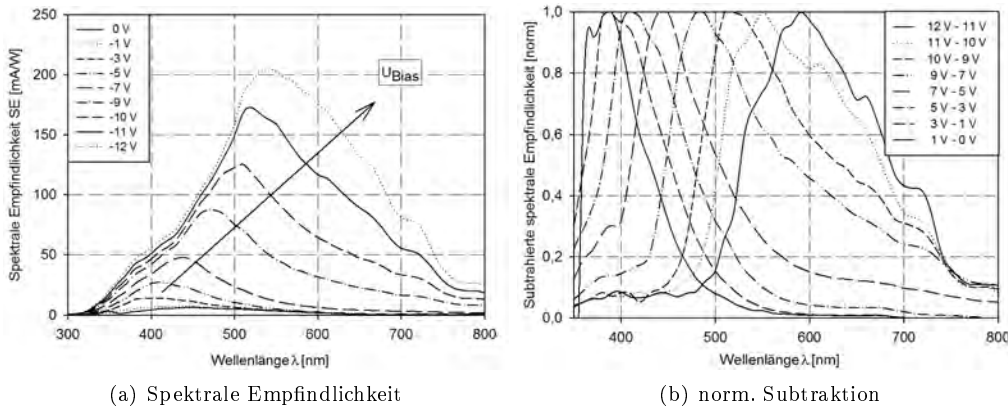


Abbildung 74: Spektrale Empfindlichkeit (a) und subtrahierte, normierte Empfindlichkeitskennlinien (b) eines pi²n-Farbsensors mit sehr dünnem, stark carbonisiertem a-SiC:H-Absorber (Nr. 1325)

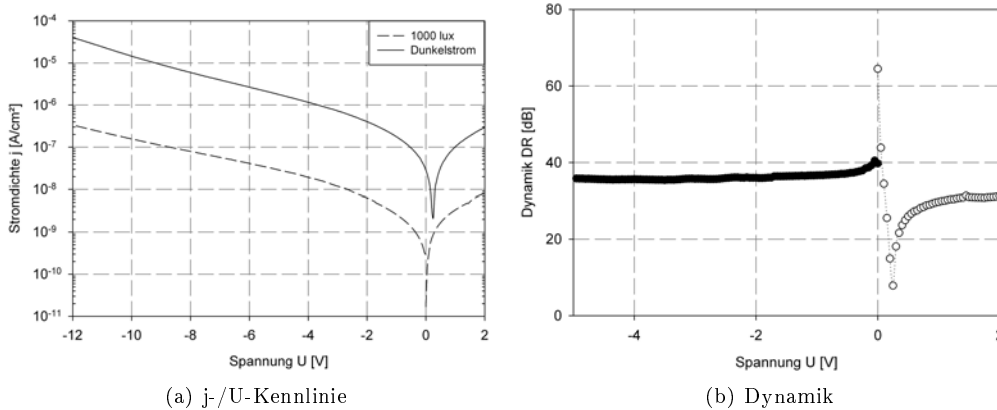


Abbildung 75: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) eines pi²n-Farbsensors (Nr. 1325).

Nahezu synchron steigt der Dunkelstrombetrag, so dass die Sensordynamik sehr konstant bei etwa 40 dB verhaart. Insgesamt spiegeln Dunkelstrom-, Photostrom- und Spektralverhalten eine mäßige bis schlechte Photonen-/Ladungsumwandlung wieder, die es auf Grundlage voranstehender Erkenntnisse zu verbessern gilt.

6.3 Sensoren mit kontinuierlichen Absorptionsschichten und diskreter Zwischenschicht

6.3.1 Reverse-Profil mit vergrabenerm a-Si:H Nr. 1233

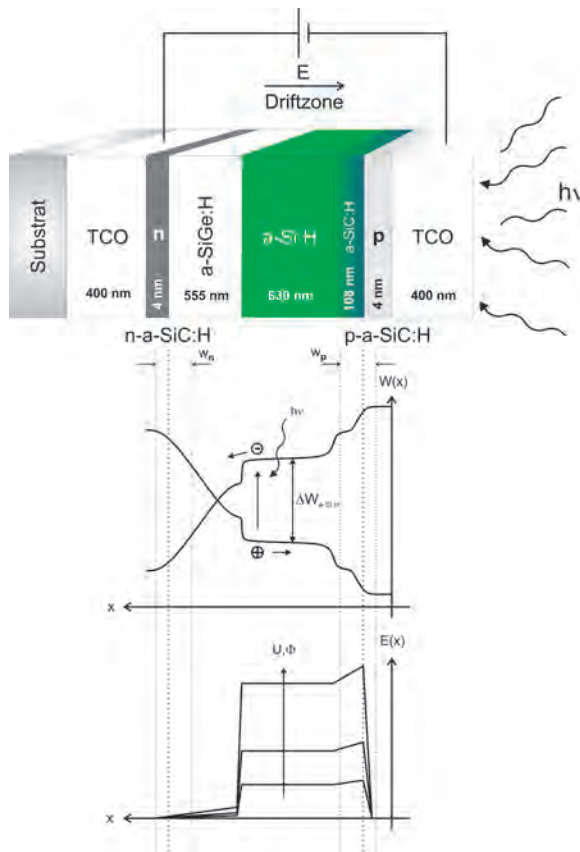


Abbildung 76: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf der Reverse-Profil-Mehrfarbdiode mit diskret variiertem Bandabstand und vergrabener i-Schicht (Nr. 1233). Der hintere a-SiGe:H Absorber ist entartet.

Der an dieser Stelle in großem Maße degradierte Dynamikumfang führte im Folgenden dazu, den Optimierungsfokus verstärkt auf die absoluten Diodenströme anstelle des Spektralverlaufes zu legen. Ein erhebliches Verbesserungspotential bezogen auf das Dunkel- und Hellstromverhalten liefert der Ansatz von [Zee98].

Dieser sieht die Integration vergrabener Schichten, sogenannter Zwischenstufen/-plateaus, im Bandverlauf vor und findet etwa in a-Si:H Solarzellen mit U-förmigem Bandabstand seinen Einsatz [Zee98]. Dort resultiert eine Erhöhung des Kurzschlussstromes in einer verbesserten Quanteneffizienz. Bereits die Probennummer des Sensors Nr. 1233 lässt Rückschlüsse auf den Zeitpunkt seiner Herstellung schließen. Dieser Sensor wurde am IMT als *Pilotprojekt* aufgebaut, als rampenförmige Abscheidungen noch nicht - vielmehr diskrete Realisierungen - im Forschungsfokus standen. Mangelnde Erkenntnisse bezüglich Prozessgaszusammensetzungen und Abscheidezeiten führten zu einer Sensorstruktur, die neben einer sehr dicken internen a-Si:H-Schicht, einen entarteten⁶³ a-SiGe:H Rückabsorber aufweist. Der qualitative Aufbau des resultierenden *Reverse-Profils* mit vergrabener i-Schicht ist in Abbildung (76) und deren Parameterliste in Abbildung (18) zu sehen.

Die a-SiGe:H-Struktur verhält sich metallisch und ist zudem mit 555 nm sehr dick, was eine Degradation des Dunkelstroms zur Folge hat. Die Entartung macht sich im Bandverlauf dahingehend bemerkbar, dass sich Valenz- und Leitungsband überlappen (vgl. Abbildung 76). Mithin verschwindet in diesem Bereich das elektrische Feld nahezu komplett, so dass kaum Ladungsträger aus dem hinteren Bauelementbereich extrahiert werden können. Tabelle (18) ist zu entnehmen, dass die Legiergasflüsse an beiden a-Si:H-Übergängen nicht auf 0 sccm reduziert wurden. Dies hat eine zusätzliche Stufe im Bandverlauf zur Folge. Der 108 nm breite a-SiC:H-Absorber mit einem CH_4 -Maximalfluss von 15 sccm wurde so ausgelegt, dass genügend Photonen die Schicht passieren und

⁶³ bei einem entarteten Halbleiter überlappen Valenz- und Leitungsband, so dass dieser sich metallisch verhält und seine halbleitenden Eigenschaften verliert

tiefer im Bauelement absorbiert werden könnten.

Kontakt	Gasfluss [sccm]	p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70	8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4 B_2H_6 PH_3 CH_4						
p-a-SiC:H	20 10 - 40	500	30	4	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20 - 10 40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4 GeH_4 CH_4 H_2						
a-SiGe:H	20 15 ↓ 1 - 100	1000	1800	555	-	4,3 ¹	300
a-Si:H	20 - - -	500	1800	630	1,7	3,62	300
a-SiC:H	5 - 1 ↑ 15 100	1000	1800	108	-	-	300

¹ rückseitig an entarteter Schicht gemessen

Tabelle 18: Parameterliste der $pi' - i - i''n$ -Diode (Nr. 1233).

Betrachtet man die Spektralantwort des $pi' - i - i''n$ -Detektors Nr. 1233, so fällt unmittelbar die sehr geringe Verschiebung des Wellenlängenmaximums auf. Zudem ist der Photosensors regelrecht lichtunempfindlich. Mit nur 100 mA/W besitzt diese Probe eine Quanteneffizienz in Höhe von lediglich 24,8 %, bei einer Sperrspannung von -9 V.

Aufgrund des 220 nm dicken leitfähigen Anodenoxids, sind unter anderem Transmissionsverluste am Frontkontakt für einen gewissen Effizienzrückgang verantwortlich. Sensoren die am Ende dieser Arbeit vorgestellt werden, besitzen beispielsweise 90 nm dicke ZnO:Al-Anodenkontakte. Im Zuge der Diodenentwicklungen wurde der Anodenkontakt dahingehend optimiert, dass er bei möglichst geringen Transmissionsverlusten eine ausreichende Kontaktierbarkeit mit dem Messsystem gewährleistet. Bei der Kontaktierung mit speziellen, aus Wolfram gefertigten, Messnadeln, besteht bei einem zu großen Nadelanpressdruck schnell die Gefahr, die sehr dünnen ZnO:Al-Schichten zu beschädigen oder zu durchstechen. Es wurden weiterhin Bauteilsimulationen mit der in Kapitel 4: *Kontaktmaterial ZnO:Al* erwähnten Software *OPTICS12* von [Wag96] durchgeführt, die den Einfluss der ZnO:Al-Anodenschichtdicke auf das Spektralverhalten untersuchten. Das Ergebnis dieser Untersuchungen zeigte, dass weniger der Brechungsindex bei variierender Schichtdicke, als vielmehr die Transmissionsverluste das spektrale Verhalten maßgeblich beeinflussen. Die deutlich erhöhte GeH_4 -Konzentration des rückseitigen Absorbers führt in dieser Architektur dazu, dass das Halbleitermaterial lokal in diesem Bereich entartet ist. Optisch lässt sich die Entartung von a-SiGe:H-Einzelschichten durch eine deutliche Reflexionszunahme erkennen⁶⁴. Der Brechungsindex des entarteten Materials liegt im Bereich von $n = 4,3$, da Germaniumeinschlüsse den Brechungsindex von reinem a-Si:H erhöhen. Die vorgelagerte a-SiC:H-Schicht führt zu einer sehr steil abfallenden Empfindlichkeitsflanke in der Spektralantwort und zu sehr schmalbandigen Signalen. Abbildung (77) zeigt den Verlauf der Spektralempfindlichkeit des Sensor Nr. 1233.

⁶⁴entartetes a-SiGe:H ist optisch kaum von Chrom zu unterscheiden und wirkt wie ein Spiegel

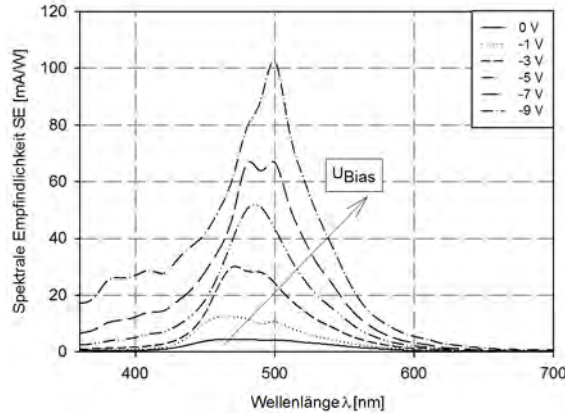
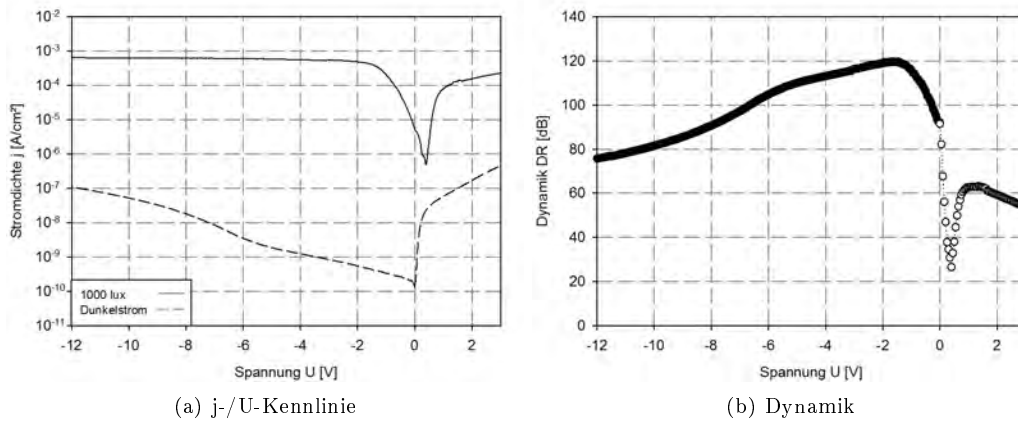


Abbildung 77: Spektrale Empfindlichkeit eines $pi' - i - i''n$ -Farbsensors mit linear integrierten a-SiC:H-/a-SiGe:H-Legierungen sowie einer diskreten a-Si:H-Zwischenschicht (Nr. 1233).

Eine zunehmende Blausensitivität wirkt bei einer Erhöhung der Biasspannung dem Effekt der Halbwertsbreitenverkleinerung entgegen. Die für langwelliges Licht erkennbare Filterwirkung dient im Folgenden, aufgrund der sich ergebenden hohen Absorptionsteilheiten, als Grundlage und Motivation, spektralselektiv hochauflösende Sensoren mit verschiebbarer Empfindlichkeit herzustellen. Der in Abbildung (78) (a) dargestellten I-/U-Charakteristik ist ein geringer Schwellspannungswert U_{th} von lediglich 0,4 V dieses Sensortyps zu entnehmen. Die geringe Schwellspannung nahezu sämtlicher in dieser Arbeit gefertigter Dioden ist die Folge der sehr dünnen (4 nm) kohlenstoffbehandelten p-Schicht, die dem Felddarstellung dient. Der Einfluss von p-Schichtdicke und -Dotierung auf die Schwellspannung wurde im Rahmen einer betreuten Studienarbeit am IMT untersucht [Ros13]. Zudem fällt auf, dass sich der Hellstrombetrag ab -2 V Sperrspannung nahezu kaum verändert. Dieses Hellstromverhalten ist typisch für Einfarbsensoren, dessen Empfindlichkeitsmaximum sich nicht verschieben lässt. Der Sensor Nr. 1233 weist eine sehr hohe Dynamik im Sperrbetrieb zwischen 80 dB und 120 dB auf (siehe Abbildung (78) (b)). Der Maximalwert wird bei -1,8 V Sperrspannung erreicht und nimmt aufgrund der Dunkelstromzunahme in Richtung betragsmäßig höher werdenden Spannungen ab.



(a) j-/U-Kennlinie

(b) Dynamik

Abbildung 78: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) eines $pi' - i - i''n$ -Farbsensors (Nr. 1233).

Der Dynamikverlust ist abermals eine Folge der im Dunkelfall niederohmigen a-SiGe:H Legierung. Tabelle (19) zeigt zur Verdeutlichung dieses Sachverhalts eine Leitfähigkeitsübersicht verschiedener a-SiGe:H-Legierungszusammensetzungen. Verglichen zu moderat kohlenstoffhaltigen a-SiC:H- und intrinsischen a-Si:H-Schichten, nimmt die Leitfähigkeit ρ des germaniumhaltigen Materials in

großem Maße zu. Zur Bestimmung der Dunkelleitfähigkeit σ_{dunkel} der Dünnschichtproben, wurden I-/U-Kennlinien in einem Spannungsintervall von -100 V bis +100 V, mit einer Schrittweite von 1 V, gemessen. Die Probengeometrie entspricht der in Kapitel 5.3.5: $\mu\tau$ -Produkt vorgestellten Anordnung.

Absorber	SiH ₄	GeH ₄	CH ₄	H ₂	$\sigma_{dunkel}[\Omega^{-1}cm^{-1}]$
a-SiC:H	5	—	10	100	$9,26 \cdot 10^{-12}$
a-SiGe:H	20	5	—	100	$7,45 \cdot 10^{-9}$
a-SiGe:H	20	0 ↗ 16	—	100	$3 \cdot 10^{-7}$
a-Si:H	20	—	—	—	$6,5 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 19: Dunkelleitfähigkeiten amorpher Absorptionsschichten.

Die Dunkelstrommessung bei Halbleitern, speziell bei amorphen Siliziumsschichten, ist nicht trivial. Aufgrund von Defektauflade⁶⁵-Vorgängen, können sich Ladungsträger oftmals nur sehr langsam abbauen und verweilen demzufolge längere Zeit im Material. Diese Verweildauer kann im Bereich einiger Sekunden liegen [Str82]. Bedingt durch den kapazitiven Charakter der ausgewählten Al-/a-Si:H-/Al-Schichtreihenfolge zur Bestimmung der Dunkelleitfähigkeit σ_{dunkel} , dauert es ebenfalls eine definierte Zeit, bis sich die a-Si:H Schicht auf eine Endspannung aufgeladen hat. Diese Aufladezeit muss bei der Dunkelstrommessung berücksichtigt werden und bestimmt die Haltezeit des Messstromes sowie die Verzögerungsintervalle der angelegten Spannung. Abbildung (79) zeigt die Auf- und Entladekurve der Probe CPM01⁶⁶. Der Ladestrom beträgt 1 nA, was zu einem Spannungsendwert von 19,06 V führt. Da dieser Wert erst nach etwa 40 Sekunden erreicht wird, sollte man nach Anlegen einer Spannung in dieser Größenordnung diese Zeitspanne bis zu einer Strommessung abwarten, da erst dann ein konstanter Ladungstransport gewährleistet ist. Die Ladezeitkonstante τ beträgt etwa fünf Sekunden. Aufgrund der langen Lade- und Entladezeiten der Schichten, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Messtechnik zur Bestimmung der Dunkelleitfähigkeiten von *Lock-In*⁶⁷ auf *DC*⁶⁸-Messtechnik umgestellt. Die Entladezeitkonstante liegt bei knappen drei Sekunden. Zur Messung der Dunkelleitfähigkeit, also eines stationären Dunkelstroms, wurde ein Messintervall von 60 Sekunden und eine Messzeit von 10 Sekunden verwendet.

