

Spektralselektive optoelektronische Sensoren auf der Basis amorphen Siliziums

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

Doktor der Ingenieurwissenschaften

(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Peter Rieve

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Markus Böhm
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Hans-Günther Wagemann

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Januar 2000

Inhaltsverzeichnis

	Kurzfassung	5
	Abstract	6
1	Einführung	7
2	Grundlagen <i>a</i>-Si:H-basierter Farbsensoren	10
2.1	Hydrogenisiertes, amorphes Silizium	10
2.1.1	Eigenschaften amorphen Siliziums	10
2.1.2	Herstellung amorphen Siliziums	13
2.1.3	Absorption und Ladungsträgergeneration	15
2.1.4	Photoleitung in amorphem Silizium	21
2.2	Modellierung von <i>a</i> -Si:H-Photodetektoren	23
2.3	Dünnschicht-Farbsensoren	33
2.4	Farbsensoren in kristalliner Siliziumtechnologie	36
2.5	Farbsensoren in TFA-Technologie	37
3	Charakterisierung amorpher Siliziumschichten	39
3.1	Optische Schichtparameter	41
3.1.1	Meßverfahren und Auswertung	41
3.1.2	Meßergebnisse	43
3.2	Defektdichte	46
3.2.1	Meßverfahren und Auswertung	46
3.2.2	Meßergebnisse	49
3.3	Elektrische Transportparameter	51
3.3.1	Meßverfahren und Auswertung	51
3.3.2	Meßergebnisse	52
4	Realisation und Optimierung verschiedener Farbsensor-Typen	55
4.1	Präparation der Farbsensor-Proben	56
4.2	Stationäre Kenngrößen von Farbsensoren	56
4.3	Bipolare Farbsensoren	58
4.3.1	NIPIN-Zweifarbensor	58
4.3.2	NIPININ-Dreifarbensor	61
4.3.3	NIPI ² N-Dreifarbensor	66
4.3.4	Doppel-Schottky-Farbsensor	71
4.4	Unipolare Farbsensoren	75
4.4.1	Entwicklung unipolarer Farbsensoren	75
4.4.2	NI ² P-Zweifarbensor	79
4.4.3	Intensitätsabhängigkeit des spektralen Verhaltens	84
4.4.4	Temperaturverhalten	88
4.4.5	PI ³ N-Dreifarbensor	89
4.4.6	Spezielle Bauformen	93
4.5	Mehrterminal-Farbsensoren	95
4.6	Zusammenfassung	98

5	Transiente Eigenschaften von α-Si:H-Farbsensoren	99
5.1	Bipolare Farbsensoren	101
5.2	Unipolare Farbsensoren	111
5.3	Zusammenfassung	115
6	Separation von Mischfarben	117
7	Farbmetrische Bewertung α-Si:H-basierter Farbsensoren	122
7.1	Möglichkeiten der Farbkorrektur	123
7.1.1	Farbkorrektur durch einfache Subtraktionsoperationen	123
7.1.2	Farbkorrektur durch lineare Matrixtransformationen	124
7.1.3	Auswirkungen auf das Farbdreieck	125
7.1.4	Einfluß auf den Störabstand und das Rauschen	126
7.2	Qualität der Farbauflösung	127
7.2.1	Farbwiedergabeindex nach DIN 6169, Teil 6	127
7.2.2	Ergebnisse	128
7.2.3	Vergleich mit konventionellen Farbaufnehmern	130
7.3	Zusammenfassung	131
8	Zusammenfassung	133
9	Ausblick	136
10	Anhang	139
10.1	Depositionsparameter optimierter Einzelschichten	139
10.2	Aufbau und Depositionsparameter optimierter Sensoren	139
10.3	Methoden zur farbmetrischen Charakterisierung von α -Si:H-Farbsensoren	142
10.3.1	Grundzüge der Farbmetrik	142
10.3.2	Lineare Matrixtransformation zur Farbkorrektur	152
10.3.3	Verfahren zur Bestimmung der Farbauflösungsvermögens	155
10.3.3.1	Bestimmung des Farbwiedergabeindex nach DIN 6169, Teil 6	155
10.3.3.2	Durchführung des Verfahrens	157
10.3.3.3	Ergebnisse	162
11	Literatur	164
11.1	Literaturverzeichnis	164
11.2	Publikationen	180
11.3	Patentanmeldungen	182
	Danksagung	183

Kurzfassung

Die vorliegende Dissertation beschreibt die Entwicklung spektralselektiver optoelektronischer Sensoren auf der Basis amorphes Siliziums. Das herausragende Merkmal dieses neuartigen Detektortyps besteht in seiner spannungsgesteuerten spektralen Empfindlichkeit, welche die Wellenlängenabhängigkeit der optischen Absorption des Halbleitermaterials durch die Bereitstellung eines entsprechenden Ladungsträger-Driftprofils ausnutzt. Auf diese Weise ist es möglich, mit einem einzigen Bauelement ein komplettes (RGB-) Farbsignal zu generieren.

Die Arbeit dokumentiert die verschiedenen Entwicklungsstufen, in denen unterschiedliche Typen von Farbsensoren realisiert und optimiert worden sind. Ausgehend von einfachen antiseriellen Diodenstrukturen zur Zweifarbdetektion (nipin) wurden zunächst komplexere bipolare Dreifarbsensoren (nipinin, nip^2n) entwickelt. Die hierbei erzielten Ergebnisse ermöglichten schließlich den Übergang auf unipolare Detektoren (ni^2p , pi^3n), bei denen für die Farbtrennung eine einzige, in verschiedene Absorptionszonen unterteilte Diode verwendet wird. Der trichromatische Sensor des unipolaren Typs pi^3n stellt den Endpunkt der Entwicklung dar. Er verbindet eine hohe Dynamik mit guter Farbtrennung infolge optischer Anpassung der Dünnschichtstruktur an die gewünschten spektralen Empfindlichkeitsbänder und zeichnet sich darüber hinaus durch eine respektable Auslesegeschwindigkeit aus.

Die Entwicklung der verschiedenen Farbsensoren wurde begleitet von der experimentellen Charakterisierung ihrer stationären und transienten Eigenschaften. Ein spezieller Schwerpunkt wurde auf die Qualität der Farbtrennung gelegt. Es konnte gezeigt werden, daß sich die gute Farbseparation durch elektronische Maßnahmen zur Farbkorrektur weiter verbessern läßt und dem Farbauflösungsvermögen konventioneller Farbaufnehmer vergleichbar ist.

Besondere Bedeutung erhält die Entwicklung der Farbsensoren im Zusammenhang mit der TFA-Technologie, einer neuartigen Technologie zur Realisierung von Bildsensoren, welche die hervorragenden elektrooptischen Eigenschaften photoaktiver Detektoren auf der Basis amorphes Siliziums mit leistungsfähiger ASIC-Technologie verbindet. Innerhalb eines TFA-Sensors übernimmt ein integrierter Schaltkreis (ASIC) die Aufgabe der Ansteuerung des Sensorarrays und der Auswertung bzw. Verarbeitung der aufgezeichneten Daten, während das a -Si:H-basierte Detektorsystem die Umwandlung der auf den Sensor fallenden Strahlung in elektrische Signale vollzieht. Bei einem Farbbildsensor in TFA-Technologie wird hierfür ein entsprechend angepaßter Farbsensor verwendet, so daß in jedem Bildpunkt des Sensorarrays die komplette Farbinformation erfaßt wird. Auf diese Weise gelangt man zu höheren Integrationsdichten und Auflösungen, da der Farbsensor in gewisser Weise wie ein elektronischer Filter wirkt und aufwendig strukturierte optische Filterschichten ersetzt. Die Auslese der Farbkomponenten ist mithin nicht mehr örtlich diskretisiert, sondern erfolgt zeitlich sequentiell.

Unmittelbar vor Fertigstellung dieser Arbeit gelang der entscheidende Durchbruch in dieser neuartigen Technologie, indem die Realisierung eines TFA-Farbbildsensors weltweit erstmalig demonstriert werden konnte. Hierbei kam ein unipolarer Dreifarbsensor zum Einsatz, welcher vom Autor im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden ist. Nicht zuletzt diese Tatsache belegt, daß die äußerst innovative Farbsensortechnologie den Weg für eine neue Generation von Farbbildaufnehmern mit vielfältigen Anwendungsfeldern ebnet, die von der digitalen Photographie bis hin zu komplexen Farbbildverarbeitungssystemen für den industriellen Bereich reichen.

Abstract

This Ph.D. thesis deals with spectrally selective optoelectronic sensors based on amorphous silicon. The most important feature of this novel type of detector is its voltage controlled spectral sensitivity, originating from the wavelength dependence of optical absorption inside the thin film multilayer structures in conjunction with a corresponding drift profile for charge carriers. In this way a single device is able to generate a complete RGB color signal.

The thesis documents various steps of development in which different types of color detectors have been realized and optimized. At first bipolar three color sensors (n⁺i⁺p⁺n⁻) based on antiseriial diode structures have been developed. The results obtained with these device structures encouraged to change to unipolar detectors (n⁺i⁺p⁺n⁻) using a single diode that is subdivided into distinct absorption and collection regions. The endpoint of the development is represented by the trichromatic unipolar sensor of p⁺i⁺n⁻ type which combines high dynamic range and good color separation by carefully adjusting the optical properties of the thin film structure with regard to the desired spectral responsivity. Moreover, this detector exhibits reasonable read out speed.

Development and optimization of the different color sensors was accompanied by experimental analysis of the steady-state and transient device characteristics while emphasis was put on the quality of color separation. It has been demonstrated that the color resolution capability can be further improved by electronic means and can be regarded as comparable to the color rendering performance of conventional color sensors using optical filters.

The development of color detectors gains special importance in the framework of TFA technology, a novel technology for realization of image sensors, combining the excellent electrooptical properties of photodetectors based on amorphous silicon with powerful and flexible ASIC technology. In a TFA sensor an *a*-Si:H based detector converts the optical energy in electrical signals while an integrated circuit (ASIC) is used for storage, processing and read out of the recorded data. A TFA color imager is equipped with a voltage controlled spectrally selective detector that provides the complete color information in every sensor pixel. The color detector operates like an electronic filter and replaces patterned optical color filter arrays, resulting in a higher integration density. Read out of the fundamental color components is no longer carried out at discrete local positions but in a sequential mode.

Immediately before completion of this thesis the decisive breakthrough of this novel technology was achieved by successfully demonstrating a TFA color array for the first time. This imager makes use of an unipolar three color sensor that has been developed by the author. This fact already shows that the innovative color sensor technology guides the way to a new generation of color imagers to be employed in many fields of applications ranging from digital photography to complex industrial color image processing systems.

1 Einführung

Auf dem Gebiet der elektronischen Bildverarbeitung wächst in vielen Bereichen der Markt für Halbleiter-Bildsensoren. Die Anwendungsfelder derartiger bildgebender optischer Sensorsysteme erstrecken sich vom industriellen bis in den konsumorientierten Bereich. Besondere Schwerpunkte sind beispielsweise bei der Fertigungstechnik, Industrieautomatisierung, der Informations- und Kommunikationstechnologie sowie bei der digitalen Photographie zu finden.

Während für viele der industriellen Anwendungsgebiete zur Zeit die Aufzeichnung von Schwarz/Weiß-Bildern ausreichend ist, um die an die Bildverarbeitung gestellten Aufgaben erfüllen zu können, so ist doch absehbar, daß in Zukunft im Rahmen der mehrkanaligen Bildverarbeitung der Übergang auf farbauflösende Systeme erfolgen wird [Mass96], so z. B. im Bereich der Verkehrsleittechnik zur automatischen Erkennung von Verkehrszeichen [Ritt97] oder auf dem Gebiet der medizinischen Analysetechnik [Harms97]. Die Anforderungen an Farbbildsensoren umfassen neben einer nach Möglichkeit exakten Farbwiedergabe hohe Auflösungen bzw. kleine Pixelabmessungen, speziell im Bereich der digitalen Photographie, große zu verarbeitende Dynamikumfänge bei einer Vielzahl von industriellen Anwendungen sowie hohe Auslese- und Bildfolgeraten.

Die seit 1992 kontinuierlich verfolgte und vom Institut für Halbleiterelektronik der Universität-GH Siegen entwickelte TFA-Technologie (TFA = **T**hin **F**ilm on **A**SIC) eröffnet diesbezüglich neue Perspektiven, indem sie in vergleichsweise einfacher Weise die Realisierung einer neuen Generation optischer Halbleiter-Bildsensoren durch vertikale Integration eines optischen Dünnschicht-Detektors auf einem integrierten Schaltkreis ermöglicht [Fisch92, Schult92]. Diese Technologie erlaubt es beispielsweise, wesentliche Teile der Bildverarbeitung schon auf dem Sensorchip selbst durchzuführen, um dadurch nachfolgende Bildverarbeitungssysteme zu entlasten. Erste Prototypen von TFA-Bildsensoren konnten bereits erfolgreich demonstriert werden und lassen sie als vielversprechende Alternative zu konventionellen CCD- oder CMOS-Sensoren erscheinen [Lulé96, Böhm98].

Entsprechend den gegenwärtigen Anforderungen an Bildverarbeitungssysteme stand bei der Entwicklung der TFA-Technologie zunächst die Entwicklung s/w-empfindlicher Detektoren im Mittelpunkt des Interesses. Die oben prognostizierte Ausweitung auf den Bereich Farbe ermutigte jedoch, vor dem Hintergrund der Flexibilität der TFA-Technologie auch die Entwicklung farbselektiver optoelektronischer Dünnschicht-Bauelemente in Angriff zu nehmen. Gerade die Möglichkeiten, welche die Steuerung der Farbempfindlichkeit der Sensorelemente bietet, läßt die Erweiterung in Richtung farbauflösender TFA-Sensoren sehr attraktiv erscheinen, stellt sie doch im Vergleich zu konventionellen Farbsensortechnologien eine Reduzierung des Platzbedarfs der für die Erzeugung eines RGB-Farbsignals erforderlichen elektronischen Schaltungskomponenten und mithin eine Steigerung der Auflösung in Aussicht.

Das Ausgangsmaterial für derartige spektralselektive Dünnschicht-Bauelemente bildet hydrogenisiertes, amorphes Silizium ($a\text{-Si:H}$), das sich vor allem durch seine hervorragenden elektrooptischen Eigenschaften auszeichnet, beispielsweise durch einen hohen Absorptionskoeffizient im sichtbaren Spektralbereich. Hinzu kommt die Möglichkeit der großflächigen und homogenen Niedertemperatur-Deposition auf einer Vielfalt an Substratmaterialien, die zur Verbreitung des amorphen Siliziums im Bereich der Photovoltaik, bei der Herstellung von aktiv adressierten Flachbildschirmen, auf dem Gebiet der medizinischen Röntgendiagnostik sowie der optischen Bildreproduktion geführt haben.

a-Si:H-basierte Farbsensoren bestehen im allgemeinen aus einer Abfolge von dotierten und intrinsischen Siliziumschichten. Die eigenleitenden Schichten dienen dabei der Umwandlung der auf das Bauelement fallenden Strahlung in Elektron-Loch-Paare, die unter Einwirkung der durch die dotierten Bereiche aufgespannten elektrischen Felder gesammelt und einem äußeren Stromkreis zugeführt werden. Das besondere Merkmal farbselektiver Sensorsysteme besteht in der Steuerbarkeit ihrer spektralen Empfindlichkeit. Durch eine lokale Verschiebung der Ladungsträgersammlung mittels einer von außen angelegten elektrischen Spannung kann in Verbindung mit der Wellenlängenabhängigkeit der optischen Absorption im Halbleitermaterial und der zugeordneten Photogeneration eine Selektion der auf den Sensor fallenden Strahlung nach dem Ort ihrer Absorption erzielt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden teilweise schon existierende *a*-Si:H-Bauelementstrukturen weiterentwickelt, die über ein variables Spektralverhalten verfügen, sowie neue Strukturen erprobt und optimiert. Das Ziel der Arbeit läßt sich damit beschreiben, hinsichtlich ihrer spektralen Empfindlichkeit steuerbare Sensoren, insbesondere Dreifarbsensoren, zu entwickeln, welche im Zusammenhang mit der TFA-Technologie an die Stelle konventioneller Bildaufnehmer treten können.

Die Arbeit besitzt entsprechend der genannten Zielsetzung einen Schwerpunkt bei der Optimierung von TFA-geeigneten Farbsensoren, welche in hohem Maß experimentell, d. h. an tatsächlich realisierten Bauelementstrukturen durchgeführt worden ist. So sind im Laufe der Entwicklung, an deren (vorläufigem) Endpunkt die erfolgreiche Realisation eines unipolaren Dreifarbsensors steht, nahezu 200 Sensorstrukturen präpariert und charakterisiert worden. Auf bereits verfügbare numerische Simulationen und analytische Berechnungen wurde lediglich am Rande zurückgegriffen. Darüber hinaus sind in begrenztem Umfang Optimierungen von Einzelschichten aus amorphem Silizium und dessen Legierungen vorgenommen worden, soweit sie für die Synthese der Bauelemente notwendig waren.

Parallel zur Entwicklung der verschiedenen Farbsensoren erfolgte deren Qualifizierung und Evaluierung, wobei die zugrundeliegenden Kriterien im spektralen Verhalten, der stationären Dynamik und den transienten Eigenschaften liegen. Des weiteren wurde eine Bewertung der Farbsensoren anhand von farbmetrischen Gesichtspunkten vorgenommen, um das Farbauflösungsvermögen quantitativ zu erfassen.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Nach dieser Einführung ist zunächst ein einleitendes Kapitel den fundamentalen Eigenschaften des für die Bauelemententwicklung verwendeten Ausgangsmaterials, verschiedenen Ansätzen zur Modellbildung *a*-Si:H-basierter Bauelemente sowie einer Diskussion bereits existierender Farbsensor-Konzepte gewidmet. Die in diesem Kapitel dargebotenen Grundlagen sind auf ein notwendiges Maß reduziert, welches im Hinblick auf die folgenden Ausführungen als unverzichtbar angesehen werden kann. Es folgt mit Kap. 3 eine kurze Zusammenstellung der zur Charakterisierung und Qualifizierung von *a*-Si:H-Einzelschichten durchgeführten experimentellen Arbeiten und ihrer Ergebnisse. Den Hauptteil der Arbeit bilden die Kapitel 4 und 5, in denen ausführlich die verschiedenen entwickelten Farbsensortypen und ihre stationären und transienten elektrooptischen Eigenschaften vorgestellt werden. Diese beiden Kapitel dienen einerseits der Dokumentation der erzielten Ergebnisse; andererseits wird versucht, die wesentlichen Stränge der durchgeführten Optimierungsvorgänge in groben Zügen nachzuzeichnen. In Kap. 7 erfolgt schließlich im Rahmen einer mehr anwendungsorientierten Betrachtungsweise die Bewertung des Farbauflösungsvermögens der Farbsensoren auf der Basis eines genormten Verfahrens unter Ausnutzung der Möglichkeiten, die eine lineare Farbkorrektur bietet. Hierbei bilden die Grundlagen der Farbmetrik den formalen Rahmen, innerhalb dessen die Untersuchungen stattfinden. Zuvor wird in Kap. 6 die Gültigkeit des Überlagerungsprinzips verifiziert, welche die Grundvoraussetzung für die im Zuge der Farbkorrekturmaßnahmen durchgeführten Transformatio-

nen darstellt. Eine zusammenfassende Wertung der erzielten Ergebnisse, die Präsentation von ersten mit TFA-Farbbildsensoren aufgezeichneten Farbbildern, ein Ausblick auf mögliche künftige Fortentwicklungen sowie eine Zusammenstellung der verwendeten Literatur runden die Dissertation ab.

Die vorliegende Arbeit war eingebunden in zwei vom Bundesministerium für Bildung, Forschung, Wissenschaft und Technologie sowie einer Reihe von Partnern aus dem industriellen Bereich geförderte Projekte „Optische Sensorsysteme in Thin Film on ASIC (TFA)-Technologie“ und „Lokaladaptives intelligentes Sensormodul in TFA-Technologie“, innerhalb derer die Demonstration der prinzipiellen Realisierbarkeit der TFA-Technologie im Vordergrund stand [Rieve97, Benth97]. Während dieser Zeit konnten jedoch zusätzlich auch wesentliche Fortschritte auf dem Gebiet α -Si:H-basierter Farbsensoren erzielt werden. Die Entwicklung der Farbsensoren wurde fortgeführt im Zusammenhang mit der Industrietätigkeit bei der Silicon Vision GmbH, bei der die Weiterentwicklung der TFA-Farbsensortechnologie zu einem marktfähigen Produkt eine zentrale Rolle unter den unternehmerischen Aktivitäten spielt. Die kontinuierliche Bearbeitung dieses Themenbereichs ermöglichte es dem Autor, die vorliegende Arbeit zu erstellen, in der die wichtigsten der erzielten Ergebnisse dokumentiert sind.

2 Grundlagen *a*-Si:H-basierter Farbsensoren

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Farbsensoren bestehen aus einer Folge von dotierten und undotierten Schichten aus amorphem Silizium, wobei es sich je nach Typ um Mehrschichtsysteme von vier bis hin zu neun Einzelschichten handelt. Bevor die Farbsensoren eingehend erläutert werden, sollen zunächst die Eigenschaften des zugrundeliegenden Ausgangsmaterials kurz skizziert werden, soweit sie für die Realisierung der Farbsensoren relevant sind. Darauf aufbauend werden dann Modelle der Detektorelemente vorgestellt, wobei die Größen Photostrom und Farbempfindlichkeit eine vorrangige Rolle spielen. Schließlich werden bereits existierende Konzepte und Bauformen für Farbsensoren beschrieben, und es erfolgt abschließend ein Ausblick auf Anwendungen der spektralselektiven Detektoren in Form von bildgebenden Sensoren in TFA-Technologie.

2.1 Hydrogenisiertes, amorphes Silizium

Das Ausgangsmaterial der Farbsensoren ist amorphes, hydrogenisiertes (wasserstoffhaltiges) Silizium, welches in elektronisch verwendbarer Form zum ersten Mal im Jahre 1975 von W. E. Spear und P. G. LeComber [Spear75] hergestellt worden ist. Schon zuvor ist Silizium im amorphen Zustand durch Kathodenzerstäubungsprozesse (Sputtern) oder Vakuum-Aufdampfprozesse realisiert worden, das jedoch aufgrund seiner hohen Defektdichte für praktische Anwendungen nicht verwertbar war. Den entscheidenden Durchbruch dieses Halbleitermaterials erlaubte die Möglichkeit der Hydrogenisierung des amorphen Siliziums während der Herstellung mit Hilfe eines plasmagestützten CVD-Prozesses (PECVD, Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Obwohl bereits seit 1965 Versuche in dieser Richtung dokumentiert sind [Ster65, Chitt69] und eine im Vergleich zu gesputterten oder aufgedampften Siliziumschichten verringerte Leitfähigkeit als Konsequenz einer teilweisen Reduzierung der Defektdichte beobachtet werden konnte [LeCom70], markiert die Jahreszahl 1975 den erstmaligen Nachweis der Dotierbarkeit des amorphen Siliziums. Die Dotierbarkeit, d. h. die Verschiebbarkeit der Lage des Fermi-niveaus in der Bandlücke, ist einerseits gebunden an eine niedrige Zustandsdichte im verbotenen Band und stellt andererseits eine unabdingbare Voraussetzung für die Realisation elektronischer Bauelemente dar.

2.1.1 Eigenschaften amorphen Siliziums

Amorphes Silizium ist im Gegensatz zu kristallinen Festkörpern dadurch gekennzeichnet, daß eine regelmäßige Anordnung der Atome in Form einer Gitterstruktur fehlt. Es existiert zwar eine Nahordnung, welche entsprechend dem Atomaufbau des Siliziums als Element der vierten Hauptgruppe des Periodensystems gegeben ist. Eine Fernordnung über mehrere Atomabstände hinweg ist jedoch nicht vorhanden. Als Folge dieses unregelmäßigen mikroskopischen Materialaufbaus kommt es zu vom ideal tetraedrischen Kristallgitter abweichenden Variationen der Bindungswinkel und -abstände. In bezug auf die Bandstruktur des Halbleiters bedeutet dies, daß aufgrund der strukturellen Unordnung des atomaren Aufbaus und den damit verbundenen Fluktuationen im Potential keine scharfe Begrenzung der Bänder existiert. Das Absinken der Zustandsdichten in der Nähe von Valenz- und Leitungsband vollzieht sich in Richtung der Bandlücke mit endlicher Steilheit. Die zusätzlich als Folge der

Bindungsunregelmäßigkeiten auftretenden Zustände werden als Bandausläufer, sog. Tail States, bezeichnet. Ihre Anzahl ist in erster Linie von den Herstellungsbedingungen des Materials abhängig und bestimmt infolge der Wechselwirkung mit Ladungsträgern in den Bändern (Trapping) wesentlich die Ladungsträger-Transporteigenschaften und mithin die elektronische Qualität des Halbleiters.

Ein weiteres Charakteristikum des amorphen Siliziums stellen nicht abgesättigte Bindungen im Atomverbund dar. Als Konsequenz der unregelmäßigen Bindungsstruktur und der dadurch hervorgerufenen inneren Spannungen finden einige freie Valenzen der Siliziumatome keinen Bindungspartner und sind daher nicht abgesättigt. Die daraus resultierenden zusätzlichen elektronischen Zustände, welche in der Mitte der Bandlücke angesiedelt sind, können mit einem oder zwei Elektronen besetzt sein oder unbesetzt bleiben. Sie werden als sog. Dangling Bonds bezeichnet und entsprechend ihres Besetzungszustandes in D^+ , D^0 und D^- unterschieden. Die bandmittennahen Zustände wirken vornehmlich als Rekombinationszentren und bestimmen mithin das Rekombinationsverhalten und die Lebensdauer der Ladungsträger. Die Dangling Bonds bilden ebenso wie die Tail States lokalisierte Zustände aus, d. h. sie sind auf den Ort der Störstelle begrenzt und weisen im Gegensatz zu den ausgedehnten Zuständen innerhalb der Bänder nur eine sehr geringe Beweglichkeit bzw. Leitfähigkeit untereinander auf.

Erst die Absättigung der Bandlückenzustände durch den Einbau von Wasserstoffatomen ermöglicht die Verwendbarkeit des amorphen Siliziums in der Halbleiterelektronik zur Realisierung von Bauelementen, da ansonsten die hohe Dichte an Defektzuständen die elektronischen Materialeigenschaften derart negativ beeinflusst, daß eine sinnvolle Anwendung in der Regel nicht möglich ist. Diese Absättigung erfolgt während der Deposition des Materials durch Anlagerung von Wasserstoffatomen, welche im Plasma bei der Zersetzung des Ausgangsgases Silan (SiH_4) entstehen, an freie Valenzen der Siliziumatome. In der Absättigung der freien Siliziumbindungen im PECVD-Prozeß liegt ein wesentlicher Vorteil dieser Technologie gegenüber den eingangs erwähnten alternativen Herstellungsverfahren begründet. Typischerweise liegt der Wasserstoffgehalt bei mittels PEVCD hergestelltem amorphen Silizium bei ca. 8 bis 16 Atom-%, wobei diesbezüglich zu beachten ist, daß nur ein geringer Anteil des Wasserstoffs zur Passivierung der Dangling Bonds benötigt wird.

Der energetische Verlauf der Zustandsdichte im Bereich der Bandlücke ist in Abb. 2.1 schematisch skizziert. Die Darstellung zeigt ein Kontinuum an lokalisierten Zuständen innerhalb der zwischen den ausgedehnten Zuständen in den Bändern liegenden Bandlücke mit den Ausläufern von Leitungs- und Valenzband sowie den Dangling Bonds in der Nähe der Bandmitte, welche auch als sog. tiefe Defekte bezeichnet werden. Hinsichtlich der Verteilung der tiefen Defektzustände wurden in der Vergangenheit verschiedene Modellansätze entwickelt. Nach dem Standardmodell von N. F. Mott [Mott79, Street91a] sind die energetischen Positionen der den unterschiedlichen Ladungszuständen zugeordneten, gaußförmig angenäherten Dichteverteilungen in der Bandlücke fixiert. Es werden gemäß dieser Modellvorstellung Defekte mit Donatorcharakter ($D^{0/+}$) und solche mit Akzeptorcharakter ($D^{-/0}$) unterschieden, die um die sog. Korrelationsenergie gegenüber den erstgenannten angehoben sind. In Erweiterung dazu geht das sog. Defekt-Pool-Modell [Winer90, Schum91, Powell93] von einem ausgedehnten Pool möglicher Energieniveaus für die Defektzustände aus, von denen jedes Energieniveau in jedem der drei Ladungszustände vorkommen kann. Die Zustandsdichteverteilung im Defekt-Pool wird durch thermodynamische Gleichgewichtsreaktionen für das Aufbrechen und die Bildung von Bindungen im atomaren Verbund unter der Randbedingung einer Minimierung der freien Energie des amorphen Silizium-Wasserstoff-Atomverbundes bestimmt [Smith85a, Winer90].

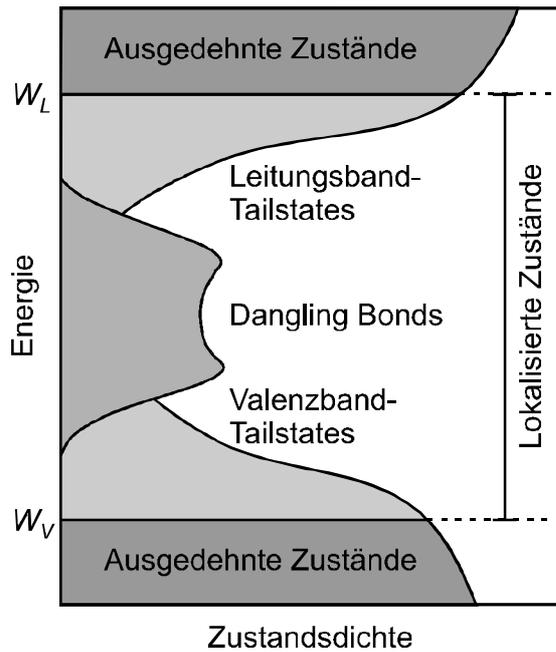


Abb. 2.1: Energetische Zustandsdichteverteilung von amorphem Silizium im Bereich der Bandlücke.

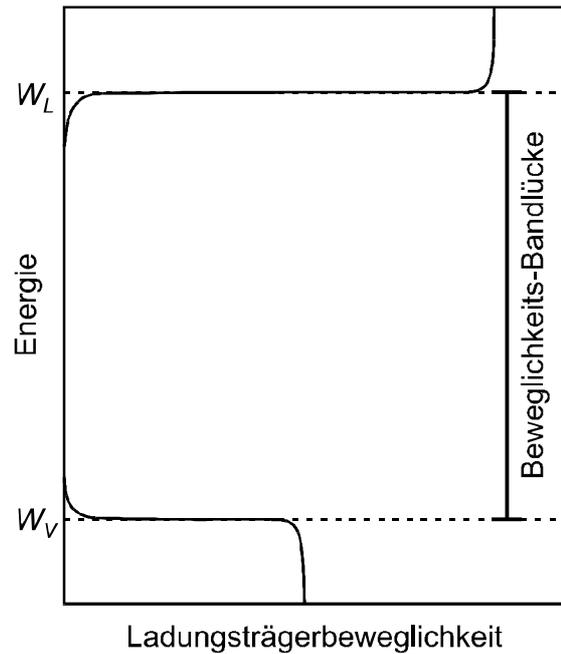


Abb. 2.2: Schematischer Verlauf der Ladungsträgerbeweglichkeit in amorphem Silizium.

Infolge der endlichen Zustandsdichte zwischen Leitungs- und Valenzband kann die Definition der Bandlücke nicht, wie bei kristallinen Halbleitern üblich, über die Höhe der Zustandsdichte erfolgen. Vielmehr wird bei amorphen Halbleitern die Grenze zwischen den ausgedehnten Zuständen in den Bändern und den lokalisiert auftretenden Defektzuständen zur Bestimmung der sog. Beweglichkeits-Bandlücke (mobility gap) herangezogen (Abb. 2.2) [Mott79].

Eine Konsequenz der amorphen Struktur des Siliziums mit den vorstehend beschriebenen Materialeigenschaften besteht in der sog. Metastabilität, welche sich in einer reversiblen Erhöhung der Defektdichte infolge von Ladungsträgerinjektion niederschlägt. Der von D. L. Staebler und C. R. Wronski erstmalig beobachtete und nach ihren Entdeckern benannte Effekt der Verringerung sowohl der Dunkel- als auch der Photoleitfähigkeit [Stae77] kann mit einer lichtinduzierten Bildung von zusätzlichen Dangling Bonds im amorphen Silizium in Verbindung gebracht werden [Sant91a]. In ähnlicher Weise wird infolge von Ladungsträgerinjektion, beispielsweise bei in Durchlaßrichtung betriebenen Dioden, die Defektkonzentration erhöht [Street91b]. Diese zusätzlichen Defekte beeinflussen das Rekombinationsverhalten und die Lebensdauer der Ladungsträger und führen resultierend zu einer Verschlechterung (Degradation) der elektronischen Eigenschaften des amorphen Siliziums sowie der daraus hergestellten Bauelemente [Stae81, Smith85b, Hack86]. Durch thermische Behandlung des amorphen Halbleitermaterials bei Temperaturen über ca. 150°C lassen sich die genannten Alterungseffekte zu einem großen Teil wieder ausheilen [Stae80, Street89]. Im Laufe der Jahre ist eine Reihe von Modellen zur Beschreibung der Defektentstehung entwickelt worden, z. B. das Aufbrechen schwacher Siliziumbindungen [Stutz87, Sant91b], wobei die Energie zur Bildung der Dangling Bonds durch Band-Band-Rekombinationsprozesse injizierter Ladungsträger bereitgestellt wird. Die Beschreibung der Zustandsdichten im Rahmen des Defekt-Pool-Modells führt die im Gleichgewicht vorhandenen Defektkonzentrationen und die zusätzlich unter Lichteinstrahlung bzw. Ladungsträgerinjektion erzeug-

ten Defekte auf dieselben chemischen Reaktionen im amorphen Silizium-Wasserstoff-Atomverbund zurück [Smith88, Schum94].

Obgleich amorphes Silizium im Vergleich zur kristallinen Ausführung dieses Stoffes (*c*-Si) den Nachteil einer verminderten Ladungsträgerbeweglichkeit besitzt (ca. $1 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ gegenüber mehr als $10^3 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für Elektronen) bietet die amorphe Variante eine Reihe von Vorteilen, so z. B. die Höhe des Absorptionskoeffizienten im sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums, welcher um mehr als eine Größenordnung über dem von *c*-Si liegt [Carl85]. Damit in Zusammenhang steht eine hohe Photoempfindlichkeit schon bei geringen Schichtdicken. Hinzu kommt die Möglichkeit der großflächigen Deposition bei niedrigen Temperaturen ($< 300^\circ\text{C}$) auf einer Vielzahl unterschiedlicher Substrate, die dieses Material gerade in bezug auf Anwendungen im Bereich der Optoelektronik, Sensorik und Photovoltaik sehr attraktiv macht.

2.1.2 Herstellung amorpher Siliziums

Zur Herstellung von amorphem Silizium ist eine Reihe von Verfahren bekannt, so z. B. Kathodenzerstäubung (Sputtern), Vakuum-Aufdampfung sowie verschiedene Varianten von CVD-Prozessen (Chemical Vapor Deposition). Eine detaillierte Übersicht über die verfügbaren Herstellungsverfahren bietet beispielsweise [Pank84]. Im Vergleich der Herstellungsverfahren kann die CVD-Abscheidung von *a*-Si:H in Form eines plasmagestützten Glimmentladungsprozesses (PECVD) als die am besten geeignete Methode zur Realisation amorpher Siliziumschichten in Bauelementqualität bezeichnet werden, welche sich hervorragend zur Synthese optoelektronischer Dünnschicht-Bauelemente (z. B. optische Sensoren oder Solarzellen) nutzen läßt.