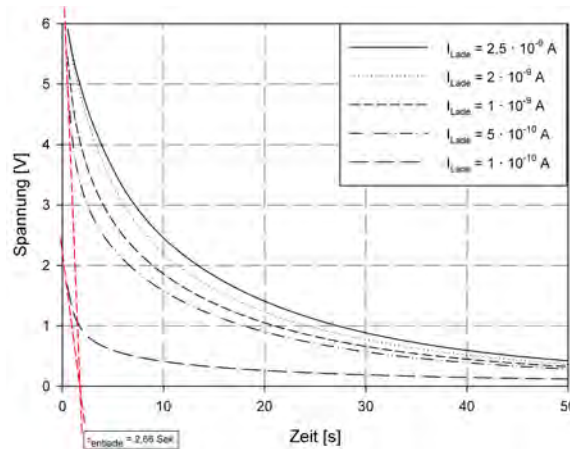


Abbildung 79: Entladekurve einer intrinsischen a-Si:H Schicht zur Bestimmung des Messzeitintervalls für Dunkelleitfähigkeitssmessungen.

⁶⁵engl. *Trapping*

⁶⁶a-Si:H; SiH₄ = 20 sccm; p = 500 mTorr

⁶⁷Verfahren zur Messung sehr kleiner Wechselsignale

⁶⁸DC = Direct Current, dt. Gleichstrom

6.3.2 Low-voltage-Profil mit vergrabenerm a-Si:H Nr. 1341

Die Realisierung einer Spektralverschiebung bedarf einer erheblichen Reduktion des Germanstartflusses, um die Entartung der Legierung zu verhindern. Verglichen mit der Probe Nr. 1233, wurde die Flussrate der Diode Nr. 1341 von 15 sccm auf 2 sccm herabgesetzt. Simulationsergebnisse zeigen, dass die Schichtdicke der Diodenstruktur im Bereich von $d = 1 \mu\text{m}$ liegen sollte, da dann, aufgrund der Kenntnis des Materialabsorptionsverhaltens, ein Großteil der Photonen im sichtbaren Frequenzband absorbiert wird. Als Optimierungsmaßnahmen wurde zum einen das interne a-Si:H Gebiet von vormals 630 nm (vgl. Diode Nr. 1233) auf 210 nm ausgedünnt, zum anderen wurde die rekombinationsunterstützende p-Schicht auf eine Dicke von 2 nm reduziert. Um eine adäquate Blauempfindlichkeit zu erzeugen, wurde zudem der Kohlenstofffluss auf $\text{CH}_4=20$ sccm erhöht. Diese Maßnahme führt zu einem vergleichsweise großen Brechungsindex der vorgelagerten Legierung, was Absorptionswahrscheinlichkeiten aufgrund einer erhöhten Reflektivität der CH_4 behandelten Oberfläche herabsetzt. Der qualitative Aufbau des resultierenden *Reverse-Profils* mit vergrabener i-Schicht, ist in Abbildung (80), deren Parameterliste in Tabelle (20) zu sehen.

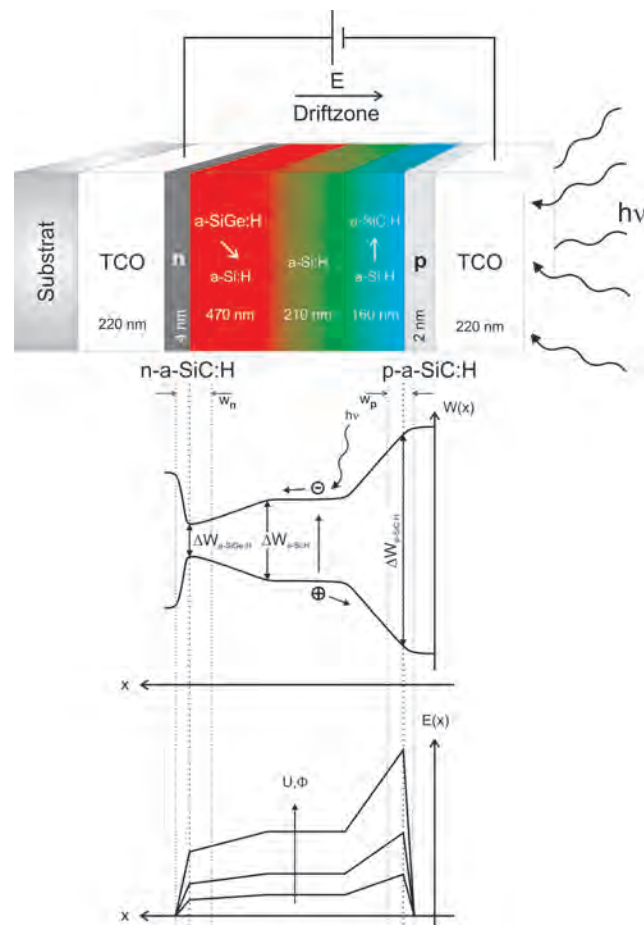


Abbildung 80: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf der Mehrfarbdiode Nr. 1341 mit vergrabenerm a-Si:H-Absorber.

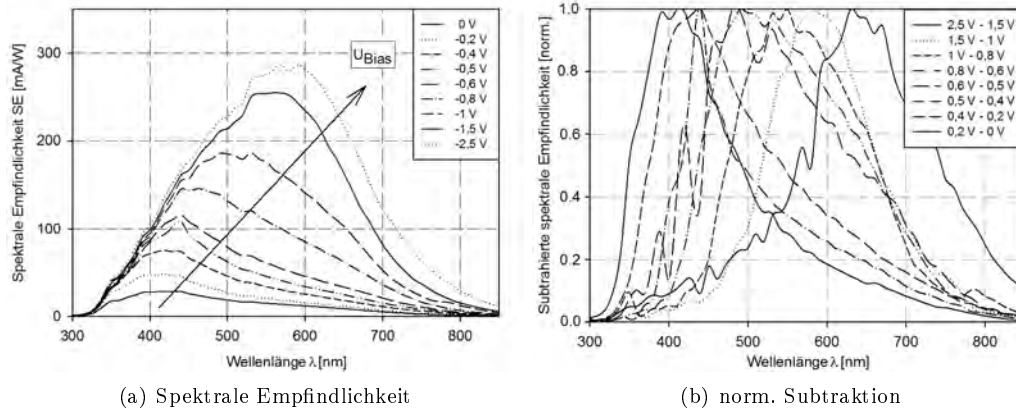


Abbildung 82: Spektrale Empfindlichkeit (a) und subtrahierte, normierte Empfindlichkeitskennlinien (b) eines linear bandveränderten $pi' - i - i''n$ -Farbsensors mit vergrabener a-Si:H-Schicht (Nr. 1341).

Kontakt	Gasfluss [sccm]				p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al	Ar: 70				8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4	B_2H_6	PH_3	CH_4						
p-a-SiC:H	20	10	-	40	500	15	2	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20	-	10	40	500	29	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4	GeH_4	CH_4	H_2						
a-SiGe:H	20	2 ↓ 0	-	100	1000	3000	470	-	-	300
a-Si:H	20	-	-	-	500	600	210	1,7	3,62	300
a-SiC:H	5	-	0 ↑ 20	100	1000	1200	160	1,95	4,52	300

Tabelle 20: Parameterliste der $low-voltage\ pi' - i - i''n$ -Diode (Nr. 1341).

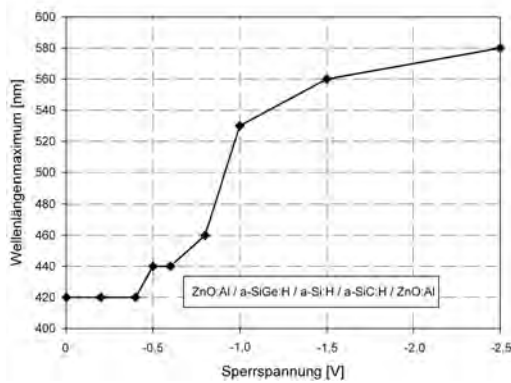


Abbildung 81: Verlauf des Empfindlichkeitsmaximums für ansteigende Sperrspannungen des $pi' - i - i''n$ -Farbsensors (Nr. 1341) mit vergrabener a-Si:H Schicht.

Nr. 1233 nach.

Anhand der in Abbildung (81) dargestellten spannungsabhängigen Verschiebung der Maximalwellenlänge erkennt man, dass erst ab einer Spannung von -0,8 V eine merkliche Verschiebung der Sammelzonen in die Bauelementtiefe stattfindet.

Der Verlauf der spektralen Empfindlichkeit sowie zur Farbdetektion nutzbare Subtraktionskurven sind in den Abbildungen (82) (a) und (b) dargestellt. Mit lediglich 2,5 V Sperrspannung, lässt sich die spektrale Empfindlichkeit von 420 nm auf 580 nm verschieben. Den Subtraktionen kann entnommen werden, dass eine Farbtrennung mit diesem geringen Spannungshub im Bereich zwischen 410 nm bis hin zu 630 nm realisierbar ist. Zudem bilden sich nahezu keinerlei Interferenzerscheinungen auf der Spektralantwort aus. Im Bereich von -2 V sind auch tiefere Sammelzonen an einem Photostrom beteiligt. Die Form der Empfindlichkeit ist nahezu gaussförmig. Lediglich die Flankenteilheiten und resultierenden Halbwertsbreiten stehen denen des vorangehenden Sensors

Ein Blick auf die Strom-/Spannungsverläufe in Abbildung (83) zeigt deutlich, dass elektrische und optische Betriebseigenschaften dieses Sensortyps divergieren. Obwohl lediglich 2,5 V Sperrspannung genügen um eine ausgeprägte Empfindlichkeitsverschiebung zu erzeugen, wirkt sich der Dunkelstrombetrag sehr negativ auf die Empfängerdynamik aus. Weder Hell- noch Dunkelstromkomponente zeigen ein zufriedenstellendes Sättigungsverhalten, was auf erhebliche Germaniumeinschlüsse im Rückabsorber und auf große Defektdichten der Kohlenstofflegierung schließen lässt. Selbst bei 0 V Bias erreicht der Detektor nur geringfügig mehr als 30 dB Dynamikumfang. Die in Abbildung 84 dargestellten Strom-/Zeitverläufe unterstreichen weiterhin die Schnelligkeit dieses Sensortyps. Dort sind drei positive Spannungsschalttransienten unter 6500 K Weißlichtbeleuchtung mit einer Intensität von 1000 lx aufgetragen. Gemittelt über drei Dioden auf einem Substrat sind bereits nach etwa 0,6 ms, bei dem Aufwärtszyklus von $-0,4\text{ V}$ auf $-0,8\text{ V}$, 110 % des stationären Photoendstromes erreicht. Mit abermals etwa 0,6 ms und $20\ \mu\text{s}$ dauern die Übergänge von $-0,8\text{ V}$ auf -1 V sowie von -1 V auf $-2,5\text{ V}$ kaum länger. Ein kompletter Aufwärtszyklus mit Rücksprung ($-0,4\text{ V} \rightarrow -0,8\text{ V} \rightarrow -1\text{ V} \rightarrow -2,5\text{ V} \rightarrow -0,4\text{ V}$) überdauert knapp 6,2 ms. Demgegenüber reduziert sich die Zyklusdauer bei einem Abwärtszyklus ($-2,5\text{ V} \rightarrow -1\text{ V} \rightarrow -0,8\text{ V} \rightarrow -0,4\text{ V} \rightarrow -2,5\text{ V}$) auf 5,8 ms. Architekturbedingt verlaufen Abwärts- und Aufwärtszyklen unterschiedlich schnell, so dass man keine pauschale Aussage darüber treffen kann, welche Ansteuerermethode zu einer schnelleren Sensorantwort führt.

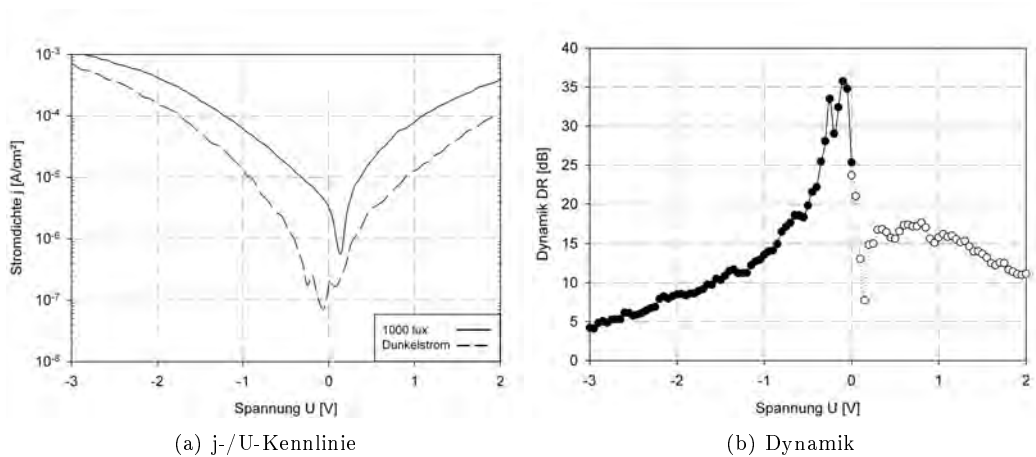


Abbildung 83: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) des $pi' - i - i''$ -n-Farbsensors (Nr. 1341) mit vergrabenelem a-Si:H Absorber.

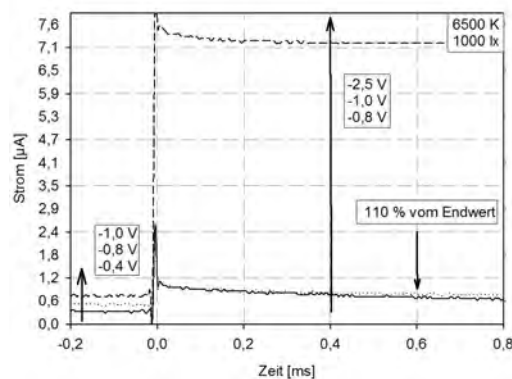


Abbildung 84: I-/t-Kennlinien nach Spannungsschalten (Aufwärtszyklus) des Farbsensors (Nr.1341) unter 6500 K Weißlicht mit einer Beleuchtungsstärke von 1000 lx.

Verglichen mit dem diskreten pi^3n -Sensor Nr. 1273 und anderen kontinuierlich aufgebauten pi^3n -Dioden⁶⁹ wurden, bezogen auf das transiente Verhalten, architekturbedingt deutliche Verbesserungen erzielt. Die interne a -Si:H Schicht des Sensors Nr. 1341 unterstützt den Ladungstransport in großem Maße aufgrund der sowohl erhöhten Beweglichkeit als auch der größeren Lebensdauer in dieser lokalen Zwischenzone. Die Struktur Nr. 1273 besteht aus zwei ausgedehnten, diskreten a -SiC:H-/ a -SiGe:H-Legierungsschichten, welche Ladungstransportmechanismen stark behindern. Die Ergebnisse der Transientenanalyse des pi^3n -Sensors Nr. 1273 und des in diesem Abschnitt behandelten Detektors Nr. 1341 sind in Abbildung (85) gegenübergestellt. Die I-/t-Kennlinie des Sensors Nr. 1273 weisen deutliche Zwischenstufen auf, die eine Befüllung bzw. Entleerung von tiefen Defektzuständen repräsentieren [Rie00]. Man kann demnach aus dem Verlauf der Schalttransienten auf die Gesamthöhe der Defektdichte Rückschlüsse ziehen. Des Weiteren sei, um die Thematik „transientes Verhalten“ abzuschließen, erwähnt, dass sowohl Unipolar- als auch Bipolararchitekturen, wie sie beispielsweise in [Rie00] zu finden sind, oftmals deutlich schneller Zykluszeiten im Bereich weniger Millisekunden erreichen. Diese Dioden wurden allerdings nicht auf spektral hochaufgelöste und reproduzierbare Farberkennungsapplikationen, sondern auf RGB-Zyklen für den Einsatz in analogen Bildsensoren optimiert.

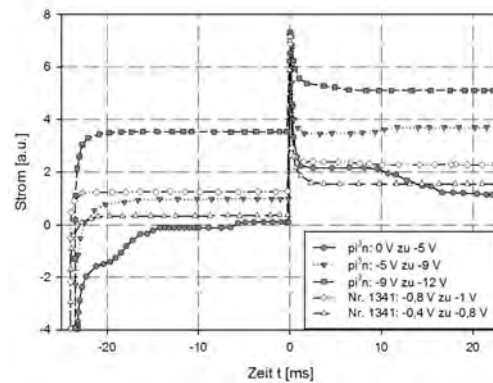


Abbildung 85: I-/t-Kennlinien nach Spannungsschalten (Aufwärtszyklus) des pi^3n -Farbensensors Nr.1273 und des Sensors Nr. 1341 unter 6500 K Weißlicht mit einer Beleuchtungsstärke von 1000 lx.