Das PECVD-Verfahren basiert auf der Abscheidung des Materials aus der Gasphase durch Zersetzung eines siliziumhaltigen Gases oder Gasgemischs unter Einwirkung eines Plasmas, wobei sich die entstehenden Siliziumatome als amorpher Film auf einem Substrat niederschlagen. Die typische Konfiguration eines kapazitiv gekoppelten PECVD-Reaktors besteht aus einer parallelen Anordnung zweier Elektroden, zwischen denen durch Gleichspannungs- oder Hochfrequenzanregung bei Drücken um 0,1 bis 2 Torr ein Plasma erzeugt wird. Das zu beschichtende Substrat ist mit einer der Elektroden verbunden und wird auf Temperaturen

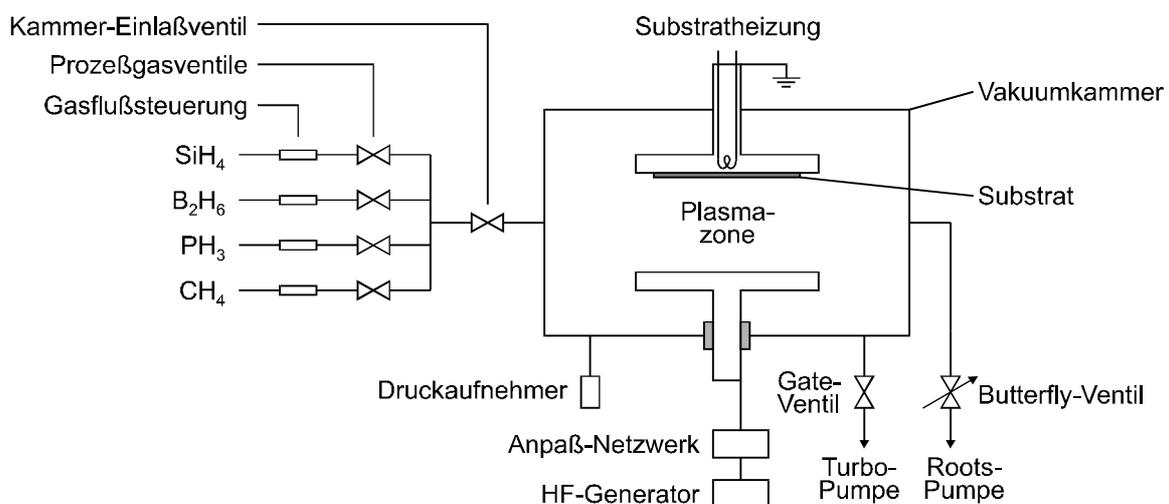


Abb. 2.3: Schematische Darstellung eines kapazitiv gekoppelten Parallelplatten-PECVD-Reaktors zur Herstellung amorpher Siliziumschichten.

von 100 bis 300°C aufgeheizt. Eine schematische Darstellung einer PECVD-Reaktorkammer befindet sich in Abb. 2.3.

Die eigentliche Deposition von *a*-Si:H-Schichten vollzieht sich in verschiedenen Stufen, welche im folgenden kurz skizziert werden. Zunächst wird das Ausgangsgas (in der Regel Silan, SiH₄) als Produkt von Reaktionen mit den im Plasma enthaltenen Elektronen in eine Reihe von Radikalen und Ionen zerlegt, z. B. SiH, SiH₂, SiH₃, H, H₂, SiH⁺, SiH₂⁺, SiH₃⁺. Diese Teilchen diffundieren bzw. driften in Richtung des Substrates, wobei weitere sekundäre Reaktionen untereinander auftreten können. Schließlich reagieren einige der Teilchen mit der Oberfläche des Substrates und werden dabei in die sich bildende amorphe Schicht eingebaut. Die Einzelheiten der plasmaphysikalischen Reaktionen sind sehr komplex und sollen an dieser Stelle nicht näher ausgeführt werden (vgl. [Pank84]). Entscheidend für die elektronische Qualität des Siliziums ist der Einbau von Wasserstoff in das amorphe Netzwerk, welcher zur Absättigung freier Valenzen und mithin für die Reduzierung der Defektdichte des Materials benötigt wird.

Die zur Realisierung von Bauelementen unverzichtbare Dotierung des Halbleitersmaterials kann bei der PECVD-Abscheidung in einfacher Weise durch Hinzugabe von entsprechenden Dotiergasen erfolgen. Für die p-Dotierung wird dabei in der Regel Diboran (B₂H₆), für die n-Dotierung Phosphin (PH₃) verwendet. Durch Variation des Mischungsverhältnisses zwischen Dotiergas und Silan läßt sich der Grad der Dotierung, welcher sich in der Lage des Fermi-niveaus in der Bandlücke niederschlägt, über weite Bereiche steuern. Des weiteren eignet sich das PECVD-Verfahren zur Herstellung von Verbindungshalbleitern aus Silizium und anderen vierwertigen Elementen, z. B. Germanium und Kohlenstoff, welche in optoelektronischen Bauelementen hauptsächlich zur Veränderung des Bandabstandes und zur Steuerung der Absorption und Ladungsträgergeneration verwendet werden. Auch die Legierung erfolgt durch Beimischung entsprechender Gase, beispielsweise German (GeH₄) oder Methan (CH₄). Im Zusammenhang mit der Dotierung und Legierung ist zu beachten, daß durch diese Maßnahmen in der Regel nicht nur einzelne Eigenschaften des Halbleiters verändert werden. Vielmehr werden durch den Einbau von Fremdatomen in das amorphe Siliziumnetzwerk eine Reihe von Halbleiterparameter gleichzeitig beeinflusst, z. B. Defektdichten, Leitfähigkeiten, Ladungsträgbeweglichkeiten und -lebensdauern etc..

Die zur Entwicklung von *a*-Si:H-Sensoren im Rahmen der vorliegenden Arbeit zur Verfügung stehende Anlagentechnik des Instituts für Halbleiterelektronik umfaßt, abgesehen von weiteren, für die Probenpräparation erforderlichen technologischen Einrichtungen (Metallisierung, Photolithographie, Naß- und Trockenätzprozesse), als wesentliche Komponente eine Zweikammer-UHV-PECVD-Anlage (UHV = Ultra High Vacuum) der Fa. MRG (Materials Research Group). Beide Depositionskammern, welche durch eine Ladeschleuse voneinander getrennt sind, enthalten einen kapazitiv gekoppelten Parallelplattenreaktor. Die für die Zersetzung der Ausgangsgase benötigte Plasmaleistung wird durch eine hochfrequente Anregung (13,56 MHz) eingekoppelt. Eine der beiden Kammern ist aus Gründen der Vermeidung von Verunreinigungen und Dotiergasverschleppungen für die Deposition intrinsischer Siliziumschichten reserviert, während sämtliche dotierten und mit Kohlenstoff legierten, d. h. im Bandabstand erweiterten Schichten in der zweiten Kammer hergestellt werden. Dieses Konzept erlaubt mithin die Realisation von eigenleitenden Siliziumschichten hoher Qualität, wenngleich die gemeinsame Herstellung von p- und n-dotierten *a*-Si:H- und undotierten *a*-SiC:H-Schichten in einer einzigen Kammer einerseits die Dotierung auf vergleichsweise hohe Konzentrationen begrenzt und andererseits die Qualität der zur Photogeneration verwendeten *a*-SiC:H-Schichten mit erhöhtem Bandabstand beeinträchtigt.¹ Beide

¹ Die beschriebene Anlagenkonzeption ist u. a. bedingt durch die Nutzung nicht nur für die Herstellung von *a*-Si:H-Sensoren sondern auch für Solarzellen im Rahmen von parallelen Aktivitäten auf dem Gebiet der Photovoltaik.

Depositionskammern sind mit einem Pumpsystem verbunden, welches vor jeder Abscheidung die Erzeugung eines Hochvakuums ($< 10^{-8}$ Torr) zur effektiven Unterbindung eventueller Verunreinigungen auf dem Substrat bzw. auf den zuvor deponierten Schichten gestattet. Ein manuelles Transportsystem dient zum Transfer des Substrates (Maximalgröße: $10 \times 10 \text{ cm}^2$) zwischen den beiden Kammern über die Ladeschleuse. Alle relevanten Parameter bei der Prozessierung, z. B. Kammerdruck, Substrattemperatur, Gaszusammensetzung, Plasmaleistung etc., können über weite Bereiche manuell eingestellt bzw. variiert werden. Hieraus ergibt sich eine Vielzahl von Variationsmöglichkeiten, die für eine Optimierung von einzelnen Schichten wie auch von Schichtsystemen herangezogen werden können.

Im Verlauf der Arbeit wurde die Anlagentechnik um eine modulare Clusteranlage, bestehend aus vier PECVD-Depositionskammern und einer Vakuumkammer zur Herstellung gesputterter TCO-Schichten (TCO = **T**ransparent **C**onductive **O**xide), erweitert, welche es erlaubt, intrinsische amorphe Siliziumschichten, mit Kohlenstoff bzw. Germanium legierte sowie dotierte Schichten in jeweils eigenen Kammern zu deponieren, was im Hinblick auf die Herstellung von Farbsensoren eine entscheidende Verbesserung darstellt. Ferner erfolgt der Substrattransport zwischen den Kammern unter Hochvakuum.

2.1.3 Absorption und Ladungsträgergeneration

Das wesentliche Kennzeichen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Farbsensoren besteht in der Steuerung der Sammlung photogenerierter Ladungsträger. Sämtliche betrachteten Sensortypen machen Gebrauch von der in allen Halbleitern beobachteten spektralen Abhängigkeit der optischen Absorption und der resultierenden Wellenlängenabhängigkeit der Ladungsträgergeneration. Diese äußert sich in einer Abnahme des Absorptionskoeffizienten mit steigender Wellenlänge, d. h. kurzwellige Strahlung wird stärker absorbiert als solche mit größerer Wellenlänge. Dementsprechend sind die Konzentrationen photogenerierter Ladungsträger im Halbleiter nicht nur von der Intensität, sondern auch von der Wellenlänge der auftreffenden Beleuchtung abhängig. Weil das hier angerissene Phänomen das grundlegende Funktionsprinzip der betrachteten Farbsensoren darstellt, sollen zunächst die Mechanismen von Absorption und Ladungsträgergeneration etwas näher untersucht werden.

Die optische Generation von Ladungsträgern beruht auf der Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle mit einem Elektron in einem besetzten Zustand des Valenzbandes bzw. des Valenzband-Tails. Infolge dieser Wechselwirkung wird das Elektron aus dem Grundzustand in einen bezüglich der Energie höher gelegenen elektronischen Zustand angeregt, und es hinterläßt dabei ein Defektelektron (Loch). Die photoelektrische Ladungsträgererzeugung in Halbleitern geht mithin immer paarweise vonstatten. Die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten erfolgt über eine Betrachtung der Absorptionswahrscheinlichkeit für ein einzelnes Photon. Aus der Integration bzw. Überlagerung kann daraus die integrale Größe des Absorptionskoeffizienten abgeleitet werden. Die durch das Prinzip der Energieerhaltung gegebene Verknüpfung der Absorption eines Photons mit der Anregung eines Elektrons aus einem besetzten energetischen Zustand in einen freien Zustand auf einem um die Energie des absorbierten Photons erhöhten Energieniveau koppelt die Absorption an die freien bzw. besetzten Zustandsdichten in den Bändern. Abb.2.4 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon der Energie $h\nu$ im Halbleiter absorbiert wird, ist demnach proportional zum Wert des Integrals über das Produkt der Zustandsdichten und Besetzungsfunktionen [Tauc66, Cody84]²

² Es handelt sich aufgrund der endlichen Zahl an Zuständen eigentlich um eine Summation. Diese kann jedoch bei den auftretenden hohen Zustandsdichten durch eine Integration approximiert werden.

$$\mathbf{a}(h\mathbf{n}) \propto \frac{P^2(h\mathbf{n})}{h\mathbf{n}} \int N_V(W) f^n(W) \cdot N_L(W+h\mathbf{n}) (1 - f^n(W+h\mathbf{n})) dW. \quad (2.1)$$

Hierin bezeichnen $N_V(W)$ und $N_L(W)$ die Zustandsdichten in Valenz- und Leitungsband und $f^n(W)$ die Fermifunktion, welche die Besetzung der Zustände angibt. Die Integration erstreckt sich über alle möglichen Paare von Energieniveaus, die durch die Energie des absorbierten Photons ($h\mathbf{n}$) voneinander getrennt sind. Der Term $P^2(h\mathbf{n})$ steht für das mittlere Impuls-Matrixelement, welches die geforderte Impulserhaltung bei einem Elektronenübergang erfaßt. Die Berücksichtigung der Impulserhaltung ist von großer Wichtigkeit bei indirekten Halbleitern, z. B. kristallinem Silizium, bei denen den Zuständen an der Leitungsbandunterkante ein anderer Impuls zugeordnet ist als denjenigen an der Valenzbandoberkante. Die Notwendigkeit des Hinzutretens von Gitterschwingungen (Phononen) zur Impulserhaltung bei der Anregung von Elektronen in höherenergetische Zustände ist dabei u. a. verantwortlich für den niedrigen Wert des Absorptionskoeffizienten bei kristallinem Silizium. Da amorphes Silizium infolge der strukturellen Unordnung als quasi direkter Halbleiter betrachtet werden kann, ist die Erhaltung des Impulses von untergeordneter Bedeutung, so daß das mittlere Impuls-Matrixelement $P^2(h\mathbf{n})$ üblicherweise konstant angenommen wird [Jack85].

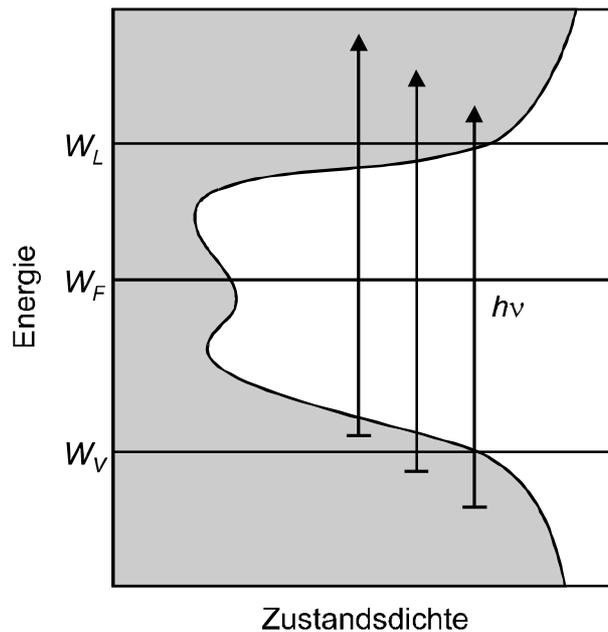


Abb. 2.4: Schematische Darstellung verschiedener optisch angeregter Elektronenübergänge in amorphem Silizium. Die Energie $h\mathbf{n}$ eines absorbierten Photons hebt ein Elektron aus einem besetzten Zustand unterhalb des Fermienergie W_F in einen freien Zustand oberhalb.

Für die Auswertung des Integrals (2.1) wird angenommen, daß die ausgedehnten Zustände in den Bändern durch bezüglich der Energie wurzelförmige Zustandsdichteverteilungen

$$N_{L(V)}(W) \propto \sqrt{|W - W_{L(V)}|} \quad (2.2)$$

für $W > W_L$ bzw. $W < W_V$ beschrieben werden können. Diese Annahme, die sich bei kristallinen Halbleitern durch Abzählen der Lösungen der Schrödinger-Gleichung ergibt

[Wage97], kann in erster Näherung auch bei *a*-Si:H angesetzt werden, sofern der Einfluß der Bandausläufer außer Acht gelassen wird. Ferner wird von einer OK-Näherung ausgegangen, bei der alle Valenzbandzustände als besetzt und alle Leitungsbandzustände als unbesetzt angesehen werden, so daß die Fermifunktionen mit den konstanten Werten 1 bzw. 0 approximiert werden können. Für diesen Fall läßt sich das Integral analytisch lösen, und es ergibt sich für Energien $h\nu$ größer als der Bandabstand $W_L - W_V$ die Beziehung³

$$a(h\nu) \propto \frac{1}{h\nu} (h\nu - (W_L - W_V))^2. \quad (2.3)$$

Der Absorptionskoeffizient steigt mit wachsender Energie, d. h. sinkender Wellenlänge λ ($h\nu = h \frac{c}{\lambda}$), und verschwindet, wenn die Photonenenergie den Bandabstand unterschreitet, da in diesem Fall die Energie eines Photons nicht mehr ausreicht, um ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuheben. In der Nähe des Bandabstandes ist mithin eine ausgeprägte Absorptionskante zu beobachten. Man spricht in diesem Zusammenhang von der bei der Energie des Bandabstandes einsetzenden Fundamentalabsorption.

Bei *a*-Si:H müssen aufgrund der amorphen Halbleiterstruktur die damit verbundenen Verschleifungen der Bänder, insbesondere die Tail States berücksichtigt werden, so daß der spektrale Absorptionsverlauf keine scharf begrenzte, dem Bandabstand zugeordnete Absorptionskante aufweist. Vielmehr vollzieht sich der Übergang von starker zu schwacher Absorption im sog. Sub-Bandgap-Bereich mit endlicher Steigung entsprechend der Verteilung der Tail-Zustandsdichte. Für amorphes Silizium ist daher lediglich für hinreichend große Energien die in Gleichung (2.3) gegebene energetische Abhängigkeit gültig; bei Energien kleiner als der Bandabstand kann zusätzlich eine nicht verschwindende Absorption beobachtet werden, die der Wechselwirkung von in der Bandlücke gelegenen lokalisierten Zuständen mit den ausgedehnten Bandzuständen entspricht.

Der Bandabstand amorpher Halbleiter ist, wie schon zuvor erläutert, nicht durch eine scharfe Begrenzung der Zustandsdichten gegeben, er kann jedoch aus dem spektralen Verlauf des Absorptionskoeffizienten unter Verwendung der Gleichung (2.3) gewonnen werden, indem der Verlauf von $\sqrt{a(h\nu) \cdot h\nu}$ über der Energie $h\nu$ aufgetragen und der sich für Energien jenseits der Fundamentalabsorption ergebende lineare Verlauf bis zur Energieachse extrapoliert wird [Tauc66]. Der aus dem sog. Tauc-Plot abgelesene Abszissenabschnitt wird auch als optische Bandlücke E_o oder Tauc-Gap bezeichnet. Dieser Wert ist in der Regel geringfügig kleiner als die unter Abschnitt 2.1.1 angegebene Beweglichkeits-Bandlücke [Wron89].

In Abb. 2.5 ist der spektrale Verlauf des Absorptionskoeffizienten von amorphem Silizium dargestellt. Man erkennt die unterschiedlichen Bereiche, die den verschiedenen Anregungsformen zugeordnet sind. Für sehr kleine Energien bis ca. 1,3 eV im infraroten Spektralbereich wird die Absorption von Elektronenübergängen aus bandmittennahen Dangling Bond-Zuständen in das Leitungsband bzw. aus dem Valenzband in die Dangling Bonds bestimmt. Die bei kleinen Photonenenergien erkennbare Schulter korreliert mithin mit der Defektdichte des Halbleitermaterials und kann zu deren Bestimmung herangezogen werden (vgl. Kap. 3.2). Mit steigender Energie wird ein nahezu exponentieller Anstieg des Absorptionskoeffizienten

³ Der Exponent 2 besitzt Gültigkeit nur bei amorphen Halbleitern, bei denen ausschließlich das Prinzip der Energieerhaltung berücksichtigt werden muß. Wenn, wie im Fall kristalliner Halbleiter erforderlich, auch die Erhaltung von Quantenzahlen zu beachten ist, ergeben sich andere Exponenten, z. B. 0,5 oder 1,5. Für indirekte Elektronenübergänge, bei denen zusätzlich Phononen eine Rolle spielen, reicht diese einfache Beziehung nicht zur Beschreibung der Absorption aus (vgl. [Mott79]).

beobachtet, der der Anregung aus Zuständen des exponentiellen Valenzband-Tails in das Leitungsband entspricht⁴ und sich über mehrere Größenordnungen erstreckt, bis oberhalb von etwa 1,8 eV der Absorptionsverlauf nur noch vergleichsweise moderat ansteigt. Hier dominieren direkte Band-Band-Übergänge aus dem Valenz- in das Leitungsband. Die Auswertung dieses Bereichs des Absorptionsspektrums wird zur Bestimmung der optischen Bandlücke nach Gleichung (2.3) genutzt.

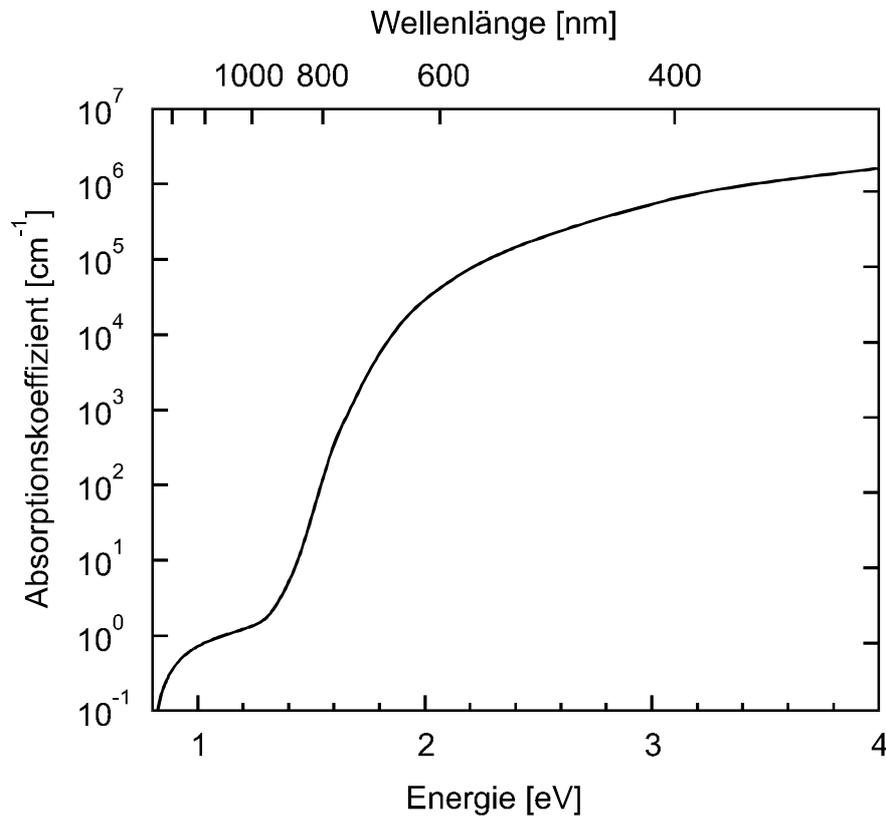


Abb. 2.5: Optischer Absorptionskoeffizient von amorphem Silizium [Cody84].

Dieser letztgenannte Energiebereich oberhalb der Fundamentalabsorption ist von besonderem Interesse in bezug auf die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Farbsensoren sowie alle optoelektronischen Bauelemente auf der Basis amorphes Siliziums. Das spektrale Absorptionsverhalten in diesem Bereich bildet die Grundlage für die Funktion der verschiedenen Typen von Farbsensoren. Aus Abb.2.5 wird deutlich, daß der Absorptionskoeffizient im sichtbaren Spektralbereich von 1,7 eV (ca. 750 nm) bis 3,2 eV (ca. 380 nm) um mehr als zwei Größenordnungen ansteigt. Dies äußert sich darin, daß kurzwelliges, blaues Licht stark, d. h. besonders nahe der Oberfläche absorbiert wird, wohingegen Strahlung größerer Wellenlänge tiefer in das Halbleitermaterial eindringt. Jenseits des Bandabstandes ist die Absorption aus Zuständen in den Bandausläufern bzw. aus der Bandlücke derart schwach, daß keine oder nur eine sehr geringe Photoempfindlichkeit erzielt werden kann.

Durch Legierung des amorphes Siliziums mit Elementen der vierten Hauptgruppe, z. B. Kohlenstoff oder Germanium, läßt sich, wie schon im vorherigen Abschnitt dargelegt, der Bandabstand des Verbindungshalbleiters modifizieren. Der Wert der optischen Bandlücke

⁴ Das Leitungsband-Tail besitzt gegenüber dem Valenzband-Tail eine deutlich erhöhte Steigung [Tied81]. Aus diesem Grunde wird der steilere Ausläufer des Leitungsbandes durch den flacheren Valenzbandausläufer maskiert. Dieser Bereich des Absorptionsspektrums wird auch Urbach-Tail genannt, die charakteristische Steigung entsprechend Urbach-Energie.

kann auf diese Weise von ca. 1,1 eV (reines *a*-Ge:H) bis etwa 2,5 eV (*a*-SiC:H) variiert werden. Im Absorptionsspektrum macht sich die Legierung durch eine Verlagerung der spektralen Position der Absorptionskante bemerkbar, welche für die genannten Extrema bei ca. 1100 nm bzw. 550 nm liegt.

Der Bandabstand des amorphen Siliziums weist eine geringe Temperaturabhängigkeit auf, die sich in einer Reduzierung der optischen Bandlücke mit steigender Temperatur bemerkbar macht. Empirisch wurde im Temperaturbereich oberhalb 200 K eine Abnahme des Tauc-Gaps um ca. $0,5 \text{ meV K}^{-1}$ ermittelt [Cody81]. Dies führt zu einer geringfügigen Rotverschiebung der Absorptionskante und damit des Empfindlichkeitsbereichs mit steigender Temperatur.

Nachdem der Zusammenhang zwischen Photonenabsorption und den Größen des Energiebändermodells erläutert worden ist, soll im folgenden eine räumliche Betrachtung des Intensitätsverlaufs $F(x)$ in einem homogenen, normal zu seiner Oberfläche beleuchteten, absorbierenden Halbleiter vorgenommen werden, in welchen an der Stelle $x=0$ eine bestimmte Strahlungsintensität F_0 eindringt, wobei die Ortskoordinate x in Ausbreitungsrichtung des Lichtes verläuft. Mit F ist die Leistungsdichte (in Wcm^{-2}) der Strahlung bezeichnet; diese hängt über die Energie eines einzelnen Photons $h\nu$ mit der Photonenstromdichte N_{ph} (in $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) zusammen:

$$F = h\nu \cdot N_{ph}. \quad (2.4)$$

Die durch Absorption hervorgerufene Abnahme der Strahlungsleistung innerhalb eines bestimmten Intervalls wird als linear mit der Strahlungsleistung verknüpft angesehen. Aus der Integration der sich ergebenden Differentialgleichung ergibt sich die folgende Beziehung:

$$F(x) = F_0 e^{-ax}, \quad (2.5)$$

die auch unter der Bezeichnung Lambert'sches Gesetz bekannt ist. Auf der Grundlage dieser exponentiellen Gesetzmäßigkeit läßt sich eine Eindringtiefe l_a des Lichtes in das Halbleitermaterial dadurch definieren, daß die Strahlungsintensität am Ort der Eindringtiefe auf das e^{-1} -fache des ursprünglichen Wertes an der Halbleiteroberfläche abgesunken ist. Die Eindringtiefe ist damit identisch mit dem Kehrwert des Absorptionskoeffizienten:

$$l_a = \frac{1}{a}. \quad (2.6)$$

Auf der Basis der spektralen Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von amorphem Silizium nach Abb. 2.5 ergibt sich der in Abb. 2.6 skizzierte Zusammenhang zwischen der Wellenlänge der Strahlung und der Eindringtiefe im Halbleiter. Hierbei zeigt sich, daß kurzwellige, blaue Strahlung nur wenige 10 nm in amorphes Silizium vordringt, während sich die Eindringtiefe mit zunehmender Wellenlänge bis zum roten Ende des sichtbaren Spektralbereichs um zwei Größenordnungen erhöht, bis im Infrarotbereich das Material auch in Schichten mit einer Dicke von mehr als $1 \mu\text{m}$ noch als nahezu transparent bezeichnet werden kann. Über die Größe der Eindringtiefe kann mithin eine Zuordnung zwischen der Wellenlänge des auf das Halbleitermaterial auftreffenden Lichtes und der geometrischen Absorptionstiefe im Halbleiter vorgenommen werden, welche im Hinblick auf die Synthese von Farbsensoren von zentraler Bedeutung ist.

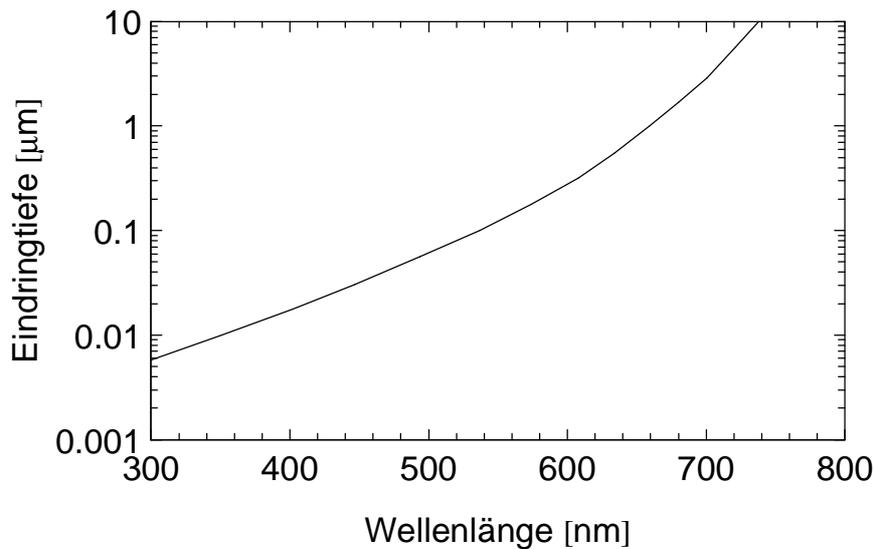


Abb. 2.6: Spektrale Abhängigkeit der Eindringtiefe in amorphem Silizium.

Unter Hinweis auf den zu Beginn dieses Kapitels abgeleiteten Zusammenhang zwischen photoelektrischer Generation von Ladungsträgern im Halbleiter und der Absorption von Photonen kann die Generationsrate G für Überschußladungsträger bestimmt werden. Die Zahl der in einem Intervall photogenerierten Ladungsträger ist proportional zum Anteil der in diesem Intervall absorbierten Photonen, so daß sich die Generationsrate wie folgt beschreiben läßt:

$$G = \mathbf{h} \left(- \frac{dN_{Ph}}{dx} \right), \quad (2.7)$$

wobei die Größe $\mathbf{h} \leq 1$ den Quantenwirkungsgrad darstellt, welcher die Anzahl der pro absorbiertem Photon generierten Ladungsträgerpaare beinhaltet. In der Praxis kann im Bereich oberhalb der Fundamentalabsorption in erster Näherung $\mathbf{h} \approx 1$ gesetzt werden [Cara83]. Einsetzen des Lambert'schen Gesetzes (2.5) liefert schließlich:

$$G(x) = N_{Ph}(x=0) \mathbf{h} a e^{-ax} = F_0 \mathbf{h} \frac{a}{h\nu} e^{-ax}. \quad (2.8)$$

Das Generationsprofil weist mithin ebenfalls eine exponentielle Ortsabhängigkeit auf. Die Generation ist jedoch überdies linear mit dem Wert des Absorptionskoeffizienten verknüpft, so daß sich für ein großes \mathbf{a} (z. B. bei kurzweiliger Lichteinstrahlung) eine hohe, steil abfallende Generationsrate ergibt, wohingegen das Generationsprofil mit sinkendem Absorptionskoeffizient, d. h. mit wachsender Wellenlänge, flacher verläuft und in seinen Absolutwerten niedriger ist. Die Abb. 2.7 verdeutlicht diesen Zusammenhang für ausgewählte Wellenlängen. In grober Näherung läßt sich konstatieren, daß sich die Photogeneration in einem Bereich von der Eintrittsstelle des Lichtes bis zu der durch Gleichung (2.6) definierten Eindringtiefe vollzieht.

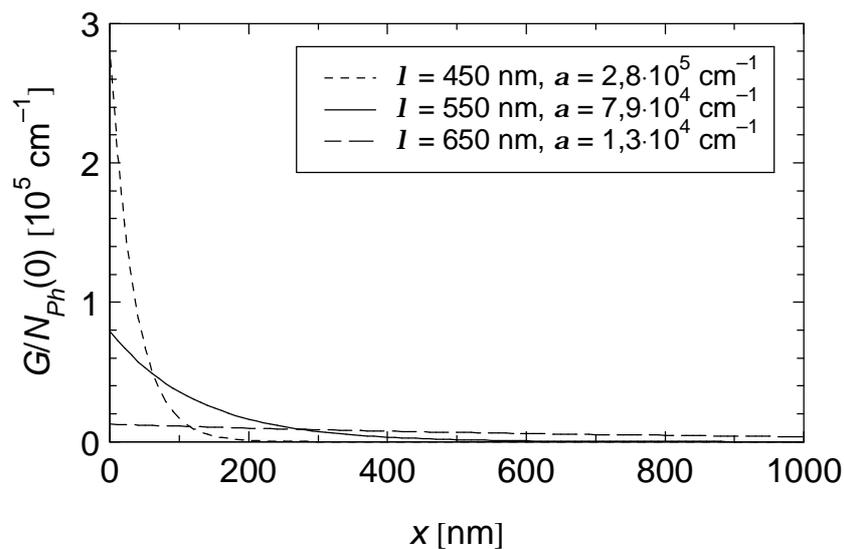


Abb. 2.7: Ortsabhängige optische Generationsrate in amorphem Silizium für verschiedene monochromatische Beleuchtungszustände. Der Quantenwirkungsgrad h wurde mit eins angenommen.

Die vorstehend erläuterten Zusammenhänge beziehen sich auf eine einzelne Schicht eines homogenen, absorbierenden Halbleiters (z. B. *a*-Si:H). Für die Charakterisierung komplexerer Mehrschichtsysteme mit zum Teil voneinander differierenden Materialparametern, wie sie bei den im weiteren Verlauf vorgestellten Farbsensoren in der Regel verwendet werden, ist außer der Beschreibung der Einzelschichten eine zusätzliche Berücksichtigung der Grenzflächen in optischer Hinsicht erforderlich. Als geeignetes Hilfsmittel hat sich dabei eine optische Simulation der gesamten Schichtenfolge erwiesen, welche die Berechnung der Generationsrate in numerischer Form durch Einbeziehung der Fresnel'schen Transmissions- und Reflexionskoeffizienten an sämtlichen Grenzflächen [Berg87] sowie kohärenter Wellenausbreitung innerhalb der Schichten erlaubt (z. B. [Meer94, Wagn96]).

2.1.4 Photoleitung in amorphem Silizium

Die amorphe Halbleiterstruktur hat unmittelbare Auswirkungen auf den Mechanismus des Stromtransports, so daß im folgenden die grundlegenden, im Zusammenhang mit der Photoleitung zu berücksichtigenden Effekte kurz skizziert werden sollen.

Bedingt durch die hohe Zustandsdichte in der Bandlücke befinden sich in der Regel mehr Ladungsträger in lokalisierten Tailzuständen getrappt als in den ausgedehnten Zuständen in den Bändern. Dies trifft wegen des flacheren Valenzband-Tails vor allem für Löcher zu. Es stehen mithin nicht sämtliche, z. B. durch optische Anregung generierte Ladungsträger zum Stromtransport zur Verfügung. Diese Reduzierung der Photoleitfähigkeit durch getrappte Ladungsträger wird durch eine Korrektur nach dem Konzept der Driftbeweglichkeit berücksichtigt [Bube78, Mott79]. Hierbei werden freie Bandbeweglichkeiten m_n bzw. m_p und Driftbeweglichkeiten m_n^D bzw. m_p^D (jeweils für Elektronen und Löcher) voneinander unterschieden:

$$m_h^D = \frac{n_f}{n_f + n_t} \cdot m_h \quad \text{bzw.} \quad m_p^D = \frac{p_f}{p_f + p_t} \cdot m_p, \quad (2.9)$$

wobei die Proportionalitätsfaktoren die Anteile der freien, d. h. der beweglichen Ladungsträger zur Gesamtzahl der freien (Index „f“) und getrappten (Index „t“) Ladungsträger repräsentieren. Für sie werden in der Literatur typischerweise Werte zwischen 10^{-1} und 10^{-4} genannt, so daß die Driftbeweglichkeiten um einen Faktor 10 bis 10000 kleiner sind als die entsprechenden freien Bandbeweglichkeiten [Hack85, Madan95]. Die in den Tails getrappten Ladungsträger sind ferner hauptverantwortlich für die vergleichsweise langsamen transienten Eigenschaften von Bauelementen aus amorphem Silizium.