6.3.3 Reverse-Profil mit μ C-SiGeC:H Rückabsorber Nr. 1356

Zur Verbesserung des Sperrverhaltens und Minimierung des Dunkelstrombetrages wurde nun der GeH_4 -/ SiH_4 -/ H_2 -Prozessgaszusammensetzung des Rückabsorbers zusätzlich CH_4 beigemischt. Die Abscheidung selbst wurde derart realisiert, dass die Konzentrationen der Legiergase und des Wasserstoffs am rückseitigen Ende des Absorbers maximal sind und in Richtung der Anode kontinuierlich reduziert werden. Abbildung (86) verdeutlicht den Aufbau und Tabelle (21) gibt einen Überblick wichtiger Parameter der Mehrfarbdiode Nr. 1356. Die Kombination aus 20 sccm SiH_4 , 2 sccm GeH_4 , 20 sccm CH_4 und 100 sccm H_2 bewirkt, in Verbindung mit einem Prozessdruck von 1000 mTorr und einer Reaktortemperatur von $300^\circ C$, eine Kristallisierung des amorphen Materials [Bab12]. Lediglich der Silanfluss wurde konstant gehalten, so dass die halbleitende Funktionalität des Materialgemischs gewährleistet ist. Abbildung (87) (a) verdeutlicht, wie sich die Oberflächenorientierung der abgedehnten Schichten an die des mikrokristallinen rückseitigen Absorbers angepasst hat. Es entsteht *mikrokristallines hydrogenisiertes Siliziumgermaniumcarbid* (μ C-SiGeC:H), deren Cluster sich bis zur Oberfläche fortpflanzen. Die Strukturgrößen der Körner an der Oberfläche sind in Abbildung (87) (b) erkennbar und variieren lokal in Größenordnungsbereichen von etwa $1 \mu m$. Die Strukturierung der Kathode ist, gerade in Bezug auf die reduzierten Reflexionseffekte, sinnvoll. Industriell

⁶⁹deren Ergebnisse aufgrund des Umfanges nicht in dieser Arbeit aufgeführt, aber in [Sim13] zu finden sind

werden ZnO-Kathoden für Photovoltaikzellen oftmals auf homogene Chromschichten aufgebracht und darauf nassstrukturiert. Alternativ werden leitfähige Kolloidpasten eingesetzt, um sowohl Kathoden als auch Anodenfinger zu strukturieren [Zap12]. ZnO:Al wird als Kontaktmaterial eingesetzt da es, verglichen zu Alternativmaterialien, selektiv gut strukturierbar ist.

Kontakt	Gasfluss [sccm]	p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
Anode	Ar: 70	8	900	90	-	1,77	100
Kathode	Ar: 70	8	2220	263 ¹	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4 B_2H_6 PH_3 CH_4						
p-a-SiC:H	20 10 - 40	500	15	2	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20 - 10 40	500	29	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4 GeH_4 CH_4 H_2						
μC -SiGeC:H	20 2 ↓ 0 20 ↓ 0 100	1000	2400	300 – 450 ²	1,5 ↑ 1,72	3,75	300
a-Si:H	20 - - -	500	600	210	1,7	3,62	300
a-SiC:H	5 - 0 ↑ 20 100	1000	1200	257	1,95	4,52	300

¹ druckbedingt

² Schichtinhomogenitäten verhindern exakte Dickenmessung

Tabelle 21: Parameterliste der $pi' - i - i''n$ -Diode (Nr. 1356).

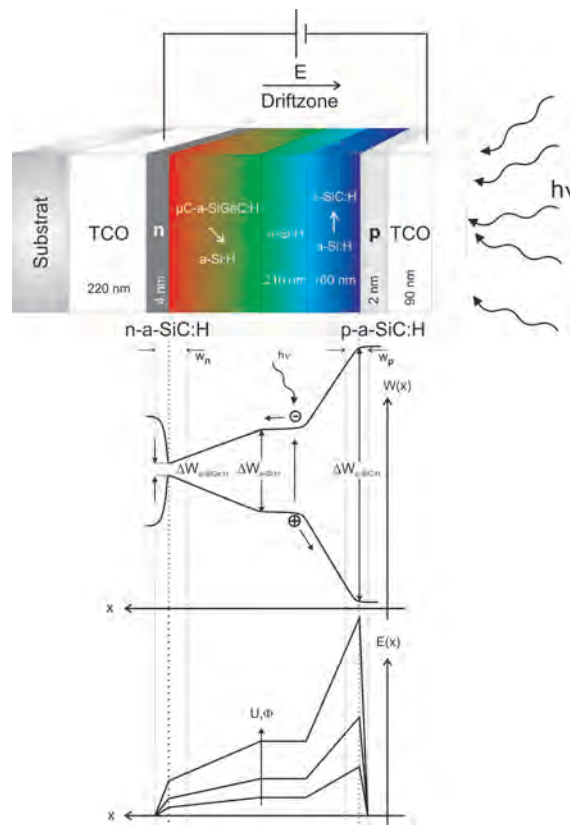


Abbildung 86: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf der Mehrfarbdiode Nr. 1356 mit μC -SiGeC:H Rück-, a-Si:H Zwischen- und a-SiC:H Frontabsorber.

Die Strukturierung von Metallen im Herstellungsprozess ist äußerst schwierig, so dass dort in der Regel Nassätzprozesse notwendig sind, um Oberflächenrauigkeiten zu erzeugen. Aus diesem Grund wurde eine Methode entwickelt, die auf eine Verwendung von Ätzlösungen zur Strukturierung von Anodenmaterialien verzichtet.

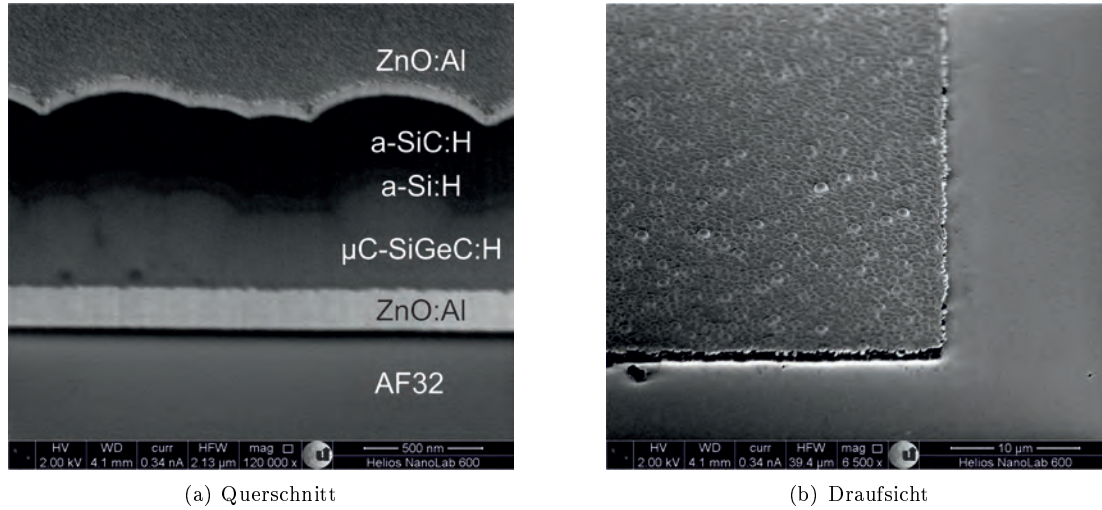


Abbildung 87: REM-Photographien des Querschnittes (a) sowie der Draufsicht (b) des $pi' - i - i''n$ -Farbsensors mit $\mu\text{C-SiGeC:H}$ Rückabsorber (Nr. 1356).

Die Grundidee besteht darin, nicht die Anode selbst, sondern die darunter befindlichen Absorptionsschichten zu strukturieren, so dass der Frontkontakt deren Oberflächenkonturen annimmt und weiterhin der Brechungsindex der Legierungen erhöht wird. Naheliegender ist eine Kathodenstrukturierung, wie sie etwa für den Einsatz in *mikromorphen* Solarzellen vorgeschlagen wird [Rec08].

Mit zunehmender Granularität der ZnO-Strukturen nimmt jedoch die Materialeitfähigkeit, wie im *Kapitel 3: Stand der Technik* in Abbildung (15) gesehen, ab. Ein parasitärer Serienwiderstand der Kathode würde demnach die absoluten Strombeträge der Sensoren reduzieren. In Anlehnung an die in [Rec08] vorgestellten Arbeiten gelang es, mit der an der Universität Siegen zur Verfügung stehenden Anlagentechnik, mikrokristalline Dünnschichten bei geringen Kammerdrücken ($p_{max} = 2$ Torr) herzustellen. Mikrokristallines Silizium entsteht in der Regel in Druckbereichen $4 < p < 8,5$ Torr bei gleichzeitig sehr starker Wasserstoffverdünnung [Rec03].

Ein Blick auf den Verlauf des Empfindlichkeitsmaximums für verschiedene Sperrspannungen in Abbildung (88) zeigt, dass eine gute Verschiebung mit einem Bias bis -7 V erreicht werden kann.

Die Mikrokristallisierung bewirkt zudem, dass die oberflächennahe Absorption der Sensorstruktur deutlich zugenommen hat. Im Bereich kleiner Sperrspannungen sowie für 0 V Bias ist die Diode im nahen UV-Bereich bei 350 nm empfindlich. Oberhalb von -7 V findet nahezu keine Verschiebung der Sammelzonen in tiefere Bauelementregionen statt.

Die absolute Höhe der Empfindlichkeit ist mit 250 mA/W für -12 V Sperrspannung trotz der hohen German- und Methananteile in dieser Struktur recht hoch. Mithin reduziert der hohe Hydrogenisierungsgrad den Einbau von C-Atomen in das mikrokristalline Netzwerk [Kim11]. Abbildung (89) (a) zeigt den absoluten spektralen Empfindlichkeitsverlauf. Die Normierungsverläufe sind in Abbildung (89) (b) aufgetragen.

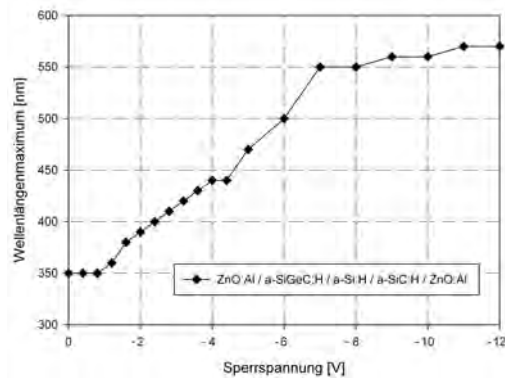


Abbildung 88: Verlauf des Empfindlichkeitsmaximums für ansteigende Sperrspannungen des $pi' - i - i''n$ -Farbsensors (Nr. 1356) mit $\mu\text{C-SiGeC:H}$ Rückabsorber.

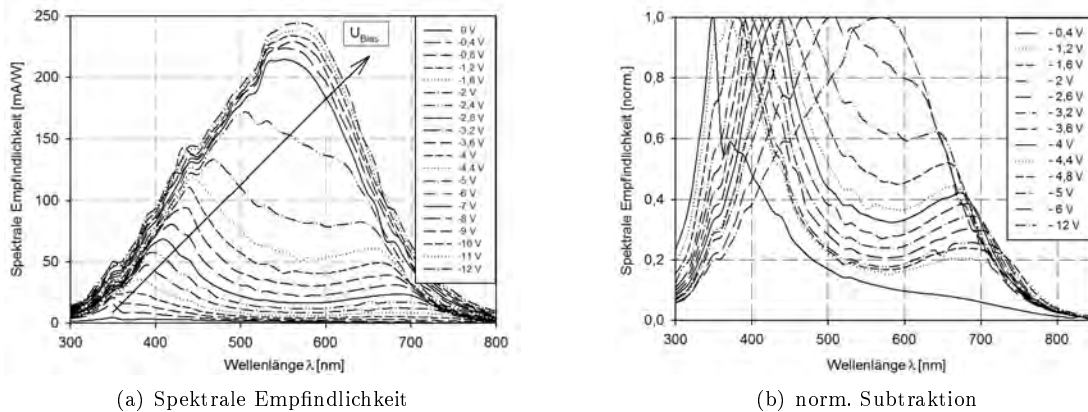


Abbildung 89: Spektrale Empfindlichkeit (a) und normierte Empfindlichkeitskennlinien (b) des $pi' - i - i''$ -Farbsensors (Nr. 1356) mit μC -SiGeC:H Rückabsorber.

Die in Abbildung (90) dargestellten Subtraktionskurven demonstrieren die schmalbandige Abtastbarkeit in einem Spektralbereich zwischen 350 nm und 480 nm. Diese Schmalbandigkeit geht für zunehmende Biasspannungen, aufgrund der in tieferen Regionen rückläufig vonstattengehenden Generation, verloren. Diese Sensorstruktur erreicht mit -12 V Sperrspannung eine Detektionsbandbreite von 310 nm; es kann demnach eine Abtastung bis zu 660 nm erfolgen.

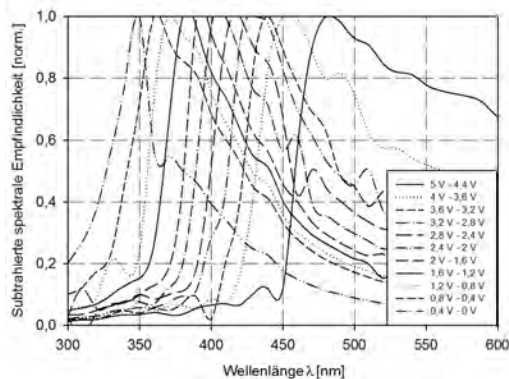


Abbildung 90: Normierte Subtraktionskurven des $pi' - i - i''$ -Farbsensors (Nr. 1356) mit μC -SiGeC:H Rückabsorber.

Trotz gleichbleibender Prozessparameter, konnte unter einem Rasterelektronenmikroskop eine Zunahme der Schichtdicke des a-SiC:H-Absorbers von 160 nm bei Diode Nr. 1341 auf etwa 260 nm bei Probe Nr. 1356 festgestellt werden. Die Mikrokrystallinität erschwert zudem exakte Schichtdickenmessungen. Die Schichtdickenzunahme im vorderen Diodenbereich sowie der Kohlenstoffeinbau im mikrokristallinen Rückseitenabsorber bewirken, verglichen mit der Detektorstruktur Nr. 1341, eine deutliche Dunkelstromreduktion um nahezu exakt drei Dekaden. Trotz des, durch C-Atome hervorgerufene, geringen absoluten Hellstrombetrages⁷⁰, erreicht die Dynamik der Architektur Nr. 1356 konstant Werte oberhalb von 40 dB. Die Strom-/Spannungscharakteristik und der daraus resultierende Dynamikumfang der Diode Nr. 1356 sind in Abbildung (91) aufgetragen. Eine ausführliche Behandlung der Thematik *Separation von Mischfarben* ist im Rahmen dieser Arbeit leider nicht möglich. Dennoch wird an dieser Stelle abschließend eine kurze Linearitätsbetrachtung des Farbsensortyp Nr. 1356 durchgeführt, da die Linearität eine unabdingbare Grundvoraussetzung zur spektralen Farbtrennung bei unbekanntem Beleuchtungssituationen darstellt. In [Rie00] wird auf dieses Themenfeld ausführlich eingegangen. Es sei erwähnt, dass die Linearitäten sämtlicher in dieser Arbeit vorgestellter Farbdetektoren gemessen wurde und grundsätzlich jede unipolare Sensorstruktur ein analoges Linearitätsverhalten aufweist.

Grundsätzlich muss man sich praktisch die Frage stellen, inwiefern sich die entwickelten Farbsensoren dazu eignen, aus Photostrommessungen reproduzierbar Reflexions- und einzelne Farbsignale zu separieren und zu extrahieren. Sollen Farbanteile bei Mischbeleuchtung detektiert werden, so spielt der Begriff der Sensorlinearität eine übergeordnete Rolle. Nach Einstellen einer Biasspannung und Ablauf einer festgelegten Integrationszeit, werden die Photoströme der Sensoren mittels einer

⁷⁰ $\approx 7 \cdot 10^{-5} Acm^{-2}$ bei -12 V

geeigneten Ausleseschaltung sequentiell gemessen.

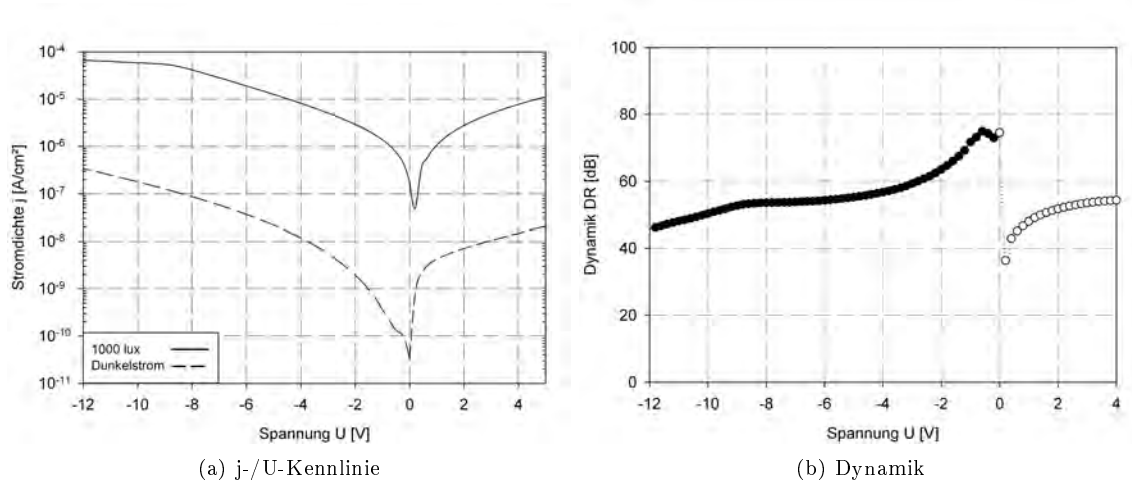


Abbildung 91: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) des $pi' - i - i''n$ -Farbsensors (Nr. 1356) mit μC -SiGeC:H Rückabsorber.

Eine grundlegende Schaltungsvariante ist etwa in [Zhu94] sowie eine konkretere Ausführung in [Bab12] zu finden. Jeder einzelne Photostrom kann als Maß der - durch die Spannung eingestellte - Empfindlichkeit, also eines Farbanteils, angesehen werden. Haupt- und Nebenempfindlichkeiten überlagern sich idealerweise linear und tragen zu einem Gesamtphotostrom bei, der sich bei linearem Photostromverhalten aus der Summe der spektralen Teilphotostrome zusammensetzt

$$j_{photo}(U, \lambda) = \sum \Phi(\lambda) \cdot SE(U, \lambda) \quad (59)$$

Um demnach Farben spektral trennen zu können, muss bei einer konstanten Vorspannung ein linearer Zusammenhang zwischen Photostrom j_{photo} und Strahlungsintensität Φ vorherrschen [Rie00].

In [Cra84] und [Ros78] findet man folgenden Zusammenhang

$$j_{photo}(U, \lambda) \propto \Phi^\gamma \quad (60)$$

wobei γ für a-Si:H-Dioden üblicherweise Werte im Bereich zwischen 0,5 und 1,0 annimmt. Zur Messung der Strahlungsintensität wurde ein Monochromator mit nachgeschalteten Graufiltern verwendet. Der optische Pfad wurde durch einen Strahlteiler in einen Mess- und einen Referenzzweig aufgeteilt. Eine sich im Referenzzweig befindende Hamamatsu SN1336 kristalline Photodiode, dient dabei der Messung der Photonenflussdichte. Diese Flussdichte wird durch die Maximalspannung der Halogenbeleuchtungsquelle begrenzt. Der genaue Messaufbau zur Bestimmung der Linearität zwischen Photonenfluss und resultierendem Photostrom ist etwa in [Rie00] zu finden. In Abbildung (92) sind die Ergebnisse der Linearitätsmessung aufgeführt.