Die Rolle der Bandausläufer in bezug auf den Mechanismus des Ladungstransports wird im Rahmen des sog. Multiple-Trapping-Modells beschrieben [Tied80]. Dementsprechend findet der Stromtransport nur in den ausgedehnten Zuständen in den Bändern statt. Die Tail-Zustände werden ausschließlich als Traps angesehen, in denen Ladungsträger festgehalten und nach einer Verweilzeit wieder in ausgedehnte Bandzustände emittiert werden. Erst nach erfolgter thermischer Emission können die getrappten Ladungsträger an der Bandkante zum Stromtransport beitragen. Direkte Übergänge zwischen tiefen Zuständen in der Bandlücke (Dangling Bonds) werden für die Betrachtung der Photoleitfähigkeit außer Acht gelassen, da diese Zustände bei niedrigen Defektdichten in hohem Maße lokalisiert auftreten.

Der Einfluß der Dangling-Bond-Zustände auf die Photoleitung erstreckt sich vorrangig auf die Rekombination, deren Zunahme ebenfalls eine Reduzierung der Photoleitfähigkeit bewirkt. In diesem Zusammenhang werden in der Literatur sog. Demarkationsniveaus eingeführt, welche die für das Trapping von Ladungsträgern maßgeblichen Zustände von den Rekombinationszentren trennen [Simm71] und in Korrelation zu den Quasi-Ferminiveaus stehen. Zustände zwischen den Bandkanten und den jeweiligen Demarkationsniveaus beeinflussen hauptsächlich das Trapping, während über die Zustände zwischen den Demarkationsniveaus überwiegend Rekombination erfolgt. Die Zahl der Rekombinationszentren ist demnach abhängig von der Aufspaltung der Quasi-Ferminiveaus, d. h. von der Höhe der Injektion und mithin von der Intensität der absorbierten Strahlung.

Diffusionsprozesse sind für den Stromtransport in amorphem Silizium meist gegenüber der Ladungsträgerdrift vernachlässigbar, da infolge der großen strukturellen Unordnung die Diffusionslängen sehr gering sind. Übliche Diffusionslängen in *a*-Si:H liegen bei wenigen 100 nm [Moore84, Schw94], wohingegen die von der elektrischen Feldstärke abhängigen Driftlängen deutlich größer als 10 µm sein können. Ausnahmen von dieser vereinfachten Betrachtungsweise müssen bei geringen Driftlängen in Situationen mit niedrigen Feldstärken, bei Bauelementstrukturen in der Nähe von dotierten Schichten und im Durchlaßbereich von Dioden sowie bei starker optischer Absorption und den dadurch hervorgerufenen hohen Ladungsträger-Konzentrationsgradienten gemacht werden. Bei den im Bereich der Sensorik verwendeten Bauelementstrukturen handelt es sich in der Regel um feldgesteuerte Detektoren, bei denen der Photostrom als Feldstrom aus der Absorptionsschicht extrahiert wird.

Hinsichtlich der Photoleitung werden prinzipiell zwei Mechanismen voneinander unterschieden: primäre und sekundäre Photoleitung [Cran84]. Primäre Photoleitung liegt immer dann vor, wenn lediglich die innerhalb einer absorbierenden Schicht photogenerierten Ladungsträger von Kontaktschichten an einen äußeren Stromkreis weitergegeben werden, ohne daß von den Kontakten selbst Ladungsträger nachgeliefert werden. Man spricht in diesem Zusammenhang von sperrenden oder blockierenden Kontakten. Ein typisches Beispiel primärer Photoleitung stellt der Photostrom in einer im Sperrbereich betriebenen pin-Photodiode dar. In diesem Fall driften Elektronen und Löcher unter Einwirkung des eingebauten oder eines von außen angelegten elektrischen Feldes zu den Kontakten und werden dort dem

äußeren Stromkreis übergeben. Innerhalb der *i*-Schicht wechselt dabei der Photostrom von einem Löcherstrom in der Nähe des *p*-Gebietes zu einem Elektronenstrom am *n*-Kontakt. Der Beitrag eines Ladungsträgers zum Photostrom besteht in dem auf die Schichtdicke der Absorptionsschicht bezogenen mittleren Weg, den er im elektrischen Feld E zurücklegt, bevor er rekombiniert. Entscheidende Parameter sind in diesem Zusammenhang die Driftlängen l_n und l_p :

$$l_n = m_n^D t_n \cdot E \quad \text{bzw.} \quad l_p = m_p^D t_p \cdot E, \quad (2.10)$$

bzw. die sog. Sammellänge l_c :

$$l_c = l_n + l_p. \quad (2.11)$$

t_n und t_p bezeichnen hierbei die Lebensdauern für Elektronen und Löcher.

Die primäre Photoleitung ist der ausschließliche Leitungsmechanismus, der bei den in dieser Arbeit dokumentierten Sensortypen ausgenutzt wird, weil er aufgrund der sperrenden Kontakte für niedrige Dunkelleitfähigkeiten und mithin hohe Dynamiken geeignet ist. Weitere Details zu diesem Themenbereich werden im Rahmen der in Kap.2.2 vorgestellten Modellierung der Farbsensoren erläutert.

Von sekundärer Photoleitung spricht man, wenn die Kontakte Ladungsträger in beliebiger Zahl bereitstellen können. Dies ist beispielsweise bei ohm'schen Kontakten oder bei in Durchlaßrichtung jenseits der Leerlaufspannung betriebenen Photodioden der Fall. Die bei sekundärer Photoleitung sich ergebende Verstärkung des Photostromes (Der Quantenwirkungsgrad kann Werte größer als eins annehmen.) ist jedoch nicht durch Anregung mehrerer Elektron-Loch-Paare durch ein einziges Photon bestimmt, sondern vielmehr durch die Tatsache, daß ein Ladungsträger, der von einem Kontakt aufgenommen worden ist, vom gegenüberliegenden Kontakt nachgeliefert wird. Ein Ladungsträger kann somit den Halbleiter mehrmals durchlaufen. Im Gegensatz dazu können Ladungsträger bei sperrenden Kontakten die Absorptionsschicht nur einmal durchqueren, so daß der Quantenwirkungsgrad im Fall primärer Photoleitung auf maximal eins beschränkt ist.

2.2 Modellierung von *a*-Si:H-Photodetektoren

Wenngleich die vorliegende Arbeit ihren Schwerpunkt eher auf experimentellem Gebiet hat, so sollen dennoch im folgenden einige grundlegende Aspekte hinsichtlich der elektrischen Modellierung von photosensitiven Bauelementen auf der Basis amorphen Siliziums diskutiert werden. Unter Berücksichtigung der Zielsetzung der Arbeit kann die Darstellung nur ansatzweise erfolgen, der begrenzte Raum läßt eine erschöpfende Behandlung dieses Feldes nicht zu. Prinzipiell werden in diesem Zusammenhang analytische und numerische Modelle unterschieden, anhand derer sich charakteristische Größen wie z.B. Dunkel- und Photostrom sowie daraus abgeleitete Größen wie beispielsweise die spektrale Empfindlichkeit in Abhängigkeit von den Parametern des Bauelements und seinem Betriebszustand bestimmen lassen. In beiden Fällen bildet das System der Halbleitergleichungen die Grundlage der Modellierung, welche in eindimensionaler Schreibweise angeführt sind [Sze81]:

Stromgleichungen:

$$j_n = q \left(\mathbf{m}_n n E + D_n \frac{dn}{dx} \right), \quad (2.12)$$

$$j_p = q \left(\mathbf{m}_p p E - D_p \frac{dp}{dx} \right),$$

Kontinuitätsgleichungen:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \cdot \frac{dj_n}{dx} + G - R, \quad (2.13)$$

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{dj_p}{dx} + G - R,$$

Poisson-Gleichung:

$$-\frac{d^2 \mathbf{j}}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{\mathbf{r}}{\mathbf{e}}. \quad (2.14)$$

Numerischen Bauelementmodellen eignet es, dieses gekoppelte Differentialgleichungssystem durch numerische Verfahren zu lösen und an die durch das konkrete Bauelement vorgegebenen Randbedingungen anzupassen. Es lassen sich auf diese Weise exakte Lösungen sowohl für stationäre als auch für zeitveränderliche Vorgänge gewinnen, wobei nicht nur die experimentell zugänglichen Größen (Strom, Spannung, Kapazität), sondern auch interne Größen (Ladungsträgerkonzentrationen, Feld- und Potentialverteilungen, etc.) angegeben werden können, um daraus ein vertieftes Verständnis der Funktionsweise der Bauelemente zu erlangen. Speziell die bei der Behandlung von Bauelementen auf der Basis amorphes Siliziums zu berücksichtigende kontinuierliche Zustandsdichteverteilung in der Bandlücke, welche wesentlich die Rekombinationsrate und das Trapping von Ladungsträgern beeinflusst und infolgedessen für die Ausbildung von Raumladungen verantwortlich ist, legen die Verwendung numerischer Simulationen nahe. Ferner erlaubt diese Methode die Berücksichtigung einer ortsabhängigen Generationsrate innerhalb eines Mehrschichtsystems, welche beispielsweise aus einer entsprechenden optischen Simulation hervorgeht (z. B. [Meer94]). Nachteilig erweisen sich die in der Regel benötigte hohe Rechenleistung und -zeit, welche unter Umständen die Anwendbarkeit in bezug auf Bauelementoptimierungen einschränkt.

Die analytische Modellierung sieht geeignete Vereinfachungen der Halbleitergleichungen vor (z. B. Vernachlässigung von Diffusionsströmen oder Raumladungen), so daß das Gleichungssystem analytisch gelöst werden kann. In diesem Zusammenhang ist jedoch anzumerken, daß die erzielten Resultate wesentlich von der Gültigkeit der getroffenen Vereinfachungen abhängen. In Anbetracht der bei der Behandlung von Bauelementen auf der Basis amorphes Siliziums zu beachtenden Besonderheiten werden in der Regel sehr schnell die Limitierungen der analytischen Lösbarkeit des Gleichungssystems erreicht, so daß derartige Modelle im allgemeinen keine exakte Beschreibung der realen Verhältnisse erlauben. Gleichwohl werden analytische Bauelementmodelle vorwiegend für Parameterstudien zur Bauelementoptimierung sowie zur Einbindung in Schaltungs-Simulationsprogramme eingesetzt.

Die Literatur dokumentiert zahlreiche Ansätze zur analytischen und numerischen Modellierung *a*-Si:H-basierter Bauelemente, wobei sich der Großteil der Modelle auf die Beschreibung von pin-Dioden in Form von Solarzellen oder Photodetektoren bezieht. Exemplarisch seien die numerischen Modelle [Swa81, Hack85, Gray89, Paw90, Brun92, Brü93b] sowie die analytischen Modelle [Cran83, Oka83, Irre91, Furlan92] zitiert. Hingegen sind bislang nur wenige Versuche unternommen worden, entsprechende Modelle für Farbsensoren zu entwickeln, unter denen jedoch das in [Giehl97] vorgestellte analytische und die in [Stie93a, Stie93b, Stie95a, Topic98] enthaltenen numerischen Modelle zur Beschreibung von Farbsensoren hervorgehoben werden sollen.

Die Grundlage der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Farbsensoren bildet eine Diodenstruktur, welche aus einer eigenleitenden Schicht amorphen Siliziums besteht, die zur Strahlungsabsorption genutzt wird und zwischen zwei unterschiedlich dotierte Schichten eingeschlossen ist, welche als blockierende Kontakte wirken und im Sperrbetrieb die Injektion von Ladungsträgern verhindern. Der sich unter Beleuchtung dieser Struktur einstellende Photostrom ist mithin ein primärer Photostrom, welcher durch feldgestützte Drift photogenerierter Ladungsträger infolge des durch die dotierten Schichten aufgespannten elektrischen Feldes beschrieben werden kann. Bei der Grundstruktur eines Farbsensors handelt es sich folglich um eine pin-Photodiode, wie sie in s/w-Photodetektoren und Solarzellen üblicherweise Verwendung findet. Für die Farbsensoren wird diese Schichtenfolge, wie später erläutert wird, durch Aneinanderfügen verschiedener Diodenstrukturen oder durch Unterteilung der Absorptionsschichten erweitert. Im folgenden sollen daher zunächst einige Ansätze zur analytischen Beschreibung der Grundstruktur einer pin-Diode vorgestellt werden, um darauf aufbauend die prinzipielle Funktionsweise der Farbsensoren darzulegen.

Die Abb. 2.8 verdeutlicht Aufbau, Bandstruktur und elektrisches Feldprofil am Beispiel einer pin-Schichtenfolge, welche den folgenden Betrachtungen zugrundeliegt. Die elektrischen Größen sind für den Fall des Sperrbetriebes skizziert, was dem tatsächlichen Arbeitspunkt einer derartigen Photodiode entspricht. In diesem Fall wird das eingebaute elektrische Feld durch die von außen angelegte Spannung $U < 0$ verstärkt, so daß effektiv über der *i*-Schicht die Spannung

$$U_i = U_D - U \quad (2.15)$$

wirksam ist. U_D bezeichnet die Diffusionsspannung, welche vom Bandabstand des Halbleitermaterials und der Lage der Fermienergie in den dotierten Schichten abhängig ist.

Die sich infolge der Spannung über der *i*-Schicht ausbildende elektrische Feldstärke ist in der Regel inhomogen verteilt, wie durch den gestrichelt gezeichneten Verlauf in Abb. 2.8c angedeutet ist. Dies ist eine Konsequenz von Raumladungen, welche in der *i*-Schicht vorzugsweise in der Nähe der dotierten Schichten akkumuliert werden. Die vom Ort abhängige Lage des Fermienergie begünstigt die Ausbildung negativ geladener Zustände (D^-) in der Bandlücke im Bereich der *n*-Schicht sowie positiver Zustände (D^+) nahe der *p*-Schicht. Diese Raumladungen verursachen Feldspitzen an der *pi*- bzw. *ni*-Grenzfläche und eine Feldschwächung in der Mitte der *i*-Schicht, so daß dort infolge der erhöhten Rekombinationsrate der Beitrag der Ladungsträger zum Photostrom abnimmt. Weil die Größe der Raumladungen überdies von der Ladungsträgergeneration, d. h. von der Aufspaltung der Quasi-Fermienergie abhängig ist, fällt mit zunehmender Beleuchtungsintensität die Feldschwächung deutlicher aus.

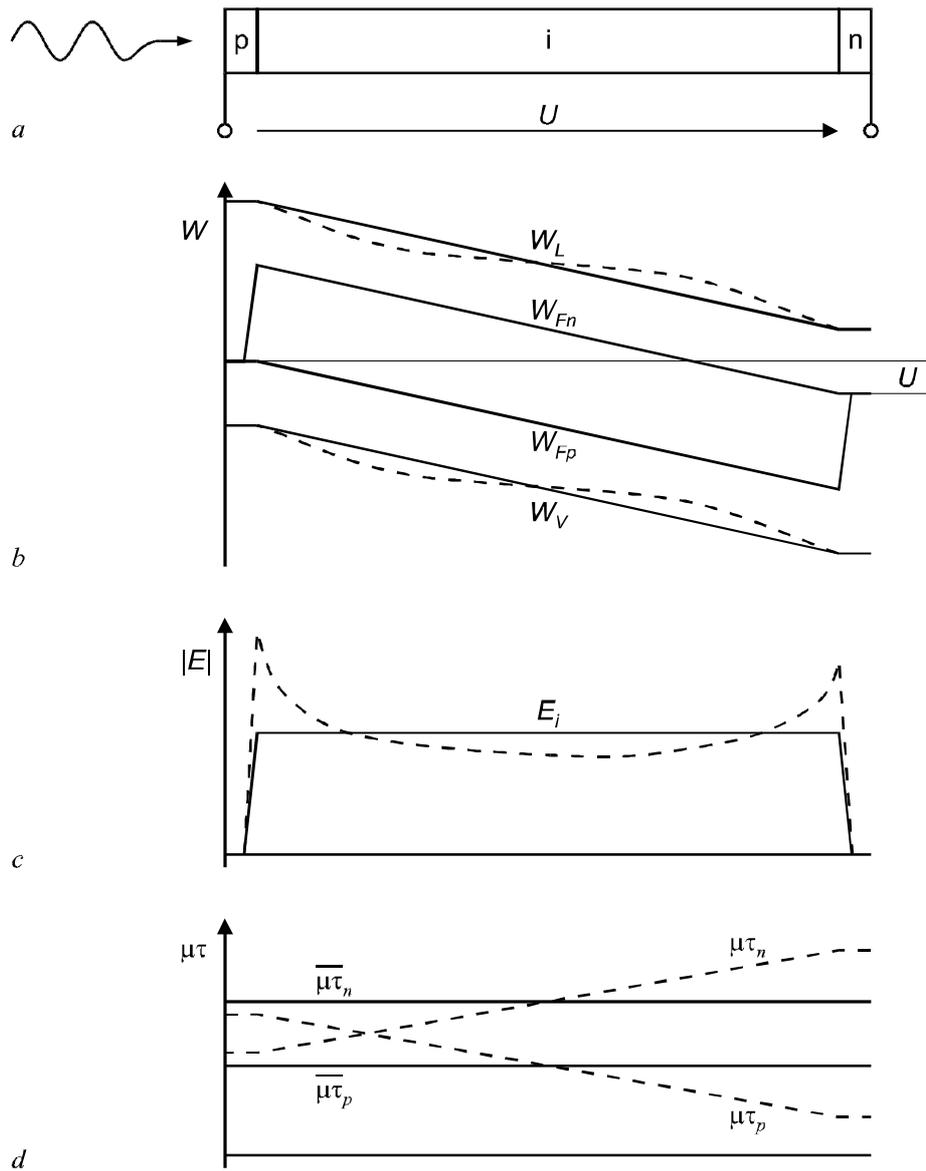


Abb. 2.8: Schematische Darstellung (a) einer beleuchteten pin-Photodiode mit (b) Bandverlauf im Fall des Sperrbetriebs, (c) elektrischem Feldprofil und (d) räumlicher Verteilung der $\mu\tau$ -Produkte für Elektronen ($\mu\tau_n$) und Löcher ($\mu\tau_p$). Die gestrichelt gezeichneten Verläufe deuten die realen Verhältnisse innerhalb der Diode an, während die im Rahmen der analytischen Modellbildung angenommenen Konstantwerte durchgezogen gezeichnet sind.

Ein häufig zitiertes, stationäres, analytisches Photostrom-Modell für eine derartige pin-Diode aus amorphem Silizium geht auf R. S. Crandall zurück [Cran83]. Im Rahmen dieses Modellansatzes werden Raumladungen innerhalb der i-Schicht vernachlässigt und die elektrische Feldstärke als ortskonstant angesehen, so daß ein mittlerer Wert E_i zur Beschreibung herangezogen wird:

$$E_i = \frac{U_i}{d_i}, \quad (2.16)$$

wobei d_i die Dicke der i-Schicht bezeichnet. Analog wird mit den \mathbf{mt} -Produkten für Elektronen und Löcher verfahren. Die Näherung des Modells sieht eine Vereinfachung der räumlichen Abhängigkeit dieser Größen durch konstante \mathbf{mt} -Produkte vor. Ferner wird die Diffusion von Ladungsträgern gegenüber deren Drift vernachlässigt, so daß der Photostrom als reiner Feldstrom über der i-Schicht beschrieben werden kann.

Da das Crandall'sche Modell homogene Strahlungsabsorption voraussetzt, erscheint dieses Modell für farbselektive Detektorstrukturen wenig geeignet. Aus diesem Grund wurde ein eigener, vergleichsweise einfacher Modellansatz entwickelt, welcher sich an die Vorgehensweise von Crandall anlehnt, jedoch zusätzlich exponentielle Absorption und Ladungsträgergeneration einbezieht.

Unter Vernachlässigung der Diffusion ($D_n = D_p = 0$) lassen sich die Stromgleichungen (2.12) in die Kontinuitätsgleichungen (2.13) einsetzen, so daß im stationären Fall ($\frac{d}{dt} = 0$) folgende vereinfachten Differentialgleichungen zu lösen sind:

$$\frac{dn}{dx} = -\frac{1}{\mathbf{m}_n E} \cdot (G - R), \quad (2.17)$$

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{\mathbf{m}_p E} \cdot (G - R).$$

Die Ladungsträgergeneration erfolgt entsprechend des Lambert'schen Gesetzes (2.8) exponentiell, wobei eventuell auftretende Interferenzeffekte aufgrund von Mehrfachreflexionen unberücksichtigt bleiben:

$$G(x) = G_0 e^{-\mathbf{a}x} \quad (2.18)$$

mit

$$G_0 = \mathbf{a} \cdot N_{ph}(x=0).^5 \quad (2.19)$$

Die Ladungsträgerkonzentrationen ergeben sich durch Integration der Gleichungen (2.17). In einem ersten Schritt wird die Rekombinationsrate im Innern der i-Schicht zunächst vernachlässigt ($R = 0$). Bei ideal rekombinierenden Interfaces können die Minoritätsträgerkonzentrationen an den Rändern der i-Schicht zu null gesetzt werden:

$$n(0) = 0 \quad \text{und} \quad p(d_i) = 0,^6 \quad (2.20)$$

so daß sich mit diesen Randbedingungen die Ladungsträgerkonzentrationen wie folgt angeben lassen:

⁵ Die Ortskoordinate bei der betrachteten pin-Diode (vgl. Abb. 2.8) erstreckt sich ausgehend vom pi-Interface in Lichtausbreitungsrichtung durch die i-Schicht. Der Quantenwirkungsgrad \mathbf{h} wird mit eins angenommen.

⁶ Die erste der genannten Randbedingungen gilt eigentlich nur im unbeleuchteten Zustand. Die bei optischer Generation endliche Elektronenkonzentration am pi-Interface wird im konkreten Fall vernachlässigt.

$$n(x) = \frac{G_0}{\mathbf{am}_h E} \left(1 - e^{-\mathbf{a}x}\right), \quad (2.21)$$

$$p(x) = \frac{G_0}{\mathbf{am}_p E} \left(e^{-\mathbf{a}x} - e^{-\mathbf{a}d_i}\right).$$

Mit dieser vorläufigen Lösung kann in einem zweiten Schritt die Rekombinationsrate entsprechend der Formulierung nach [Cran83] bestimmt werden:

$$R(x) = \frac{n(x) \cdot p(x)}{n(x)\mathbf{t}_p + p(x)\mathbf{t}_n}, \quad (2.22)$$

welche im folgenden in die Kontinuitätsgleichungen (2.17) eingesetzt wird. Die endgültigen Ladungsträgerkonzentrationen $n(x)$ und $p(x)$ erhält man durch Integration derselben unter Verwendung der Generations- und Rekombinationsraten, wobei diese Integration zweckmäßigerweise auf numerischem Wege erfolgt. Die so erhaltenen Lösungen werden anschließend in die (vereinfachten) Stromgleichungen eingesetzt und liefern die ortsabhängigen Elektronen- und Löcherkomponenten des Photostromes:

$$j_n = q\mathbf{m}_h nE, \quad (2.23)$$

$$j_p = q\mathbf{m}_p pE,$$

woraus sich der (konstante) Photostrom durch Addition ergibt:

$$j_{Ph} = j_n + j_p. \quad (2.24)$$

Anhand einiger Simulationsbeispiele sollen im folgenden die Abhängigkeiten des Photostromes im Rahmen des Modells demonstriert werden. Zunächst enthält Abb. 2.9 die Darstellung der orts aufgelöst ermittelten Ladungsträgerkonzentrationen, der Rekombinationsrate sowie der Photostromdichten für den Fall einer beleuchteten pin-Diode (10^{15} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) mit einer i-Schichtdicke von 500 nm bei einem Absorptionskoeffizienten von 10^5 cm^{-1} , d. h. für vergleichsweise stark absorbierte Strahlung. Die Ladungsträgerkonzentrationsprofile zeigen eine Dominanz von Löchern im vorderen Bereich der i-Schicht. Die Löcherdichte paßt sich der exponentiell abnehmenden Generation an, wohingegen die Elektronen, welche aufgrund der Richtung des elektrischen Feldes zur n-Schicht driften, sich im hinteren Bereich der pin-Diode anreichern. Entsprechend der Beziehung (2.22) ergibt sich ein Maximum der Rekombinationsrate im vorderen Teil der i-Schicht, wie dies von numerischen Simulationen verifiziert wird [Hack85]. Mit abnehmendem Absorptionskoeffizient, d. h. für homogene Generation, verlagert sich das Maximum der Rekombinationsrate in den mittleren Teil des Bauelements. Die Verläufe der Elektronen- und Löcherstromdichte in Abb. 2.9b veranschaulichen den Übergang von einem Löcher- zu einem Elektronenstrom beim Durchgang durch die i-Schicht, wobei der Gesamtstrom selbstverständlich konstant ist. Die Position des Wechsels hängt außer von den \mathbf{mt} -Produkten auch von der Höhe des Absorptionskoeffizienten ab. Während für schwache, d. h. homogene Absorption der Übergang nahezu linear vonstatten geht, verschiebt er sich mit zunehmendem Absorptionskoeffizienten in Richtung des vorderen pi-Interface, wie der Vergleich der Verläufe für

10^4 cm^{-1} und 10^5 cm^{-1} deutlich macht. Die gleichzeitig beobachtete Erhöhung des Gesamt-Photostromes wird dadurch verursacht, daß der Anteil der innerhalb der Schichtdicke absorbierten Photonen zunimmt.

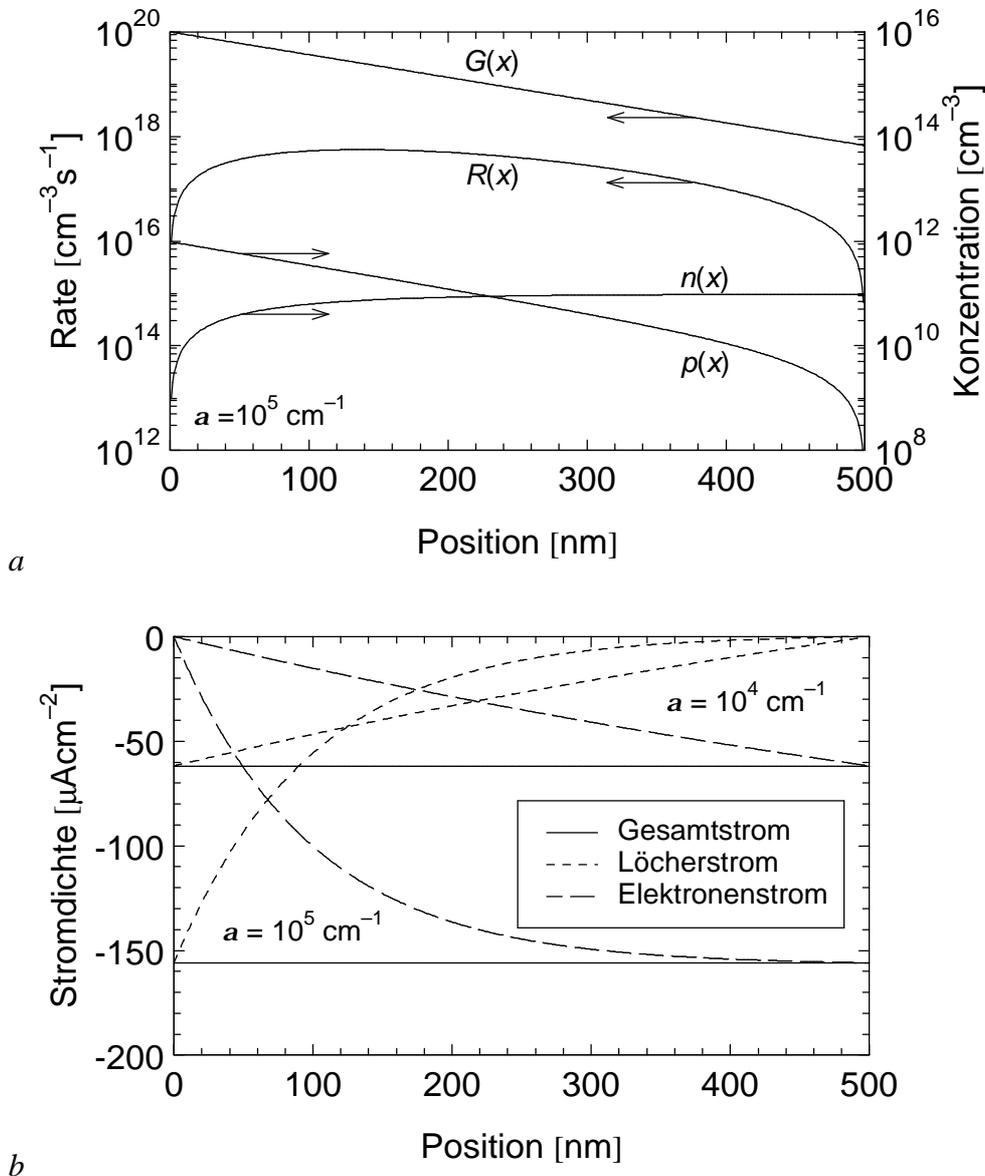


Abb. 2.9: Simulation (a) der ortsabhängigen Ladungsträgerkonzentrationen $p(x)$, $n(x)$ und der Rekombinationsrate $R(x)$ in einer pin-Photodiode bei exponentiell abklingender Generation $G(x)$ für eine reflexionsfrei eingestrahlte Lichtintensität von 10^{15} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei einem Absorptionskoeffizient von 10^5 cm^{-1} sowie (b) der Elektronen- und Löcherströme bei $a = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ bzw. 10^5 cm^{-1} . Die \mathbf{nt} -Produkte für Elektronen und Löcher wurden mit $10^{-7} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$ bzw. $10^{-8} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$, die konstante elektrische Feldstärke mit 10^4 Vcm^{-1} angenommen. Die Dicke der absorbierenden *i*-Schicht beträgt 500 nm.

Weitere Simulationen betreffen die Abhängigkeit des Photostromes von der ortskonstant angenommenen elektrischen Feldstärke, welche im Rahmen des Modells gemäß Gleichung (2.16) linear mit der Spannung verknüpft ist. Abb. 2.10a zeigt den Photostrom unter langwelliger Beleuchtung ($a = 10^4 \text{ cm}^{-1}$) mit 10^{15} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für verschiedene \mathbf{nt} -Produkte von Elektronen und Löchern, wobei deren Verhältnis zueinander mit 10 als konstant ange-

nommen ist. Die Kurven weisen im Bereich niedriger Feldstärke eine lineare Abhängigkeit von der Feldstärke auf, die ab einer Schwelle in ein gesättigtes Verhalten übergeht. Diese Schwelle ist signifikant von den \mathbf{mt} -Produkten abhängig und verschiebt sich bei Zunahme der \mathbf{mt} -Produkte, d. h. besserer Schichtqualität, zu niedrigeren Feldstärken. Sie wird erreicht, wenn die Driftlänge der Ladungsträger die Schichtdicke der Diode deutlich übertrifft. Ab dieser Schwelle werden sämtliche Ladungsträger extrahiert und gelangen zu den Kontakten. Es handelt sich um einen gesättigten primären Photostrom. Unterhalb der Schwelle, d. h. wenn die Driftlänge kleiner als die zu durchquerende Schichtdicke ist, legen die Ladungsträger lediglich einen verkürzten, ihrer Driftlänge entsprechenden Weg im elektrischen Feld zurück, bis sie rekombinieren. Der Beitrag der Ladungsträger zum Photostrom entspricht dem Verhältnis ihrer Driftlänge zur Dicke der i-Schicht. Aus Abb. 2.10a läßt sich ablesen, daß die Feldstärke beim Erreichen der Photostrom-Sättigung im Falle realistischer \mathbf{mt} -Produkte ($\mathbf{mt}_n = 10^{-7} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$, $\mathbf{mt}_p = 10^{-8} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$) ca. 10^4 Vcm^{-1} beträgt, was bei einer i-Schichtdicke von 500 nm einer Spannung von 0,5 V entspricht, gemessen vom Wert der Diffusionsspannung in Sperrichtung, so daß bereits im Kurzschluß eine nahezu komplette Sammlung der photogenerierten Ladungsträger erzielt wird, wie dies bei defektarmen pin-Dioden in der Regel beobachtet wird [Schult96].

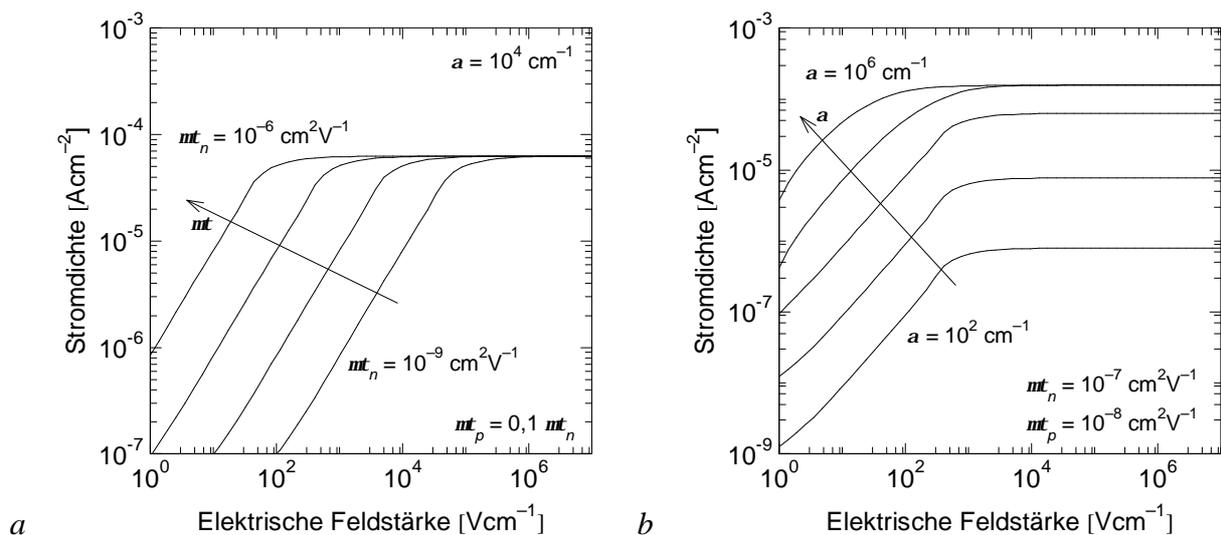


Abb. 2.10: Photostrom einer pin-Photodiode in Abhängigkeit von der mittleren elektrischen Feldstärke für eine reflexionsfrei aufgestrahlte Lichtintensität von $10^{15} \text{ Photonen cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (a) bei einem Absorptionskoeffizient von 10^4 cm^{-1} für dekadisch variierte \mathbf{mt} -Produkte von Elektronen und Löcher, (b) bei dekadisch variiertem Absorptionskoeffizient im Bereich zwischen 10^2 cm^{-1} und 10^6 cm^{-1} für konstante \mathbf{mt} -Produkte. Die Dicke der absorbierenden i-Schicht beträgt in beiden Fällen 500 nm.

Die Kennlinien in Abb. 2.10b gehen aus einer Variation der Absorptionseigenschaften des Materials hervor, während in diesem Fall die \mathbf{mt} -Produkte mit $10^{-7} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$ (Elektronen) und $10^{-8} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$ (Löcher) konstant angenommen sind. Mit zunehmendem Absorptionskoeffizienten steigt die Höhe des gesättigten Photostromes, weil unter Berücksichtigung einer konstanten i-Schichtdicke von 500 nm der Anteil der innerhalb der Struktur absorbierten Strahlung ($1 - e^{-ad_i}$) ansteigt. Ab einem Absorptionskoeffizienten von etwa 10^5 cm^{-1} ändert sich der Sättigungswert des Photostromes nicht mehr. In diesem Fall ist die Dicke der Absorptionsschicht deutlich größer als die Eindringtiefe des Lichtes, so daß die auftreffende

Strahlung fast vollständig innerhalb der zur Verfügung stehenden Schichtdicke absorbiert wird.