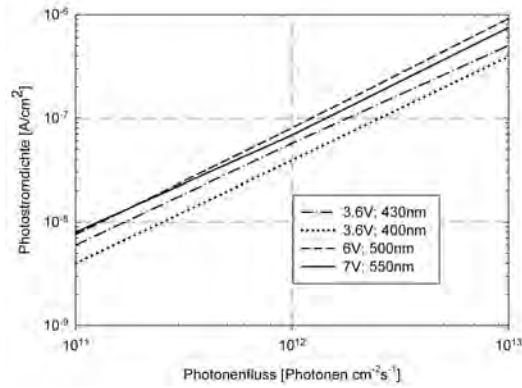


Abbildung 92: Linearität des $pi' - i - i''n$ -Farbsensors (Nr. 1356) mit μC -SiGeC:H Rückabsorber.

6.3.4 Reverse-Profil mit vergrabener Filterstruktur Nr. 1364

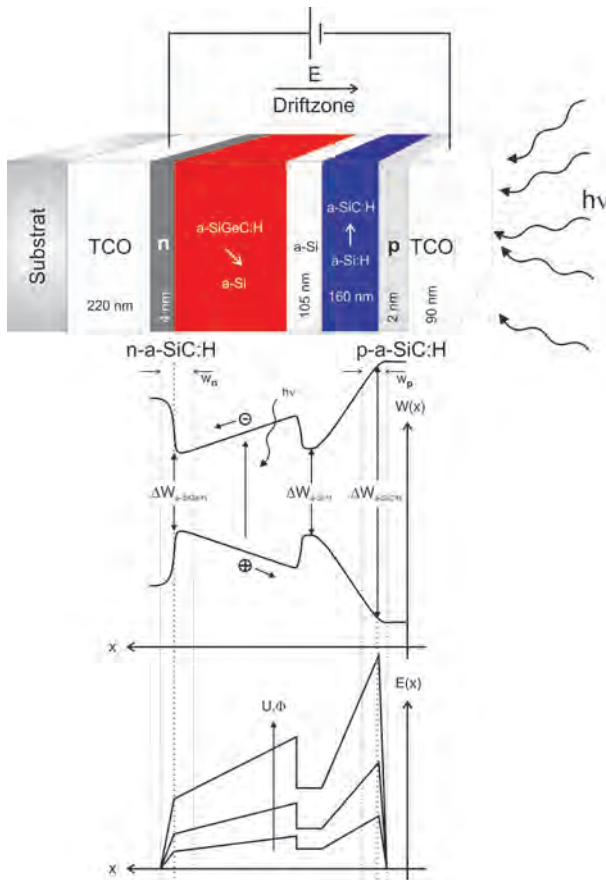


Abbildung 93: Schematischer Aufbau, Feld- und Bandverlauf einer Mehrfarbdiode mit integrierter Filterschicht (Nr. 1364).

Basierend auf den gesammelten Erkenntnissen über Transport- und Absorptionsverhalten in a-Si:H-Dünnschichten, gelang am IMT die Integration einer vergrabenen Filterschicht in eine Mehrfarbdiode. Solche $pi'n$ -Dünnschichtfilter aus a-SiC:H wurden bereits in [Vie11] auf photoempfindliche pin-Strukturen aufgesetzt und deren Filtereigenschaften grundlegend erforscht; allerdings sind integrierte Filter bislang unbekannt. Folgender Forschungsansatz kann hinlänglich verstanden werden, wenn die parameterabhängige Entstehung von Kristallisierungseffekten bekannt ist. Ein hoher H_2 -Fluss in Kombination mit hohen Kammerdrücken führt zu einem Phasenübergang von amorphem zu kristallinem Gefüge. Eine Möglichkeit, Kristallisierungseffekte zu unterdrücken, besteht demzufolge in der Reduktion des Wasserstoffgehalts. Dies bedeutet jedoch, dass sich die Ladungstransporteigenschaften aufgrund erhöhter Trappingeffekte deutlich verschlechtern. Den Abschluss dieses Kapitels bildet eine entwickelte Sensorstruktur, deren Herstellungsparameter nahezu exakt denen des Sensors Nr. 1356 entsprechen; allerdings wurde der Wasserstoffgehalt der vormals mikrokristallinen Schicht um 50 % auf

allenfalls 10 % gesenkt, um die Kristallinität zu reduzieren.

50 sccm reduziert. Die Prozessparameter der Sensorstruktur Nr. 1364 sind in Tabelle (22) aufgeführt. Die gesamte Architektur im Querschnitt nebst Bandabständen, Schichtdicken und Feldverteilungen ist in Abbildung (93) skizziert. Der in Abbildung (93) dargestellte zweiterminale - also mit zwei Kontakten ausgestattete - Photosensor, stellt funktional zwei Betriebsmodi bereit. Die Sensorstruktur ist für Spannungen $U_{Bias} < -8,5$ V grünempfindlich und erreicht eine maximale Empfindlichkeit in Höhe von 130 mA/W. Bei geringeren Absolutspannungswerten wird die Spektralantwort bei 550 nm durch eine als Filter wirkende, mit schlechten Transporteigenschaften behaftete, Halbleiterschicht unterdrückt. Die Filterstruktur besteht aus einem a-Si:H/a-SiGeC:H-Übergang, welcher eine interne *trapping*-Zone mit hohen Defektdichten ausbildet. Eine geringe interne Bandabstandsbarriere ΔW , kombiniert mit der transporthinderlichen Zone, verursacht lokalisiert erhöhte Ladungsrekombination. Das Interface verschlechtert Transportmechanismen dahingehend, dass die Absorption grüner Photonen unterdrückt wird, während Rot- und Blauempfindlichkeit des Sensors weiter ansteigen. Das Spektralverhalten der Sensorstruktur Nr. 1364 ist in Abbildung (94) (a) zu sehen.

Kontakt	Gasfluss [sccm]	p[mbar]	t[Sek]	d[nm]	ΔW [eV]	n	T[°C]
ZnO:Al (Anode)	Ar: 70	8	900	90	-	1,77	100
ZnO:Al (Kathode)	Ar: 70	8	2220	220	-	1,77	100
Dotierung	SiH_4 B_2H_6 PH_3 CH_4						
p-a-SiC:H	20 10 - 40	500	15	2	1,73	2,73	200
n-a-SiC:H	20 - 10 40	500	30	4	1,90	2,97	300
Absorber	SiH_4 GeH_4 CH_4 H_2						
μC -SiGeC:H	20 2 ↓ 0 20 ↓ 0 50 ¹	1000	2400	534	1,68 ↑ 1,72	3,4	300
a-Si:H	20 - - -	500	300	115	1,7	3,62	300
a-SiC:H	5 - 0 ↑ 20 100	1000	1200	257	1,95	4,52	300

¹ reduzierter Wasserstoffgehalt verhindert Kristallisierung

Tabelle 22: Parameterliste der $pi' - i - i''n$ -Diode (Nr. 1364).

Die Differenz zwischen den, in Abbildung (94) (a) dargestellten, lokalisierten Maxima und dem bei 530 nm ebenfalls lokalisierten Tiefpunkt der Spektralantwort für eine festgelegte Vorspannung, wird im Folgenden als Unterdrückungsfaktor der Filterstruktur bezeichnet und mit ΔSE abgekürzt. Der Verlauf des Filterunterdrückungsfaktors ist in Abbildung (94) (b) zu sehen und zeigt, dass die maximale Unterdrückung der 530 nm Spektralantwort 32,5 mA/W bei einer Sperrspannung von -5,5 V beträgt.

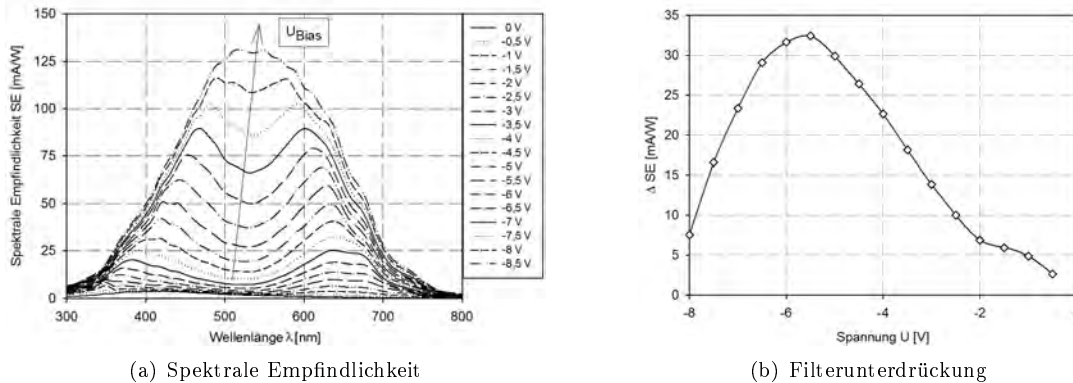


Abbildung 94: Spektrale Empfindlichkeit (a) und Verlauf der Filterunterdrückung als Funktion der Sperrspannung (b) eines $pi' - i - i''n$ -Farbsensors (Nr. 1364) mit integrierter Filterschicht.

Dort besitzt das lokale Maximum bei 630 nm eine Empfindlichkeit in Höhe von 59,5 mA/W, wohingegen die Spektralantwort bei 530 nm lediglich eine Empfindlichkeit von 27 mA/W aufweist. Weiterhin sind Verschiebungseffekte der Rot-/Blaukurven erkennbar. So verschiebt sich das Maximum im kurzwelligen Bereich um 130 nm von 350 nm auf 480 nm. Somit offenbart auch diese Sensorarchitektur Detektionsmöglichkeiten im nahen UV-Bereich. Die zweite Sensitivitätsspitze lässt sich von 590 nm auf 640 nm bewegen. Für Spannungswerte unterhalb -8,5 V ist die interne Filterstruktur deaktiviert und die Diode bei 530 nm maximal empfindlich.

Die in Abbildung (95) dargestellte spannungsabhängige Kapazitätsmessung gibt Aufschluss über den Verlauf des Bandabstandes sowie dem Verlauf der internen Absorption. Als Messeinrichtung wurde ein 4284A Präzisions-LCR-Meter von Hewlett-Packard in Kombination mit einem Keithley SCS4200 als Steuereinheit verwendet. Wird dem Sensor Nr. 1364 eine Biasspannung in Höhe von 0 V aufgezwungen, so ergibt sich unter 5300 K Weißlicht mit einer Intensität von 1000 lux eine Kapazität von $1,7 \text{ nF/cm}^2$. Da das transiente Verhalten dieser Struktur nicht untersucht wurde, ist aufgrund der sehr geringen Kapazität mit schnellen Umschaltzeiten zu rechnen. Eine Zunahme der elektrischen Feldstärke bewirkt eine Extraktion photogenerierter Ladungen. Als Folge nähert sich der Kapazitätsbelag dem Wert der Dunkelkapazität in Höhe von $1,22 \text{ nF/cm}^2$ an. Ferner lässt sich aus Abbildung (95) entnehmen, dass bei -9,6 V die Hellkapazität scharf abknickt. Dieser signifikante Spannungswert erzeugt eine Feldstärke, wo nahezu sämtliche, in der gesamten Struktur erzeugten, Ladungen zu einem Photostrom beitragen. Mithin findet keine weitere Formveränderung der Spektralantwort bei größeren Spannungswerten statt. Die Hell- und die Dunkelkapazität nehmen gleiche Werte an, sobald jeder lichtinduzierte Ladungsträger zum Stromfluss beiträgt.

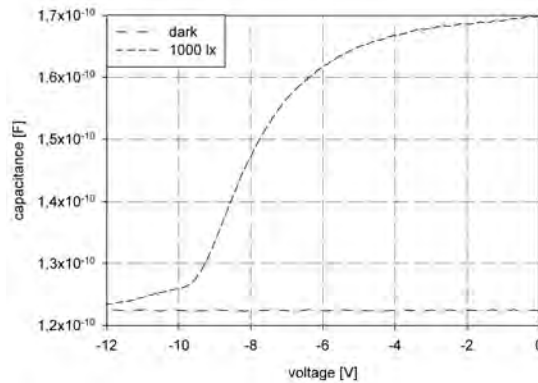


Abbildung 95: C-/V-Charakteristik des $\pi' - i - i''n$ -Farbensensors mit integrierter Filterschicht (Nr. 1364).

Wie der Abbildung (96) (a) zu entnehmen ist, reduziert die vergrabene 85 nm a-Si:H-Dünnschicht die Dunkelstromdichte auf nahezu 10^{-8} A/cm^2 für -8 V Biasspannung. Der Hellstrom übersteigt die Dunkelstromkomponente um mehr als vier Dekaden und erreicht maximal 10^{-3} A/cm^2 bei -12 V. Demnach weist der Sensor im Sperrbetrieb eine konstant hohe Dynamik, die in Abbildung (96) (b) aufgetragen ist, im Bereich von 90 dB unter 5300 K Weißlichtbeleuchtung bei 1000 lx auf.

Das im Vergleich zu voranstehenden Sensoren geringere $\text{SiH}_4/\text{H}_2 = 2/5$ -Verhältnis, reduziert als Folge einer abgeschwächten Wasserstoffverdünnung den Bandabstand ΔW in sämtlichen Bereichen der rampenförmig abgeschiedenen Rückschicht geringfügig. Neben einer geringeren Abscheiderate, bedingt der Wasserstoffgehalt eine Absättigung der Dangling-Bonds und somit eine deutliche Zunahme der Dunkelleitfähigkeit ρ von $6,5 \cdot 10^{-10} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ (a-Si:H) auf $1 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Zudem steigt das $\mu\tau$ -Produkt der Schicht, da Rekombinationszentren verschwinden und das *Trapping* reduziert wird. Der Einfluss der Wasserstoffverdünnung auf elektrische Transportparameter wird ausführlich in [Jin99] und [Rie00] erläutert. Tabelle (23) zeigt exemplarisch einen Auszug, der von [Jin99] vermessenen Transportgrößen. Bei gleichbleibendem SiH_4 (10 sccm) und GeH_4 -Gasfluss (2 sccm) wurden drei Absorber mit unterschiedlicher H_2 -Verdünnung (50 / 100 / 200 sccm) mittels CPM-Messungen charakterisiert. Ein Anstieg der Dunkelleitfähigkeit von $1,5 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ auf $2,5 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$

sowie eine Zunahme des $\mu\tau$ -Produktes von $3,6 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$ auf $5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$ ist mit zunehmender Wasserstoffverdünnung die Folge.

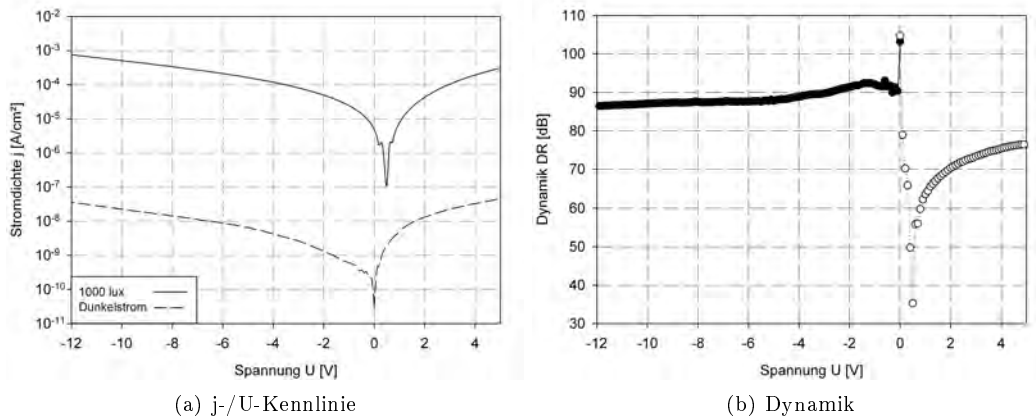


Abbildung 96: Strom-/Spannungskennlinie (a) und Dynamik (b) eines $pi' - i - i''n$ -Farbsensors mit integrierter Filterschicht (Nr. 1364).

Somit wird durch einen geringeren Wasserstofffluss das Transportverhalten der $a\text{-SiGeC:H}$ derart verschlechtert, dass an der $a\text{-Si:H}$ -Grenzschicht der Einfluss des Kohlenstoffes, den des Germaniums übersteigt und lokal weder ein Elektronenstrom in Richtung der Kathode, noch ein Löcherstrom in Richtung der Anode fließen kann. Eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme in Abbildung (97) zeigt abschließend die Sensorstruktur Nr. 1364 mit integriertem $a\text{-Si:H}/a\text{-SiGeC:H}$ -Filter im Querschnitt.

Absorber	SiH_4	GeH_4	H_2	Dunkelfähigkeit $\rho[\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}]$	$\mu\tau[\text{cm}^2 \text{ V}^{-1}]$
$a - SiGe_1:H$	10	2	50	$1,5 \cdot 10^{-9}$	$3,6 \cdot 10^{-8}$
$a - SiGe_2:H$	10	2	100	$1,4 \cdot 10^{-9}$	$4,7 \cdot 10^{-8}$
$a - SiGe_3:H$	10	2	200	$2,5 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-8}$
$a\text{-Si:H}$	20	-	-	$6,5 \cdot 10^{-10}$	$4,6 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 23: Einfluss der Wasserstoffverdünnung auf Dunkelfähigkeiten und $\mu\tau$ -Produkte ausgewählter Absorptionsschichten, entnommen aus [Jin99].

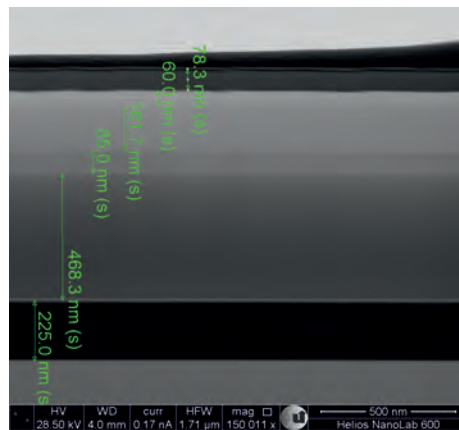


Abbildung 97: Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines zwei-Rampen $pi' - i - i''n$ -Farbsensors mit integrierter Filterschicht (Nr. 1364).