Bei realen Photodioden führen die in diesem einfachen Modell nicht berücksichtigten elektrischen Rekombinationsverluste im Bereich der vorderen dotierten Schicht zu einer Abnahme des Photostromes für stark absorbierte (kurzwellige) Strahlung. Ferner entstehen in diesem Fall hohe Ladungsträger-Konzentrationsgradienten, die eine Vernachlässigung der Diffusion nicht rechtfertigen, so daß das Modell an seine Gültigkeitsgrenzen stößt. Des weiteren bildet die Tatsache, daß sowohl die regional unterschiedlichen elektrischen Feldstärken als auch die speziell in der Umgebung der dotierten Schichten um Größenordnungen variierenden *nt*-Produkte (vgl. [Abel91b]) lediglich durch konstante Werte angenähert werden, einen wesentlichen Nachteil dieses Modells. Speziell bei stark absorbierter Strahlung und der sich daraus ergebenden Dominanz der vorderen dotierten Schicht gestattet es keine hinreichend exakte Beschreibung der Photoempfindlichkeiten. Bei Beaufschlagung mit langwelliger Strahlung verhindert die fehlende Berücksichtigung von Mehrfachreflexionen und Interferenzen eine korrekte Bestimmung des Photostromes. Abhilfe könnte hier die Heranziehung eines zusätzlichen optischen Modells zur Bestimmung der regionalen Abhängigkeit der Generationsrate schaffen. Trotz der zum Teil gravierenden Einschränkungen liefert dieser einfache Modellansatz jedoch durchaus plausible Ergebnisse hinsichtlich der Feldstärkeabhängigkeit des Photostromes, so daß die am Beispiel einer einfachen pin-Diode gewonnenen Erkenntnisse auf Farbsensorstrukturen übertragen werden können, wie im folgenden gezeigt werden wird.

Das Funktionsprinzip der Farbsensoren beruht darauf, in Kombination mit der ortsabhängigen Generationsrate Bereiche im Bauelement mit unterschiedlicher Sammellänge derart bereitzustellen, daß der Übergang vom linearen Anstieg zur Sättigung des Photostromes in den verschiedenen Bereichen des Bauelements bei unterschiedlichen Betriebsspannungen erfolgt. Für eine feste Spannung befindet sich beispielsweise eine im vorderen Teil eines Farbsensors gelegene Absorptionszone im gesättigten Zustand, während die Feldstärke über den übrigen Absorptionsgebieten noch so niedrig ist, daß deren Beiträge zum Photostrom zunächst gering sind. Bei geeigneter Variation der außen angelegten Spannung erhöhen sich die Feldstärkebeiträge, so daß in weiteren Teilschichten die Sammlung der Ladungsträger zunimmt, bis auch dort der Übergang zu einem gesättigten Photostrom erfolgt.

Entsprechend der Definition der Driftlänge als Produkt aus elektrischer Feldstärke sowie Beweglichkeit und Lebensdauer der Ladungsträger kann die beschriebene Sammlungssteuerung auf verschiedene Weise vollzogen werden. Einerseits kann eine reine Feldsteuerung angewandt werden, welche beispielsweise mit Hilfe dotierter Schichten erfolgt, die sich zwischen den Absorptionsschichten eines Farbsensors befinden. Nach diesem Prinzip arbeiten Farbsensoren des Typs nipinin, pinipip oder weiterer, darauf aufbauender Strukturen. In diesem Fall bewirken die Raumladungen im Bereich der dotierten Schichten eine regionale Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke. Eine weitere Möglichkeit bietet die Verwendung von Heteroübergängen zweier Materialien mit unterschiedlichen relativen Dielektrizitätszahlen, bei denen sich in den beiden angrenzenden Teilschichten unterschiedliche Feldstärkebeiträge einstellen. Auf diesem Funktionsprinzip basieren beispielsweise p_1n - oder nip_1^2n -Farbsensoren. Andererseits kann die Sammlungssteuerung durch Variation der elektrischen Transportparameter für photogenerierte Ladungsträger, d. h. durch die Verwendung mehrerer Teilschichten mit unterschiedlichen *nt*-Produkten erfolgen [Böhm99]. Im Hinblick auf eine maximale Trennung der verschiedenen Farbanteile ist bei der Optimierung von Farbsensoren im allgemeinen eine Kombination aus Feld- und Transportsteuerung anzustreben.

Zum Abschluß dieses Kapitels sollen einige Überlegungen in bezug auf Farbsensoren angefügt werden, die von Heterostrukturen Gebrauch machen, da dieser Typ nach dem heutigen Kenntnisstand als der aussichtsreichste Kandidat für eine Verwendung in bildgebenden

Farbsensoren erscheint. Beim Aneinanderfügen zweier eigenleitender Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Bandabständen bzw. Brechungsindizes und relativen Dielektrizitätszahlen stellen sich in den beiden Teilschichten unterschiedliche elektrische Feldstärken ein. Gemäß der Maxwell'schen Theorie der Elektrostatik durchläuft die Normalkomponente der elektrischen Flußdichte $D = \mathbf{e} \cdot E$ den Übergang zwischen den beiden Schichten stetig, so daß sich die Feldstärken umgekehrt proportional zum Verhältnis der relativen Dielektrizitätszahlen ϵ_1 und ϵ_2 aufteilen. Unter der Maßgabe, daß eine Zerteilung der Absorptionsschicht mit den Schichtdicken d_1 und d_2 vorliegt, wobei sich über die gesamte Absorptionsschicht die Potentialdifferenz U_i erstreckt, ergeben sich die Feldstärkebeträge E_1 und E_2 über den Teilschichten im Rahmen eines Konstantfeldmodells entsprechend der Poisson-Gleichung (2.14) zu

$$E_1 = U_i \frac{\epsilon_2}{\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2}, \quad (2.25)$$

$$E_2 = U_i \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2}.$$

Bei der Bestimmung der Ladungsträger-Sammellängen sind zusätzlich die \mathbf{mt} -Produkte der beiden Teilschichten zu berücksichtigen, deren Verhältnis weitaus größer sein kann als das der relativen Dielektrizitätszahlen, so daß das Verhältnis der Sammellängen in den Teilschichten durch

$$\frac{l_{c,1}}{l_{c,2}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cdot \frac{\mathbf{mt}_1}{\mathbf{mt}_2}, \quad (2.26)$$

beschrieben werden kann. Für eine effiziente spektrale Trennung sind möglichst unterschiedliche Sammellängen anzustreben, so daß in der Regel der Heteroübergang zusätzlich einer Unterstützung durch differierende \mathbf{mt} -Produkte bedarf.

Die Wirkung des Heteroübergangs beschränkt sich jedoch nicht auf die Beeinflussung der elektrischen Feldstärke in den angrenzenden Teilschichten infolge des \mathbf{e} -Sprunges. Vielmehr haben die am Heteroübergang auftretenden Diskontinuitäten des Leitungs- und Valenzbandes zusätzlich Auswirkungen auf die freien Ladungsträger, indem Barrieren die Bewegung der Ladungsträger je nach deren Richtung begünstigen oder hemmen können. Hierbei sind für Elektronen und Löcher unterschiedliche Wirkungen möglich [Mars87].

Ferner können infolge der erhöhten Zustandsdichte beim Aufeinandertreffen zweier Halbleitermaterialien mit unterschiedlicher mikroskopischer Gitterstruktur ortsfeste Grenzflächenladungen akkumuliert werden, deren Höhe sich in Abhängigkeit von der auftretenden Beleuchtungsintensität nach Maßgabe der Injektion, d. h. der Aufspaltung der Defekt-Quasi-Ferminiveaus einstellt. Diese Raumladungen an bzw. in der Umgebung der Grenzfläche sind im allgemeinen nicht zu vernachlässigen, weil sie in einer zusätzlichen Beeinflussung des elektrischen Feldprofils resultieren. Beispielsweise läßt sich durch Betrachtung der Poisson-Gleichung (2.14) zeigen, daß im Falle einer am Interface befindlichen Flächenladung Q die Feldstärkebeträge nach Gleichung (2.25) wie folgt abgeändert werden müssen:

$$E_1 = \frac{\epsilon_2 U_i - d_2 Q}{\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2},$$

$$E_2 = \frac{\epsilon_1 U_i + d_1 Q}{\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2}.$$
(2.27)

Je nach Polung der Raumladung wird also die Feldstärke über einer der Teilschichten verstärkt, während sie sich über der anderen abschwächt. Darüber hinaus haben Ladungssammlungen Auswirkungen auf das zeitliche Verhalten der Bauelemente infolge von Umladungen nach Beleuchtungs- oder Spannungswechsel.

2.3 Dünnschicht-Farbsensoren

Die vorstehend beschriebene Möglichkeit, bei Bauelementstrukturen auf der Basis amorphen Siliziums mit Hilfe der Steuerung der Ladungsträgersammlung unter Ausnutzung der Abhängigkeit der optischen Generation von der Wellenlänge des auftreffenden Lichtes eine spektrale Verschiebung der Empfindlichkeit, d.h. eine Selektion zwischen verschiedenen Farben zu erzielen, wird in der Literatur für verschiedene Ansätze dokumentiert, von denen im folgenden eine Auswahl vorgestellt und diskutiert werden soll.

Der früheste Hinweis auf einen Zwei-Terminal-Farbsensor in Dünnschicht-Technologie befindet sich in [Tsai87], worin eine nipin-Schichtenfolge in Form einer antiseriellen Verschaltung zweier pin-Dioden aus amorphem Silizium als Zweifarbsensor beschrieben ist. Bei dieser Anordnung ist jeweils eine der beiden Teildioden in Sperrichtung betrieben, so daß hierin generierte Ladungsträger extrahiert werden können. Dieselbe Schichtstruktur wird bereits zuvor im Zusammenhang mit Dünnschicht-Phototransistoren erwähnt [Chang85, Wu85], wobei derartige Bauelemente im Rahmen der photoelektrischen Konversion eine Verstärkung der optisch eingekoppelten Leistung vornehmen. Im Gegensatz dazu nutzt der Zweifarbsensor den primären Photostrom und erreicht im Spannungsbereich von ± 2 V eine spektrale Selektivität zwischen Blau und Rot. Dieser Sensor ist gekennzeichnet durch eine vergleichsweise geringe Empfindlichkeit besonders im blauen Spektralbereich sowie durch einen hohen Dunkelstrom um 10^{-7} Acm⁻².

Die nipin-Grundstruktur wurde im weiteren Verlauf der Entwicklung zu einem Dreifarbsensor erweitert, wobei die i-Gebiete in den beiden Teildioden in zwei Teilschichten unterschiedlicher elektrischer und optischer Eigenschaften unterteilt sind ($n^2 p i^2 n$) [Tsai88a]. Die im Vergleich zum Zweifarbsensor zusätzlich implementierte Farbseparation im grün-roten Spektralbereich erfolgt in der in Lichteinfallrichtung nachgeordneten Teildiode, welche aus zwei intrinsischen Teilschichten mit unterschiedlichen Bandabständen und Feindotierungen besteht, so daß sich eine Verschiebung der Verarmungszone mit wachsendem Sperrspannungsbetrag über dieser Diode einstellt. In Verbindung mit dem wellenlängenabhängigen Generationsprofil resultiert daraus eine Verlagerung der spektralen Empfindlichkeit vom grünen zum roten Spektralbereich. Das zur spektralen Trennung erforderliche Spannungsintervall beläuft sich auf ± 2 V, wobei die Empfindlichkeitsmaxima bei 480nm (+2,0 V), 530 nm (-0,2 V) und 575 nm (-2,0 V) gelegen sind.

Eine einfache nipin-Schichtenfolge, bestehend aus einer *a*-SiC:H-nip-Diode, welche in Lichteinfallrichtung einer *a*-Si:H-pin-Diode vorgelagert ist, wird in [Eber95] als Realisationsform eines Dreifarbdetektors dokumentiert. Die experimentell ermittelten Kennlinien weisen eine Dreifarbempfindlichkeit im Spannungsbereich zwischen ± 2 V aus, wenngleich

der Mechanismus der Rot-Grün-Farbtrennung nicht näher erläutert wird. Die Höhe des Dunkelstromes ist mit ca. 10^{-7} Acm^{-2} in dem zur Farbseparation verwendeten Spannungsintervall recht hoch, so daß die Dynamik mit 50 dB vergleichsweise gering ausfällt, was jedoch in nicht unerheblichem Maße auf lokale Kurzschlüsse (Shunts) zurückzuführen ist. Ferner wird auf transiente Effekte hingewiesen, welche aus Umladungen von tiefen Trappzuständen innerhalb der Struktur resultieren. Als maximal zulässige Spannungs-Schaltfrequenz wird ein Wert von 10 Hz angegeben, oberhalb dessen eine saubere Farbtrennung nicht mehr gewährleistet ist.

Gemäß [Stie95a] kann die nipin-Grundstruktur, welche bereits zuvor Gegenstand mehrerer Publikationen bezüglich Zweifarbsensoren gewesen ist [Stie93a, Stie93b, Giehl94, Zhu94], durch Unterteilung der in Lichteinfallrichtung nachgeordneten Teildiode in zwei Bereiche unterschiedlichen *mt*-Produkts zu einem Dreifarbsensor erweitert werden. Dabei wird die zur Absorption des Rotanteils genutzte i-Schicht mit Germanium legiert, wodurch der Bandabstand und zugleich das *mt*-Produkt herabgesetzt werden. Die Rot-Grün-Farbtrennung erfolgt durch unterschiedliche Ladungsträger-Sammlungseigenschaften in den betreffenden intrinsischen Schichten. Auf diese Weise kann die spektrale Empfindlichkeit des Bauelements zwischen 560 nm bei $-0,6 \text{ V}$ und 620 nm bei $-1,5 \text{ V}$ verschoben werden. Das Maximum der Blauempfindlichkeit ist bei 500 nm ($+1,0 \text{ V}$) gelegen. Infolge eines geringen Dunkelstromes von weniger als 10^{-8} Acm^{-2} in dem zur Farbseparation relevanten Spannungsbereich läßt sich eine Dynamik größer 80 dB erzielen. Die Abhängigkeit des Photostromes von der auf den Sensor treffenden Beleuchtungsintensität ist weitgehend linear. Erweiterungen dieser Struktur in Form zusätzlicher Unterteilungen der beiden Teildioden werden in [Stie96a, Stie96c] aufgezeigt. Die hierin enthaltenen Verläufe der spektralen Empfindlichkeit einer n^2pi^3n -Schichtstruktur weisen bis zu fünf linear unabhängige Empfindlichkeitsbereiche auf, wobei die Empfindlichkeitsmaxima bei Betriebsspannungen zwischen $+3\text{V}$ und -4 V von 470 nm bis 600 nm reichen. Durch die mit der Verwendung einer *a*-SiGe:H-Legierung im hinteren Teil des Bauelements einhergehende Reduzierung des Bandabstandes kann der Empfindlichkeitsbereich bis ca. 800 nm erweitert werden.

Eine Farbsensorstruktur, bei der die Dotierung im Vergleich zu den bislang beschriebenen, auf nipin-Schichtenfolgen basierenden Bauelementen invertiert ist, wird in [DeCe95a] dokumentiert. Die Funktionsweise dieses Sensortyps (pinip) ist weitgehend analog zu der vom Typ nipin, wobei lediglich die Spannungspolung umgekehrt ist. Die Weiterentwicklung der pinip-Struktur zum Dreifarbsensor erfolgt durch Einbringen einer nin-Zelle bzw. einer nipin-Schichtenfolge anstelle der einfachen n-Schicht, so daß recht komplexe Mehrschichtstrukturen vom Typ pininip bzw. pinipinip entstehen [DeCe95b, DeCe95c, DeCe96]. Die Funktionsweise dieser Farbsensoren wird auf das von der Intensität und Wellenlänge abhängige elektrische Verhalten der hinzugefügten nin- bzw. nipin-Struktur zurückgeführt, welche ohne Beleuchtung wie zwei nichtlineare Übergänge mit hoher Schwellspannung wirken und bei zunehmender optischer Absorption im grünen Spektralbereich in einen Kurzschluß übergehen. Auf diese Weise läßt sich eine spektrale Separation zwischen Blau und Grün erzielen. Bauelemente dieser Art weisen zum Teil eine sehr geringe Empfindlichkeit deutlich unter $0,1 \text{ AW}^{-1}$ sowie einen beachtlich hohen Dunkelstrom auf. Beides ist auf die Verwendung extrem dicker n-Schichten im Bereich zwischen 200 nm und 650 nm zurückzuführen, was hohe Absorptions- und Rekombinationsverluste zur Folge hat. Ferner ist in bezug auf diese Farbsensor-Typen anzumerken, daß sich infolge der nichtlinearen Intensitätsabhängigkeit der Schwellspannung der nin- und nipin-Teildioden die Funktion der Bauelemente lediglich über einen geringen Aussteuerbereich hinsichtlich der auftreffenden Beleuchtung von mitunter weniger als einer Größenordnung verifizieren läßt. Ungeachtet der erwähnten Nichtlinearitäten wurde der pinipinip-Dreifarbsensor auch für die Verwendung in zweidimensionalen Sensorarrays vorgeschlagen [Irre96]. Der Betrieb eines derartigen Farb-

sensors erfolgt im Ladungs-Speicherungs-Modus, wobei nach Einstellen der Sensorspannung auf den die betreffende Farbempfindlichkeit bestimmenden Wert die Integration des Photostromes auf der Eigenkapazität des Sensors im Leerlauf vorgenommen wird. Nach Abschluß der Integrationsperiode wird der erzielte Spannungshub bzw. die integrierte Ladung als Maß für den auftreffenden Farbanteil angesehen. Die Praktikabilität dieses Betriebsmodus in bezug auf Farbsensoren erscheint jedoch äußerst fraglich, da sich während der Entladung der Detektorkapazität die Spannung am Detektor und mithin die Farbempfindlichkeit ändern, was speziell bei hohen Beleuchtungsintensitäten bzw. langen Integrationszeiten ein nicht unerhebliches Problem darstellt.

Eine von den bisher erläuterten Farbsensor-Strukturen verschiedene Bauform stellt der in [Koike87, Hama89] dokumentierte Ansatz dar, bei dem zwei komplette pin-Dioden seriell übereinander gestapelt werden, die sich hinsichtlich ihrer Sammlungseigenschaften für photogenerierte Ladungsträger unterscheiden. Bei Anlegen einer Sperrspannung erfolgt die Ladungsträgersammlung ausgehend von der Mitte der Struktur zunächst in Lichtausbreitungsrichtung, während die vorgelagerte Diode erst für höhere Sperrspannungsbeträge einen nennenswerten Beitrag zum Photostrom liefert. Eine besondere Bedeutung kommt hierbei dem pn-Übergang zwischen den beiden Teildioden zu, bei dem die Injektion von Ladungsträgern aus der vorgelagerten in die nachfolgende Teildiode ebenfalls von der angelegten Spannung abhängt. Diese Bauelementstruktur erlaubt die Separation in drei linear unabhängige spektrale Empfindlichkeitsbereiche, wobei jedoch eine subtraktive Verknüpfung der Photoströme unerlässlich ist.

Die Zusammenstellung der bislang verfolgten Ansätze zur Realisierung von Farbsensoren bliebe unvollständig, wenn Detektorstrukturen außer Acht gelassen würden, welche auf Metall-Halbleiter-Übergängen basieren. Ein entsprechendes Bauelement wird beispielsweise in [Fang91, Kuo95] vorgestellt. Es besteht aus einer intrinsischen Schicht amorphes Siliziums, welche sich zwischen einer Chromelektrode und einer Schicht aus Indium-Zinnoxid (ITO, Indium Tin Oxide) befindet. Beide Kontakte bilden Schottkyübergänge aus, so daß das gesamte Bauelement eine antiserielle **Doppel-Schottky-Barriere** (DSB) darstellt. Die spektrale Empfindlichkeit wird durch die Weite der Raumladungszone des jeweils in Sperrrichtung vorgespannten Schottkykontakts in Verbindung mit dem optischen Generationsprofil festgelegt. Nur innerhalb der Raumladungszone generierte Elektron-Loch-Paare können unter Einwirkung des elektrischen Feldes getrennt werden und tragen zur Photoempfindlichkeit bei. Außerhalb der Raumladungszone generierte Ladungsträger gehen durch Rekombination für den Photostrom verloren. Die Maxima der spektralen Empfindlichkeit des Dreifarbsensors überdecken einen Wellenlängenbereich von 480 nm bis 620 nm, wobei das erforderliche Spannungsintervall zwischen $\pm 1,5$ V liegt. Bemerkenswert ist der sehr niedrige Dunkelstrom dieser Struktur, dessen Höhe im relevanten Spannungsbereich 10^{-10} Acm⁻² nicht wesentlich überschreitet. Ein ähnlicher Ansatz eines DSB-Sensors, bei dem jedoch die Absorberschicht geringfügig dotiert ist, wird in [Mats89] erläutert. Dessen elektrooptische Eigenschaften bleiben jedoch weit hinter der zuerst genannten DSB-Struktur zurück. Ein einfacher Schottky-Übergang zwischen einer semitransparenten Goldschicht und einer vergleichsweise dicken (2 µm) intrinsischen amorphen Siliziumschicht bildet das Funktionsprinzip des in [Yang88] dokumentierten Farbsensors, bei dem mittels einer linearen Transformation bis zu vier spektrale Anteile der auftreffenden Beleuchtung aufgelöst werden können.

Eine weitere Sonderform eines Dreifarbsensors bildet ein Ansatz, welcher in [Topic95] vorgestellt wird und dessen Bauelementstrukturen im Gegensatz zu den bislang genannten Typen von Zwei-Terminal-Sensoren über drei Anschlüsse verfügen. Es handelt sich hierbei um eine Kombination eines pinip-Zweifarfbsensors mit einer pin-Diode in Form einer TCO-pin-TCO-pinip-TCO-Metall- oder einer TCO-pinip-TCO-pin-TCO-Metall-Anordnung, bei der jeweils auch die mittlere TCO-Schicht kontaktiert werden kann. Die Farbtrennung wird

anhand von numerischen Simulationen der spektralen Empfindlichkeit erläutert, wobei in beiden Fällen drei linear unabhängige Bereiche mit Maxima bei 430nm, 530 nm und 630 nm erzielt werden. Der Vorteil dieser Struktur liegt in der Vermeidung von Nichtlinearitäten, wie sie bei der Nutzung einer Diode mit unterteilten i-Schichten für die Farbtrennung auftreten. Die bislang dokumentierten Versuche zur tatsächlichen Realisierung eines derartigen Bauelements überzeugen jedoch nur teilweise, was vorrangig auf Schwierigkeiten bei der Beherrschung der reproduzierbaren Deposition von blauempfindlichen Photodioden mit sehr dünnen i-Schichten zurückzuführen ist [Topic96]. Ferner stellt die unumgängliche Kontaktierung der Zwischenelektrode einen erhöhten prozeßtechnischen Aufwand dar, zumal bei der Synthese zweidimensionaler Farbsensorarrays.

Neben den in der vorstehenden Zusammenstellung dokumentierten spannungsgesteuerten farbselektiven Bauelementstrukturen muß selbstverständlich auch die konventionelle Technologie zur Realisation bildgebender Farbsensoren erwähnt werden, bei denen die im allgemeinen zweidimensionale Sensormatrix mit im Pixelraster strukturierten Filterschichten versehen wird, die jeweils nur für ein spektrales Band transparent sind (Mosaikfilter). Entsprechende *a*-Si:H-Bildsensoren sind beispielsweise aus [Street94] bekannt. Es handelt sich um dieselbe Technologie, wie sie auch bei farbauflösenden Sensorbauelementen aus kristallinem Silizium verwendet wird, bei denen üblicherweise vier benachbarte Sensorpixel die Farbinformation eines Bildpunktes bereitstellen [Bayer76, Dill78, Mana83], was eine nicht unerhebliche Reduzierung der lateralen Auflösung zur Folge hat.

2.4 Farbsensoren in kristalliner Siliziumtechnologie

Lediglich am Rande soll erwähnt werden, daß auch in der Technologie kristallinen Siliziums eine spektrale Selektivität erzielt werden kann. Beispielsweise wird in [Lu96] im Rahmen eines CMOS-Prozesses (CMOS = Complementary Metal Oxide Semiconductor) eine bipolare pnp-Struktur, bestehend aus einer p^+ -Diffusion, welche sich innerhalb der n-Wanne auf einem p-Substrat befindet, als antiserial arbeitender Zweifarbdetektor verwendet. Durch die Verwendung eines BiCMOS-Prozesses (BiCMOS = Bipolar CMOS) kann die Anzahl der Sperrschichten um eine erhöht werden, so daß eine Separation der Beleuchtung nach drei Farbkomponenten möglich wird [Chou96].

Ein weiteres Bauelement aus kristallinem Silizium wird in [Wolf86, Wolf87, Wolf88] präsentiert. In diesem Fall handelt es sich um einen Farbsensor in Form einer p-dotierten Schicht, die in eine n-Epitaxieschicht implantiert wird, welche sich wiederum auf einem p-Substrat befindet. Hierbei bildet der an der Oberfläche des Sensors liegende pn-Übergang eine Verarmungszone aus, deren Ausdehnung in die Epitaxieschicht mit Hilfe der angelegten Sperrspannung gesteuert werden kann. Allen Ansätzen in kristalliner Technologie ist gemeinsam, daß der Photostrom nicht, wie dies bei *a*-Si:H-basierten Bauelementen der Fall ist, ausschließlich durch einen Driftstrom photoelektrisch erzeugter Ladungsträger gebildet wird. Vielmehr tragen infolge der hohen Diffusionslänge in kristallinem Silizium auch Minoritätsträger, welche durch Diffusionsprozesse zur Raumladungszone gelangen, zur Photoempfindlichkeit bei. Dieser Effekt beeinträchtigt die Ausbildung schmalbandiger spektraler Empfindlichkeitsbereiche, zumal sich das Generationsprofil wegen des geringeren Absorptionskoeffizienten tiefer in die Halbleiterstruktur erstreckt. Obwohl bei der zuletzt genannten Bauelementstruktur Maßnahmen zur Unterdrückung des Diffusionseffektes vorgesehen sind, bleiben die in [Wolf87] dokumentierten experimentellen Ergebnisse weit hinter den Erwartungen an eine gute Farbtrennung zurück. Zuverlässige Farbinformationen können bei farbselektiven Photodioden in kristalliner Technologie allenfalls durch aufwendige

Signalverarbeitungsoperationen gewonnen werden [Simp99], die eine Anwendung in Form von bildgebenden Sensoren unmöglich machen.

Ein Konzept, die bei CCDs (CCD = **C**harged **C**oupled **D**evice) verwendete Ladungsverchiebetechnik auch für farbselektive, bildgebende Sensoren zu nutzen, ist aus [Burk86] bekannt. Hierbei wird auf ein kristallines Siliziumsubstrat flächig ein Schichtsystem aufgebracht, welches aus mehreren abwechselnd dotierten und durch Epitaxie aufgetragenen Schichten besteht. Dieses wiederum trägt eine CCD-Architektur, d. h. eine Anordnung von durch eine Oxidschicht vom Halbleiter getrennten Elektroden, die geeignet sind, im Halbleiter befindliche Ladungen parallel zur Oberfläche des Sensors zu transportieren. Infolge des abwechselnd dotierten Schichtsystems bilden sich, in Lichtausbreitung betrachtet, mehrere Energiebarrieren aus, an denen sich alternierend Elektronen bzw. Löcher akkumulieren, die entsprechend dem wellenlängenabhängigen Generationsprofil generiert werden. Die auf diese Weise in unterschiedlicher Tiefe erzeugten und jeweils bestimmten Farbkomponenten zugeordneten Ladungspakete werden anschließend mit Hilfe der getakteten CCD-Elektroden gemeinsam in unterschiedlichen Kanälen zu einer Ausleseelektronik transportiert. Im Rahmen dieses Farbsensorkonzeptes werden mithin in jedem Bildpunkt alle drei Farbanteile der auf ihn treffenden Beleuchtung erfaßt und parallel weitergeleitet, so daß ein derartiger Farb-CCD-Sensor ohne zusätzliche Filterschichten auskommt und keine Verluste an lateraler Auflösung verursacht. Hinsichtlich der Praktikabilität dieses Ansatzes sei jedoch angemerkt, daß sich die Interface-Rekombination innerhalb des abwechselnd dotierten Schichtsystems in bezug auf die Ladungsträgersammlung und den Ladungstransport nachteilig auswirken, was sicherlich dafür verantwortlich ist, daß sich dieses Konzept bislang nicht bei Farb-CCDs durchsetzen konnte.

Die Generation von Farbsignalen erfolgt bei CCDs in der Regel durch die Verwendung von im Pixelraster mosaikförmig strukturierten Farbfiltern, welche entsprechend ihrer Transmission in benachbarten Bildpunkten die Aufzeichnung der verschiedenen Farbanteile der auftreffenden Beleuchtung ermöglichen, was jedoch nicht unbeträchtliche Einbußen an lateraler Auflösung nach sich zieht [Dill78, Mana83, Knop85]. Um die technologisch mögliche Auflösung auch bei Farb-CCDs oder sonstigen, nicht steuerbaren Farbsensoren komplett nutzen zu können, ist es erforderlich, mehrere Sensoren in einem optischen Prismenaufbau mit entsprechender Justierung zu verwenden [Mura83, Theu95]. Bisweilen werden auch mit entsprechenden Farbfiltern bestückte mechanische Filterräder für hochauflösende Farbkameras verwendet [Mart93].

2.5 Farbsensoren in TFA-Technologie

Die Entwicklung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Farbsensoren ist eingebunden in eine neuartige Technologie optoelektronischer Sensoren, welche am Institut für Halbleiterelektronik der Universität-GH Siegen entwickelt worden ist. Es handelt sich um die TFA-Technologie, bei der ein optischer Dünnschichtdetektor vertikal auf einen integrierten Schaltkreis, beispielsweise einen ASIC (**A**pplication **S**pecific **I**ntegrated **C**ircuit), aufgebracht wird [Fisch92, Schult92, Fisch94]. Innerhalb eines TFA-Bauelementes vollzieht der *a*-Si:H-Detektor die photoelektrische Konversion von Strahlungsenergie in elektrische Energie, während der im Raster der Bildpunkte strukturierte ASIC die Aufgaben der Signalspeicherung, des Signaltransportes zu einem externen Bildverarbeitungssystem und gegebenenfalls einer Signalverarbeitung übernimmt. Infolge der vertikalen Integration kann auf diese Weise eine zweimalige Nutzung der Sensorfläche und mithin eine größere Empfindlichkeit erzielt werden. Bedingt durch die räumliche Entkopplung der im ASIC befindlichen Pixel- und

peripheren Schaltungskomponenten vom Detektor kann darüber hinaus eine separate Optimierung der beiden funktionalen Elemente eines TFA-Sensors vorgenommen werden. In der Regel ist der ASIC aus kristallinem Silizium, welches sich durch gute elektronische Eigenschaften, beispielsweise eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit auszeichnet, die dieses zum beherrschenden Material der Mikroelektronik haben werden lassen. Amorphes Silizium hingegen ist durch eine hohe Photoempfindlichkeit im sichtbaren Spektralbereich gekennzeichnet und kann daher auch in dünnen Schichtsystemen zur Adaption der spektralen Empfindlichkeit des menschlichen Auges herangezogen werden. Wegen seiner im Vergleich zur kristallinen Ausführungsform schlechteren Ladungsträger-Transporteigenschaften, welche auf die kontinuierliche Zustandsdichteverteilung in der Bandlücke zurückgeführt werden können, eignet es sich jedoch weniger für die Realisierung schneller und leistungsfähiger elektronischer Schaltungen. Die TFA-Technologie vereint die Vorteile beider Technologien und ermöglicht auf diese Weise die kostengünstige Herstellung monolithisch integrierter Bildsensoren, die im Hinblick auf ihre elektrooptischen Eigenschaften sowohl in ausschließlich kristalliner Technologie realisierten CCD-Bauelementen oder CMOS-Sensoren [Blan97] als auch reinen Dünnschicht-Sensorsystemen [Powell92, Street92, Weis92, Street93a] überlegen sind. Diese Überlegenheit äußert sich beispielsweise in einem höheren Dynamikumfang gegenüber CCD-Bildsensoren [Lule96, Böhm98] oder in der Möglichkeit, bei entsprechend gestalteten Pixelprozessoren eine Bildverarbeitung z. B. in Form einer Kantendetektion oder Konturextraktion bereits auf dem Sensorchip durchführen zu können [Schult94, Schult96].

Als optischer Detektor kommt eine Vielzahl von Dünnschicht-Bauelementen in Frage, so z. B. s/w-empfindliche pin- oder Schottkysensoren, deren Kombination mit einem ASIC bereits erfolgreich nachgewiesen worden ist [Lule96, Böhm98]. Auch die Erweiterung der TFA-Technologie auf farbselektive Dünnschicht-Bauelemente ist bereits angestrebt worden [Zhu94, Zhu97]. Bei diesem Ansatz befindet sich in jedem Bildpunkt ein analoges Speicherelement in Form eines Kondensators im ASIC, welcher die Integration des Photostromes und die Speicherung des daraus resultierenden Farbsignals übernimmt, wobei die unterschiedlichen Farbempfindlichkeiten durch Spannungen eingestellt werden, welche ebenfalls durch im ASIC befindliche Schaltungskomponenten bereitgestellt und den Detektorelementen zugeführt werden. Für jedes der drei Farbsignale Rot, Grün und Blau steht ein Drittel der gesamten Belichtungszeit zur Verfügung. Der wesentliche Vorteil der farbauflösenden TFA-Technologie kann darin gesehen werden, daß die entsprechenden Detektorelemente mit steuerbarer spektraler Empfindlichkeit durch geeignete Ansteuerung in jedem Bildpunkt eines TFA-Sensors ein zeitlich sequentielles Farbsignal (RGB-Signal) erzeugen können, so daß auf das Aufbringen von Mosaikfiltern, wie sie bei Farb-CCDs eingesetzt werden, und damit auf mehrere aufwendige photolithographische Strukturierungsschritte im Pixelraster verzichtet werden kann. In TFA-Farbtechnologie lassen sich auf diese Weise außer einer verbesserten Empfindlichkeit prinzipiell höhere Auflösungen erzielen, da nicht mehrere, zumeist vier benachbarte Pixelelemente für die gesamte Farbinformation eines Bildpunktes benötigt werden, sondern aus jedem Pixel ein komplettes Farbsignal extrahiert wird. Ferner sei darauf hingewiesen, daß bei Aufzeichnung aller drei Farbkomponenten an einem geometrischen Ort Farb-Moiré-Effekte eliminiert werden.

Ohne auf weitere Details in diesem Zusammenhang eingehen zu wollen, kann daher festgehalten werden, daß Bildsensoren in TFA-Technologie, bei denen die Bildpunkte zeilenförmig oder als zweidimensionale Matrix angeordnet sind, eine bevorzugte Anwendungsform für die im weiteren Verlauf dieser Arbeit beschriebenen Farbsensoren darstellen.

3 Charakterisierung amorpher Siliziumschichten

Am Beginn des experimentellen Teils dieser Arbeit standen dem Verfasser detaillierte Informationen bezüglich der Eigenschaften der mit Hilfe des am Institut für Halbleiter-elektronik verfügbaren PECVD-Depositionssystems hergestellten amorphen Siliziumschichten nicht zur Verfügung. So wurde zunächst versucht, auf der Basis von existierenden Standard-Prozeßrezepten eine Optimierung kompletter farbsensitiver Bauelementstrukturen in Form von *a*-Si:H-Mehrschichtsystemen durchzuführen, wobei durchaus respektable Ergebnisse erzielt worden sind.

Nach Kap. 2.1.2 existiert eine Vielzahl von Parametern, die für eine Optimierung herangezogen werden können und deren Variationsmöglichkeiten eine Verbesserung der Bauelementeigenschaften ausschließlich auf empirischem Wege sehr komplex gestalten. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit der Beschränkung auf eine Auswahl der Parameter. So sind im Rahmen der vorgenommenen Optimierung in der Regel der Prozeßdruck, die Substrattemperatur und die eingekoppelte Hochfrequenz-Leistung gemäß den dieser Arbeit vorangegangenen Schicht- und Bauelementoptimierungen [Schult96, Wagn96] oder bekannten Aussagen der Literatur gewählt (z. B. [Jack82]) und weitgehend konstant gehalten worden.

Spätestens mit der Einführung von Heterostrukturen (z. B. $n_i p_i^2 n$, $n_i^2 p$) wurde jedoch deutlich, daß die ausschließliche Optimierung am Bauelement an ihre Grenzen stößt. Bekannte Parameterstudien aus der Literatur konnten nur partiell verwendet werden und lediglich Anhaltspunkte für die Entwicklung liefern, da die Übertragbarkeit der Ergebnisse infolge eines hohen Maßes an anlagenspezifischen Effekten nicht gewährleistet war.

Aus dem zuvor Gesagten ergab sich die Notwendigkeit einer Schichtoptimierung, welche sich neben den intrinsischen *a*-Si:H-Schichten speziell auf die im Bandabstand erweiterten *a*-SiC:H-Schichten bezog. Diese Schichten werden innerhalb der Farbsensor-Strukturen als Absorptionsschichten zur Ladungsträgergeneration und -sammmlung verwendet, so daß ihrer Qualität eine zentrale Bedeutung im Hinblick auf die Funktionalität der Farbsensoren zukommt. Dementsprechend wird in den folgenden Kapiteln besonderes Augenmerk auf die optischen und elektrischen Eigenschaften dieser Schichten gelegt.

Im Verlauf der Optimierung der Farbsensoren stellte sich heraus, daß insbesondere die elektronischen Transporteigenschaften bei standardmäßig, d. h. aus einer Gasmischung von Silan und Methan abgeschiedenen *a*-SiC:H-Schichten nicht ausreichend für die Verwendung in Farbsensoren waren. Die Ergebnisse der Bauelementmodellierung (Kap. 2.2) legen speziell im Fall von Heterostrukturensensoren nahe, daß das Produkt aus Ladungsträgerbeweglichkeit und -lebensdauer ($\mu\tau$) der innerhalb der Struktur in Lichteinfallrichtung vorgelagerten Schichten mit erweitertem Bandabstand größer sein sollte als das der nachfolgenden amorphen Siliziumschichten mit normalem Bandabstand. Die nach dem Standardverfahren deponierten Schichten zeigten jedoch ein deutlich umgekehrtes Verhältnis, das der in der Literatur dokumentierten Tendenz einer steigenden strukturellen Unordnung bei zunehmendem Kohlenstoffgehalt, d. h. wachsendem Bandabstand entspricht, verbunden mit einer Erhöhung der Defektdichte und einer signifikanten Abnahme des $\mu\tau$ -Produktes sowie einem Rückgang der Photoleitfähigkeit [Fio85, Wang93a].⁷ Aufgrund dessen mußte nach einer Methode zur Steigerung des $\mu\tau$ -Produktes bei den *a*-SiC:H-Schichten gesucht werden. Aus der Literatur sind als Maßnahmen zur Lösung dieses Problems eine starke Wasserstoffverdünnung des für die Deposition der *a*-SiC:H-Schichten verwendeten Silan-Methan-Gasge-

⁷ Die quantitativen Auswirkungen dieses $\mu\tau$ -Verhältnisses in bezug auf die Heterostruktur-Farbsensoren werden im Verlauf des Kap. 4.3.3 erläutert.

mischs [Alva92, Demi94] sowie die Verwendung anderer Silizium-Kohlenstoff-Verbindungen als Ausgangsgase für die Deposition [Li91] oder Modifizierungen des Reaktors bekannt, z. B. in Form einer Trioden-Anordnung [Mats86]. Die zuletzt genannten Lösungswege sind bedingt durch die feststehende Anlagenkonzeption aus, so daß zur Erhöhung der Schichtqualität der *a*-SiC:H-Schichten die Methode der Wasserstoffverdünnung zum Einsatz kam.

Zur Verdeutlichung der Wirkung der Wasserstoffverdünnung ist es hilfreich, die Netto-Reaktionsgleichung des Depositionsprozesses zu betrachten [Tsai88b]:⁸



Die Gleichung beschreibt die Reaktion von im Plasma enthaltenen SiH_x -Molekülen zu Silizium, das in die sich bildende Schicht eingebaut wird, und atomarem Wasserstoff, welcher zum überwiegenden Teil im Plasma verbleibt. Es handelt sich um eine Gleichgewichtsreaktion, bei der beide Reaktionswege möglich sind. Infolge des Einbaus der Siliziumatome in die Schicht und wegen der permanenten Nachlieferung neuer SiH_x -Moleküle wird unter normalen Depositionsbedingungen die Hin-Reaktion bevorzugt mit dem Resultat eines ausgeprägten Schichtwachstums. Wird jedoch das Plasma durch Wasserstoffverdünnung des Prozeßgasgemisches mit H-Atomen angereichert, so verschiebt sich die Gleichgewichtsreaktion zugunsten der Rück-Reaktion. D. h. im Plasma befindlicher atomarer Wasserstoff reagiert mit an der Schichtoberfläche gebundenen Siliziumatomen zu SiH_x -Molekülen zurück. Dieser Vorgang wird häufig mit dem Begriff Ätzen belegt. Hierbei werden vorrangig schwach gebundene Atome an der Oberfläche der entstehenden Schicht infolge der Ätzwirkung des Wasserstoffs wieder entfernt [Tsai89]. Gleichzeitig erhöht der Wasserstoff die Beweglichkeit für adsorbierte Siliziumatome. Es können auf diese Weise leichter energetisch günstige Gitterplätze für die in den Schichtverband einzubauenden Teilchen gefunden werden, so daß Störungen des amorphen Netzwerkes beim Schichtaufbau vermindert werden und eine dichtere Struktur entsteht [Mats86, Mats87].⁹ Die Veränderungen der Plasma-Reaktionen infolge des Wasserstoff-Ätzens bedingen allerdings einen langsameren Aufbau der Schicht und mithin eine deutlich niedrigere Depositionsrate. Im Ergebnis können mit Hilfe der Wasserstoffverdünnung amorphe Silizium- bzw. *a*-SiC:H-Schichten mit geringer struktureller Unordnung und folglich niedriger Defektdichte, einer erhöhten Photoleitfähigkeit sowie besseren Ladungsträger-Transporteigenschaften hergestellt werden [Mats87, Demi94], wie sie im Hinblick auf die Verwendung in Farbsensoren unerlässlich sind.

Die Ergebnisse zur Optimierung der intrinsischen und im Bandabstand erweiterten *a*-SiC:H-Schichten sind im folgenden zusammen mit einer Qualifizierung einer Reihe von Standardschichten dokumentiert, so daß der Leser einen Überblick über die Eigenschaften der typischen, für die Synthese von Farbsensoren benutzten amorphen Siliziumschichten erhält. Die zur Schichtoptimierung und -charakterisierung verwendeten Einzelschichten wurden in Dicken von etwa 0,5 µm bis 1 µm auf Glassubstraten unter nominell gleichen Bedingungen abgeschieden wie auch die in Mehrschichtsystemen eingebauten. Es handelt sich dabei um intrinsische, n- und p-dotierte Schichten, jeweils als normale amorphe Siliziumschichten

⁸ Obwohl es sich bei der Dissoziation des Silans und der anschließenden Bildung eines amorphen Silizium-Atomverbundes um eine komplexe Kette von Einzelreaktionen handelt, wird lediglich die resultierende Reaktionsgleichung zugrunde gelegt. Ferner werden der Einbau von Wasserstoff in die Schicht sowie die Anwesenheit von Kohlenstoff der Einfachheit wegen außer Acht gelassen.

⁹ Im Extremfall kann durch starke Wasserstoffverdünnung des Prozeßgasgemisches (ca. 98% Wasserstoff) auch bei niedrigen Depositionstemperaturen mikrokristallines Silizium mit bis zu 200 nm großen Siliziumkristalliten in der amorphen Phase hergestellt werden [Tsai88b].

bzw. in Legierung mit Kohlenstoff zur Erhöhung des Bandabstandes. Die wichtigsten Depositionsparameter der einzelnen Schichten sind im Anhang (Tab. 10.1) aufgeführt.

Die untersuchten Kenngrößen umfassen den wellenabhängigen Absorptionskoeffizienten und den komplexen Brechungsindex, die Defektdichte sowie das für die Ladungsträgerdrift maßgebliche nt -Produkt. Sämtliche Messungen sind bei Raumtemperatur ($T = 295$ K) durchgeführt worden. Die Charakterisierung mit Hilfe der nachfolgend beschriebenen Meßverfahren erfolgte im Zustand unmittelbar nach der Deposition ohne vorhergehende Alterungs- oder Temperungsschritte. In den folgenden drei Unterkapiteln werden jeweils zunächst die verwendeten Meßmethoden beschrieben; anschließend werden die erzielten Ergebnisse erläutert.

3.1 Optische Schichtparameter

Die optischen Kenndaten amorpher Siliziumschichten, d.h. der spektrale Absorptionskoeffizient und der Brechungsindex, deren Kenntnis im Hinblick auf die Bestimmung des Ladungsträger-Generationsprofils und die Abschätzung der elektrischen Feldverteilung bei Heterostrukturen bedeutsam ist und die ferner für die Skalierung der in Kap. 3.2.2 dokumentierten CPM-Meßdaten benötigt werden, wurden mit Hilfe optischer Transmissions- und Reflexionsmessungen ermittelt. Zu diesem Zweck wurde ein existierender optischer Meßplatz derart umgebaut bzw. erweitert, daß die genannten Größen im Energiebereich von ca. 0,7 eV bis 3,5 eV bestimmt werden können. Des weiteren wurde eine Auswertungssoftware entwickelt, welche aus den Meßgrößen Transmission und Reflexion die optischen Schichtparameter extrahiert. Das Meßverfahren und dessen Auswertung sind im folgenden kurz beschrieben.

3.1.1 Meßverfahren und Auswertung

Zur Messung der optischen Transmission und Reflexion wird eine homogene a -Si:H-Schicht mit monochromatischem Licht variabler Wellenlänge beleuchtet und der transmittierte und reflektierte Anteil spektral mit Hilfe von kristallinen Germanium-Photodioden detektiert. Eine Prinzipskizze zum Aufbau ist in Abb. 3.1 gegeben. Das Substrat ist gegenüber der optischen Achse um einen Winkel von 10° geneigt, um auch den reflektierten Lichtstrahl erfassen zu können.¹⁰ Die Transmission T und die Reflexion R als Verhältnis der transmittierten bzw. reflektierten Leistungsdichten zur einfallenden Leistungsdichte werden nacheinander relativ zu einer weiteren, nicht dargestellten Referenzzelle gemessen, so daß zeitliche Schwankungen der Lichtintensität ausgeglichen werden können. Eine detaillierte Beschreibung des Meßaufbaus befindet sich in [Kuhl97].

Die Auswertung erfolgt unter Verwendung des Brechungsindex $\underline{n} = n - jk$ als komplexe Größe, wobei der Imaginärteil k über die folgende Beziehung mit dem Absorptionskoeffizienten α verknüpft ist:

$$k = \frac{\alpha}{4\pi} . \quad (3.2)$$

¹⁰ Für diesen kleinen Neigungswinkel kann die Abhängigkeit vom Einfallswinkel in den Fresnel'schen Koeffizienten vernachlässigt werden, und es ist keine Unterscheidung hinsichtlich der Polarisation des einfallenden Lichtes erforderlich.

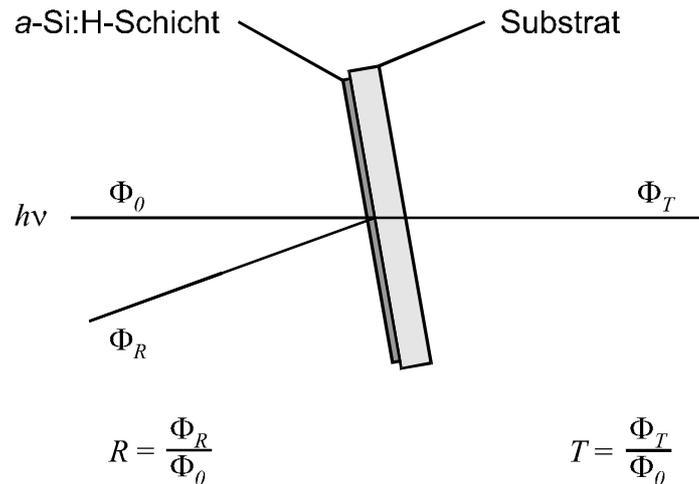


Abb. 3.1: Schematische Messanordnung zur Bestimmung der optischen Konstanten dünner *a*-Si:H-Schichten mittels Transmissions- und Reflexionsmessungen.

Innerhalb der zu vermessenden Schicht, deren Dicke sich im Bereich der Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes bewegt, liegt kohärente Wellenausbreitung vor, so daß hier mit den komplexen Feldstärkevektoren der elektromagnetischen Wellen gerechnet werden muß. Hingegen ist die Dicke des Glassubstrates, auf dem sich die *a*-Si:H-Schicht befindet, deutlich größer als die Kohärenzlänge des Lichtes; im Bereich des Substrates können mithin lediglich die leistungsbezogenen Größen berücksichtigt werden.¹¹ Das komplette Schichtsystem, das der Messung zugrundeliegt (Luft/*a*-Si:H-Schicht/Substrat/Luft), kann somit als System zweier Doppelgrenzflächen aufgefaßt werden, die an der Verbindung *a*-Si:H-Schicht/Substrat miteinander gekoppelt sind.

Durch Berücksichtigung der auf der Grundlage der Fresnel'schen Gleichungen [Berg87] gewonnenen komplexen Reflexions- und Transmissionsfaktoren an allen Grenzflächen und kohärenter bzw. inkohärenter Wellenausbreitung in der Schicht bzw. im Substrat können analytische Beziehungen zwischen der gemessenen Reflexion R und Transmission T und den komplexen Brechungsindizes der Schicht \underline{n} und des (absorptionsfrei angenommenen) Substrates sowie der zugehörigen Schichtdicken ermittelt werden. Die Herleitung der Gleichungen im einzelnen hier aufzuzeigen, würde zu weit führen. Es sei daher auf entsprechende Literaturstellen [And65, Dent72, Phil83] verwiesen. Eine Umkehrung des Gleichungssystems zur Berechnung des gesuchten komplexen Brechungsindex der *a*-Si:H-Schicht \underline{n} ist jedoch ohne zusätzliche vereinfachende Annahmen nicht möglich. Zur Lösung des Problems bieten sich zwei Wege an:

1. Die gemessenen Daten werden durch Variation von Real- und Imaginärteil des Brechungsindex \underline{n} gefittet. Diese Variante erlaubt zwar die gleichzeitige, spektral aufgelöste Bestimmung des Real- und Imaginärteils von \underline{n} , sie ist im allgemeinen jedoch sehr rechenzeitintensiv und verursacht infolge der Periodizität der in den Gleichungen enthaltenen komplexen Exponentialterme Mehrfachlösungen, speziell im Falle des Realteils.
2. Beschränkt man sich auf den Imaginärteil des Brechungsindex bzw. die Absorption des Materials, so kann auf eine zuverlässige und einfach berechenbare Näherungslösung zurückgegriffen werden, welche sich an [Summ93] anlehnt. Dieses Verfahren eliminiert die den Meßgrößen R und T überlagerten Interferenzen durch eine detaillierte Analyse des

¹¹ Die Kohärenzlänge für thermische Emissionsstrahlung liegt in der Größenordnung weniger μm [Wage97].

o. g. Formalismus sowie geeignete Vereinfachungen und erlaubt auf dieser Grundlage die Umkehrung des Systems zum Zweck der Bestimmung des Absorptionskoeffizienten α im Bereich schwacher und mittlerer Absorption in der Nähe der Bandkante mit einer Genauigkeit von ca. 3%, welche in der Größenordnung der verfügbaren Meßgenauigkeit liegt. Man erhält als Ergebnis eine Bestimmungsgleichung für α in Abhängigkeit der Meßgrößen R und T sowie der reellen Brechungsindizes der Schicht und des Substrates.

Für beide Lösungsverfahren ist die Kenntnis der Schichtdicke Voraussetzung, welche durch Auswertung der gemessenen Interferenzen im Bereich schwacher Absorption ermittelt wird, bei dem der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex gegenüber seinem Realteil vernachlässigt werden kann. Zunächst wird aus den Extrema der interferierenden Verläufe für Transmission und Reflexion im Infrarotbereich ein Wert für den Realteil des Brechungsindex n bestimmt, der zwar wegen seiner spektralen Abhängigkeit nur in einem begrenzten Bereich exakt gültig ist, der jedoch für die Auswertung unter 2. in erster Näherung auch über den Infrarotbereich hinaus in den sichtbaren Spektralbereich verlängert werden kann. Unter Verwendung des reellen Brechungsindex können nachfolgend die interferenzbedingten Oszillationen ausgenutzt werden, um die Schichtdicke aus dem energetischen Abstand zweier benachbarter Extrema im gemessenen Transmissions- oder Reflexionsverlauf zu bestimmen.

3.1.2 Meßergebnisse

Die Abb. 3.2 bis 3.5 demonstrieren einige der mit Hilfe des oben beschriebenen Meßverfahrens bestimmten optischen Kenndaten für optimierte a -Si:H-Schichten. Zunächst ist in Abb. 3.2 exemplarisch je ein gemessenes Transmissions- und Reflexionsspektrum für eine intrinsische Schicht amorphes Siliziums dargestellt. Der stark interferenzbehaftete Bereich im Infraroten weist eine vernachlässigbare Absorption auf, wohingegen oberhalb der Bandkante ab etwa 1,8 eV eine deutliche Zunahme des absorbierten Anteils erkennbar wird, die sich in einer Abweichung der Größe $(R + T)$ vom Wert eins niederschlägt. Aus derartigen Daten

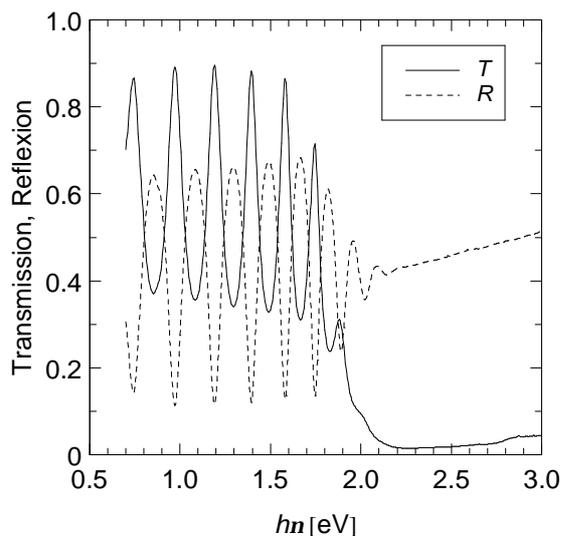


Abb. 3.2: Gemessene Transmissions- und Reflexionsspektren einer intrinsischen a -Si:H-Schicht (Nr. 552).

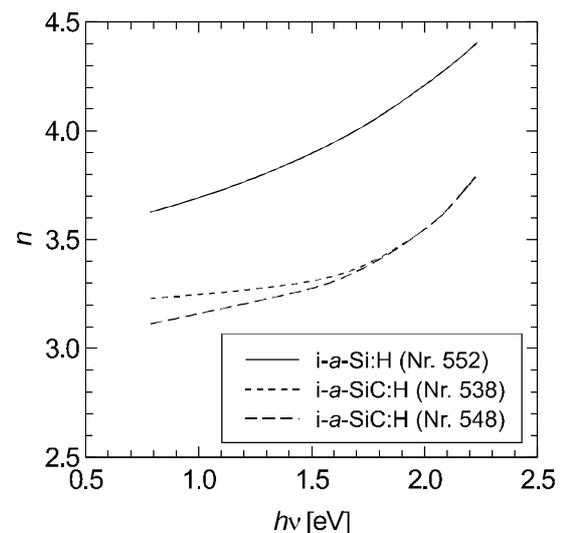


Abb. 3.3 Realteil des Brechungsindex verschiedener intrinsischer a -Si:H- und a -SiC:H-Schichten.

wurde anschließend der komplexe Brechungsindex nach Real- und Imaginärteil abgeleitet. Beispiele hierzu sind in Abb. 3.3 und Abb. 3.4 festgehalten. Der Realteil des Brechungsindex zeigt eine moderate, monoton ansteigende Abhängigkeit von der Energie der eingestrahnten Photonen. Die Annahme eines konstanten Brechungsindex, wie sie nach dem unter 2. beschriebenen Auswertungsalgorithmus vorgenommen werden muß, ist mithin nicht exakt; die dadurch hervorgerufenen Ungenauigkeiten sind jedoch tolerierbar. Nach Abb. 3.3 ist der Realteil des Brechungsindex bei a -SiC:H-Schichten mit aufgeweitetem Bandabstand um ca. 0,5 geringer als bei der normalen a -Si:H-Schicht, was auf eine höhere Dichte des a -Si:H-Materials hinweist. Die auf dem Unterschied der Brechungsindizes bzw. der damit verknüpften relativen Dielektrizitätszahl $\epsilon_r = n^2$ basierende Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke vom Material wird bei Farbsensoren mit Heterostrukturen zur Steuerung der Ladungsträger-Sammellänge ausgenutzt.¹²

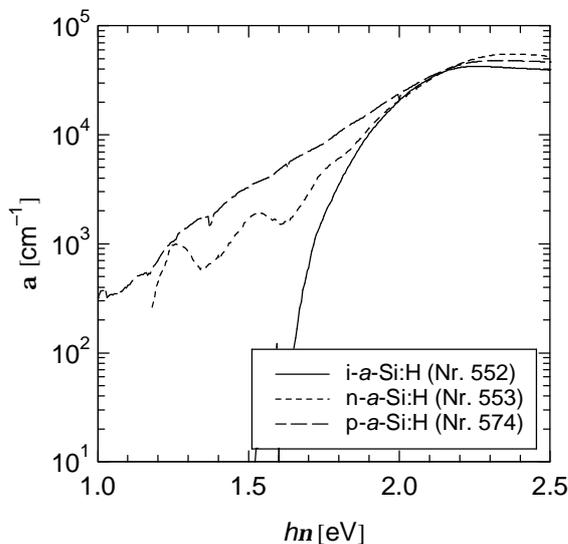


Abb. 3.4: Spektraler Verlauf des Absorptionskoeffizienten für verschiedene amorphe Siliziumschichten.

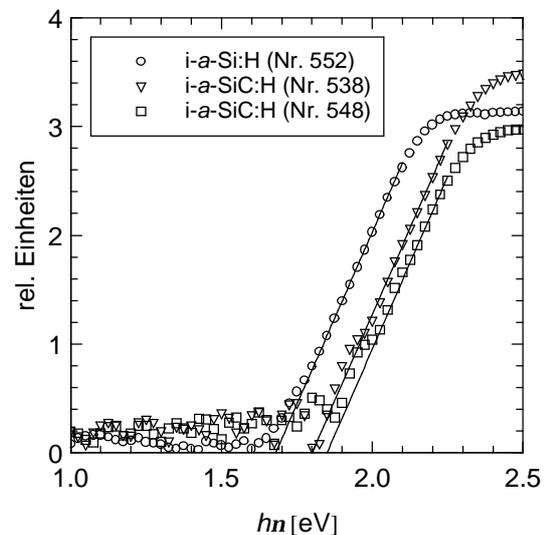


Abb. 3.5: Tauc-Plot (\sqrt{ahn} gegen hn) für intrinsische a -Si:H- und a -SiC:H-Schichten. Die Resultate für den Bandabstand sind in Tab. 3.1 vermerkt.

Der Absorptionskoeffizient, welcher nach Gleichung (3.2) proportional zum Imaginärteil des Brechungsindex ist, zeigt eine deutliche spektrale Abhängigkeit im Bereich der Bandkante (Abb. 3.4). Die Steilheit des Abfalls für abnehmende Energien ist dabei bestimmt durch die Defektdichte der Siliziumschicht. Sie ist im Fall intrinsischer Schichten deutlich stärker als bei den dotierten Schichten, bei denen infolge des Einbaus der Dotieratome in das amorphe Netzwerk ein hohes Maß an struktureller Unordnung, verbunden mit einer erhöhten Defektdichte entsteht. Im Energiebereich oberhalb der Bandkante wird der erwartete moderate Anstieg des Absorptionskoeffizienten reproduziert. Hingegen handelt es sich bei dem für hohe Photonenenergien festgestellten leichten Rückgang der Absorption um ein Artefakt, welches durch die begrenzte Genauigkeit bei der Messung der Transmission hervorgerufen wird.¹³

¹² Der frequenzabhängige Verlauf des Brechungsindex wird in diesem Zusammenhang im niederfrequenten Bereich ausgewertet, bei dem ein konvergentes Verhalten beobachtet wird.

¹³ Die spektralen Verläufe des Absorptionskoeffizienten zeigen deutlich die Grenzen des Meßverfahrens: Im Bereich niedriger Photonenenergien unterhalb der Bandkante wird die Absorption derart schwach, daß sie

Aus dem spektralen Absorptionsverlauf läßt sich mit Hilfe des Tauc-Plot durch Extrapolation des linearen Teils bis zur Energieachse die optische Bandlücke ermitteln (vgl. Kap. 2.1.3). Abb. 3.5 zeigt den Tauc-Plot am Beispiel ausgewählter Schichten. Der Bandabstand der intrinsischen *a*-Si:H-Schicht ist mit 1,68 eV etwas niedriger als die in der Literatur häufig genannten 1,7 eV bis 1,8 eV. Auffällig ist weiterhin, daß die Aufweitung des Bandabstandes bei den *a*-SiC:H-Schichten vergleichsweise gering ausfällt. Dieses Resultat ist eine Konsequenz der Optimierung der Farbsensoren, bei denen derartige, im Bandabstand aufgeweitete *a*-SiC:H-Schichten zur effizienten Ladungsträgersammlung verwendet werden. Es mußte mithin ein Kompromiß zwischen hohem Bandabstand einerseits und vertretbaren Transporteigenschaften andererseits gefunden werden, aus dem der verhältnismäßig geringe Kohlenstoffgehalt dieser Schichten resultiert.

Die mit Hilfe der optischen Transmissions- und Reflexionsmessungen ermittelten Parameter für optimierte Einzelschichten sind in der Tab. 3.1 zusammengestellt. Die Depositionsrate ist aus der optisch gemessenen Schichtdicke bestimmt worden und ebenfalls vermerkt, da diesbezüglich keine zuverlässigen Daten verfügbar waren.

	Depositionsrate [Ås ⁻¹]	Brechungsindex bei $h\nu \approx 1,2 \text{ eV}$ ($\lambda \approx 1000 \text{ nm}$)	Optische Bandlücke (Tauc) [eV]
i- <i>a</i> -Si:H (Nr. 552)	2,9	3,80	1,68
i- <i>a</i> -SiC:H (Nr. 548)	3,4	3,23	1,85
i- <i>a</i> -SiC:H (Nr. 538)	0,9	3,28	1,80
n- <i>a</i> -Si:H (Nr. 553)	5,0	3,55	1,64
n- <i>a</i> -SiC:H (Nr. 554)	4,3	3,00	1,80
n- <i>a</i> -SiC:H (Nr. 582)	1,1	3,20	1,87
p- <i>a</i> -Si:H (Nr. 574)	6,6	3,42	1,54
p- <i>a</i> -SiC:H (Nr. 573)	5,8	2,84	1,58

Tab. 3.1: Depositionsrate, Brechungsindex und Bandabstand optimierter *a*-Si:H-Schichten. Die Depositionsparameter sind in Tab. 10.1 wiedergegeben.

Auf zwei Besonderheiten soll an dieser Stelle kurz hingewiesen werden: Die p-dotierten Schichten (Nr. 573, 574) weisen aufgrund der verwendeten sehr starken Dotierung eine hohe defektbedingte Absorption aus Zuständen in der Bandlücke auf. Die mit der erhöhten strukturellen Unordnung verbundene Verbreiterung der Bandausläufer führt zu einer signifikanten Verminderung des optischen Bandabstandes, die im konkreten Fall auch durch eine vergleichsweise starke Kohlenstofflegierung nicht nennenswert kompensiert werden konnte. Des weiteren sind deutlich reduzierte Depositionsraten bei intrinsischen und n-dotierten *a*-SiC:H-Schichten festzustellen, welche mit starker Wasserstoffverdünnung hergestellt worden sind (Nr. 538, 582).

nicht mehr aus den Meßgrößen bestimmt werden kann. Bei hohen Photonenenergien hingegen absorbiert der Halbleiter sehr stark, so daß der transmittierte Lichtstrahl in der begrenzten Auflösung der Meßeinrichtung verschwindet. Die aus den Transmissions- und Reflexionsmessungen abgeleiteten optischen Kenngrößen sind mithin nur in einem begrenzten Spektralbereich um die Absorptionskante gültig.

3.2 Defektdichte

Die Zustandsdichte und deren Verteilung in der Bandlücke sind, wie bereits im Kap.2 erläutert worden ist, Materialparameter von zentraler Bedeutung in bezug auf amorphes Silizium und dessen Legierungen. Sie sind maßgeblich von den Depositionsbedingungen abhängig und bestimmen die Qualität der a -Si:H-Schichten ebenso wie die Funktion der daraus hergestellten Bauelemente. Zur meßtechnischen Ermittlung der Zustandsdichteverteilung in der Bandlücke wurde im Rahmen dieser Arbeit die sog. CPM-Methode (CPM = Constant Photocurrent Method) verwendet, welche erstmalig von M. Vaněček bei amorphem Silizium angewandt worden ist [Vane81] und sich im Vergleich zu anderen Meßverfahren durch einen geringen apparativen Aufwand auszeichnet. Es handelt sich bei CPM um ein optisches Verfahren, bei dem die Größe der Absorption für Anregung unterhalb der Fundamentalabsorption ermittelt wird, d. h. bei Elektronenübergängen, bei denen Zustände innerhalb der Bandlücke involviert sind. Aus der Kenntnis der Sub-Bandgap-Absorption lassen sich dann Rückschlüsse auf die Zustandsdichte im verbotenen Band ziehen.

3.2.1 Meßverfahren und Auswertung

Bei der Bestimmung des Absorptionskoeffizienten mittels der im vorangehenden Kapitel dokumentierten transmissions- bzw. reflexionsspektroskopischen Methode läßt sich im Sub-Bandgap-Bereich unterhalb der Fundamentalabsorption nur eine geringe Genauigkeit erzielen, da die Auswertung der Meßgrößen infolge der schwachen Absorption unterhalb $\alpha \approx 10^3 \text{ cm}^{-1}$ nicht mehr sinnvoll möglich ist. Informationen über den Absorptionsverlauf in diesem Spektralbereich liefert das CPM-Verfahren, dessen Meßprinzip zunächst erläutert wird. Die Herleitung orientiert sich im wesentlichen an [Koc88].

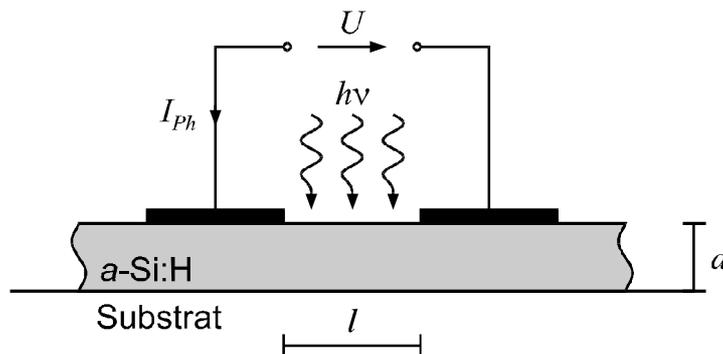


Abb. 3.6: Schematische Darstellung der CPM-Meßanordnung.

Bei Anlegen einer elektrischen Feldstärke E in der Größenordnung um 10^4 Vcm^{-1} an eine auf einer amorphen Siliziumschicht befindliche koplanare Elektrodenanordnung mit ohm'schen Kontakten, bei der die Beleuchtung der Probe senkrecht zur Schichtoberfläche und der Stromfluß parallel dazu erfolgt (vgl. Abb. 3.6), kann ein sekundärer Photostrom gemessen werden, der bei homogener Ausleuchtung ein reiner Elektronen-Feldstrom ist¹⁴ und dessen Dichte mit

¹⁴ Die folgenden Ableitungen werden für Elektronen als Majoritätsträger durchgeführt. Analoge Beziehungen gelten bei p-dotiertem Material für Löcher. Im Fall undotierter a -Si:H-Schichten können Elektronen aufgrund der Lage des Fermi-niveaus in der Bandlücke (Das Fermi-niveau liegt näher am Leitungsband als am

$$j_{Ph} = qm_n^D \Delta n E \quad (3.3)$$

angegeben werden kann, wobei q die Elementarladung und Δn die photogenerierte Elektronenkonzentration repräsentieren. Letztere wiederum ist bestimmt durch die optische Generationsrate G , welche in dem hier betrachteten stationären Fall gleich der Rekombinationsrate ist, sowie durch die Rekombinations-Lebensdauer der Elektronen t_n :

$$\Delta n = G t_n. \quad (3.4)$$

Die Generationsrate ist nach Gleichung (2.8) von der Tiefe in der Schicht abgänglich:

$$G(x) = N_{Ph} h a e^{-ax} (1 - R). \quad (3.5)$$

Reflexionen an der Oberfläche der Schicht sind hierin durch den Reflexionskoeffizient R berücksichtigt. Hingegen werden Interferenzen aufgrund von Reflexionen an der Probenrückseite vernachlässigt.

Der Gesamt-Photostrom I_{Ph} ergibt sich durch Einsetzen von (3.4) und (3.5) in (3.3) und anschließender Integration in Lichtausbreitungsrichtung:

$$I_{Ph} = \int_0^d j_{Ph} w dx = q N_{Ph} (1 - R) (1 - e^{-ad}) h m_n^D t_n \frac{w}{l} U. \quad (3.6)$$

Der Elektrodenabstand ist hierbei mit l bezeichnet, die Elektrodenweite mit w . Die CPM-Messung wird im Sub-Bandgap-Bereich, d. h. bei schwacher Absorption durchgeführt, so daß unter der Bedingung $ad < 1$ der Absorptionsterm durch

$$1 - e^{-ad} \approx ad \quad (3.7)$$

angenähert werden kann. Mithin ergibt sich für den Photostrom folgender Zusammenhang:

$$I_{Ph} = q N_{Ph} (1 - R) a h m_n^D t_n \frac{wd}{l} U. \quad (3.8)$$

In bezug auf die spektrale Abhängigkeit der darin enthaltenen Größen werden der Quantenwirkungsgrad h und die Oberflächenreflexion R als konstant angenommen, wenngleich dies aufgrund der ausgeprägten Interferenzen im Reflexionsspektrum (siehe Kap. 3.1.2) nicht exakt ist. Die dadurch hervorgerufenen Fehler sind jedoch im Rahmen der Genauigkeit des Verfahrens tolerierbar. Des weiteren ist die Driftbeweglichkeit m_n^D konstant, weil der Photostrom im wesentlichen an der Leitungsbandkante als dominantem Transportpfad geführt wird.

Das eigentliche Meßprinzip bei CPM besteht darin, den Photostrom in dem zu vermessenden Energieintervall konstant zu halten. Auf diese Weise ist gewährleistet, daß unabhängig von der Intensität oder Energie der Anregung konstante Injektionsverhältnisse vorliegen, d. h. eine konstante Aufspaltung der Quasi-Ferminiveaus und damit eine für alle

Valenzband.) sowie der höheren Elektronenbeweglichkeit als Majoritätsträger angesehen werden (z. B. [Street83a]); der Beitrag des Löcherstromes wird üblicherweise vernachlässigt.