6.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel der Arbeit wurde eine Vielzahl photoempfindlicher Ein- und Mehrschichtstapel aus amorphem Silizium und amorphen Siliziumlegierungen vorgestellt, elektrisch und spektral untersucht und dessen Eignung als Sensorelemente in nachhaltigen Farberkennungssystemen validiert. Die durchgeführten Untersuchungen umfassten Messungen der j -/ U -Kennlinie, C -/ V - und I -/ t -Messungen, die Bestimmung des Linearitätsverhaltens des Photostroms sowie Messungen der spektralen Empfindlichkeit, woraus sich der Dynamikumfang eines Sensors ableiten lässt. Zu Beginn wurde der Einfluss des Rückkontaktmaterials auf die Spektralantwort von einfachen pin-Diodenstapeln analysiert. Dabei stellte sich heraus, dass übliche Chromkathoden für den Einsatz in Farbsensoren ungeeignet sind. Anhand eines entwickelten Modells konnte gezeigt werden, dass die Verwendung von aluminiumdotiertem Zinkoxid die fallende Flanke der Spektralantwort einer Farbdiode glättet und Interferenzerscheinungen unterdrückt. Mithin ergeben sich bei der Verwendung des leitfähigen Oxids keinerlei elektrische Leitfähigkeitsnachteile, was anhand einer flächigen Vierspitzen-Messung des beschichteten Substrats demonstriert wurde. Den Kontaktmaterialuntersuchungen nachfolgend, wurden unipolar ausgeführte Helligkeitssensoren mit diskreten, intrinsischen Schichten vorgestellt und elektrooptisch charakterisiert. Neben pin-Dioden mit integriertem a -Si:H-Absorber, wurden umfassende Messungen an Sensoren mit Siliziumcarbid- und Siliziumgermaniumschichten als Absorptionsmaterialien durchgeführt. Es zeigte sich, dass ein erhöhter Gehalt an Germanium die elektrischen Diodeneigenschaften derart verschlechtert, dass nahezu kein Photostrom in der Absorptionszone erzeugt wird. Dies ist die Folge eines stark erhöhten Dunkelstrombetrages, welcher aufgrund der Germanlegierung resultiert. Es wurde nachgewiesen, dass der Einbau von Germanium zwar den Ladungstransport im amorphen Material rapide verschlechtert, jedoch der Dunkelwiderstand von a -SiGe:H, aufgrund der stark erhöhten Ladungsträgeranzahl im Material, sinkt; die Energiebarriere zum aluminiumdotierten Zinkoxid mithin abgesenkt wird. Infolgedessen, können selbst im Dunkelzustand von den Kontakten injizierte Ladungen feldgetrieben durch die Absorptionsschichten driften. Trotz der degradierten elektrischen Eigenschaften, konnte kein Rückgang der optischen Materialeigenschaften festgestellt werden. Die spektrale Empfindlichkeit, das heißt die interne Umwandlungseffizienz von Photonen in Elektronen-/ Lochpaare, von a -SiGe:H-Legierungen, ist mit denen reiner a -Si:H-Schichten von der absoluten Höhe vergleichbar. Der Einbau von Germanium in amorphes Silizium erhöhte die Eindringtiefe von Photonen in die Legierungsschicht und bewirkte somit eine Verschiebung der spektralen Empfindlichkeit in Richtung des infraroten Spektrums. Demgegenüber wurde belegt, dass Kohlenstoffeinschlüsse die Absorptionsschulter zu kürzeren Wellenlängen verschob. Ursache dafür ist ein deutlich aufgeweiteter Bandabstand, der mit mehr als 1,7 eV über dem von rein amorphem Silizium liegt. Der Großteil der in den Detektoren verwendeten a -SiC:H-Schichten, weist einen Bandabstand von 1,95 eV auf.

Es wurde festgestellt, dass Schwankungen der Legiergasflüsse beim Einbau von Kohlenstoff in amorphes Silizium unkritischer, bezogen auf die Auswirkungen der elektrooptischen Sensoreigenschaften, als bei der Verwendung von German waren. Daraus wurde geschlossen, dass sich Kohlenstoff verhältnismäßig schwer in a -Si:H einbauen lässt. Die Photoempfindlichkeit der untersuchten Siliziumcarbidschichten ist, aufgrund erheblich geringerer $\mu\tau$ -Produkte, mithin deutlich schlechter als bei amorphen, hydrogenisierten Silizium- und Siliziumgermaniumschichten. Im weiterführenden Verlauf der Arbeit wurden die unipolar ausgeführten, bis zu diesem Zeitpunkt lediglich helligkeitsempfindlichen Einfarbsensoren, zu Multispektraldioden erweitert. Die Weiterentwicklung umfasste konkret die Integration mehrerer, diskret ausgeführter, Absorptionsschichten mit variierenden Bandabständen und Transporteigenschaften. Es wurde ebenso der Einfluss von Gaszusammensetzungen und Schichtdicken der unterschiedlichen Absorber auf elektrische und optische Eigenschaften der Dioden analysiert. Dadurch wurde festgestellt, dass eine Schichtdickenzunahme des vorgelagerten Siliziumcarbidabsorbers langwellige Absorption unterdrückt, wohingegen eine verbreiterte a -Si:H und a -SiGe:H-Schicht die optische Weglänge für Photonen vergrößert und somit die Empfindlichkeit im langwelligen Bereich anhebt. Ein mögliches Anwendungsgebiet der Sensoren mit ausgeprägten, stark legierten Siliziumkohlenstoffschichten, erschließt sich als optischer Tiefpassfilter⁷¹. Im Gegensatz zu

⁷¹bezogen auf die Energie der auftreffenden Strahlung

anderen Sensoren, die in diesem Abschnitt beschrieben wurden, waren die Spektralantwortkurven dieses, für lange Wellenlängen unempfindlichen, Sensors, schmalbandig. Den diskreten Mehrfarbarchitekturen nachstehend, wurde die Integration von stetig bandveränderten Absorptionsschichten in unterschiedlichste farbempfindliche Unipolarsensoren erfolgreich demonstriert. Die Grundlagen der durchgeführten Untersuchungen bildete die Herstellung einfacher pin-Schichtstapelstrukturen, wobei die intrinsischen, amorphen Siliziumschichten durch kontinuierlich variierte Legierungsgase, dies waren Germanwasserstoff und Methan, verunreinigt wurden. Den elektrischen Experimenten ist zu entnehmen, dass geringste Schwankungen des Germanflusses einen erheblichen Einfluss auf das elektrooptische Sensorverhalten nach sich ziehen. Einer erwarteten Verschiebung der spektralen Empfindlichkeit in den infraroten Spektralbereich, steht ein ausgeprägter Rückgang der Dynamik als Nachteil gegenüber. Wie bereits angedeutet zeigte der Einbau von Kohlenstoff eine etwas höhere Robustheit gegenüber Gasflussvariationen. Kohlenstoffeinschlüsse verhindern die Absorption niederenergetischer Photonen und verschlechtern, genau wie das Einbringen von Germaniumatomen, den Ladungstransport in a-Si:H-Sensoren. Indem der Bandabstand der Absorptionszone kontinuierlich in Richtung der Kathoden vergrößert und gleichzeitig in Richtung der Anoden stetig reduziert wurde, konnte eine Vielzahl an Sensoren mit hochaufgelöster, spannungsabhängiger Spektralantwort entwickelt und charakterisiert werden. Maßgebliche Unterscheidungsmerkmale der vorgestellten Architekturen zeigen sich in den jeweiligen Endkonzentrationen der Legierungsstoffe und dem Schichtdickenverhältnis zwischen der a-SiC:H- und der a-SiGe:H-Schicht. Letzteres Schichtdickenverhältnis bestimmt, dem automatisierten Prozess geschuldet, unweigerlich einen bauteilcharakteristischen Übergangspunkt, der eine infinitesimal kleine, rein amorphe und hydrogenisierte, Siliziumzone definiert. Diese Architekturen weisen nahezu allesamt eine erhebliche Verschiebung der Empfindlichkeitsmaxima auf, was als eines der Kernergebnisse dieser Arbeit verzeichnet werden kann. Im letzten Abschnitt des Kapitels wurden Sensorarchitekturen mit einer zusätzlich eingefügten, vergrabenen, diskreten a-Si:H-Schicht vorgestellt, die zwischen den kontinuierlich bandabstandsveränderten Absorberlegierungen jedes Detektors lokalisiert ist.

Eines der besonders hervortretenden Bauteile, umfasst eine spezielle Schichtenfolge die, indem lokal der Ladungstransport stark verschlechtert wird, eine Unterdrückung des globalen Empfindlichkeitsmaximums für Sperrspannungen unterhalb von 8,5 V erlaubt. Abhängig von der Eindringtiefe der Photonen, der Sensordicke sowie der an der Diode anliegenden Sperrspannung, kann ein bestimmter Wellenlängenbereich ausgeschaltet werden. Im Gegensatz anderen in dieser Arbeit behandelten Detektoren, wurde dieser Diode der Verlauf der C-/V-Charakteristik exemplarisch beigelegt. Dieser zeigt einen, zu negativen Spannungswerten abfallenden, Kapazitätsverlauf, der die Ergebnisse der durchgeführten Spektralmessungen, das heißt eine örtlich farbselektive Ladungssammlung, verifiziert. Neben der Entwicklung eines Farbdetektors mit einer integrierten a-Si:H-Bandsperre, wurde weiterhin eine feldoptimierte Sensorstruktur konstruiert, die ebenso auf der Einbettung einer diskreten a-Si:H-Schicht in einen kontinuierlich bandveränderten Mehrschichtenstapel basiert. Diese Sensorvariante unterscheidet sich von der Diode mit integriertem Filter dahingehend, dass hier die vergrabene Dünnschicht den Ladungstransport lokal unterstützt. Verglichen zu anderen in dieser Arbeit präsentierten Sensoren, benötigt der feldoptimierte Detektor lediglich 2,5 V Sperrspannung, um eine Empfindlichkeitsverschiebung von 160 nm zu erzeugen. Weiterhin wurde eine Sensorstruktur erschlossen, die sowohl im optischen als auch im nah-ultravioletten Spektrum empfindlich ist. Bemerkenswerterweise, umfasst diese spezielle Fotodiode einen Rückabsorber, der nicht aus amorphem sondern aus mikrokristallinem Silizium besteht. Verglichen zur vorangegangenen Architektur, benötigt diese, aus mikrokristallinem und amorphem Material bestehende, Tandemstruktur zwar -12 V Vorspannung, jedoch kann eine Verschiebung der Maximaleffizienz von 350 nm bis zu 580 nm vollzogen werden. Die Detektionsbandbreite des Sensors reicht somit vom nahen ultravioletten bis tief in den sichtbaren Spektralbereich, bei einem ausreichend großen Dynamikumfang. Üblicherweise weisen herkömmliche a-Si:H-Schichten keine Photoempfindlichkeit im nahen UV-Spektrum auf. Es konnte bei der technologischen Realisierung insofern wissenschaftliches Neuland erschlossen werden, dass die Mikrokristallinität des Rückabsorbers bei vergleichsweise sehr geringen Kammerdrücken unterhalb von 2 Torr durch eine große Gesamtgasflussmenge erreicht wurde. Neben der gängigen Wasserstoffverdünnung zur Absättigung von Defektzuständen, bewirkten die zusätzlichen Legierungsgase Germanwasserstoff und Methan eine Kristallisierung des Materials, bei entsprechenden

Durchflussmengen. Die Herstellung von mikrokristallinem Silizium mittels Silan und Wasserstoff bedarf üblicherweise Prozessdrücken, die weit oberhalb des erreichten Wertes liegen.

7 Ausblick

Resümiert man die in dieser Dissertationsschrift erreichten wissenschaftlichen Ergebnisse, so konnten, gegenüber dem zu Beginn dieser Arbeit untersuchten Stand der Technik, neuartige Sensorkonzepte mit dem Ziel Farbsignaturen nachhaltig zu unterscheiden, entwickelt werden. Die Herstellung mikrokristalliner Schichten bei geringen Drücken, die Integration eines a-SiC:H-Filters, die Verwendung von ZnO:Al als Rückkontaktmaterial und die Entwicklung eines optimierten *low-voltage*-Sensors, haben existierende wissenschaftliche Lücken geschlossen und gleichwohl neue aufgetan. Anhand einer Vielzahl von Herstellungsprozessen, welche unterstützend durch Parametertabellen mitsamt Messreihen in Form von Strom-/Spannungskennlinien und Verläufen spektraler Empfindlichkeiten protokolliert wurden, ermöglicht diese Arbeit sowohl die Realisierung als auch die Optimierung amorpher, unipolarer Multispektraldioden, die eine hochaufgelöste spektrale Farbtrennung und -erkennung im sichtbaren, bis in den nahen ultravioletten, Spektralbereich bereitstellen. Die Möglichkeit, Sensoren mit einer benutzerdefinierten Spektralantwort herzustellen, bildet den Schwerpunkt der durchgeführten Untersuchungen. Im Folgenden werden nun potentielle Optimierungsmöglichkeiten für eine Auswahl der entwickelten Bauelemente vorgeschlagen. Eine Architektur die es in Zukunft zu optimieren gilt, umfasst eine vergrabene, den Ladungstransport unterstützende a-Si:H-Schicht, und wurde im *Kapitel 6.2.3* vorgestellt. Dieser Ansatz sollte ebenso auf andere Sensorarchitekturen, etwa auf Sensor Nr. 1356 mit μC -Rückabsorber, übertragen und die elektrooptischen Auswirkungen untersucht werden. Eines der zukünftigen Forschungsziele besteht darin, mit geringsten Vorspannungswerten noch größere Detektionsbandbreiten abtasten zu können. Gerade bei der Detektorstruktur Nr. 1356, sollten diesbezüglich fortführend Konzepte erschlossen werden. Dieser Diodenstapel eröffnet ein außerordentliches Forschungspotential, da der Zusammenhang zwischen der Größe der Mikrokristalle und Prozessparametern, wie *Kammerdruck*, *Abscheideleistung*, *Gaszusammensetzung* und *Substrattemperatur*, in dieser Arbeit nicht untersucht wurde. Da davon auszugehen ist, dass die Variation der Kristallgröße sowohl elektrische als auch optische Eigenschaften des Sensortyps beeinflusst, sollten diesbezüglich weitere Forschungsbemühungen unternommen werden. Weiterhin gilt es, transiente Eigenschaften sowie die Zustandsdichte dieser Diodenstruktur ausführlich zu untersuchen. Anhand präziser AC-Analysen, kann so das frequenzabhängige Bauteilverhalten erforscht werden. Zudem liefert der, diese Dissertationsschrift abschließende, Diodenstapel Nr. 1364 mit einer Bandsperre, einem sogenannten integrierten Bandstopfilter für grünes Licht, Forschungs- und Optimierungspotential. So gilt es beispielsweise zukünftig zu verifizieren, ob das Verfahren der Integration transportdegradierender Zwischenschichten auch auf andere Architekturen, und folglich Wellenlängenbereiche, anwendbar ist und Gültigkeit aufweist. Darüber hinaus sollten Untersuchungen zur Verbesserung der derzeitigen Filtercharakteristik, speziell der Flankensteilheit und der absoluten Halbwertsbreite der integrierten Filterschicht, durchgeführt werden. Die technologische Herausforderung liegt dabei darin, die Ladungstransporteigenschaften des Halbleiters lokal zu verschlechtern, ohne die, um den Filterbereich lokalisierten, Absorptionszonen in ihren Eigenschaften negativ zu beeinflussen. Optimierungen der vergrabenen Filterschicht und die Entwicklung eines multispektralen Filters, also mehrerer Filterschichten innerhalb eines Sensors, liefern potentiell weiterführende Forschungsaktivitäten. Im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen wurden die spektralen Eigenschaften vieler Detektoren mit Spannungshüben von $\Delta U = 0,5 \text{ V}$, nicht jedoch mit solchen im Bereich weniger mV oder μV , bestimmt. Hochauflösende Messungen könnten die Auswirkung der Spannungsschrittweite auf die absoluten und die subtrahierten Signal-Halbwertsbreiten beschreiben. Ein weiteres Forschungsfeld erschließt sich dahingehend, dass während der Herstellung der Dünnschichtsensoren Prozessparameter, wie beispielsweise *Druck*, *Temperatur* und *Abscheideleistung*, während den Abscheidungen stets konstant gehalten wurden. Eine Variation dieser Größen und deren Einfluss auf das elektrische und optische Sensorverhalten ist zukünftig zu untersuchen. Neben den dargelegten Optimierungs- und Forschungsmöglichkeiten, bezogen auf die Zusammensetzung und Anordnung des Absorbermaterials, erschließen sich weiterhin Gelegenheiten zur Verbesserung des verwendeten Kontaktmaterials. Es wurde gezeigt, dass die mittlere Transmission des aluminiumdotierten Zinkoxids im sichtbaren Spektralbereich etwa 82 % beträgt. Mithin werden Photonen im Kontaktmaterial absorbiert, ohne dass sie zu einem Photostrom beitragen können. Eine mögliche Alternative die Transmission des Frontkontaktes zu erhöhen,

könnte in der Verwendung von Graphen liegen. Diese hexagonal angeordnete, flächige Atomlage Kohlenstoff, absorbiert lediglich etwa 2,3 % der eingestrahnten Photonen bei einer Dicke von 3,3 Angström über den sichtbaren Wellenlängenbereich [Nai08]. Somit wäre dieses Material möglicherweise nicht ausschließlich als Kontaktmaterial, sondern ebenfalls als Absorptionsschicht einsetzbar, um die Empfindlichkeit im nahen ultraviolett und im infraroten Spektralbereich zu erhöhen. Da eine Kontaktierung solcher Kohlenstoffmonolagen nicht trivial ist und man mit üblichen Messverfahren schnell an Grenzen stößt, könnte eine Optimierungsmöglichkeit in der Verwendung von Bi- oder Mehrlagengraphen als höchstleitfähiges- und transparentes Anodenmaterial bestehen. Die Hybridintegration von Graphen oder anderen sogenannten 2D-Materialien, wie etwa MoS_2 , WS_2 oder MoSe_2 , in a-Si:H-Mehrfarbdioden, bildet zurzeit den Gegenstand laufender Forschungstätigkeiten. Neben der Integration von Graphen als Anodenmaterial kann eine weitere Steigerung der Quanteneffizienz der Sensoren durch zusätzliche Oberflächenvergütungen aus SiO_2 , Si_3N_4 oder anderen Materialien erfolgen. Es ist zudem denkbar, dass vergrabene dielektrische Barrieren, beispielsweise in Form sehr dünner, bandaufgeweiteter a-SiC:H-Schichten oder anderen Materialien, eine verbesserte Farbseparation liefern. So könnte man dem in Kapitel 6.3.2 beschriebenen *low voltage*-Bandprofil, ein zusätzliches Recht- oder Dirac-Profil überlagern. Eine denkbare Bandstruktur mit überlagertem Rechteck-Profil ist in Abbildung (98) (a), eine Bandstruktur mit zusätzlichem Dirac-Profil in Abbildung (98) (b) zu sehen.