Anregungsenergien gleiche Besetzungsstruktur der Rekombinationszentren. Diese Bedingung erlaubt es, von einer ebenfalls konstanten Rekombinations-Lebensdauer der Elektronen t_n auszugehen. Unter Berücksichtigung dieser Vereinfachungen ist der Wert des Absorptionskoeffizienten nach Umstellung der Gleichung (3.8) umgekehrt proportional zur Photonendichte, welche erforderlich ist, um den Photostrom im betrachteten Spektralbereich konstant zu halten:

$$\mathbf{a}(h\mathbf{n}) \propto \frac{1}{N_{Ph}}. \quad (3.9)$$

Es handelt sich bei CPM somit um ein relatives Meßverfahren, mit dem der Verlauf des Absorptionskoeffizienten im Bereich unterhalb des Bandabstandes, welcher dem im Kap.3.1 dargestellten Verfahren nicht mehr zugänglich ist, ermittelt werden kann. Die Skalierung der mittels CPM gemessenen Daten kann entweder durch Vergleich mit den aus den Transmissions- und Reflexionsmessungen abgeleiteten Werten im Energiebereich um die Bandkante oder durch Korrelation mit alternativen Meßverfahren vorgenommen werden (z. B. [Pierz87]).

Die Interpretation der CPM-Spektren erlaubt Rückschlüsse auf den Verlauf der Defektdichte in der Bandlücke. Auf der Basis der Gleichung (2.1), welche die Abhängigkeit der Absorption von der Zustandsdichte beschreibt, sowie unter Berücksichtigung der Tatsache, daß bei CPM nur solche Elektronenübergänge detektiert werden, die zu einem Stromfluß führen, mithin ihren Endpunkt im Leitungsband und ihren Ausgangspunkt in den besetzten Zuständen unterhalb des Fermi-niveaus haben, kann unter der Annahme einer $T=0$ K-Näherung eine Entfaltung dieser Abhängigkeit und eine Zuordnung der Charakteristika eines CPM-Spektrums zur Zustandsdichteverteilung in der Bandlücke vorgenommen werden. Demnach repräsentiert die mittels CPM bei einer Energie $h\mathbf{n}$ gemessene Absorption das Integral über die im Intervall $W_L - h\mathbf{n}$ bis W_L gelegenen besetzten Zustände unterhalb des Fermi-niveaus, so daß sich die Zustandsdichte durch Differenzieren des Absorptionsspektrums ergibt [Hata91]:

$$N(W_L - h\mathbf{n}) \propto \frac{d\mathbf{a}(h\mathbf{n})}{dh\mathbf{n}}. \quad (3.10)$$

Diese Beziehung läßt noch eine weitere Form der Auswertung zu: Mit CPM gemessene Absorptionsverläufe weisen im niedrigen Energiebereich einen vergleichsweise moderaten Anstieg auf, teilweise verbunden mit einer gewissen Sättigung. Dieser Bereich entspricht der Absorption aus tief in der Bandlücke gelegenen Defektzuständen (Dangling Bonds) unterhalb des Fermi-niveaus. Ab einer bestimmten Energie kann ein exponentieller Anstieg des Absorptionskoeffizienten beobachtet werden, das sog. Urbach-Tail, welches dem exponentiell in die Bandlücke hinein abfallenden Valenzband-Tail zugeordnet ist,¹⁵ bis schließlich der Bereich der Band-Band-Absorption erreicht wird, bei der die Gültigkeit der in (3.7) getroffenen Näherung der schwachen Absorption verletzt wird. Im Übergang zwischen der durch tiefe Defekte bedingten Absorption und dem Einsetzen des Urbach-Tails kann die sog. Defektabsorption \mathbf{a}_D definiert werden, welche der Gesamtzahl der besetzten Dangling Bond-Zustände N_D entspricht, wobei in der Literatur die folgende Proportionalität genannt wird [Pierz91]:

¹⁵ Der Einfluß des Leitungsband-Tails wird wegen dessen größerer Steilheit (ca. 25 meV) gegenüber dem Valenzband-Tail (ca. 44 meV) vernachlässigt (vgl. [Tied81]).

$$N_D = a_D \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}. \quad (3.11)$$

Außer der Defektdichte kann zur Bewertung der Qualität des amorphen Halbleitermaterials auch die Steigung des Urbach-Tails, die sog. Urbach-Energie W_U herangezogen werden:

$$a_U(h\nu) \propto e^{\frac{h\nu}{W_U}}. \quad (3.12)$$

Die Urbach-Energie ist wegen ihrer Korrelation zur Steigung des Valenzband-Tails ebenfalls ein Maß für den Grad der Unordnung des amorphen Netzwerkes und sollte bei qualitativ hochwertigen *a*-Si:H-Schichten so gering wie möglich sein. Darüber hinaus existieren noch weitere Alternativen zur Auswertung der CPM-Spektren [Vane83, Wyr91, Stie95b], auf die jedoch hier nicht näher eingegangen werden soll.

3.2.2 Meßergebnisse

Zur Optimierung der Schichtqualitäten speziell der intrinsischen *a*-Si:H- und *a*-SiC:H-Schichten wurden Messungen nach dem CPM-Verfahren an einem optischen Meßplatz durchgeführt. Hierzu wurden die amorphen Siliziumschichten mit einer koplanaren Elektrodenanordnung aus Aluminium versehen. Der Elektrodenabstand betrug 0,5 mm, die Elektrodenweite 3 mm. Die Verbindung Aluminium/*a*-Si:H kann als ohm'scher Kontakt betrachtet werden. Für die Beleuchtung der Proben wurde gepulstes, d. h. in Wechselimpulse zerlegtes Licht verwendet, um eine Detektion der mitunter äußerst schwachen Photoströme im Femtoampere-Bereich unter Verwendung von Lock-In-Verstärkern sicherzustellen. Die dabei verwendete Pulsfrequenz betrug 9 Hz. Weitere Details bezüglich der benutzten Meßapparatur sind [Rieve93] zu entnehmen. Die Skalierung der CPM-Daten ist mittels der Resultate der Transmissions- und Reflexionsmessungen (vgl. Kap. 3.1.2) im Bereich $a \approx 10^3 \text{ cm}^{-1}$ vorgenommen worden. Für höhere Absorptionskoeffizienten wird der Gültigkeitsbereich des CPM-Verfahrens verlassen (Gleichung (3.7)), so daß in den nachfolgenden Darstellungen die Absorptionsverläufe im stark absorbierenden Bereich durch die Ergebnisse des Transmissions- und Reflexionsverfahrens ergänzt werden.

Die wesentlichen Resultate bezüglich der typischen, für die Synthese der Farbsensoren verwendeten Siliziumschichten sind in den Abb. 3.7 und 3.8 dargestellt. Die durch die Reflexion an der Probenrückseite hervorgerufenen Interferenzen sind dabei durch Interpolation eliminiert. Abb. 3.7 belegt die gute Qualität der zur Ladungsträgergeneration und -extraktion verwendeten intrinsischen *a*-Si:H-Schichten, erkennbar an einem weiten Bereich von etwa sechs Größenordnungen, den der Absorptionskoeffizient zwischen 0,9 eV und 2,0 eV überstreicht. Mit einer Urbach-Tailsteigung von 44 meV und einer Defektdichte von ca. $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ entspricht das Material den in der Literatur für *a*-Si:H-Schichten in Bauelementqualität genannten Standards (z. B. [Luft93]). Die Erhöhung des Bandabstandes durch Legierung des amorphen Siliziums mit Kohlenstoff verstärkt die Gitterstörungen, was sich gegenüber reinen amorphen Siliziumschichten in einer um etwa eine Größenordnung höheren Defektabsorption sowie in einer größeren Urbach-Energie von 55 meV niederschlägt. Durch starke Wasserstoffverdünnung des Silan-Methan-Gasgemisches läßt sich die Qualität der im Bandabstand erweiterten *a*-SiC:H-Schichten verbessern und der negative Einfluß des Kohlenstoffeinbaus wieder teilweise kompensieren. Die Defektabsorption der entsprechenden, mit Wasserstoffverdünnung hergestellten *a*-SiC:H-Schicht (Nr. 538) ist nur noch geringfügig höher als die der reinen *a*-Si:H-Schicht (Nr. 552), und die Valenzband-Tailsteigung kann

unter 50 meV gesenkt werden. In diesem Fall beträgt die Wasserstoffkonzentration über 90% des $\text{SiH}_4/\text{CH}_4/\text{H}_2$ -Gasgemisches (siehe Anhang 10.1). Die aufgenommenen CPM-Spektren belegen mithin die Effizienz der Wasserstoffverdünnung im Hinblick auf die Optimierung der $a\text{-SiC:H}$ -Schichten.

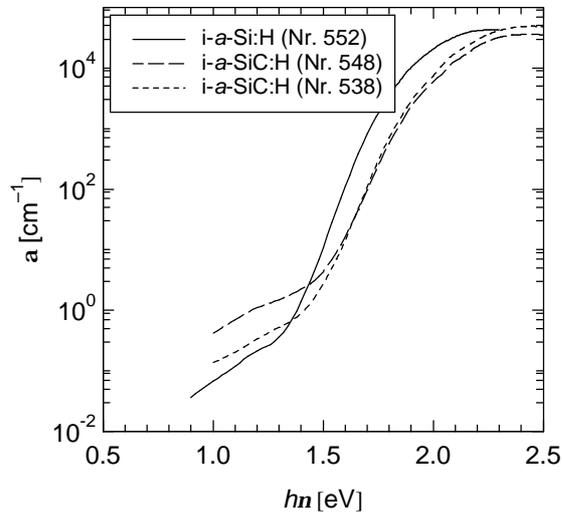


Abb. 3.7: Mittels CPM gemessene Absorptionsspektren intrinsischer $a\text{-Si:H}$ - und $a\text{-SiC:H}$ -Schichten.

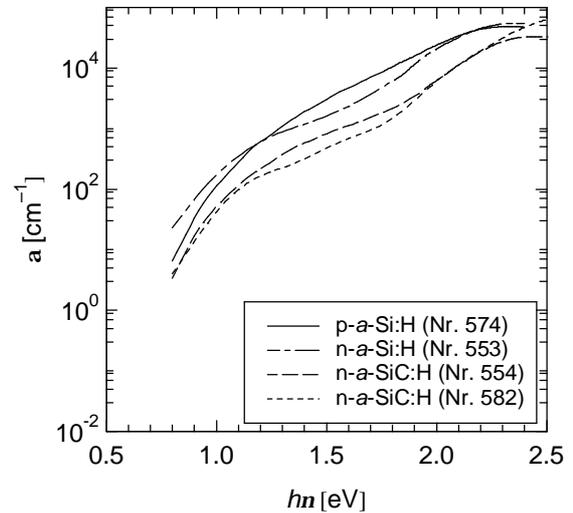


Abb. 3.8: Mittels CPM gemessene Absorptionsspektren dotierter amorpher Siliziumschichten.

In Abb. 3.8 sind einige CPM-Messungen von dotierten amorphen Siliziumschichten zusammengestellt, die innerhalb der Farbsensoren beispielsweise als Kontaktschichten zur Bereitstellung von eingebauten Potentialdifferenzen sowie zur lokalen Steuerung des elektrischen Feldverlaufs eingesetzt werden. Für diesen Zweck sind hohe Dotierungskonzentrationen im Bereich um 2% verwendet worden, so daß diese Schichten infolge des Einbaus der Dotieratome und der dadurch hervorgerufenen strukturellen Störungen eine gegenüber den intrinsischen Schichten deutlich erhöhte defektbedingte Absorption in der Bandlücke aufweisen. Im Energiebereich um 1,2 eV ist beispielsweise eine Erhöhung um mehr als drei Größenordnungen festzustellen. Daraus resultiert, daß eine eindeutige Zuordnung der CPM-Spektren zu den verschiedenen Zustandsdichtebereichen in der Bandlücke und damit eine Auswertung nach dem im Abschnitt 3.2.1 dargestellten Verfahren nicht mehr vorgenommen werden kann. Dennoch ist auch bei den n-dotierten Schichten eine leichte Reduzierung der Defektdichte durch die Maßnahme der Wasserstoffverdünnung festzustellen. Deutlich erkennbar ist ferner die hohe defektbedingte Absorption der $p\text{-a-Si:H}$ -Schicht. In Tab. 3.2 sind die mittels CPM gewonnenen Ergebnisse für optimierte intrinsische Schichten zusammengestellt.

	Defektdichte [cm^{-3}]	Urbach-Energie [meV]
$i\text{-a-Si:H}$ (Nr. 552)	$5,4 \cdot 10^{15}$	44
$i\text{-a-SiC:H}$ (Nr. 548)	$3,4 \cdot 10^{16}$	55
$i\text{-a-SiC:H}$ (Nr. 538)	$1,2 \cdot 10^{16}$	49,5

Tab. 3.2: Defektdichte und Steigung des Urbach-Tails optimierter intrinsischer $a\text{-Si:H}$ - und $a\text{-SiC:H}$ -Schichten.

3.3 Elektrische Transportparameter

Eine besondere Bedeutung in bezug auf die Funktionsweise der Farbsensoren kommt den Kenngrößen zu, welche den Transport der Ladungsträger beschreiben, insbesondere dem \mathbf{mt} -Produkt (vgl. Kap. 2.2). Das Produkt aus Ladungsträger-Driftbeweglichkeit und -lebensdauer bestimmt vorrangig die Driftlänge und damit die Höhe sowie die Spannungsabhängigkeit des primären Photostromes in Photodioden aus amorphem Silizium. Aus diesem Grunde stellt das \mathbf{mt} -Produkt neben den bisher betrachteten Größen ein wichtiges Kriterium für die Optimierung von intrinsischen Schichten zur Ladungsträgergeneration und -sammmlung dar. Im Rahmen dieser Arbeit sind daher zusätzlich begleitende Messungen des \mathbf{mt} -Produktes mittels stationärer Photoleitungsexperimente durchgeführt worden.

3.3.1 Meßverfahren und Auswertung

Zur Bestimmung des \mathbf{mt} -Produktes wird dieselbe Probenkonfiguration verwendet wie bei den vorstehend beschriebenen CPM-Messungen (siehe Abb.3.6). Auch hier wird bei einer koplanaren, auf einer α -Si:H-Schicht befindlichen Elektrodenanordnung unter homogener, in diesem Fall jedoch stationärer Beleuchtung der sich einstellende sekundäre Photostrom gemessen [Zanz77], welcher im allgemeinen Fall aus einer Elektronen- und einer Löcherkomponente $j_{Ph,n}$ bzw. $j_{Ph,p}$ besteht:

$$j_{Ph} = j_{Ph,n} + j_{Ph,p} = q \left(\mathbf{m}_n^D \Delta n + \mathbf{m}_p^D \Delta p \right) E. \quad (3.13)$$

Obwohl nominell undotiertes amorphes Silizium infolge der höheren Elektronenbeweglichkeit und der Lage des Ferminiveaus in der Bandlücke leicht n-leitende Eigenschaften aufweist und mithin der Löcherstrom deutlich kleiner als der Elektronenstrom ist, soll der Löcheranteil zunächst nicht vernachlässigt werden. Die Dichte der photogenerierten Elektronen Δn ist nach Gleichung (3.4) mit der Generationsrate G (= Rekombinationsrate) verknüpft. Eine analoge Beziehung gilt unter Berücksichtigung der entsprechenden Lebensdauer t_p für die Löcherkonzentration Δp . Mit Hilfe von (3.6) läßt sich für den Gesamtstrom schreiben:

$$I_{Ph} = q N_{Ph} (1 - R) \left(1 - e^{-ad} \right) \mathbf{h} \left(\mathbf{m}_n^D t_n + \mathbf{m}_p^D t_p \right) \frac{w}{l} U. \quad (3.14)$$

Der Photostrom ist mithin proportional zur Summe der Produkte aus Drift beweglichkeit und Rekombinations-Lebensdauer für Elektronen und Löcher, welche im folgenden mit \mathbf{mt} bezeichnet werden soll:

$$\mathbf{mt} = \mathbf{m}_n^D t_n + \mathbf{m}_p^D t_p, \quad (3.15)$$

so daß sich aus (3.14) die Größe \mathbf{hmt} durch

$$\mathbf{hmt} = \frac{l}{q N_{Ph} (1 - R) \left(1 - e^{-ad} \right)_w} \cdot \frac{I_{Ph}}{U} \quad (3.16)$$

bestimmen läßt. Alternativ zur Beschreibung mittels des Absorptionskoeffizienten α kann auch der im betrachteten Halbleitervolumen absorbierte Anteil des Lichtes $(1-R-T)$ verwendet werden:

$$hnt = \frac{l}{qN_{Ph}(1-R-T)w} \cdot \frac{I_{Ph}}{U}. \quad (3.17)$$

Hierbei ist zu beachten, daß oberhalb der Bandkante $h \approx 1$ gesetzt werden kann. Die Messung des stationären Photostromes erlaubt es mithin, die Summe der nt -Produkte für Elektronen und Löcher zu bestimmen. Da jedoch in nominell undotiertem Silizium Elektronen als Majoritätsträger angesehen werden können und deren nt -Produkt im allgemeinen das der Löcher überwiegt,¹⁶ repräsentiert nt in erster Näherung die Eigenschaften der Elektronendrift. Separate Informationen über die einzelnen nt -Produkte für Elektronen und Löcher können aus zeitabhängigen Messungen des Photostromes nach pulsförmiger, stark absorbierter Bestrahlung, sog. Time of Flight-Messungen, gewonnen werden [Street82].

An dieser Stelle soll darauf aufmerksam gemacht werden, daß die in nt enthaltenen Lebensdauern eine Abhängigkeit von der Generationsrate aufweisen. Mit steigender Ladungsträgerinjektion spalten die Quasi-Ferminiveaus weiter auf und mit ihnen die Demarkationsniveaus, welche als Traps wirkende Zustände in der Bandlücke von Rekombinationszentren trennen (vgl. Kap. 2.1.4). Bei zunehmender Beleuchtungsintensität wächst mithin die Zahl der Rekombinationszentren, so daß die Lebensdauer der Ladungsträger abnimmt. Dies führt zu einer Reduzierung der nt -Produkte und somit zu einem sublinearen Verhalten des Photostromes bezüglich der eingestrahlten Beleuchtungsintensität [Wron81]. Des weiteren ist erwähnenswert, daß bei der Behandlung von Diodenstrukturen nicht ohne weiteres davon ausgegangen werden kann, daß das dabei relevante nt -Produkt identisch mit dem aus sekundärer Photoleitung ermittelten ist. Insbesondere wirkt sich die im allgemeinen nicht ortskonstante Lage des Ferminiveaus auf die Rekombination und folglich auf die Lebensdauern aus [Abel91b]. Zusätzlich können sich in Mehrschichtsystemen Verunreinigungen der intrinsischen Schichten aufgrund von Verschleppungen von Dotiermaterial aus benachbarten dotierten Schichten negativ auf das nt -Produkt auswirken. Gleichwohl konnten aus den im folgenden Abschnitt dokumentierten Meßergebnissen wertvolle und für die Optimierung der Farbsensoren wichtige Informationen über die Ladungsträger-Transporteigenschaften abgeleitet werden.

3.3.2 Meßergebnisse

Mit Hilfe des vorstehend beschriebenen Meßverfahrens sind im wesentlichen die intrinsischen amorphen Siliziumschichten untersucht worden, da diesen in bezug auf die Ladungsträgergeneration und -sammlung eine besondere Rolle für die Funktion der Farbsensoren zukommt. Bereits die Modellierung in Kap. 2.2 hat gezeigt, daß die Verteilung der nt -Produkte in den einzelnen Schichten wesentlich die Sammlung photogenerierter Ladungsträger sowie die von der angelegten Spannung abhängige Steuerung der Sammellänge bestimmt. Es wird in der Regel gefordert, daß bei optimierter Funktionalität das nt -Produkt der in Lichteinfallrichtung vorgelagerten Schichten mit erweitertem Bandabstand größer als das der nachfolgenden intrinsischen Schichten mit normalem Bandabstand sein soll. Vor diesem Hintergrund ist die

¹⁶ Das Verhältnis der nt -Produkte für Elektronen und Löcher in intrinsischem Silizium wird beispielsweise in [Street83a] mit sieben angegeben.

Wasserstoffverdünnung bei der Deposition der *a*-SiC:H-Schichten zur Verbesserung des *mt*-Produktes erfolgreich eingesetzt worden. Die Effizienz dieser Maßnahme wird durch die in Abb. 3.9 dargestellten Verläufe gemessener *hmt*-Produkte verifiziert. Hierbei wurden mit Hilfe von Interferenzfiltern monochromatische Beleuchtungszustände (Intensität zwischen $3 \cdot 10^{14}$ und $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) realisiert, bei denen die Photoleitfähigkeit durch Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie und Subtraktion des Dunkelstromes ermittelt worden ist.

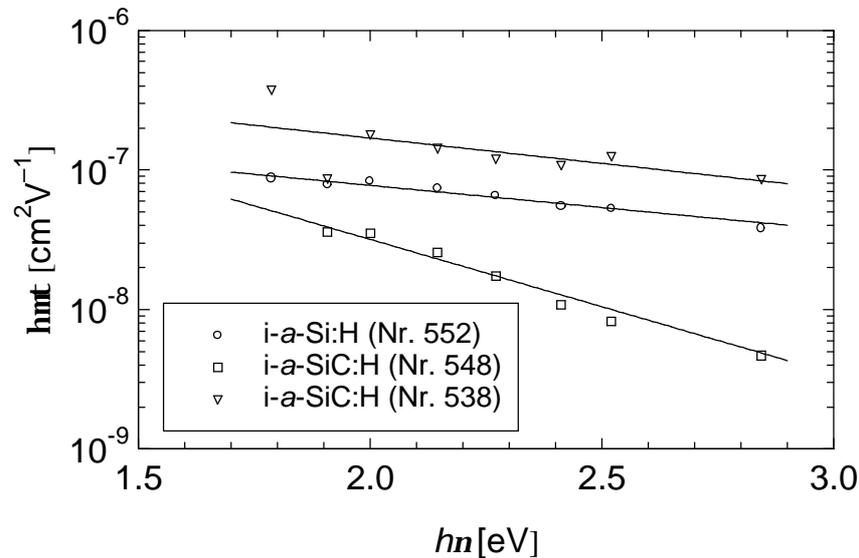


Abb. 3.9: Spektrale Abhängigkeit des *hmt*-Produktes für intrinsische *a*-Si:H- und *a*-SiC:H-Schichten.

Abb. 3.9 läßt eine nicht unerhebliche Abhängigkeit des *hmt*-Produktes von der Photonenenergie erkennen. Die beobachtete Steigerung mit abnehmender Energie, d. h. mit zunehmender Eindringtiefe des Lichtes, läßt darauf schließen, daß nahe der Oberfläche eine Zone mit niedrigerem *mt*-Produkt vorliegt, welche bei stark absorbiertem Licht mehr ins Gewicht fällt als bei homogener Absorption. Die Ladungsträgersammlung in der Standard-*a*-SiC:H-Schicht (Nr. 548) ist besonders bei kurzen Wellenlängen deutlich schlechter als bei der optimierten *a*-Si:H-Schicht, so daß bei dem vorliegenden Unterschied von nahezu einer Größenordnung die Funktion von Heterostruktur-Farbsensoren nicht mehr gewährleistet werden kann. Abhilfe schafft hier die starke Wasserstoffverdünnung während der Deposition, mit deren Hilfe sich eine Verbesserung des *mt*-Produktes um mehr als eine Größenordnung erzielen läßt. Die bei der optimierten *a*-SiC:H-Schicht (Nr. 538) gemessenen Werte sind in diesem Fall sogar größer als die bei der standardmäßig verwendeten amorphen Siliziumschicht mit normalem Bandabstand (Nr. 552). Es ist in diesem Zusammenhang zu erwarten, daß durch Wasserstoffverdünnung auch das *mt*-Produkt der intrinsischen *a*-Si:H-Schichten weiter verbessert werden kann.

Die nachfolgende Tab. 3.3 enthält eine Zusammenstellung der mit Hilfe der durchgeführten Photoleitungsexperimente ermittelten Daten sowie Informationen bezüglich der Dunkelleitfähigkeit des Halbleitermaterials. Die Dunkelleitfähigkeit ist bei Raumtemperatur unter normaler Luftatmosphäre gemessen worden, so daß eventuell vorhandene Oberflächenzustände das Ergebnis geringfügig verfälschen können. Deutlich erkennbar ist jedoch die hohe Dunkelleitfähigkeit der dotierten Schichten, wobei die n-Schichten gegenüber den p-Schichten eine deutlich höhere Leitfähigkeit aufweisen. In beiden Fällen nimmt die Leitfähigkeit bei Vergrößerung des Bandabstandes durch Legierung mit Kohlenstoff ab. Aufgrund der

hohen Dunkelleitfähigkeit konnte eine Messung der Photoleitfähigkeit und des $hm\tau$ -Produktes bei dotierten Schichten sinnvollerweise nicht vorgenommen werden.

	Dunkelleitfähigkeit [$\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$]	$hm\tau$ (gemittelt) [cm^2V^{-1}]
i-a-Si:H (Nr. 552)	$< 1,2 \cdot 10^{-10}$	$6,7 \cdot 10^{-8}$
i-a-SiC:H (Nr. 548)	$< 9 \cdot 10^{-11}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$
i-a-SiC:H (Nr. 538)	$< 9 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$
n-a-Si:H (Nr. 553)	$5,4 \cdot 10^{-3}$	-
n-a-SiC:H (Nr. 554)	$5,5 \cdot 10^{-6}$	-
n-a-SiC:H (Nr. 582)	$2,4 \cdot 10^{-5}$	-
p-a-Si:H (Nr. 574)	$2,0 \cdot 10^{-5}$	-
p-a-SiC:H (Nr. 573)	$1,7 \cdot 10^{-6}$	-

Tab. 3.3: Dunkelleitfähigkeit und mittleres $hm\tau$ -Produkt optimierter amorpher Siliziumschichten.

4 Realisation und Optimierung verschiedener Farbsensor-Typen

In diesem Kapitel werden verschiedene Typen von Farbsensoren auf der Basis des amorphen Siliziums anhand von experimentell gewonnenen Ergebnissen vorgestellt. Des Weiteren werden Kriterien abgeleitet, die im Rahmen der verfügbaren und in Kap. 2.1.2 erläuterten PECVD-Anlagentechnik eine Optimierung der Farbsensoren ermöglichen. Schließlich wird für ausgewählte Sensortypen der Gang der Optimierung stichpunktartig skizziert, welche sich an der im Kap. 2.2 dargestellten Modellierung der Farbsensoren orientiert. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die stationären Eigenschaften und insbesondere auf die Qualität der Farbtrennung gelegt.

Wie bereits am Beginn von Kap. 3 erwähnt, mußte im Zuge der Bauelementoptimierung aus der Vielzahl der zur Verfügung stehenden Depositionsparameter eine Auswahl getroffen werden. So wurden die Schwerpunkte auf die Art und Gestaltung der Schichtenfolge, die Dicken der einzelnen Schichten sowie auf die Zusammensetzung der verwendeten Prozeßgas-mischungen gelegt. Trotz dieser Beschränkung basiert die im weiteren Verlauf dokumentierte Bauelementoptimierung auf einer Zahl von annähernd 200 präparierten und experimentell charakterisierten Farbsensor-Proben zuzüglich der schon erwähnten Einzelschichten zur Schichtoptimierung. Aufgrund der großen Datenmenge, die sich als Konsequenz der hohen Zahl an prozessierten Proben ergibt, kann im folgenden lediglich eine äußerst eng umgrenzte Auswahl an Messungen demonstriert werden, welche jedoch die wichtigsten im Verlauf der Optimierung gewonnenen Erkenntnisse hervortreten läßt.

Grundsätzlich kann festgehalten werden, daß das fundamentale Funktionsprinzip sämtlicher Farbsensoren auf dem Generationsprofil für photogenerierte Ladungsträger beruht, welches sich nach Kap. 2.1.3 in der durch die Größe der Eindringtiefe gegebenen Zuordnung zwischen der Wellenlänge des Lichtes und der geometrischen Tiefe in der Halbleiterstruktur ausdrückt (vgl. Abb. 2.6). Dieses räumliche Generationsprofil wird im Rahmen der Farbsensoren ausgenutzt, um eine Selektion der einfallenden Strahlung nach dem Ort ihrer Absorption zu erreichen, indem unterschiedlich tief liegende Raumladungszonen, d. h. Sammlungsgebiete für Ladungsträger bereitgestellt werden, welche mit Hilfe der außen angelegten elektrischen Spannung aktiviert bzw. deaktiviert werden können. Zu diesem Zweck sind verschiedene Bauelementstrukturen entwickelt und evaluiert worden, die die genannte Funktion realisieren und dadurch eine spektrale Separation zwischen verschiedenen Spektralbereichen des Lichtes leisten.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird, ihrem Aufbau und ihrer Funktionsweise entsprechend, eine Klassifizierung der Farbsensoren in unterschiedliche Kategorien vorgenommen. So werden zunächst mehrere Typen bipolarer Farbsensoren vorgestellt, wobei sich die Kennzeichnung bipolar auf die Polarität der im Hinblick auf die Farbdetektion anzulegenden Spannungen sowie die sich einstellenden Photoströme bezieht. Anschließend erfolgt der Übergang auf unipolare Farbsensoren, bei denen lediglich eine Spannungs- und Stromrichtung zu berücksichtigen ist, was vor dem Hintergrund einer Verbindung mit einer Ansteuer-, Integrations- und Auslesebeschaltung für die Sensorelemente beispielsweise in Form von TFA-Sensoren nicht unerhebliche Vereinfachungen mit sich bringt. Am Ende dieses Kapitels werden Mehrterminal-Photodioden kurz skizziert, die hinsichtlich ihres Aufbaus und ihrer prozeß-technischen Herstellung zwar erheblich komplexer sind, die jedoch in bezug auf ihre elektro-optischen Eigenschaften, speziell in transients Hinsicht, durchaus Vorteile aufweisen.

4.1 Präparation der Farbsensor-Proben

Die Farbsensoren sind in der Regel auf mit einem glatten, transparenten und leitfähigen Oxid (TCO) von ca. 160 nm Dicke beschichteten Glassubstraten im PECVD-Verfahren hergestellt worden. Die flächig ausgeführte TCO-Schicht stellt eine der beiden Elektroden zur Verfügung und dient zur Einkopplung der optischen Strahlungsleistung. Sie besitzt einen Schichtwiderstand von $75 \Omega/$ und verfügt im sichtbaren Spektralbereich über eine durchschnittliche Transmission von ca. 80%. Nach Deposition des Mehrschichtsystems aus amorphem Silizium wurden für den zweiten Kontakt Aluminiumpunkte mit 2 mm Durchmesser in einer Dicke von ca. 150 nm durch thermisches Verdampfen aufgebracht. Diese Aluminiumpunkte dienen im weiteren Verlauf der Prozessierung als Ätzmaske, um in einem Trocken-Ätzprozeß mittels eines SF_6/He -Plasmas das amorphe Silizium neben den Metallkontakten wieder zu entfernen. Diese Probenstruktur ist gewählt worden, um definierte Probengeometrien sicherzustellen und Variationen der effektiven Zellenflächen aufgrund der leitfähigen, dotierten Schichten zu vermeiden. Ein abschließender Tempervorgang (ca. 15 min bei 150°C) dient zur Beseitigung von prozeßbedingten Schädigungen der Halbleiterstruktur. Bei einigen der prozessierten Proben ist die aufgedampfte Aluminiumelektrode derart dünn ausgeführt, daß eine Beleuchtung des Sensors auch durch diese semitransparente Aluminiumschicht erfolgen kann. Die mittlere Transmission einer derartigen Aluminiumschicht mit ca. 12 nm Dicke beläuft sich auf etwa 30% bei 550 nm Wellenlänge, wobei eine leicht abfallende Tendenz mit steigender Wellenlänge festzustellen ist. Der Schichtwiderstand beträgt in diesem Fall ca. $15 \Omega/$. Das Verfahren der Bestrahlung durch semitransparente Metallschichten ist in diesem Zusammenhang lediglich als „Notlösung“ zu verstehen, die beschränkt werden mußte, da zum Zeitpunkt der Entwicklung der Detektoren im Rahmen der verfügbaren Anlagentechnik die reproduzierbare Herstellung hochtransparenter TCO-Schichten mit ausreichender Leitfähigkeit zunächst nicht gewährleistet war. Die Verwendung semitransparenter Aluminiumschichten beeinträchtigt zwar durch zusätzliche Reflexionen und die interne Absorption die Höhe des Photostromes und damit die Sensordynamik um etwa 10 dB, die grundlegende Funktionsfähigkeit der Farbsensoren kann jedoch ohne Einschränkung demonstriert werden. Die Sensorgeometrien der nachfolgend beschriebenen Farbsensoren sowie eventuelle Abweichungen von der vorstehend erläuterten Prozeßführung sind, um die fortlaufende Darstellung nicht zu unterbrechen, im Anhang (Kap. 10.2) aufgeführt. Die Depositionsparameter, soweit sie häufig verwendete $a\text{-Si:H}$ -Standardschichten betreffen, sind der Tab. 10.1 zu entnehmen.

4.2 Stationäre Kenngrößen von Farbsensoren

Bevor konkret auf die verschiedenen Typen von Farbsensoren und ihre Eigenschaften eingegangen wird, sollen zunächst die Kriterien zu deren Bewertung zusammengestellt werden. Von zentraler Bedeutung im Hinblick auf die Farbsensoren ist die spektrale Empfindlichkeit S , welche das Verhältnis von gemessener Photostromdichte j_{Ph} (in Acm^{-2}) zu der auf den Sensor treffenden optischen Leistungsdichte F (in Wcm^{-2}) darstellt:

$$S(I) = \frac{j_{Ph}(I)}{F(I)}. \quad (4.1)$$

Die spektrale Empfindlichkeit ist im Falle der Farbsensoren von der an das Bauelement angelegten elektrischen Spannung abhängig. Sie ist auf folgende Weise mit dem Quantenwirkungsgrad Q verknüpft, der den Anteil der pro eingestrahlttem Photon generierten und gesammelten Ladungsträger beschreibt:

$$Q = \frac{h\nu}{q} S = \frac{hc}{q\lambda} S. \quad (4.2)$$

Die spektrale Empfindlichkeit wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit Hilfe eines optischen Meßaufbaus ermittelt, welcher nach dem Lock-In-Verfahren unter Verwendung von gepulstem monochromatischem Licht arbeitet. Die Meßfrequenz wurde zur Vermeidung eventuell wirksamer transientser Effekte mit einem niedrigen Wert in Höhe von 17 Hz gewählt. Die verwendete Meßeinrichtung ist ausführlich in [Somm92, Rieve94] beschrieben.

Neben der spektralen Empfindlichkeit stellt die Dynamik eine wesentliche Kenngröße zur Qualifizierung optischer Sensoren dar. Üblicherweise ist die Dynamik eines optischen Sensors definiert als Verhältnis des maximalen Photostromes, der im linearen Arbeitsbereich des Sensors gemessen werden kann, zur Höhe des resultierenden Rauschpegels. Diese Definition ist in der Regel gleichbedeutend mit dem Verhältnis aus Sättigungsbeleuchtungsstärke zur äquivalenten Rauschbeleuchtungsstärke. Die Anwendung dieser Definition ist jedoch für die hier betrachteten diskreten Sensorelemente, welche sich nicht im Verbund mit einer Integrations- oder Ausleseschaltung befinden, problematisch. Insbesondere ist die Festlegung der oberen Sättigungswerte kritisch, da selbst bei sehr hohen Strahlungsintensitäten im Bereich von 100000 lx¹⁷ kein nennenswertes Sättigungsverhalten des Photostromes festgestellt werden konnte. Aus diesem Grunde wurde eine andere Definition der Dynamik bevorzugt, die den Photostrom, welcher bei einer festen Beleuchtungsintensität und definiertem Spektrum gemessen wird, ins Verhältnis zum Dunkelstrom j_D des Sensors setzt, der als untere Grenze des Aussteuerbereichs angesehen wird. Für den genannten festen Beleuchtungszustand, der die obere Grenze charakterisiert, wurde ein Wert von 1000 lx gewählt, welcher unter Verwendung eines Wolfram-Halogen-Spektrums eingestellt wird. Die auf diese Weise definierte Dynamik D kann mithin folgendermaßen formuliert werden:

$$D = 20 \cdot \log \frac{j_{Ph, 1000lx}}{j_D} \quad (\text{dB}). \quad (4.3)$$

Die Dynamik ist eine ebenfalls spannungsabhängige Größe, da die beiden Bezugsgrößen eine Abhängigkeit von der Betriebsspannung aufweisen. Häufig wird aus diesem Grunde der minimale Wert angegeben, welcher in dem zur Farbdetektion erforderlichen Spannungsintervall erzielt wird. Die Dynamik sagt entsprechend dieser Definition jedoch nichts über den Einsatzbereich des Sensors bei hohen Beleuchtungsintensitäten aus, d. h. bei geeigneter Auslesebeschaltung können in der Regel noch weitaus höhere Dynamikumfangs erzielt werden.

Von großer Bedeutung speziell bei Sensoren zur Farberkennung ist darüber hinaus die Linearität der Ausgangssignale, genauer gesagt der nach Möglichkeit lineare Zusammenhang zwischen dem gemessenen Photostrom (bei konstanter angelegter Spannung) und der auf den Sensor treffenden Beleuchtungsintensität. Im allgemeinen Fall erhält man diesbezüglich eine Beziehung der Form [Rose78, Cran84]

¹⁷ Eine Beleuchtungsintensität von 100000 lx entspricht etwa der in unseren Breitengraden vorliegenden maximalen Sonneneinstrahlung im Sommer (AM 1,5).

$$j_{Ph} \propto F^\alpha, \quad (4.4)$$

wobei der Exponent α üblicherweise zwischen 0,5 und 1 liegt. Die Linearität wird durch Messung des stationären Photostromes bei hinsichtlich der Intensität variabler, monochromatischer Beleuchtung des Sensorelementes verifiziert, wobei sich jeweils die Wellenlänge nach der gemäß der eingestellten Spannung vorliegenden Empfindlichkeit richtet.

Die Linearität ist von außerordentlicher Wichtigkeit, wenn bei Farbsensoren einzelne Farbkomponenten bei beliebigfarbiger Beleuchtung detektiert werden sollen. Das Verhalten der Farbsensoren bei Mischbestrahlung wird in einem eigenen Kapitel untersucht (Kap. 6). Ferner werden sämtliche innerhalb der *a*-Si:H-basierten Bauelemente auftretenden transienten Effekte zunächst ausgeklammert. Ihnen ist mit Kap. 5 ein eigenes Kapitel gewidmet.

4.3 Bipolare Farbsensoren

Farbsensoren als Zwei-Terminal-Bauelemente in bipolarer Betriebsweise sind, wie bereits oben angedeutet, dadurch gekennzeichnet, daß für die Einstellung der möglichen Farbeempfindlichkeiten unterschiedliche Polaritäten bezüglich der angelegten Spannung bereitgestellt werden müssen und daß ferner auch die sich einstellenden Photoströme ihre Richtung entsprechend wechseln. Die Ursache hierfür liegt im Aufbau der Farbsensoren, welche im Grundsatz aus einer antiseriellen Kombination zweier pin-Diodenstrukturen aus amorphem Silizium bestehen. Die einfachsten Möglichkeiten zur Realisierung derartiger farbselektiver Bauelemente stellen Schichtenfolgen der Art nipin oder pinip dar, bestehend aus zwei zur Strahlungsabsorption und Ladungsträgersammlung genutzten intrinsischen Schichten, über denen ein elektrisches Feld durch die dotierten Schichten aufgespannt wird. Aus dem Vorhandensein lediglich zweier Absorptionsgebiete ergibt sich die Begrenzung auf eine Zweifarben-Empfindlichkeit dieses Bauelementtyps. Zur Gewinnung von drei linear unabhängigen spektralen Empfindlichkeitsbereichen ist es mithin erforderlich, eine weitere Absorptionsschicht einzufügen, deren Sammlungseigenschaften bezüglich der darin generierten Ladungsträger mit Hilfe der außen angelegten Spannung gezielt beeinflusst werden kann. Eine Möglichkeit bietet die Unterteilung mindestens einer der i-Schichten durch Einfügung einer oder mehrerer dotierter Schichten z. B. in Form von nipin-Strukturen, bei denen im Verlauf einer der beiden Spannungspolaritäten ein Wechsel der spektralen Empfindlichkeit stattfindet. Ein ähnlicher Effekt läßt sich erzielen, wenn die Unterteilung einer der i-Schichten durch eine Gliederung in zwei Teilschichten mit deutlich voneinander verschiedenen elektrooptischen Eigenschaften erfolgt, wie dies am Beispiel der nip²n-Schichtstruktur demonstriert wird. Schließlich sind ferner Doppel-Schottky-Sensoren erwähnt, bei denen das zum Ladungstransport erforderliche elektrische Feld mit Hilfe von Metall-Halbleiter-Übergängen aufgebaut wird und das Sammlungsprofil ebenfalls durch die an das Bauelement angelegte Spannung gesteuert werden kann.

4.3.1 NIPIN-Zweifarbensor

Der auf einer nipin-Schichtenfolge basierende Zweifarbsensor ist, wenngleich er aufgrund seiner Beschränkung auf zwei Farbeempfindlichkeiten für praktische Anwendungen weniger interessant ist, in die folgende Zusammenstellung der verschiedenen Typen von Farbsensoren aufgenommen worden, weil er die Grundlage (sowohl historisch als auch prozeßtechnisch) für die Entwicklung der nachfolgend betrachteten Dreifarbsensoren darstellt und weil an seinem

Beispiel die Grundprinzipien der Funktionsweise bipolarer Farbsensoren aufgezeigt werden sollen. Die Schichtenfolge besteht aus je einer nip- und pin-Diode aus amorphem Silizium, welche übereinander deponiert sind, so daß über die p-Schicht eine Kopplung der beiden Teildioden stattfindet. Es handelt sich infolge dieser Kopplung nicht um eine einfache antiserielle Verschaltung zweier Dioden, was sich im besonderen bei der Betrachtung des Dunkelstromes zeigt,¹⁸ wohingegen die Größen Photostrom und spektrale Empfindlichkeit in erster Näherung durch ein antiseriellles Diodenmodell beschrieben werden können [Mauer97]. Eine Invertierung des Dotierungsprofils in Form von pinip-Schichtstapeln führt auf prinzipiell analog arbeitende Bauelemente; die nachfolgenden Betrachtungen werden jedoch am Beispiel einer nipin-Struktur durchgeführt, deren prinzipieller Aufbau und idealisierte elektrische Feldverläufe in Abb. 4.1 dargestellt sind.

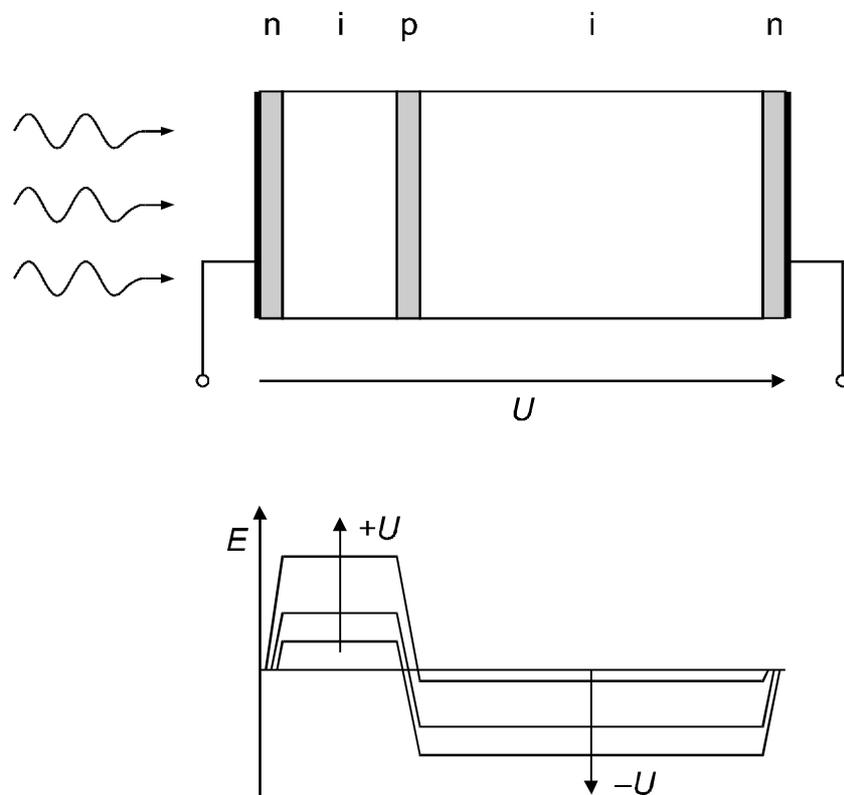


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des Aufbaus eines nipin-Zweifarbensors und idealisierter elektrischer Feldverlauf.

Das Funktionsprinzip des nipin-Zweifarbensors ist folgendes: Je nach Polung der angelegten Spannung ist eine der beiden Teildioden in Sperrichtung betrieben, während sich die andere im Durchlaßbereich befindet. Über der jeweils in Sperrichtung gepolten Teildiode fällt der größte Teil der angelegten Spannung ab, sie befindet sich mithin in Extraktion, so daß das durch die Potentialdifferenz der benachbarten dotierten Schichten aufgespannte eingebaute elektrische Feld über dieser Diode verstärkt wird. Ladungsträger, die hierin durch Strahlungsabsorption und Generation erzeugt werden, können daher effektiv getrennt und über die jeweilige Kontaktschicht dem äußeren Stromkreis zugeführt werden. Die Rolle der in Durchlaß betriebenen Diode besteht darin, den Ladungsträgern, welche in der Sperrschicht unter Einfluß

¹⁸ Die mittlere dotierte Schicht wirkt als Rekombinationszone; ihre Qualität bestimmt maßgeblich das Dunkelstromverhalten dieses Farbsensortyps [Stie93a].

des elektrischen Feldes zur mittleren dotierten Schicht driften, Rekombinationspartner zur Verfügung zu stellen, was im wesentlichen durch die im Durchlaßbereich vorherrschende Diffusion erfolgt. Hierin photogenerierte Elektron-Loch-Paare überlagern sich den hohen, durch Injektion im Durchlaßbereich verursachten Ladungsträgerkonzentrationen und tragen wegen der geringen Feldstärke und der dadurch hervorgerufenen geringen Driftlänge nicht nennenswert zum Photostrom bei. Die Empfindlichkeit wird somit immer durch die in Sperrichtung betriebene Teilstruktur bestimmt, welche eine hohe Ladungsträger-Sammellänge aufweist, wobei in bezug auf die Farbselektion vom räumlichen Generationsprofil im Bauelement Gebrauch gemacht wird.

Konkret für die nipin-Struktur bedeutet dies, daß bei positiver angelegter Spannung die vordere Diode in Sperrichtung betrieben ist.¹⁹ Entsprechend baut sich über dieser Teildiode ein hohes elektrisches Feld auf, welches sich numerischen Simulationen zufolge bei einer typischen Bauelementstruktur bis hin zu 10^5 Vcm^{-1} erstreckt [Stie93a]. Die damit unter Berücksichtigung des *mt*-Produktes (vgl. Kap. 3.3.2) korrelierte Driftlänge beträgt demnach ca. 20 μm , so daß Ladungsträger, welche durch Lichteinstrahlung generiert werden, in der vorderen Absorptionsschicht mit einer Dicke von typischerweise ca. 120 nm effizient gesammelt werden können. Photogenerierte Elektron-Loch-Paare werden derart getrennt, daß die Elektronen zur vorderen n-Schicht und Löcher zur mittleren p-Schicht driften, wo sie mit Elektronen rekombinieren, welche durch Diffusion aus der hinteren, in Durchlaßrichtung betriebenen Diode nachgeliefert werden. Das Generationsprofil in der vorderen i-Schicht ist nach Kap. 2.1.3 durch Strahlung mit geringer Eindringtiefe bestimmt, d. h. durch kurzwelliges, blaues bzw. grünes Licht. Unter positiver Spannung weist ein nipin-Zweifarbensor mithin eine Empfindlichkeit im blauen oder grünen Spektralbereich auf. Umgekehrt verhält es sich im Falle negativer angelegter Spannung. Bei gesperrter rückseitiger Diode tragen in erster Linie photogenerierte Ladungsträger aus der hinteren Diode, über der sich ein Bereich erhöhter elektrischer Feldstärke erstreckt, zum Photostrom bei. Da in diesem Teil des Bauelements vorwiegend Photonen aus dem langwelligen Spektralbereich mit hoher Eindringtiefe absorbiert werden, verschiebt sich die Empfindlichkeit zu größeren Wellenlängen. Wegen der als Folge des geringen Absorptionskoeffizienten absolut ebenfalls niedrigen Generationsrate (vgl. Abb. 2.7) ist die absorbierende i-Schicht der hinteren Diode in der Regel dicker ausgeführt als die der vorderen Diode (z. B. ca. 600 nm), um eine hinreichende Empfindlichkeit gewährleisten zu können.

Bei der beschriebenen Anordnung handelt es sich um einen Zweifarbensor, dessen spektrales Verhalten durch die Schichtdicken und Bandabstände der intrinsischen Siliziumschichten bestimmt werden. Photonen, welche in den dotierten Gebieten absorbiert werden, tragen infolge der hohen Defektdichte in diesen Schichten und der dadurch hervorgerufenen Ladungsträgerrekombination nicht nennenswert zum Photostrom bei.

Experimentelle Ergebnisse zum nipin-Zweifarbensor sind bereits an anderer Stelle publiziert worden [Giehl94, Zhu94], so daß an dieser Stelle lediglich auf den außerordentlich hohen Dynamikumfang von mehr als 125 dB hingewiesen werden soll, welcher bislang mit keiner anderen Bauelementstruktur realisiert werden konnte.

¹⁹ Die Bezeichnungen „vordere“ und „hintere“ Diode, wie sie im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendet werden, betreffen nicht die Reihenfolge der Deposition, sondern orientieren sich an der vorgesehenen Lichtausbreitungsrichtung, d. h. die in Lichtausbreitungsrichtung vorgelagerte Teildiode wird als „vordere“, die andere entsprechend als „hintere“ Diode bezeichnet. Bezüglich der Spannungspolung wird folgende Konvention durchgängig verfolgt: Mit Anode wird der in Lichtausbreitungsrichtung vorgelagerte Frontkontakt bezeichnet; die Kathode bildet den rückseitigen Kontakt.

4.3.2 NIPININ-Dreifarbensor

Die vorstehend erläuterte Bauelementstruktur nipin ist, weil sie lediglich über zwei zur Absorption und Ladungsträgersammlung nutzbare i-Schichten verfügt, auf die Generation zweier linear unabhängiger spektraler Empfindlichkeitsverläufe begrenzt, zwischen denen mit Hilfe der angelegten Spannung umgeschaltet werden kann. Sie bildet jedoch den Ausgangspunkt für weitere Entwicklungen in Richtung bipolarer Dreifarbsensoren, von denen im folgenden die Rede sein wird.

Um drei voneinander unabhängige Spektralantworten zu erhalten, ist es erforderlich, eine weitere Absorptionszone in die Schichtstruktur zu integrieren, deren Ladungsträger-Sammlungseigenschaften sich derart von denen der übrigen Absorptionsgebiete unterscheiden, daß ein drittes Spannungsintervall gefunden werden kann, für das die spektrale Empfindlichkeit einen weiteren, von den beiden übrigen linear unabhängigen Verlauf annimmt. Die erste zu diesem Zweck verfolgte Möglichkeit besteht darin, eine der beiden i-Schichten einer nipin-Struktur durch Einfügen einer dotierten Schicht zu unterteilen. Konkret wurde die i-Schicht der hinteren Diode gewählt, um eine zusätzliche Trennung in Grün- und Rotempfindlichkeit mittels einer eingefügten n-Schicht zu erzielen. Die resultierende Schichtenfolge lautet dementsprechend nipinin. Prinzipiell ist auch eine Unterteilung der vorderen Diode zur Schaffung einer Blau/Grün-Separation möglich. Es wurden im Rahmen der Optimierung auch Depositionen mit invertiertem Dotierungsprofil vorgenommen (pinipip), welche analoge Eigenschaften aufweisen.

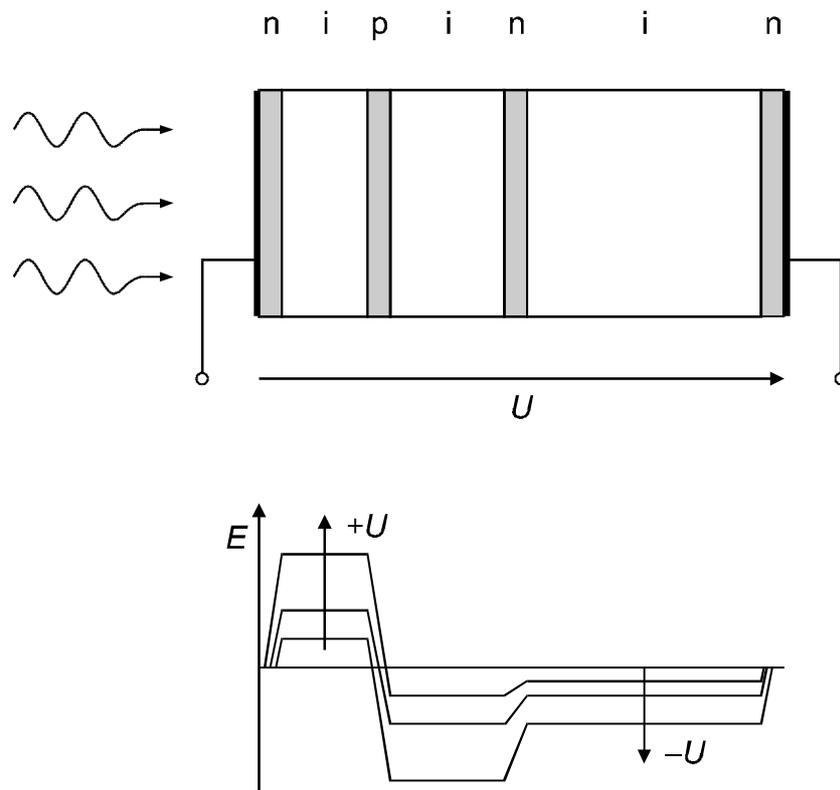


Abb. 4.2: Schematische Darstellung des Aufbaus eines nipinin-Dreifarbensors und idealisierter elektrischer Feldverlauf.

Das Funktionsprinzip eines derartigen Dreifarbsensors wird am Beispiel einer nipinin-Struktur dargestellt, welche in Abb. 4.2 hinsichtlich Aufbau und elektrischer Feldverteilung

skizziert ist. Die im Bereich der hinteren Diode einer nipin-Schichtenfolge zusätzlich eingefügte n-Schicht beeinflusst durch ihre Raumladung, welche sich durch die in ihr enthaltenen ionisierten Dotieratome sowie die geladenen Defekte ergibt, den räumlichen Verlauf der elektrischen Feldstärke in den benachbarten i-Schichten. Die Feldverteilung stellt sich im Gleichgewicht derart ein, daß in der vorderen Teilschicht der hinteren Diode ein höherer Feldstärkebetrag vorliegt als in der hinteren. Entsprechend ist die Sammlung photogenerierter Ladungsträger im vorderen Teil besser als im hinteren. Bei moderaten negativen Spannungen, die an das Bauelement angelegt werden, erstreckt sich der Bereich hoher elektrischer Feldstärke zunächst im wesentlichen über den vorderen Teil der hinteren Diode, da das Feld durch die Raumladung der zusätzlichen n-Schicht abgebaut wird. Es werden in diesem Betriebsfall mithin vorrangig die Elektron-Loch-Paare getrennt und als Photostrom detektiert, die im vorderen Teil der hinteren Diode generiert werden, während die meisten Ladungsträger aus dem hinteren Bereich des Bauelements durch Rekombination infolge der niedrigen Feldstärke für den Photostrom verlorengehen. Unter Berücksichtigung des optischen Generationsprofils ist der geometrische Aufbau eines nipinin-Sensors so dimensioniert, daß sich die (in Lichtausbreitungsrichtung) zweite i-Schicht im Bereich des Schwerpunktes der Absorption grünen Lichtes befindet, so daß das Bauelement im vorliegenden Spannungsintervall Grünempfindlichkeit zeigt.

Wird die negative Betriebsspannung betragsmäßig erhöht, so dehnt sich der Bereich hoher elektrischer Feldstärke über die die hintere Diode unterteilende n-Schicht hinaus auch in den rückseitigen Teil aus. Wenngleich diese n-Schicht auch in diesem Betriebsfall für unterschiedliche Feldstärken in den beiden benachbarten Teilschichten sorgt, so können doch Ladungsträgerpaare auch im hinteren Bereich des Bauelements getrennt werden, so daß aufgrund des Generationsprofils eine Verschiebung der Empfindlichkeit in den langwelligen Spektrabereich stattfindet. Der Betrag der Spannung, bei welcher die Ausdehnung des Sammlungsbereichs für photogenerierte Ladungsträger in die hintere Bauelementzone hinein und mithin der Wechsel von der Grün- zur Rotempfindlichkeit auftritt, hängt wesentlich von der Dimensionierung der Schichtenfolge ab, so unter anderem von der Dicke der zusätzlich eingefügten Schicht sowie deren Dotierung, von den Schichtdicken und Qualitäten der angrenzenden i-Schichten und von den Defektdichten an den Übergängen sowie in der n-Schicht selbst. Die Funktion der Blauempfindlichkeit in der vorderen Diode für positive Spannungen ist gegenüber dem nipin-Zweifarbensensor im wesentlichen unverändert.

Dem hier vorgeschlagenen Prinzip folgend, ist ferner eine noch feinere Untergliederung in beiden Teildioden des Bauelements in Form einer Vielzahl an absorbierenden intrinsischen Schichten möglich, welche zwischen dotierten Schichten angeordnet sind. Auf diese Weise lassen sich grundsätzlich beliebige elektrische Feldprofile in der Struktur erzeugen, so daß eine mit Hilfe der Betriebsspannung über dem Spektrum quasi kontinuierlich verschiebbare Empfindlichkeit resultiert. Erste Experimente in dieser Richtung sind vom Autor zwar unternommen worden, jedoch hat sich gezeigt, daß in diesem Zusammenhang rekombinationsbedingte Ladungsträger-Sammelungsverluste besonders bei stark absorbierter Strahlung im vorderen Teil des Bauelements einen äußerst nachteiligen Einfluß bei geringen Schichtdicken ausüben.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß mittels der Unterteilung der absorbierenden i-Schichten durch dotierte Schichten die Möglichkeit einer spannungsabhängigen Steuerung der Ladungsträgersammlung über eine Beeinflussung des elektrischen Feldprofils gegeben ist, welche zur Dreifarbandetektion genutzt werden kann. Eine Auswahl an experimentellen Ergebnissen für diesen Bauelementtyp ist im folgenden zusammengestellt.

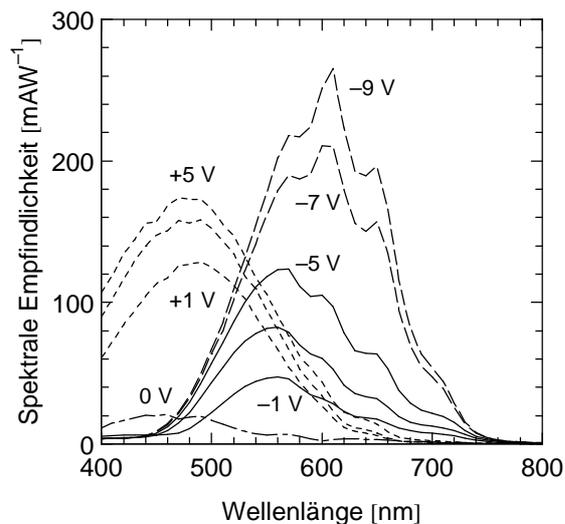


Abb. 4.3: Spannungsabhängige spektrale Empfindlichkeit eines nipinin-Dreifarbensors (Nr. 350) für folgende Betriebsspannungen: +5, +3, +1, 0, -1, -3, -5, -7, -9 V.

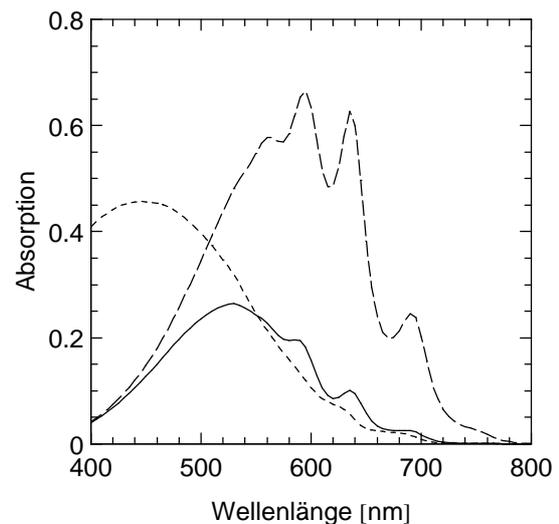


Abb. 4.4: Optische Simulation der Absorption in den i-Schichten eines nipinin-Dreifarbensors (Nr. 350): Vordere (—), mittlere (---), mittlere + hintere (---) i-Schicht.

Die spannungsabhängigen Verläufe der spektralen Empfindlichkeit für eine auf maximale Farbtrennung hin optimierte nipinin-Schichtstruktur (Nr. 350) befinden sich in Abb. 4.3. Es handelt sich um eine Schichtenfolge, bei der vordere und mittlere i-Schicht zur Vermeidung von Absorptionen im langwelligen Spektralbereich als *a*-SiC:H-Schichten ausgeführt sind. Zur Unterteilung der hinteren Diode wurde eine sehr dünne n-Schicht (Schichtdicke unter 3 nm) verwendet. Die Spektralantwortkurven zeigen für positive Spannung eine Blauempfindlichkeit mit einem Maximum bei 480 nm. Im negativen Spannungsbereich herrscht zunächst Grünempfindlichkeit vor bis hinunter zu Spannungen um -5 V. Das Empfindlichkeitsmaximum ist in diesem Fall bei 560 nm gelegen. Mit steigendem Spannungsbetrag findet der Übergang zur Rotempfindlichkeit statt, wobei die Spektralantwort ab einer Spannung von -9 V bei 610 nm sättigt. In diesem Zusammenhang ist es beachtenswert, daß die Kurven der Grünempfindlichkeit sämtlich von denen der Rotempfindlichkeit eingeschlossen werden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß mit zunehmender negativer Spannung eine Ausweitung des elektrischen Feldes in den hinteren Teil der hinteren Diode hinein stattfindet und die Sammlung der durch rote Einstrahlung generierten Ladungsträger im hinteren Teil des Bauelements einsetzt. Dieser Beitrag überlagert sich dem bereits zuvor detektierten Grünanteil. Die vergleichsweise hohen Spannungsbeträge, die für die Empfindlichkeitssteuerung erforderlich sind, ergeben sich aufgrund der relativ hohen Dotierkonzentration im Bereich von ca. 0,1% für die zusätzlich eingefügte n-Schicht, welche im wesentlichen durch den verfügbaren Anlagenausbau bedingt ist.

Abb. 4.4 erlaubt den Vergleich mit den Daten einer optischen Simulation dieser Struktur, welche mit Hilfe des in [Wagn96] beschriebenen numerischen Simulationsprogramms unter Verwendung der vom Autor ermittelten optischen Schichtparameter (vgl. Kap. 3.1) generiert worden sind. Dargestellt sind die in den intrinsischen Schichten absorbierten Anteile der einfallenden Strahlung als Funktion der Wellenlänge. Die beiden Abbildungen zeigen eine grundsätzliche Korrelation zwischen der spannungsabhängigen spektralen Empfindlichkeit und den Absorptionen in den betreffenden Teilschichten, wenngleich einige spektrale Verschiebungen zu beobachten sind, welche auf Sammlungsverluste infolge von Rekombination zurückzuführen sind. Sowohl die experimentell ermittelten Spektralantwortkurven als auch die

optische Simulation lassen den Schluß zu, daß die spektrale Lage des Maximums der Rotempfindlichkeit maßgeblich durch Interferenzerscheinungen beeinflusst wird, so daß geringe Variationen der Schichtdicken unter Umständen die Reproduzierbarkeit der Herstellung derartiger Farbsensoren beeinträchtigen können.

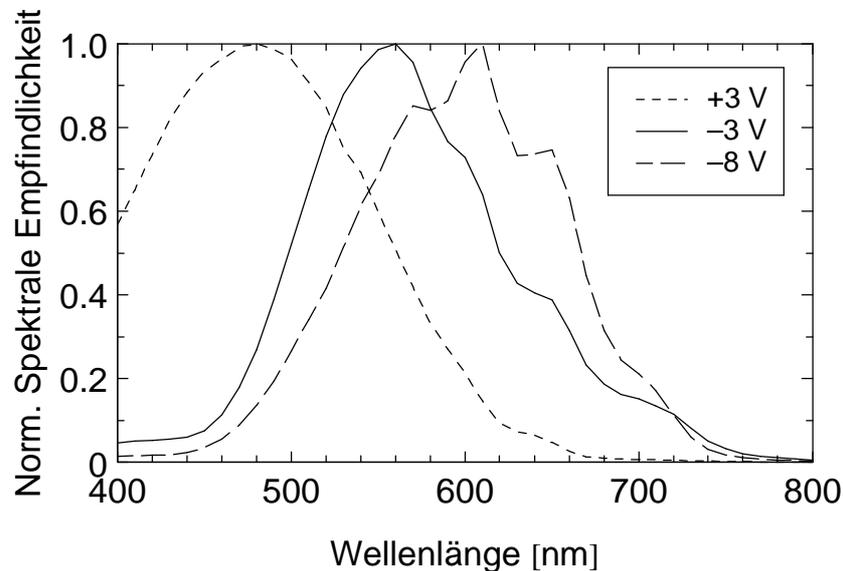


Abb. 4.5: Normierte spektrale Empfindlichkeit eines nipinin-Dreifarbensors (Nr. 350).

Die normierten Spektralantwortkurven in Abb. 4.5 demonstrieren die drei linear unabhängigen Empfindlichkeitsbereiche des nipinin-Dreifarbensors, deren Halbwertsbreiten sich zwischen 120 nm und 170 nm bewegen. Ein ähnliches Spektralverhalten ist auch für Detektoren mit invertiertem Dotierprofil erzielt worden, beispielsweise für die Struktur pinipip (Nr. 402).

Der spannungsabhängige Übergang von der Grün- zur Rotempfindlichkeit zeigt sich deutlich auch in den Empfindlichkeits-Kennlinien für monochromatische Beleuchtung, welche in Abb. 4.6 dargestellt sind. Für moderate negative Spannungen dominiert zunächst der Photostrom unter grüner Beleuchtung, wohingegen ab etwa -6 V die Rotempfindlichkeit signifikant ansteigt. Der Übergang zwischen den beiden Empfindlichkeiten ist bei $-7,5$ V gelegen.

Hinsichtlich der Intensitätsabhängigkeit des Photostromes ist für den nipinin-Dreifarbensor durch Abb. 4.7 Linearität über einen weiten Bereich der Beleuchtungsstärke von 10^{11} bis 10^{16} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für alle drei Farbspaltungen und die jeweils zugeordnete monochromatische Beleuchtung nachgewiesen. Der g -Exponent liegt nahe bei eins; er bewegt sich je nach Betriebsspannung zwischen 0,97 und 0,98. Ein leicht sublineares Verhalten kann einerseits auf Rekombination von Elektron-Loch-Paaren zurückgeführt werden, welche ihre Ursache in der mit steigender Beleuchtungsintensität, d. h. zunehmender Aufspaltung der Quasi-Ferminiveaus wachsenden Zahl an Rekombinationszentren hat [Cran84]. Andererseits beeinflusst die Generationsrate die Dichte freier und getrappter Ladungsträger und mithin das Raumladungs- und Feldprofil, von dem maßgeblich die Sammlungseffizienz der Ladungsträger abhängt.

Am Ende dieses Abschnittes werden einige spezielle Aspekte hinsichtlich der Eigenschaften von nach dem vorstehend erläuterten Prinzip arbeitenden Dreifarbsensoren etwas näher be-

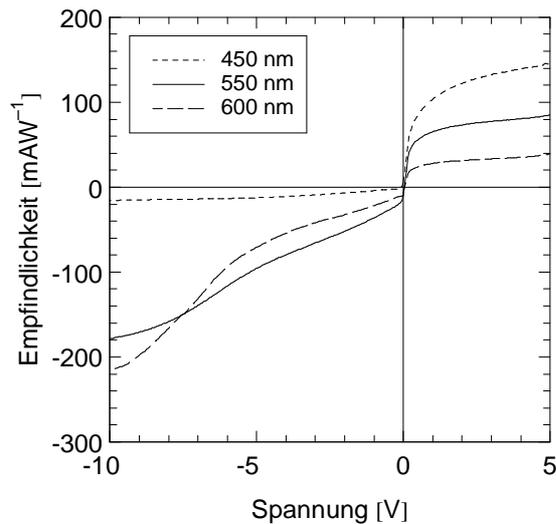


Abb. 4.6: Spannungsabhängige Empfindlichkeit eines nipinin-Dreifarbsensors (Nr. 350) unter monochromatischer Beleuchtung mit 10^{15} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

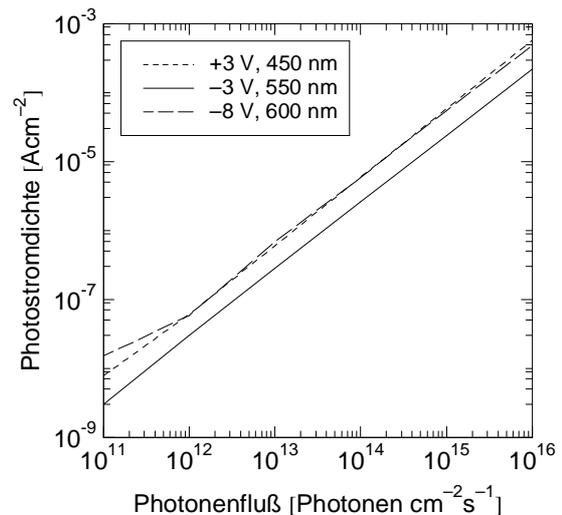


Abb. 4.7: Abhängigkeit des Photostromes von der auftreffenden monochromatischen Beleuchtungsintensität bei einem nipinin-Dreifarbsensor (Nr. 350).

leuchtet, welche sich im Rahmen der Optimierung herauskristallisiert haben. Die Kriterien für die Optimierung der Sensoren betreffen im wesentlichen die Verminderung der Schwellspannung für den Einsatz der Rotempfindlichkeit, welche maßgeblich in die Sensordynamik eingeht. Dabei dürfen jedoch grundsätzliche Eigenschaften wie z. B. die Güte der Farbtrennung nicht außer Acht gelassen werden.