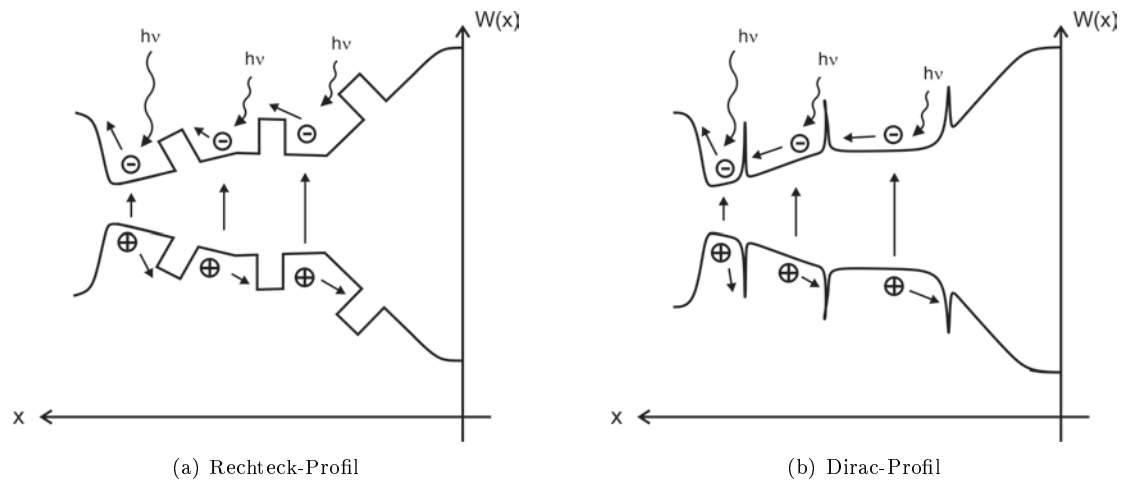


Abbildung 98: Bänderdiagramm der *low-voltage*-Diode Nr. 1341 mit überlagertem Rechteck- (a) und Dirac-Profil (b).

Photogenerated Ladungsträger können, basierend auf den in Kapitel 5.3.5. vorgestellten Messungen der $\mu\tau$ -Produkte, Driftlängen bis zu $10\mu\text{m}$ mit einer entsprechenden Feldstärke erreichen [Sch94]. Nachdem bereits ein stromsteuerbarer *amorpher Phototransistor* in [Bab13] vorgestellt wurde, wäre in Zukunft ebenso die Herstellung eines *amorphen Bipolartransistors* denkbar. Erhebliche Vorteile von amorphen Bipolartransistoren gegenüber solchen aus kristallinem Silizium beständen, neben einer erheblich kostengünstigeren Herstellung, in der Möglichkeit, elektronische Schaltkreise nahezu auf jedem beliebigen Substratmaterial großflächig herzustellen. Als Folge steigender Energieeffizienzanforderungen, wäre eine Übertragung der vorgestellten technologischen Prozesse auf a-Si:H Photovoltaik-Module denkbar, zudem durchaus als sinnvoll einzuschätzen. Nach heutigem Stand, weisen übliche Solarzellen aus amorphem, μC und kristallinem Silizium nicht oder nur eine sehr geringe Empfindlichkeit für NUV-Wellenlängen auf. Speziell der in dieser Dissertation entwickelte *in-situ*-Strukturierungsprozess der Frontkontaktschicht mittels μC -Cluster in den Absorbern, könnte für die Solarzellenindustrie ein interessanter Forschungsansatz sein, um die Empfindlichkeit in diesem Wellenlängenbereich zu erhöhen. Diese Arbeit beschäftigt sich nur in geringem Maße mit Untersuchungen der C-/V- sowie der I-/t-Charakteristiken der optischen Sensoren. Ebenfalls wur-

den im Rahmen dieser Forschungen Rauschuntersuchungen nicht berücksichtigt. Die genannten Themengebiete lassen somit genug Raum für zukünftige, weitere Forschungsaktivitäten. Abschließend wird ein komprimierter Ausblick möglicher Anwendungsfelder für a-Si:H basierte Mehrfarbdioden gegeben. Unipolare Sensoren aus a-Si:H haben für spezielle Anwendungen das Potential, handelsübliche hyperspektrale CCD- oder CMOS-basierte Diodenarrays mit zusätzlichen Filterschichten kostengünstig zu ersetzen. Mithin ergibt sich für die beschriebenen Detektionselemente ein möglicher Einsatz in mobilen Kamera- und Farberkennungssystemen. Einen speziellen Anwendungsbedarf könnten solche Systeme in der Medizintechnik oder in der chemischen Analytik finden. Konkret wird in [Lam12] eine in-vivo Diagnose zur Früherkennung von Hautkrebs mittels Hyperspektralkameras vorgeschlagen. Eine optische, berührungslose, schnelle, kostensparende und sichere Analyse, etwa von Farbmarkern bei Fluoreszenzanregungen, könnte ebenfalls als Anwendungsgebiet erschlossen werden. So kann ein Sensor mit integriertem Farbfilter und zwei lokalen Empfindlichkeitsmaxima die Anregungswellenlänge herausfiltern, um auf unterschiedlichen Wellenlängen fluoreszierende Substanzen zu detektieren.

Zusammenfassend liefert diese Arbeit grundlegende Erkenntnisse und Möglichkeiten, anwendungsspezifische Farbsensoren aus a-Si:H herzustellen. So hinterlässt diese Niederschrift ein Zeugnis der technischen Weiterentwicklung opto-/elektronischer Detektionselemente und führt dem Leser neuartige Sensorkonzepte vor, welche genug Anwendungsspielraum für ein breites, applikationsspezifisches Spektrum bieten.

A Danksagung

50 Monate sind seit den ersten Skizzen und Überlegungen zu dieser Arbeit vergangen - ich habe das protokolliert - und an dieser Stelle angekommen, danke ich all denen, die mich in irgendeiner Form unterstützt und mir auf diesem langen Weg Kraft gegeben haben.

Meinem Doktorvater, Prof. Dr.-Ing. Markus Böhm, möchte ich in vielerlei Hinsicht einen sehr großen Dank aussprechen. In erster Linie möchte ich mich dafür bedanken, dass ich bei Herrn Prof. Böhm die Chance bekommen habe, zu promovieren. Während meiner Zeit am IMT habe ich stets wissenschaftlichen Freiraum, menschliche Unterstützung und Rückhalt erfahren.

Herrn Prof. Rainer Brück gilt ebenso besonderer Dank. Nicht nur für die Begutachtung dieser Arbeit, sondern ebenso für seine fachliche Unterstützung, für seine Art mich stets zu motivieren und voranzutreiben sowie für seine stetige Hilfsbereitschaft.

Herrn Prof.-Ing. Peter Haring-Bolivar danke ich für die Übernahme des Promotionsvorsitzes und für die gute Zusammenarbeit zwischen mir und seinem Institut. Ohne die Hilfe seiner wissenschaftlichen Mitarbeiter, um einige zu nennen: Dr.-Ing. Gunnar Spickermann, Dr.-Ing. Heiko Schäfer-Eberwein, Dipl.-Ing. Anna Huhn und Dipl.-Ing. Robert Szecech, wäre diese Arbeit in den Ergebnissen sicherlich nicht das, was sie ist.

Herr Prof. Dr.-Ing. Max C. Lemme danke ich dafür, dass er sofort unvoreingenommen meiner Prüfungskommission beigetreten ist.

Bei den Herren Dipl.-Ing. Dierk Schäfer-Stephanie, Dipl.-Inform. Christian Merfort und auch Dipl.-Ing. Krystian Watty möchte ich von ganzem Herzen für ihre stets kollegiale Art, fachliche Diskussionen, deren wissenschaftliche Unterstützung und deren Freundschaft bedanken. Herrn Dr.-Ing. Konstantin Seibel danke ich ebenso für seine wissenschaftliche Unterstützung und technologische Ratschläge und Hilfestellungen. Andrea Winkel-Arndt sage ich einfach nur: *Danke*. Du weißt wofür. Maik Simon, Carl Phillip Koppen, Amin Jemili und Jacek Eliaz danke ich für die tolle Zusammenarbeit und für sehr gute Ergebnisse im Rahmen ihrer Studien-/Bachelor- und Diplomarbeiten, die zum Teil in diese Dissertation eingeflossen sind. Dennis Fehling, unserer studentischen Hilfskraft, danke ich dafür, mich stets mit seiner Art am Institut zu motivieren. Herrn Dr.-Ing. Lars Birkenbach aus der Analytischen Chemie danke ich sehr für die allerersten REM-Aufnahmen meiner Proben. All denjenigen, die namentlich nicht erwähnt wurden, sei ebenfalls ein herzlicher Dank ausgesprochen. Ein besonderes Dankeschön richtet sich an die zwei wichtigsten Personen in meinem Umfeld: An meine Mutter Marianne Roth und an meine Lebensgefährtin Stephanie-Nadine Schmidt. Ohne euch hätte ich das nicht geschafft. Danke, dass ihr da seid und mich so nehmt wie ich bin. Ein allerletztes Dankeschön geht an den Vater meiner Freundin, Bernd Schmidt, der, neben Steffi, diese Arbeit orthographisch überarbeitet und in Bezug auf Zeichensetzung korrigiert hat.

B Publikationsliste

Bücher

1. Verstehen Sie Mikroelektronik?!, 1. Auflage, London: bookboon.com Ltd. (Ventus Publishing ApS), (2012), ISBN: 978-87-403-0164-9(2012).

Patentanmeldungen

1. Schutzrecht DE WO 2010/133485-A1 (2010-11-25). Schönfelder, Bablich, Baxmann, Kennedy. Pr.: DE 102009021637.5 2010-05-11.
2. Schutzrecht US 20110037978 (2011-02-17). Schönfelder, Bablich, Baxmann, Kennedy. Pr.: US 20110037978 2010-05-13 - Zusatz zu DE WO 2010/133485-A1.

Beiträge zu Fachzeitschriften

1. A. Bablich und M. Boehm, *NUV-/VIS sensitive multicolor thin film detector based on a-SiC:H/a-Si:H/ μ c-SiGeC:H alloys with an in-situ structured transparent conductive oxide front contact without etching*, Thin Solid Films, 520 (24), 7189-7194 (2012) ISSN 0040-6090
2. A. Bablich, C. Merfort, H. Schäfer-Eberwein, P. Haring-Bolivar und M. Boehm, *2-in-1 red-/green-/blue sensitive a-SiC:H/a-Si:H/a-SiGeC:H thin film photo detector with an integrated optical filter*, Thin Solid Films, Available online 19 December 2013, ISSN 0040-6090, <http://dx.doi.org/10.1016/j.tsf.2013.12.021>.

Beiträge zu Fachkonferenzen und Fachkolloquien

1. A. Bablich, K. Watty, K. Seibel and M. Boehm, *A Novel High-dynamic a-Si:H Multicolor Pin-detector with ZnO:Al Front- and Back-contacts*, Mat. Res. Soc. Proc. 1305, Cambridge University Press, AA8.2, Boston, (2011) Paper Number AA8.2; DOI: 10.1557/opl.2011.305
2. A. Bablich, K. Watty, C. Merfort and M. Boehm, *Color Separation Enhancement of Pixn Diodes by Optimizing Absorption Regions of a-SiGe:H/a-SiC:H Alloys and Using a Low Reflective Al-doped ZnO Cathode*, Mat. Res. Soc., Spring Meeting, San Francisco, USA, April 09-13, (2012), Paper A20.1
3. A. Bablich, K. Watty, C. Merfort and M. Boehm, *FIB-assisted a-SiGe:H/a-SiC:H alloy analysis for ultra-low biased multispectral pixn sensors with enhanced color separation features and low-reflective ZnO:Al back-contacts*, SPIE Defense, Security and Sensing, Baltimore, USA, April 23-27, (2012), Paper 8376-25
4. C. Merfort, K. Seibel, A. Bablich, K. Watty, M. Böhm, *Continuous Tunable Optical Detectors with a-Si:H Bias Sensitive Photodiodes*, Mat. Res. Soc., Fall Meeting, Boston, USA, November 28-03, (2010), Paper AA17.3
5. K. Watty, A. Bablich, K. Seibel and M. Boehm, *Amorphous Photodiode with an Intermediate Contact for Improved Color Separation*, Mat. Res. Soc., Fall Meeting, Boston, USA, November 28-03, (2010), Paper AA17.44
6. C. Merfort, A. Bablich, O. Schwaneberg, K. Watty, M. Böhm, *The Top Down Design Flow of a-Si:H Photodiodes with Multivariate Methods of Analysis*, Proc. SPIE Volume 8186, 81860N, DOI:10.1117/12.897374, (2011)
7. C. Merfort, K. Seibel, A. Bablich, K. Watty, M. Böhm, *Proper Spectral Response Adjustment of a-Si:H Multispectral Photodiodes with Multivariate Methods of Analysis*, 37th Inter. Conf. on Micro and Nano Engineering (MNE),

Berlin, Deutschland, September 19-23, (2011)

8. C. Merfort, A. Bablich, O. Schwaneberg, K. Watty and M. Boehm, *Multivariate Analysis of a-SiGe:H Multispectral Photodiodes for Proper Band Selection*, Mat. Res. Soc., Spring Meeting, San Francisco, USA, April 09-13, (2012), Paper L4.4

9. C. Merfort, A. Bablich, O. Schwaneberg, K. Watty and M. Boehm *Application Specific Band Selection with Multivariate Methods of Analysis for a-Si:H Multispectral Photodiodes*, SPIE Defense, Security and Sensing, Baltimore, USA, April 23-27, (2012), Paper 8390-75

10. K. Watty, A. Bablich, K. Seibel, C. Merfort, M. Boehm, *Development of Three-Terminal Photodiodes Based on a-Si:H with an Additional Buried TCO Electrode*, Mat. Res. Soc., Spring Meeting, San Francisco, USA, April 09-13, (2012)

11. K. Watty, A. Bablich, K. Seibel, C. Merfort, M. Boehm, *Novel approach to improve reliable color recognition in a-Si:H photodiodes*, SPIE Defense, Security and Sensing, Baltimore, USA, April 23-27, (2012), Paper 8376-22

C Symbolverzeichnis

α	Absorptionsgrad [%]
c	Lichtgeschwindigkeit, entspricht $2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
d	Schichtdicke [nm]
n	Brechungsindex [-]
D	Zustandsdichte [$\text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$]
e	Elementarladung, entspricht ca. $1,602176 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
E	Energie, Energieniveau [eV]
E_A	Elektronenaffinität (Reduktionspotential) [eV]
E_F	Fermienergie bzw. Fermienergie [eV]
E_G	Energielücke (energetischer Abstand zwischen HOMO und LUMO bzw. Leitungs- und Valenzband) [eV]
E_{photon}	Energie eines Photon [eV]
E_{vac}	Vakuumenergie, $E = 0 \text{ eV}$
ϵ	Permittivität, Materialkonstante, entspricht $\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$ [As/Vm]
ϵ_r	relative Permittivität, Materialabhängig [1]
ϵ_0	Permittivität des Vakuums, entspricht ca. $8,854188 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$
F	elektrische Feldstärke [V/m]
h	Planck'sches Wirkungsquantum, entspricht $4,135667 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$
η_{ext}	externe Quantenausbeute [%]
η_{int}	interne Quantenausbeute [%]
j	Stromdichte [A/cm^2]
j_{phot}	Photostromdichte [A/cm^2]
j_{dunkel}	Dunkelstromdichte [A/cm^2]
I_E	Ionisierungsenergie (Oxidationspotential) [eV]
L	Leuchtdichte [cd/m^2]
L_0	Anfangsleuchtdichte [cd/m^2]
λ	Wellenlänge [nm]
m_{eff}	effektive Ladungsträgermasse [kg]
n_{br}	Brechungsindex, Materialkonstante [1]
n_{inj}	Anzahl injizierter Ladungsträger [1]
t	Zeit [s]
μ	Ladungsträgerbeweglichkeit [cm^2/Vs]
φ	elektrisches Potential [V]
Φ	Austrittsarbeit [VAs]
W_V	Valenzbandenergie [eV]
W_L	Leitungsbandenergie [eV]

W_{UL}	Steigung Leitungsbandtail (Urbachtail) [meV]
W_{UV}	Steigung Valenzbandtail (Urbachtail) [meV]
D_A^{tail}	Dichte lokalisierter Valenzband-Tailzustände [$cm^{-3}eV^{-1}$]
D_D^{tail}	Dichte lokalisierter Leitungsband-Tailzustände [$cm^{-3}eV^{-1}$]
D_A^{dB}	Dichte tiefer Akzeptorzustände [$cm^{-3}eV^{-1}$]
D_D^{dB}	Dichte tiefer Donatorzustände [$cm^{-3}eV^{-1}$]
$D_A(W_V)$	Minimale Valenzbandtail-Zustandsdichte [$cm^{-3}eV^{-1}$]
$D_D(W_L)$	Minimale Leitungsbandtail-Zustandsdichte [$cm^{-3}eV^{-1}$]
D_{ATS}	Dichte lokalisierter Valenzband-Tailzustände an Bandkanten [$cm^{-3}eV^{-1}$]
D_{DTS}	Dichte lokalisierter Leitungsband-Tailzustände an Bandkanten [$cm^{-3}eV^{-1}$]
Φ	Photonenflussdichte, Strahlungsintensität [$Photonen cm^{-2} s^{-1}$]
l_D	Driftlänge [μm]
$G(x)$	ortsabhängige Generationsrate [cm^{-3}]
$R(x)$	ortsabhängige Rekombinationsrate [cm^{-3}]
ϕ_m	Austrittsarbeitsdifferenz [eV]
ρ_{\square}	Flächenwiderstand [Ω/\square]
ρ	Volumenleitfähigkeit [$\Omega \cdot cm$]
σ_{dunkel}	Dunkelleitfähigkeit [$\Omega^{-1} cm^{-1}$]
σ_A	Varianz, Streuung der Dangling Bond Defekte mit Akzeptorcharakter[eV]
σ_D	Varianz, Streuung der Dangling Bond Defekte mit Donatorcharakter[eV]
μ	Ladungsträgerbeweglichkeit [$cm^2 (Vs)^{-1}$]
τ	Ladungsträgerlebensdauer [s]
R	elektrischer Widerstand [Ω], Reflexion
T	Temperatur [$^{\circ}C$], Transmission
U	Betriebsspannung [V]
U_{Bias}	Vorspannung [V]
χ	Injektionsbarriere [eV]

D Abkürzungsverzeichnis

IMT	<i>Institut für Mikrosystemtechnik</i>
CCD	<i>charge coupled display</i>
CPM	<i>constant photocurrent method</i>
I-/U	<i>Strom-/Spannung</i>
j-/U	<i>Stromdichte-/Spannung</i>
C-/V	<i>Kapazität-/Spannung</i>
T-/R	<i>Transmission-/Reflexion</i>
REM	<i>Rasterelektronenmikroskop</i>
FIB	<i>Focused Ion Beam</i>
VIS	<i>Visible</i>
UV	<i>Ultraviolett</i>
TFA	<i>Thin Film On ASIC</i>
ASIC	<i>Application Specific Integrated Circuit</i>
a-Si	<i>amorphes Silizium</i>
a-Si:H	<i>amorphes hydrogenisiertes Silizium</i>
a-SiC:H	<i>amorphes hydrogenisiertes Siliziumcarbid</i>
a-SiGe:H	<i>amorphes hydrogenisiertes Siliziumgermanium</i>
a-SiGeC:H	<i>amorphes hydrogenisiertes Siliziumgermaniumcarbid</i>
μ -Si	<i>Mikrokristallines hydrogenisiertes Silizium</i>
μ -SiGeC:H	<i>Mikrokristallines hydrogenisiertes Siliziumgermaniumcarbid</i>
ZnO	<i>Zinkoxid</i>
ZnO:Al	<i>aluminiumdotiertes Zinkoxid</i>
TCO	<i>Transparent Conductive Oxide; dt. Transparent leitfähiges Oxid</i>
ITO	<i>Indium Tin Oxide; dt. Indiumzinnoxid</i>
PMMA	<i>Polymethylmethacrylat</i>
SE	<i>Spektrale Empfindlichkeit</i>
QE	<i>Quanteneffizienz</i>
DR	<i>Dynamic Range; dt. Dynamikumfang</i>
fps	<i>frames per second; dt. Bilder pro Sekunde</i>
eV	<i>Elektronenvolt</i>
PVD	<i>Physical Vapour Deposition; dt. Physikalische Gasphasenabscheidung</i>
CVD	<i>Chemical Vapour Deposition; dt. Chemische Gasphasenabscheidung</i>
PECVD	<i>Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition; dt. Chemische plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung</i>
x-Si,c-Si	<i>kristallines Silizium</i>
AR	<i>Anti-Reflexion</i>
RGB	<i>Rot, Grün, Blau</i>

E Probenverzeichnis

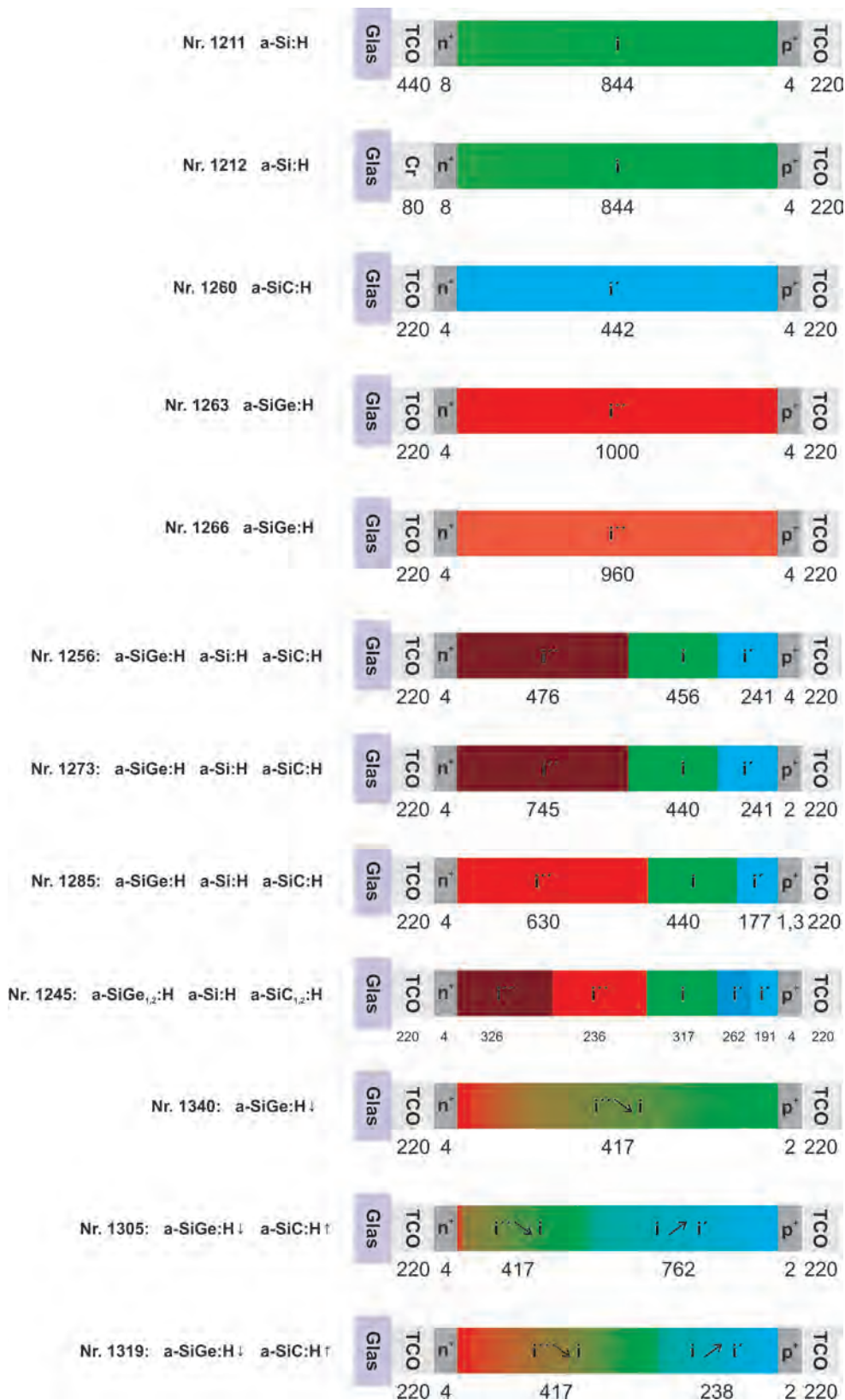


Abbildung 99: Verzeichnis der in dieser Arbeit vorgestellten Probenarchitekturen - Teil 1.

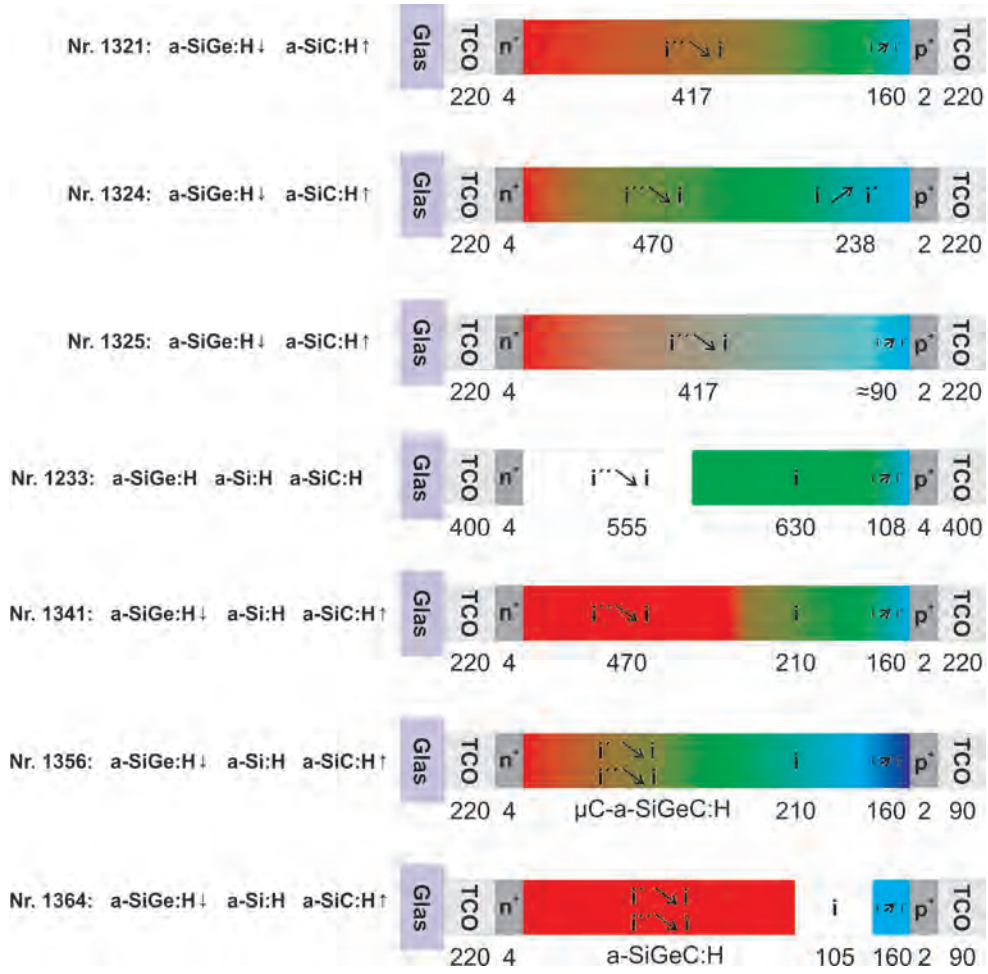


Abbildung 100: Verzeichnis der in dieser Arbeit vorgestellten Probenarchitekturen - Teil 2.

F Literaturverzeichnis

Literatur

- [And58] P. W. Anderson: Absence of Diffusion in Certain Random Lattices, *Phys. Rev.* 109, 1492, (1958).
- [Bab08] A. Bablich: Analytische und numerische Simulationsmodelle zur elektrischen und spektralen Charakterisierung von a-Si:H Photodioden für den Einsatz in einem applikationsspezifischen Lab-on-Microchip, Studienarbeit, Universität Siegen, (2008).
- [Stat10] A. Bablich, K. Watty, C. Merfort, K. Seibel und M. Boehm: A Novel High-Dynamic a-Si:H Multicolor pin-Detector with ZnO:Al Front and Back Contacts, *Mat. Res. Soc. Proc.* 1305, Cambridge University Press, AA8.2, Boston, (2011) DOI: 10.1557/opl.2011.305
- [Bab10] Schutzrecht DE WO 2010/133485-A1 (2010-11-25). Schönfelder, Bablich, Baxmann, Kennedy. Pr.: DE 102009021637.5 2010-05-11.
- [Bab11] A. Bablich, K. Watty, C. Merfort, K. Seibel, M. Böhm, *Mat. Res. Soc. Proc.*, 1305, (2011).
- [Bab11] Schutzrecht US 20110037978 (2011-02-17). Schönfelder, Bablich, Baxmann, Kennedy. Pr.: US 20110037978 2010-05-13.
- [Bab12] A. Bablich und M. Boehm: NUV/VIS sensitive multicolor thin film detector based on a-SiC:H / a-Si:H / $\mu\text{c-SiGeC:H}$ alloys with an in-situ structured transparent conductive oxide front contact without etching, *Thin Solid Films*, 520, 24, 7189-7194, (2012) ISSN 0040-6090, 10.1016/j.tsf.2012.07.045.
- [Bab12] A. Bablich, K. Watty, C. Merfort und M. Boehm: FIB-assisted a-SiGe:H/a-SiC:H alloy analysis for ultra-low biased multispectral pixn sensors with enhanced color separation features and low-reflective ZnO:Al back-contacts, *Proc. SPIE* 8376, Photonic Microdevices/Microstructures for Sensing IV, 83760Q, (2012) doi:10.1117/12.918318.
- [Bab12] A. Bablich, K. Watty, C. Merfort ud M. Boehm: Color separation enhancement of pixn diodes by optimizing absorption regions of a-SiGe:H/a-SiC:H alloys and using a low reflective Al-doped ZnO cathode, *Mat. Res. Soc. Proc.*, 1426, pp 181-186, (2012). doi:10.1557/opl.2012.1096.
- [Bab13] A. Bablich, C. Merfort, H. Schäfer-Eberwein, P. Haring-Bolivar und M. Boehm: 2-in-1 Red-/Green-/Blue sensitive a-SiC:H/a-Si:H/a-SiGeC:H thin film photo detector with an integrated optical filter, *Thin Solid Films*, TSF33008, (2013). DOI:10.1016
- [Bee52] A. Beer: Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten, *Annalen der Physik und Chemie*, 86, 78-88, (1852).
- [Bie86] D. K. Biegelsen und M. Stutzmann: Hyperfine studies of dangling bonds in amorphous silicon, *Phys. Rev.* B33, 3006, (1986).
- [Ble99] F. Blecher: Rauschen von a-Si:H-pin-Dioden für TFA-Bildsensorarrays, Dissertation, Universität Siegen, (1999).
- [Böh07] M. Böhm: Halbleiterelektronik, Universität Siegen, Vorlesungsskript, 678, (2007).

- [Bru92] J. Bruns: Die Entwicklung eines numerischen Simulationsmodells für a-Si:H Solarzellen und seine Anwendung zur Analyse experimentell ermittelter Spektralcharakteristiken, Dissertation, Technische Universität Berlin, 1992.
- [Brü93] R. Brüggemann, Modellierung von Photoleitung in amorphen Halbleiterfilmen und pin-Strukturen, Dissertation, Philipps-Universität Marburg, 1993.
- [Cap08] D. Caputo, Giampero de Cesare, A. Nascetti, und M. Tucci: Detailed Study of Amorphous Silicon Ultraviolet Sensor With Chromium Silicide Window Layer, *IEEE Trans. Electron Devices*, 55, 1, (2008).
- [Cat90] A. Catalano, J. Newton and A. Rothwarf, *IEEE T. Electron. Dev.*, 37, 391, (1990).
- [Chi69] R. C. Chittick, J. H. Alexander und H. F. Sterling: The preparation and properties of amorphous silicon, 116, 77-81, (1969).
- [Ces06] G. de Cesare, D. Caputo, A. Nascetti, C. Guiducci, und B. Riccò: Hydrogenated amorphous silicon ultraviolet sensor for deoxyribonucleic acid analysis, *Appl. Phys. Lett.* 88, 083904 (2006).
- [Cod84] G. D. Cody: The Optical Absorption Edge of a-Si:H, Hrsg. J. I. Pankove, *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 21, Hydrogenated Amorphous Silicon, Part B, Optical Properties, Academic Press Inc., Orlando, 11-82, (1984).
- [Coh69] M. H. Cohen, H. Fritsche, S. R. Ovshinsky: Simple Band Model for Amorphous Semiconducting Alloys, *Physical Review Letters*, Vol. 22, No.20, (1969).
- [Cra83] R. S. Crandall: Modeling of Thin Film Solar Cells: Uniform Field Approximation, *J. Appl. Phys.*, 54 (12), 7176-7186, 1983.
- [Cra84] R. S. Crandall: Photoconductivity, Hrsg. J. I. Pankove, *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 21, Hydrogenated Amorphous Silicon, Part B, Optical Properties, Academic Press Inc., Orlando, 245-297, (1984).
- [Fen02] F. Fenske, S. Brehme, W. Henrion, M. Schmidt: Al-dotierte ZnO-Schichten für a-Si/c-Si Solarzellen. HMI, Abt. Silizium Photovoltaik, FVS Workshop, (2002).
- [Föl97] J. Fölsch, D. Lundszen, F. Finger, H. Stiebig, J. Zimmer, C. Beneking, S. Wieder und H. Wagner: Stability investigation of a-Si:H/a-SiGe:H tandem solar cells, *Proc. of the 14th Euro. PV Solar Energy Conf.*, Barcelona, 601-604, (1997).
- [Fro02] A. Froitzheim, R. Stang, L. Elstner, M. Schmidt und W. Fuhs: Interface Recombination in Amorphous/Crystalline Silicon Solar Cells, a Simulation Study, *Conference Record of the 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, 1238-1241, (2002).
- [Fur92] J. Furlan, F. Smole, P. Popovic: Piecewise Analysis of a-Si Solar Cell Operation, *11th European Photovoltaic Solar Energy Conf. Proc.*, 653-656, 1992.
- [Gid10] P. Gidon, B. Giffard, N. Moussy, P. Parrein und L. Poupinet: Three Hydrogenated Amorphous Silicon Photodiodes Stacked for an above Integrated Circuit Colour Sensor, *Phys. Stat. Sol.* 207, 3, 704-707, (2010).
- [Gie97] J. Giehl: Charakterisierung und analytische Modellierung von NIPIN-Farbsensoren auf der Basis amorphen Siliziums, Dissertation, Universität-GH Siegen, 1997.
- [Gra89] J. L. Gray: A Computer Model for the Simulation of Thin-Film Silicon-Hydrogen Alloy Solar Cells, *IEEE Trans. El. Dev.*, 36 (5), 906-912, 1989.

- [Gre09] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa und W. Warta: Solar Cell Efficiency Tables 33, Prog. Photovolt: Res. Appl. 17, 85-94, (2009).
- [Guh89] S. Guha, J. Yang, A. Pawlikiewicz, T. Glatfelter, R. Ross und S.R. Ovshinsky: Band gap profiling for improving the efficiency of amorphous silicon alloy solar cells, Appl. Phys. Lett., 54, 2330-2332, (1989).
- [Hal86] V. Halpern: The statistics of recombination via dangling bonds in amorphous silicon, Phil. Mag. B54, 473, (1986).
- [Hac85] M. Hack, M. Shur: Physics of Amorphous Silicon Alloy p-i-n Solar Cells, J. Appl. Phys. 58 (2), 997-1020, 1985.
- [Hop82] W. Hoppe et al., Biophysik, Springer Verlag, (1982).
- [Hüp06] J. Hüpkes: Untersuchung des reaktiven Sputterprozesses zur Herstellung von aluminiumdotierten Zinkoxid-Schichten für Silizium-Dünnschichtsolarzellen, Dissertation, RWTH Aachen, 109, (2006).
- [Irr91] F. Irrera, F. Palma: A New *Double Carrier* Analytical Model of Carriers Transport in p-i-n Amorphous Silicon Solar Cells, Solid-State Electronics, 34 (8), 801-808, 1991.
- [Jac85] W. B. Jackson, S. M. Kelso, C. C. Tsai und S. J. Oh: Energy dependence of the optical matrix element in hydrogenated amorphous and crystalline silicon, Phys. Rev. B317 (8), 5187, (1985).
- [Jin99] Y. Jin: Charakterisierung der optischen und elektrischen Eigenschaften dünner Schichten amorphen Siliziums (a-Si:H), Diplomarbeit, Universität Siegen, (1999).
- [Kar86] F. Karg, W. Kruhler, M. Moller und K. J. von Klitzing, J. Appl. Phys., 60, 2016, (1986).
- [Kem86] K. Kempter; SPIE Proc. 617, 1220 (1986).
- [Kim11] Y.-D. Kim, T. Yoshihara, Z. Liping, S. Porponth und M. Konagai: a-SiGeC:H solar cells fabricated near the threshold of the amorphous-to-crystalline transition for narrow gap solar cells and its improvement by modifying interfaces, Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), 2011 37th IEEE, vol., no., pp.003584,003587, 19-24 June 2011 doi: 10.1109/PVSC.2011.6185922
- [Kim12] Y.-D. Kim, K.-S. Han, J.-H. Shin und H. Lee: Enhancing Efficiency of Amorphous Silicon Solar Cell Using Nanoscale Patterned Glass Substrate, 27th EU PVSEC, 24-28 August, Frankfurt, (2012).
- [Klu99] O. Kluth, B. Rech, L. Houben, S. Wieder, G. Schöpe, C. Beneking, H. Wagner, A. Löffl und H.W. Schock: Texture etched ZnO:Al coated glass substrates for silicon based thin film solar cells, Thin Sol. Films, 351, 247-253, (1999).
- [Kni00] D. Knipp, P. Herzog, H. Stiebig, H. Siekmann, F. Koenig und H. Wagner: Three and six channel sensors: realization and colorimetric characterization, Mat. Res. Soc. Proc., 558 (Flat-Panel Displays and Sensors-Principles, Materials and Processes), 279-284, (2000), ISSN:0272-9172.
- [Kni06] D. Knipp, T. Muck, A. Benor, V. Wagner, D. Knipp, R.A. Street, H. Stiebig, M. Krause, J.-P. Lu, S. Ready und J. Ho: Vertically integrated amorphous silicon color sensor Arrays, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 53, Issue 7, 1551, (2006).

- [Kni06] D. Knipp, R.A. Street, H. Stiebig, M. Krause, J.-P. Lu, S. Ready und J. Ho: Vertically integrated thin film color sensor arrays for imaging applications, *Optics Express*, 14, 3106, (2006).
- [Koc88] J. Kocka, M. Vanecek und A. Triska: Energy and Density of Gap States in a-Si:H, Hrsg. H. Fritzsche, *Amorphous Silicon and Related Materials*, World Scientific Publishing Company, Singapore, 298-327, (1988).
- [Kop11] C.-P. Koppen: Herstellung und Charakterisierung von legierten Absorptionsschichten aus amorphem Silizium, Bachelorarbeit, Universität Siegen, (2011).
- [Kro31] R. de L. Kronig, W. G. Penney: Quantum Mechanics of Electrons in Crystal Lattices, *Proc. Roy. Soc. A*, Vol. 130, 499 (1931).
- [Lam60] J. H. Lambert: *Photometria, sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae*. Sumptibus Vidae Eberhardi Klett, (1760).
- [Lam12] A. Lambrechts und B. Geelen, *Hyperspektrale Bildsensoren*, *Laser + Photonik*, 1, 46-47, (2012).
- [Lid06] David R. Lide: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 87th Edition, 2006. - Abrufdatum: 29.12.2010. [http://de.wikipedia.org/wiki/Elektrische Leitfähigkeit](http://de.wikipedia.org/wiki/Elektrische_Leitf%C3%A4higkeit) - Aktualisierungsdatum: 28.12.2010. ISBN 0849304873.
- [Ley84] L. Ley: *The Physics of Hydrogenated Amorphous Silicon II*, eds. J. D. Joannopoulos und G. Lucovsky, Kapitel 3, Springer-Verlag Berlin, (1984).
- [Mad02] M. J. Madou: *Fundamentals of Microfabrication (The Science of Miniaturization)*, 2nd Edition, CRC Press, 111, (2002).
- [Mat92] A. Matsuda und G. Ganguly : A defect density of 10^{14}cm^{-3} in hydrogenated amorphous silicon deposited at high substrate temperatures, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 39, 258, (1992).
- [Mer12] C. Merfort, A. Bablich, O. Schwaneberg, K. Watty, M. Boehm: Application specific band selection with multivariate methods of analysis for a-Si:H multispectral photodiodes. *Proc. SPIE 8390, Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery XVIII*, 839024 (2012); doi:10.1117/12.918456.
- [Mer13] C. Merfort: Performance-Steigerung multispektraler Systeme durch eine analytische Auswahl der Spektralbänder am Beispiel von a-Si:H Photodioden, Dissertation, Universität Siegen, (2013).
- [Moo84] A. R. Moore: Diffusion Length in Undoped a-Si:H, Hrsg. in *Semiconductors and Semimetals*, Academic Press Inc., Orlando, Part C, 239-256, (1984).
- [Mot79] N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, 6, Clarendon Press, (1979).
- [Mot90] N. F. Mott: *Metal-Insulator Transitions*. Taylor and Francis Ltd., 2nd edit., 66-67, (1990).
- [Mun10] J. N. Munday, H.A. Atwater: Beating Traditional Photovoltaic Designs through Optical Concentration via Plasmonic Grating and Antenna Structures, *Mater. Res. Soc. Proc. Symp. M*, 14.1, Boston, (2010).
- [Mur04] A. Mursal, I. Supu, T. Usman, Winata, Sukirno and M. Barmawi, *Ind. Jour. of Phys.* 15 (2), 39-42, (2004).

- [Müt99] F. Mütze, K. Seibel, B. Schneider, M. Hillebrand, F. Blecher, T. Lulé, H. Keller, P. Rieve, M. Wagner und M. Boehm: UV imager in TFA Technology, Mat. Res. Soc. Spring Meeting, San Francisco, vol. 557, pp. 815-820, (1999).
- [Nai08] R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, T. J. Booth, T. Stauber, N. M. R. Peres und A. K. Geim: Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene. *Science*, 320 (5881): 1308-1308, (2008). eScholarID:33531 | DOI:10.1126/science.1156965
- [Neb89] C. E. Nebel, H. C. Weller und G. H. Bauer, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 118, 507, (1989).
- [Oka83] H. Okamoto, H. Kida, S. Nonomura, Y. Hamakawa: Variable Minority Carrier Transport Model for Amorphous Silicon Solar Cells, *Solar Cells*, 8, 317-336, 1983.
- [OSA94] Optical Society Of America: Handbook of Optics, 2nd edition, McGraw-Hill, Vol. 2, (1994).
- [Paw90] A. H. Pawlikiewicz, S. Guha, Numerical Modeling of an Amorphous-Silicon-Based p-i-n Solar Cell, *IEEE Trans. El. Dev.*, 37 (2), 403-409, 1990.
- [Pie91] K. Pierz, W. Fuhs und H. Mell: On the Mechanism of Doping and Defect Formation in a-Si:H, *Phil. Mag. B*, 63 (1), 123-141, (1991).
- [Rec03] B. Rech, T. Roschek, T. Repmann, J. Müller, R. Schmitz und W. Appenzeller: Microcrystalline silicon for large area thin film solar cells, *Thin Sol. Films*, 427, 157-165, (2003).
- [Rec08] B. Rech: Solarzellen aus dünnen Siliziumschichten - Stand der Technik und Herausforderungen für die Zukunft, WIAS 2008, Helmholtz-Zentrum Berlin, 10, (2008).
- [Rie96] P. Rieve, J. Giehl, Q. Zhu und M. Böhm: a-Si:H Photo Diode with Variable Spectral Sensitivity, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 420, 135-140, 1996.
- [Rie00] P. Rieve: Spektralselektive optoelektronische Sensoren auf der Basis amorphen Silizium, Dissertation, Universität Siegen, (2000).
- [Rit86] D. Ritter, E. Zeldov und K. Weiser: Steady-state photocarrier grating technique for diffusion length measurement in photoconductive insulators, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, no. 13, 791-793, (1986), doi: 10.1063/1.97548.
- [Ros78] A. Rose: Concepts in Photoconductivity and Allied Problems, R. E. Krieger Publishing Company Inc., New York, (1978).
- [Ros13] M. Rosien: Materialstudie zur Steigerung der Diffusionsspannung von a-Si:H Dünnschichtphotodioden, Studienarbeit, Universität Siegen, (2013).
- [Sch08] H. Schäfer: Integrierte optische Detektoren auf Basis amorphen Siliziums und flüssige Lichtwellenleiter für mikrofluidische Anwendungen. Universität Siegen, Dissertation, (2008).
- [Sch94] R. Schwarz, F. Wang und D. Schuster: Transport Studies by Steady-State and Transient Photocarrier Grating Methods, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 336, 359-364, (1994).
- [Sen03] N. Senoussasoui: Einfluss der Oberflächenstrukturierung auf die optischen Eigenschaften der Dünnschichtsolarzellen auf der Basis von a-Si:H und μ c-Si:H, Universität Düsseldorf, Dissertation, (2003).

- [Sho49] W. Shockley: The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors, *Bell Syst. Tech. J.*, 28, 435-489, (1949).
- [Sim13] M. Simon: Transientes Verhalten von unipolaren a-Si:H Mehrfarbphotodioden, Studienarbeit, Universität Siegen, (2013).
- [Smo94] F. Smole, M. Topic und J. Furlan: Correlation between TCO/p and p/i Heterojunction and Effect of n/TCO Heterojunction on a-Si:H Solar Cell Performance. In: *Proc. of the 1st World Conference on Photovoltaik Energy Conversion*, 496-499, (1994).
- [Som99] M. Sommer, P. Rieve, M. Verhoeven, M. Boehm, B. Schneider, B. van Uffel und F. Librecht, *IEEE Workshop on CCDs and Adv. Image Sens.*, (1999).
- [Spe75] W. E. Spear, P. G. LeComber: Substitutional Doping of Amorphous Silicon, *Solid State Comm.*, 17, 1193-1196, (1975).
- [Spi10] P. Spinelli, M. Hebbink, L.E. Black, C. van Lare, R. de Waele, F.O. Lenzmann and A. Polman: Light Trapping in Thin Si Solar Cells Using Coupled Plasmonic Antenna Arrays, *Mater. Res. Soc. Proc. Symp. M*, 14.2, Boston, (2010).
- [Sre12] M.G. Sreenivasan, C. Banerjee, K. Mohanchandran, S. Prasanth und A.K. Barua: Plasmonics for Enhancing Efficiency of Thin Film Silicon Solar Cells, *27th EU PVSEC*, 24-28 August, Frankfurt, (2012).
- [Sti95] H. Stiebig, J. Giehl, D. Knipp, P. Rieve, M. Böhm: Amorphous Silicon Three Color Detector, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 377, 815-826, 1995.
- [Sti06] H. Stiebig, R.A. Street, D. Knipp, M. Krause und J. Ho: Vertically integrated thin film color sensor arrays for advanced sensing applications, *Appl. Phys. Lett.* 88, 013509 (2006).
- [Str82] R. A. Street: Doping and the Fermi Energy in Amorphous Silicon. In: *Phys. Rev. Lett.* 16, Vol. 49, 1187-1190, (1982).
- [Str83] R. A. Street, L. Zesch und M. J. Thompson: Effects of Doping on Transport and Deep Trapping in Hydrogenated Amorphous Silicon, *Appl. Phys. Lett.*, 43 (7), 672-674, (1983).
- [Str91] R. A. Street: *Hydrogenated Amorphous Silicon*, Cambridge Univ. Press, 1st edition, 62-93, (1991).
- [Stu89] M. Stutzmann: The defect density in amorphous silicon, *Phil. Mag. B*, 60, 531, (1989).
- [Swa81] G. A. Swartz, Computer Model of Amorphous Silicon Solar Cell, *J. Appl. Phys.*, 53 (1), 712-719, 1981.
- [Sze81] S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed., John Wiley and Sons Inc., New York, (1981).
- [Tau66] J. Tauc, R. Grigorovivi und A. Vancu: Optical Properties and Electronic Structure of Amorphous Germanium, *Phys. Stat. Sol.* 15, 627, (1966).
- [Taw03] Tawada, Y., Productions of amorphous Si and hybrid modules, *Proc. of 3rd World Conf. on PV Energy Conversion*, 2, 1538-1543, (2003).
- [Tie81] T. Tiedje, J. M. Celbuka, D. L. Lorel und B. Abeles: Evidence for Exponential Band Tails in Amorphous Silicon Hydride, *Phys. Rev. Lett.*, 46 (21), 1425-1428, (1981).

- [Top98] M. Topic, F. Smole, J. Furlan und W. Kusian: Stacked a-Si:H-based three-colour detectors, *J. of Non-Cryst. Sol.*, Vol. 227-230 (2), 1326-1329, (1998) ISSN 0022-3093, DOI: 10.1016/S0022-3093(98)00211-7.
- [Top98] M. Topic, F. Smole, A. Groznik, J. Furlan, New Bias-Controlled Three-Color Detectors Using Stacked a-SiC:H/a-Si:H Heterostructures, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 377, 779-784, 1995.
- [Uep11] J. Üpping, A. Bielawny, R.B. Wehrspohn, T. Beckers, R. Carius, U. Rau, S. Fahr, C. Rockstuhl, F. Lederer, M. Kroll, T. Pertsch, L. Steidl und R. Zentel: Three-Dimensional Photonic Crystal Intermediate Reflectors for Enhanced Light-Trapping in Tandem Solar Cells, *Adv. Mater.*, 23, 3896 - 3900, (2011).
- [Uss03] R. Ussath: Bestimmung der Schichtdicke von Aluminium auf Siliziumdioxid mit dem Vier-Spitzen-Messgerät VSM100, FH Lausitz, Studienarbeit, (2003).
- [Van81] M. Vaněček, J. Kocka, J. Stuchlík und A. Téiska: Direct Measurement of the Gap States and Band Tail Absorption by Constant Photocurrent Method in Amorphous Silicon, *Solid State Comm.*, 39, 1199-1202, (1981).
- [Van95] M. Vaněček, J. Kocka, A. Poruba und A. Fejfar: Direct measurement of the deep defect density in thin amorphous silicon films with the absolute constant photocurrent method, *Journal of Applied Physics*, vol. 78, no. 10, pp. 6203,6210, (1995) doi: 10.1063/1.360566
- [Vas95] K. Vasanth, A. Payne, B. Crone, S. Sherman, M. Jakubowski und S. Wagner: Design and growth of band-gap graded a-SiGe:H solar cells, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 377, 663-668, (1995).
- [Vie11] M. Vieira, M. A. Vieira, P. Louro, J. Costa, M. Fernandes, A. Fantoni und M. Barata: Multilayer architectures based on a-SiC:H material: tunable wavelength filters in optical processing devices, *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, Vol. 11, (6), 5299-5304, (2011).
- [Wag96] M. Wagner: Optimierung von a-Si:H-Dünnschichtsolarzellen auf Glas und Metallsubstraten, Dissertation, Universität Siegen, (1996).
- [Wag07] H.-G. Wagemann und H. Eschrich: Photovoltaik - Solarstrahlung und Halbleitereigenschaften Solarzellenkonzepte und Aufgaben, Teubner Verlag, 82, (2007).
- [Wak94] M. Wakagi, K. Ogata und A. Nakano: Structural study of a-Si and a-Si:H films by EXAFS and Raman-scattering spectroscopy, *Phys. Rev. B* 50, 15, 10666 - 10671, (1994).
- [Wan93] Q. Wang, E. A. Schiff und Y.-M. Li, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 297, 419, (1993).
- [Wea79] H. A. Weakliem und D. Redfield: Temperature dependence of the optical properties of silicon, *J. Appl. Phys.* 50, 1491 (1979).
- [Wea81] R. C. Weast: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 62nd Edition, CRC Press Inc., (1981-1982).
- [Yun08] I. A. Yunaz, K. Hashizume, S. Miyajima, A. Yamada und M. Konagai: Wide-Gap a-SiC:H Solar Cells with Graded Absorption Layer for Triple Cell Applications, *PVSC '08*, 33rd IEEE, 1-5, (2008). doi: 10.1109/PVSC.2008.4922576
- [Yun12] S.J. Yun, Y.J. Lee und J.W. Lim: Amorphous Si:H Thin Film Single Junction Solar Cells with Graded Eg Profiles, 27th EU PVSEC, 24-28 August, Frankfurt, (2012).

- [Zan77] P. J. Zanzucchi, C. R. Wronski, D. E. Carlson: Optical and Photoconductive Properties of Discharge-Produced Amorphous Silicon, *J. Appl. Phys.*, 48 (12), 5227-5236, (1977).
- [Zap12] R. Zapf-Gottwick, L. Hamann: Metallisierung von Silizium-Solarzellen, Zentrales Innovationsprogramm Mittelstand - 19. Innovationstag Mittelstand des BMWi, Berlin, (2012).
- [Zim97] J. Zimmer, H. Stiebig, J. Fölsch, F. Finger, T. Eickhoff und H. Wagner: More insight into band gap graded a-SiGe:H solar cells by experimental and simulated data, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 467, 735-740, (1997).
- [Zim99] J. Zimmer, D. Knipp, H. Stiebig und H. Wagner: Amorphous silicon-based unipolar detector for color recognition, *Electron Devices, IEEE Transactions*, Vol. 46 (5), 884-891, (1999) doi: 10.1109/16.760393
- [Zee98] R. E. I. Schropp und M. Zeman, *Amorphous and Microcrystalline Silicon Solar Cells*, Kluwer Academic Publishers, 197, (1998).
- [Zhu94] Q. Zhu, H. Stiebig, P. Rieve, H. Fischer und M. Böhm (1994), A Novel a-Si(C):H Color Sensor Array, *MRS Proceedings*, 336, 843 doi:10.1557/PROC-336-843, (1994).
- [Zhu95] Q. Zhu, T. Lulé, H. Stiebig, T. Martin, J. Giehl, J. Zhou, H. Fischer und M. Boehm, Color array in TFA technology, *ICSICT*, Beijing, (1995).