In Abb. 4.8 sind die Weißlicht-Kennlinien mehrerer nipinin-Dreifarbsensoren mit unterschiedlicher Dotierung der n-Schicht dargestellt, die die hintere Diode in zwei Teilbereiche unterteilt. Die Variation der Dotierung wurde mit Hilfe des Phosphin-Gasflusses (PH_3) vorge-

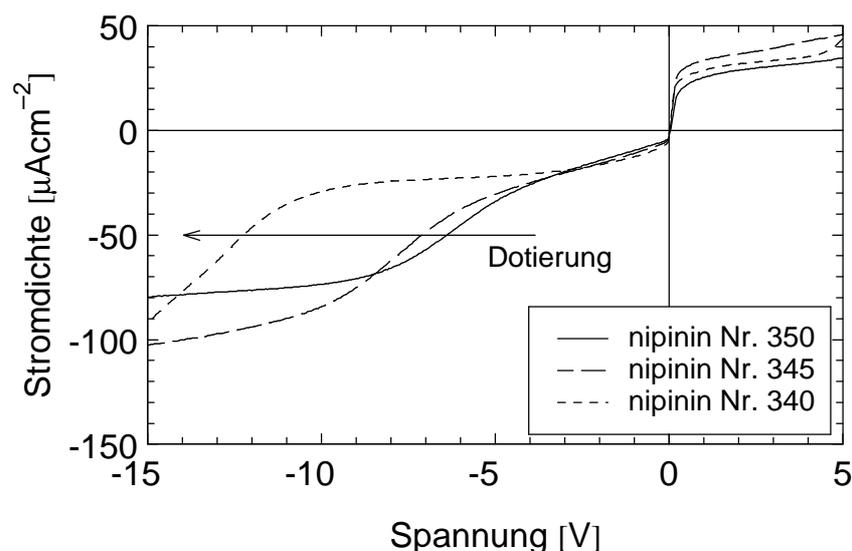


Abb. 4.8: Photoströme verschiedener nipinin-Dreifarbsensoren mit unterschiedlicher Dotierung der die hintere Diode unterteilenden n-Schicht unter Weißlicht-Beleuchtung (1000 lx). Die Dotierkonzentrationen werden im Text genannt.

nommen, während die übrigen Schichtparameter konstant gelassen wurden. Die Dotierkonzentrationen (ausgedrückt als PH_3 -Anteil zum gesamten Gasfluß des Prozeßgasgemisches) der ca. 3 nm dicken n-Schichten bei den zum Vergleich in Abb.4.8 herangezogenen Proben betragen 1,3% (Nr. 340), 0,23% (Nr. 345) und 0,12% (Nr. 350). Es zeigt sich mit abnehmender Dotierung im negativen Spannungsbereich eine signifikante Reduzierung des Spannungsbetrages, bei dem die Ladungsträgersammlung in der hinteren Teilschicht einsetzt, die ihre Ursache im wesentlichen in der Abnahme der durch die Anzahl der ortsfesten, ionisierbaren Dotieratome gegebenen Raumladung hat, welche die in den beiden Teilschichten unterschiedlichen elektrischen Feldstärkebeträge steuert. Die Verminderung der Dotierung bildet mithin eine effektive Maßnahme zur Reduzierung der für eine Dreifarbedetektion erforderlichen Spannungsbeträge und zu einer Steigerung des Dynamikumfangs, während das spektrale Antwortverhalten wenig beeinflusst wird.

Weitere Parameter, welche die Farbtrennung zwischen Grün und Rot beeinflussen, sind die Schichtdicken der beiden Teilschichten in der hinteren Diode, deren Spannungsabfälle über die Integration der Poisson-Gleichung mit den Betriebsspannungen verknüpft sind. So muß bei einer dickeren vorderen Teilschicht der hinteren Diode ein höherer Spannungsbetrag aufgewendet werden, um auch im hinteren Teilbereich Ladungsträgerextraktion zu erzielen. Die Spannung, bei der die Grün- in eine Rotempfindlichkeit übergeht, kann folglich durch eine Reduzierung der Dicke der mittleren i-Schicht verringert werden. Mit der Verminderung der für den Einsatz der Rotempfindlichkeit erforderlichen Betriebsspannung ist jedoch eine Abnahme des Photostromes im Bereich der Grünempfindlichkeit verbunden, welche darauf zurückzuführen ist, daß bei verringerter Schichtdicke des i-Gebietes, das zur Detektion des Grünanteils herangezogen wird, naturgemäß auch weniger Photonen aus dem grünen Spektralbereich durch Absorption und Ladungsträgergeneration zum Photostrom beitragen können. Das Verfahren der i-Schichtdickenvariationen beeinflusst mithin das spektrale Verhalten der farbsensitiven Bauelemente und kann aus diesem Grunde nur eingeschränkt Anwendung finden.

4.3.3 NIPI²N-Dreifarbensor

Eine Weiterentwicklung der vorstehend erläuterten nipin-Dreifarbensoren stellen Mehrschichtsysteme des Typs nip^2n dar, die ebenfalls auf einer antiseriellen Diodenstruktur basieren (vgl. Abb. 4.9) und deren Eigenschaften im folgenden Kapitel näher beleuchtet werden. Bei dem erstgenannten Typ erfolgt die Steuerung der Farbempfindlichkeit im wesentlichen durch das elektrische Feldprofil, welches mit Hilfe der dotierten Schichten aufgespannt wird. Im Gegensatz dazu beruht das Funktionsprinzip der nip^2n -Farbsensoren auf einer Heterostruktur zwischen zwei i-Schichten, welche aus verschiedenen Materialien mit unterschiedlichen Bandabständen bestehen. Im konkreten Fall wird die hintere Diode einer nipin-Struktur dahingehend unterteilt, daß eine α -SiC:H-Schicht mit erweitertem Bandabstand einer α -Si:H-Schicht unmittelbar vorgelagert ist mit dem Ziel, in den beiden Teilschichten unterschiedliche Sammellängen für photogenerierte Ladungsträger zu erzeugen. Infolge einer derartigen Heteroanordnung stellen sich zu beiden Seiten unterschiedliche elektrische Feldstärken ein, die sich gemäß Gleichung (2.25) um das Verhältnis der relativen Dielektrizitätszahlen ϵ_r der beteiligten Materialien unterscheiden, wobei die höhere Feldstärke in der Schicht mit dem kleineren ϵ_r vorliegt. Aus den im Kap. 3.1.2 dokumentierten experimentell ermittelten Werten für die Brechungsindizes typischer Materialien kann unter Beachtung von $n = \sqrt{\epsilon_r}$ im niederenergetischen Bereich auf relative Dielektrizitätszahlen von ca. 11,5 für amorphe Siliziumschichten und etwa 8 für α -SiC:H-Schichten geschlossen werden. Die konstant ange-

nommene elektrische Feldstärke im a -SiC:H-Gebiet ist unter Vernachlässigung von Raumladungen am Heteroübergang mithin um etwa 45% höher als in der a -Si:H-Schicht.

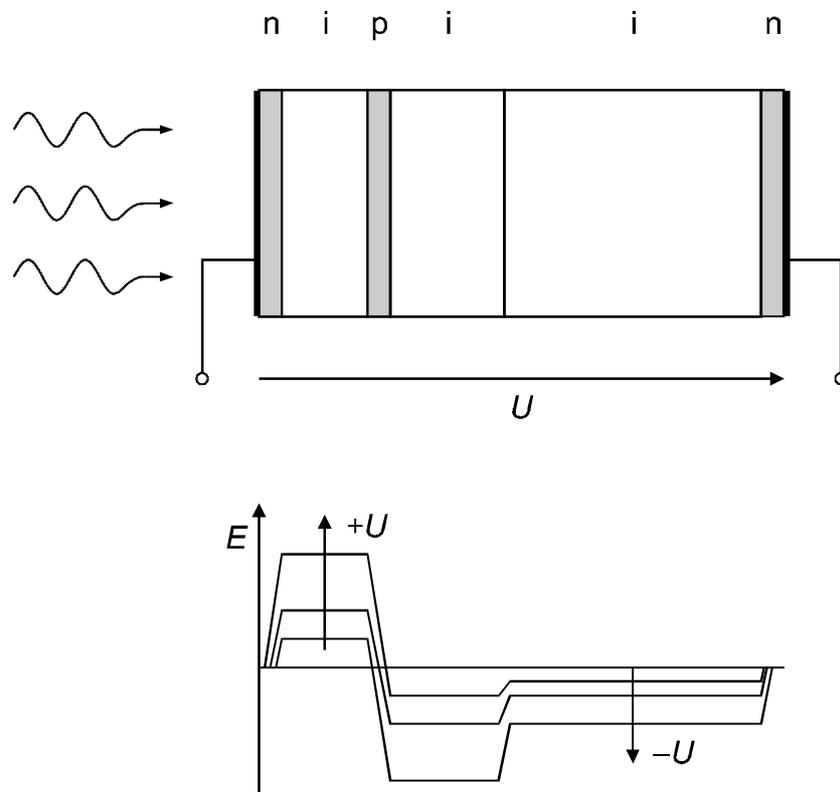


Abb. 4.9: Schematische Darstellung des Aufbaus eines $nipi^2n$ -Dreifarbsensors und idealisierter elektrischer Feldverlauf.

Entsprechend der Definition der Driftlänge (vgl. Kap. 2.1.4) geht außer der Feldstärke auch das Produkt aus Driftbeweglichkeit und Lebensdauer ($\mu\tau$) in die Sammellänge der Ladungsträger ein und ist entsprechend zu berücksichtigen.²⁰ Mit den an typischen Einzelschichten gemessenen $\mu\tau$ -Produkten in Höhe von $6,7 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{V}^{-1}$ für amorphe Siliziumschichten und $1,8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{V}^{-1}$ für a -SiC:H-Schichten (vgl. Kap. 3.3.2), welche aus einem Silan-Methan-Gasgemisch hergestellt werden, erhält man nach Gleichung (2.26) für das Verhältnis der Driftlängen in der a -SiC:H-Schicht zur a -Si:H-Schicht einen Wert von etwa 0,4. Dies bedeutet, daß trotz der infolge des größeren Bandabstandes höheren elektrischen Feldstärke über der im Bandabstand aufgeweiteten a -SiC:H-Teilschicht die Ladungsträgersammlung schwächer ist als in der angrenzenden a -Si:H-Teilschicht. Die hohe Defektdichte der amorphen Silizium-Kohlenstoff-Legierung, welche die einer reinen a -Si:H-Schicht um etwa eine Größenordnung übertrifft, verbunden mit breiteren Bandausläufern, ist in diesem Zusammenhang verantwortlich für die geringe Driftbeweglichkeit in konventionell hergestelltem a -SiC:H (vgl. Kap. 3.2.2). Diese Tendenz widerspricht der Zielsetzung, innerhalb der hinteren Diode der $nipi^2n$ -Struktur die vorgelagerte, zur Grünabsorption verwendete a -SiC:H-Schicht mit einer größeren Sammellänge auszustatten als die nachfolgende a -Si:H-Schicht, in welcher der Rotanteil umgewandelt

²⁰ Die $\mu\tau$ -Produkte für Elektronen und Löcher sind in der Regel unterschiedlich, so daß eine Unterscheidung in Elektronen- und Löcherbeiträge erforderlich ist. Die quantitativen Angaben beziehen sich auf Elektronen.

wird, um dadurch mit Hilfe der Betriebsspannung eine Verschiebung des spektralen Empfindlichkeitsbereiches zu erzielen.

Die Funktionsfähigkeit der auf Heterostrukturen basierenden Farbsensoren ist mithin in weitaus höherem Maße abhängig von den Schichtqualitäten der am Heteroübergang beteiligten Einzelschichten sowie von der Qualität der Grenzübergänge, als dies bei den Sensoren vom Typ $n_i p_i n_i$ der Fall ist, bei denen die Feldprofile in erster Linie von den dotierten Schichten bestimmt werden.

Der Nachweis der Realisierbarkeit eines derartig aufgebauten Farbsensors ist den obigen Erläuterungen zufolge daran geknüpft, die Schichten dahingehend zu optimieren, daß sich das Verhältnis der Driftlängen der beiden intrinsischen Schichten umkehrt. Konkret bedeutet dies, die Qualität der a -SiC:H-Schicht zu verbessern. Da diese innerhalb der Farbsensorstruktur als Absorptions- und Sammlungsschicht eingesetzt wird und nicht lediglich als optische Fenster-schicht wie beispielsweise im Rahmen von Solarzellen auf der Basis amorphen Siliziums, gehen die Ansprüche, welche an dieses Material gestellt werden, deutlich über die üblichen Optimierungskriterien hinaus. Eine entscheidende Verbesserung ergab sich durch die Anwendung des aus der Literatur bekannten Verfahrens der starken Wasserstoffverdünnung des zur Deposition der a -SiC:H-Schicht verwendeten Silan-Methan-Gasgemisches. In diesem Zusammenhang sei auf die Ausführungen in Kap. 3 verwiesen. Diese Methode erlaubt es, die Qualität der amorphen Silizium-Kohlenstoff-Legierung derart zu verbessern, daß die Defektdichte nur noch geringfügig über der des reinen amorphen Siliziums liegt und der für die Ladungsträger-sammlung entscheidende Parameter des nt -Produktes mit $1,2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{V}^{-1}$ über den bei a -Si:H gemessenen Wert angehoben werden kann. Mit einem daraus resultierenden Verhältnis der Driftlängen in den beiden Teilschichten von ca. 2,6 zugunsten der a -SiC:H-Schicht ist es in der Konsequenz gelungen, einen nach dem Prinzip eines Heteroübergangs arbeitenden Dreifarbsensor vom Typ $n_i p_i^2 n_i$ zu realisieren.

Im Rahmen der Optimierung der $n_i p_i^2 n_i$ -Stuktur soll auf eine weitere Besonderheit hingewiesen werden, welche im engen Zusammenhang mit dem bislang Gesagten steht. Es handelt sich um die Depositionsreihenfolge, welche im Gegensatz zu den vorher erläuterten $n_i p_i n_i$ -Mehrschichtsystemen eine bedeutendere Rolle spielt. Aus den bisherigen Betrachtungen ist deutlich geworden, daß der Qualität der vorderen a -SiC:H-Teilschicht der hinteren Diode eine besondere Bedeutung zukommt. Wird die Schichtenfolge $n_i p_i^2 n_i$ in Analogie zu den bereits beschriebenen Farbsensoren auf einem TCO-beschichteten Glassubstrat derart abgeschieden, daß die Depositionsreihenfolge zugleich die Richtung ist, in der sich das Licht innerhalb der Sensorstruktur ausbreitet, so wirken sich Verschleppungen von Dotiermaterial aus der p -Schicht in die darauf deponierte i -Schicht hinein gerade so aus, daß die Teilschicht, auf deren Qualität ein besonderer Wert liegt, negativ beeinflußt wird. Dies ist um so kritischer, als bei der a -SiC:H-Abscheidung unter starker Wasserstoffverdünnung des Silan-Methan-Gemisches nur geringe Depositionsraten erzielt werden können (vgl. Kap. 3.1.2). Infolgedessen muß eine vergleichsweise lange Depositionsdauer für diese Teilschicht aufgewendet werden, so daß entsprechend viel Dotiermaterial eingebaut werden kann, welches die Schichtqualität beeinträchtigt. Es ist aus diesem Grunde nicht möglich gewesen, funktionsfähige $n_i p_i^2 n_i$ -Dreifarb-sensoren unter Beibehaltung der oben beschriebenen Depositionsreihenfolge zu realisieren. Statt dessen wurde eine Umkehrung des Schichtstapels unumgänglich, so daß die kritische a -SiC:H-Teilschicht auf der dann zuvor deponierten intrinsischen a -Si:H-Schicht abgeschieden wird, wodurch die angesprochene Beeinträchtigung weitgehend vermieden werden kann. Ein weiterer Vorzug dieser Depositionsreihenfolge besteht darin, daß die a -SiC:H-Schicht aufgrund von Dotierschleppungen aus der zuerst deponierten n -Schicht eine durchaus erwünschte leichte n -Leitung erhält.

Als Konsequenz der Umkehrung der Schichtreihenfolge kann die Struktur nicht durch ein mit einem TCO beschichtetes Glassubstrat hindurch beleuchtet werden, sondern die Lichteinkopplung muß durch die zuletzt abgeschiedene Schicht hindurch erfolgen. Weil zum Zeitpunkt der Optimierung ein reproduzierbar herstellbares TCO-Material nicht zur Verfügung stand, mußte auf die Verwendung semitransparenter Metallschichten zurückgegriffen werden. Wegen ihrer vergleichsweise einfachen Strukturierbarkeit wurden dünne (ca. 12 nm) Aluminiumschichten verwendet, deren Transmission im Mittel bei etwa 30% liegt. Die durch Reflexions- und Absorptionsverluste verminderte Transmission beeinflusst in der Folge die Höhe des Photostromes und bewirkt gegenüber hochwertigen TCO-Schichten eine Reduzierung des Dynamikumfangs um ca. 10 dB.

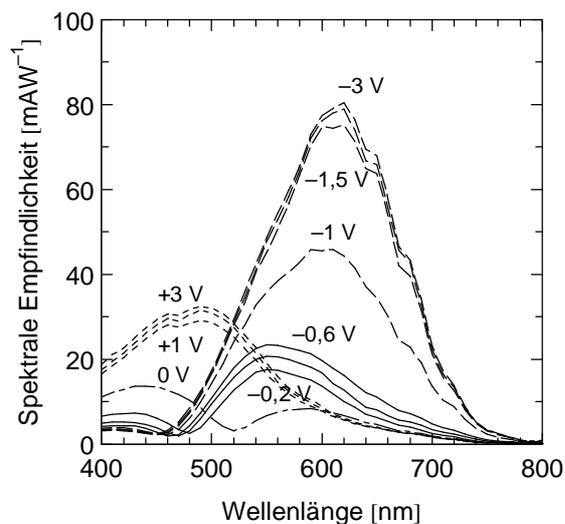


Abb. 4.10: Spannungabhängige spektrale Empfindlichkeit eines $nipi^2n$ -Dreifarbensors (Nr. 526) für folgende Betriebsspannungen: +3; +2; +1; 0; -0,2; -0,4; -0,6; -1; -1,5; -2; -3 V.

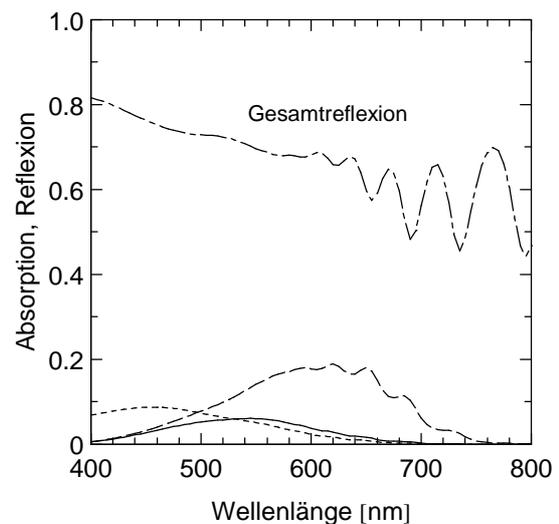


Abb. 4.11: Optische Simulation der Absorption in den i -Schichten eines $nipi^2n$ -Dreifarbensors (Nr. 526): Vordere (—), mittlere (—), mittlere + hintere (—) i -Schicht.

Die spannungsabhängigen Spektralantwortkurven eines im Hinblick auf die Farbtrennung optimiert zu nennenden $nipi^2n$ -Dreifarbensors sind in Abb. 4.10 dargestellt. Es sind drei linear unabhängige Empfindlichkeitsbereiche zu unterscheiden, von denen einer für positive Betriebsspannungen mit einem Empfindlichkeitsmaximum bei 490 nm und ein weiterer für negative Spannungen bis etwa $-0,6$ V bei 550 nm gemessen wurde. Mit steigendem Spannungsbetrag vollzieht sich der Übergang der Sensorempfindlichkeit in den roten Spektralbereich, wo ab ca. -2 V eine Sättigung bei 620 nm festzustellen ist. Im Zusammenhang mit den Verläufen der spektralen Empfindlichkeit bei antiserialen Farbsensoren soll auf eine Besonderheit aufmerksam gemacht werden: Es handelt sich um die Umkehr der Photostromrichtung, welche bei negativer Spannung im Wellenlängenbereich unterhalb 460 nm beobachtet werden kann. In diesem Fall wird die auftreffende Strahlung vollständig in der vorderen Diode absorbiert. In Verbindung mit dem auch bei negativer Spannung am Bauelement positiven Restfeld über dieser Teildiode fließt ein Photostrom in im Sinne der Konvention positiver Richtung. Dieses Verhalten kann von der optischen Simulation (Abb. 4.11) selbstverständlich nicht bestätigt werden, da hierdurch lediglich die Anzahl der absorbierten Photonen, nicht aber die Richtung des Photostromes wiedergegeben werden kann. Es fällt ferner auf, daß die Absolutwerte der

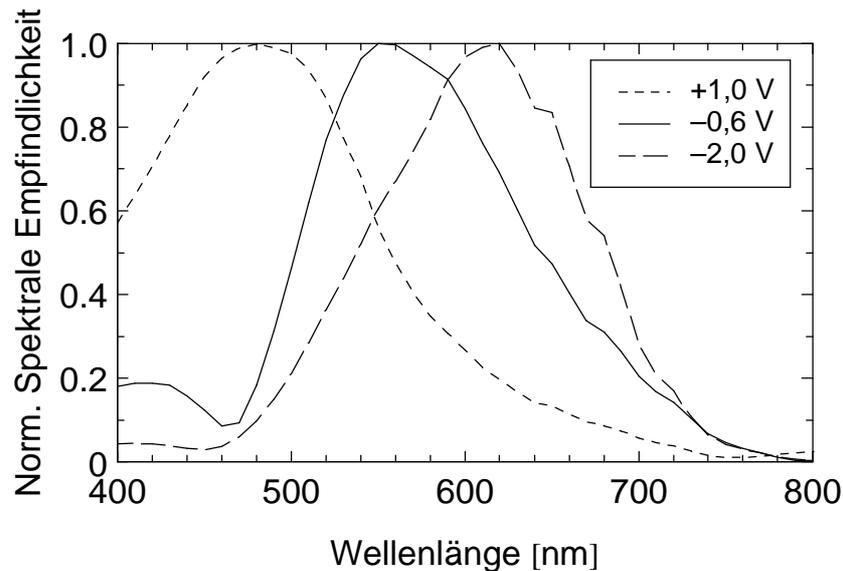


Abb. 4.12: Normierte spektrale Empfindlichkeit eines $nipi^2n$ -Dreifarbensors (Nr. 526).

spektralen Empfindlichkeit unabhängig von der Betriebsspannung etwa um einen Faktor drei unter denen der nipin-Sensoren bleiben. Dies ist vorrangig auf Reflexionsverluste infolge des semitransparenten Frontkontaktes zurückzuführen, die, wie aus der optischen Simulation in Abb. 4.11 ersichtlich ist, im sichtbaren Spektralbereich im Mittel ca. 70% betragen.

Abb. 4.12 demonstriert anhand ausgewählter spektraler Empfindlichkeitsverläufe, daß das zur Farbdetektion erforderliche Spannungsintervall bei der $nipi^2n$ -Schichtenfolge auf realistische Werte zwischen +1,0 V und -2,0 V begrenzt ist. Die Strom-Spannungskennlinien unter monochromatischer Beleuchtung in Abb. 4.13 belegen die gute Farbtrennung sowie ein gutes Sättigungsverhalten des Photostromes. Der Übergang von der Grün- zur Rotempfindlichkeit vollzieht sich bei einem Photonenfluß in Höhe von 10^{15} Photonen $cm^{-2}s^{-1}$ bei -1 V.

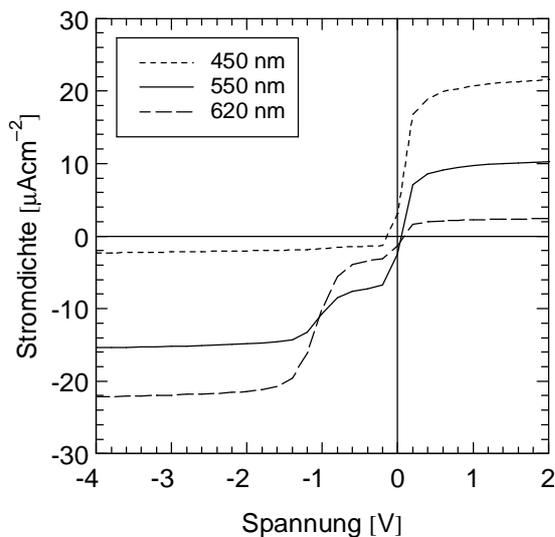


Abb. 4.13: Strom-Spannungskennlinien eines $nipi^2n$ -Dreifarbensors (Nr. 526) unter monochromatischer Beleuchtung mit 10^{15} Photonen $cm^{-2}s^{-1}$.

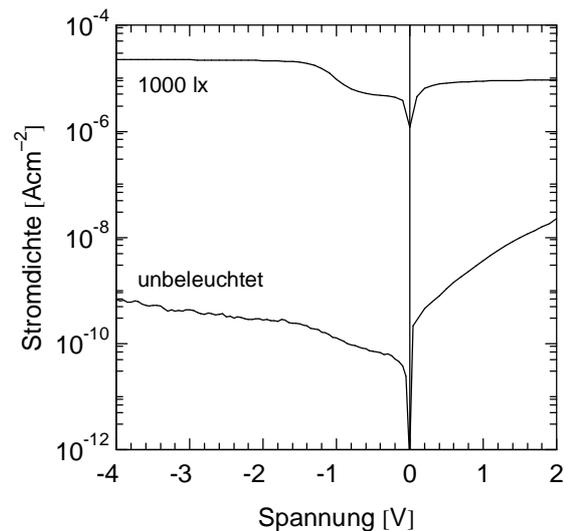


Abb. 4.14: Strom-Spannungskennlinien eines $nipi^2n$ -Dreifarbensors (Nr. 526) unter Weißlichtbeleuchtung (1000 lx) bzw. im unbeleuchteten Fall.

Die Dynamik des nip^2n -Sensors in bezug auf das Hell-Dunkel-Verhalten läßt sich aus den Kennlinien in Abb. 4.14 mit ca. 70 dB ablesen, wobei dieser geringe Wert unter anderem eine Konsequenz der Verwendung einer semitransparenten Aluminiumschicht als Frontkontakt ist, welche eine Dämpfung von etwa 10 dB verursacht. Des weiteren läßt der infolge der geringen i -Schichtdicke der vorderen Diode vergleichsweise starke Anstieg des Dunkelstromes im positiven Spannungsbereich noch Raum für weitere Optimierung, insbesondere im Hinblick auf die wasserstoffverdünnten a -SiC:H-Schichten.

Als Fazit kann für die Farbsensoren des Typs nip^2n folgendes festgehalten werden. Der Verzicht auf eine dotierte Schicht zur Gliederung einer der beiden Teildioden einer antiseriellen Diodenanordnung und die ausschließliche Ausnutzung einer Heterostruktur bestehend aus zwei intrinsischen Schichten mit unterschiedlichen Bandabständen und Ladungsträger-Transportparametern ermöglicht die Realisierung von Dreifarbsensoren, bei denen die zur Farbtrennung erforderlichen Betriebsspannungen sich vor dem Hintergrund potentieller Anwendungen in vertretbarem Rahmen bewegen. Das in den beiden Teilschichten erzielbare unterschiedliche Sammlungsverhalten photogenerierter Ladungsträger bewirkt eine qualitativ gute spektrale Separation. Es ist jedoch im Zuge der Optimierung deutlich geworden, daß die Realisation von auf der Verwendung von Heterostrukturen basierenden Farbsensoren höhere Ansprüche an Schichtqualitäten und Schichtübergänge stellt, bei denen die zur Verfügung stehende Depositionstechnologie ihren Grenzen sehr nahe kommt. Eine in höherem Maße kontrollierbare Gestaltung der Interfaces beispielsweise durch eigene Depositionskammern für intrinsische Schichten mit erweitertem Bandabstand sowie ein unter Hochvakuum arbeitendes Substrat-Transportsystem stellen im Hinblick auf eine weitere Optimierung wesentliche Randbedingungen dar. Ferner ergibt sich aus dem Gesagten eine höhere Anfälligkeit gegenüber technologischen Schwankungen der Depositionsparameter, so daß dieser Farbsensortyp mithin als kritischer in bezug auf die Reproduzierbarkeit seiner Herstellung anzusehen ist.

4.3.4 Doppel-Schottky-Farbsensor

Doppel-Schottky-Bauelemente bilden eine eigene Kategorie innerhalb der bipolaren Farbsensoren. Während die zur Sammlung photogenerierter Ladungsträger erforderlichen elektrischen Feldprofile bei den zuvor vorgestellten farbselektiven Bauelementen mit Hilfe dotierter Schichten aufgespannt werden, bilden in diesem Fall zwei Metall-Halbleiter-Übergänge die Ursache einer mit Hilfe der angelegten Spannung in ihrer Weite und Lage steuerbaren Raumladungszone, innerhalb derer Elektron-Loch-Paare getrennt werden.

Ohne an dieser Stelle tief in die Theorie der Metall-Halbleiter-Übergänge eintreten zu wollen, sollen lediglich einige Aspekte kurz skizziert werden, welche bei der Anwendung dieser Struktur in Farbsensoren von Relevanz sind. Für eine detailliertere Betrachtung sei auf [Sze81, Nema84] verwiesen. Die Funktionsweise eines Metall-Halbleiter-Kontaktes beruht auf dem Unterschied der Austrittsarbeiten zweier Materialien, die in Kontakt miteinander gebracht werden. Die unterschiedliche Lage des Fermi-niveaus in bezug zum Vakuumpotential ist verantwortlich für die Ausbildung einer Raumladungszone im Halbleiter. Im Falle des undotierten amorphen Siliziums liegt das Fermi-niveau in der Regel höher als im Metall, so daß Elektronen aus dem Halbleiter in das Metall übergehen und dieser an der Oberfläche an Elektronen verarmt. In der Konsequenz werden die Bänder im Silizium am Übergang zum Metall aufgebogen, und es entsteht eine Energiebarriere, deren Höhe außer von der Austrittsarbeit des Metalls und der Elektronenaffinität des Halbleiters auch von eventuell vorhandenen Oberflächenladungen an der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter abhängt [Sze81]. Bedingt dadurch ändert sich die Ladung der zunächst neutralen Defektzustände in der Band-

lücke, welche mit steigender Bandverbiegung über das Fermi-niveau gelangen und nach Abgabe eines Elektrons eine positive Raumladung zurücklassen. Mit dieser Raumladungszone ist über die Poisson-Gleichung (2.14) die Ausbildung eines elektrischen Feldes verbunden, das sich vom Kontakt bis zur Grenze der Raumladungszone erstreckt und zur Separation photogenerierter Elektron-Loch-Paare genutzt werden kann. Die Weite der Raumladungszone kann mit Hilfe der an den Kontakt angelegten Spannung verändert werden, wobei sie sich gegenüber dem thermischen Gleichgewicht im Falle einer Sperrspannung vergrößert und im Durchlaßbereich allmählich abgebaut wird. Die Spannungsabhängigkeit der Raumladungs-zonenweite, welche hinsichtlich des Spektralverhaltens von Doppel-Schottky-Farbsensoren von besonderer Bedeutung ist, wird im wesentlichen durch die in der Bandlücke ionisierbaren Defektzustände bestimmt. Unter Annahme einer ortskonstanten Raumladungsdichte (bei hoher Bandverbiegung) nimmt die elektrische Feldstärke linear vom Kontakt in Richtung des Halbleitervolumens ab [Cohen82], und man erhält einen wurzelförmigen Zusammenhang zwischen der am Bauelement anliegenden Spannung U und der Raumladungs-zonenweite w , wie er allgemein auch im Falle kristallinen Siliziums mit einem einzigen Dotierniveau nachgewiesen werden kann [Sze81]:

$$w = \sqrt{\frac{2e}{qN_D} \left(U_i - U - \frac{kT}{q} \right)}. \quad (4.5)$$

Hierbei stehen N_D für die Defektdichte und U_i für die eingebaute Spannung des Schottky-Übergangs. Experimentelle Daten zur Raumladungs-zonenweite und deren Spannungsabhängigkeit sind [Gang95] zu entnehmen.

Die Sammlungsregion für photogenerierte Ladungsträger erstreckt sich mithin vom Kontakt bis zu der mit w markierten Tiefe im Halbleiter, so daß über die genannte Spannungsabhängigkeit eine Steuermöglichkeit des Spektralverhaltens gegeben ist. In diesem Zusammenhang kommt der Defektdichte eine nicht unwichtige Bedeutung zu, da sie wesentlich die Raumladungs-zonenweite beeinflusst. Mit abnehmender Zustandsdichte in der Bandlücke erhöht sich nach Gleichung (4.5) die Raumladungs-zonenweite, wobei experimentell für defektarme α -Si:H-Schottky-Übergänge mit Chrom und Platin Werte deutlich über $1 \mu\text{m}$ dokumentiert sind [Street83b], d. h. bereits im Gleichgewichtsfall ist die i-Schicht komplett verarmt und erlaubt keine Steuerungsmöglichkeit mehr. Es liegt hier mithin der interessante Fall vor, daß eine qualitativ schlechtere Siliziumschicht mit einer erhöhten Dangling-Bond-Dichte einer Verbesserung der Farbtrennung entgegenkommt.

Für Farbsensoren auf der Basis von Metall-Halbleiter-Übergängen werden zweckmäßigerweise zwei antiserielle Schottky-Kontakte verwendet, daher die Bezeichnung **Doppel-Schottky-Barriere** (DSB), zwischen denen die absorbierende i-Schicht eingeschlossen ist. Die Polung der angelegten Betriebsspannung entscheidet darüber, welcher der beiden Schottky-Übergänge in Sperrichtung betrieben und damit photoelektrisch aktiv ist. Die Ladungsträger-sammlung kann auf diese Weise vom Frontkontakt aufgebaut werden, um die stark absorbier-ten, kurzwelligen Spektralanteile zu detektieren, oder vom rückseitigen Kontakt, um die aufgrund langwelliger Beleuchtung nahezu homogen generierten Elektron-Loch-Paare zu extrahieren. Farbselektive Bauelemente dieser Art sind bereits aus der Literatur bekannt, beispielsweise durch [Fang91]. Der wesentliche Unterschied zu dem im folgenden vorgestellten Sensor besteht darin, daß bei den oben genannten DSB-Strukturen die Absorptionszone aus einem einzigen i-Gebiet besteht, während bei dem hier vorgestellten Ansatz die Absorptionsschicht eine Heterostruktur mit zwei oder mehreren Materialien unterschiedlicher Brechungsindizes und Transporteigenschaften enthält. In diesem Zusammenhang erweist sich eine Unterteilung

der i-Schicht beispielsweise in Form einer einer a -Si:H-Schicht vorgelagerten optischen Fensters aus a -SiC:H als vorteilhaft. Weitere Unterteilungen, beispielsweise der Übergang auf a -SiGe:H-Material im hinteren Bereich des Bauelementes können zusätzlich zu einer spektralen Trennung im langwelligen Bereich herangezogen werden. Eine typische Konfiguration eines DSB-Farbsensors mit zweigeteilter i-Schicht sowie Bandverläufe und elektrische Feldprofile sind in Abb. 4.15 schematisch dargestellt.

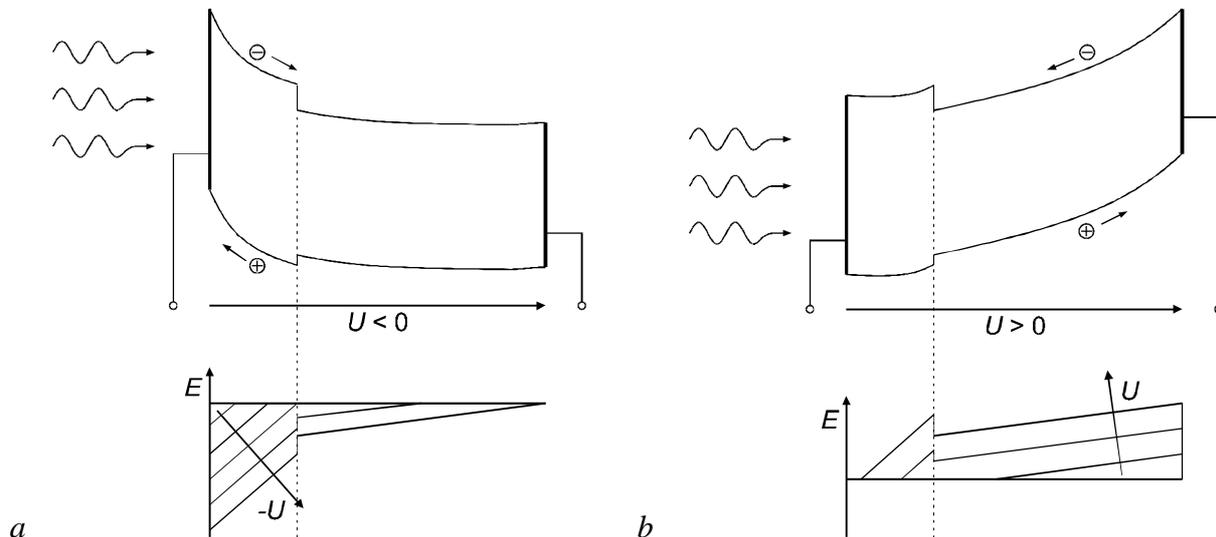


Abb. 4.15: Schematische Bandverläufe und elektrische Feldprofile für einen DSB-Farbsensor bestehend aus einer a -SiC:H/ a -Si:H-Heterostruktur bei in Sperrichtung betriebenen (a) vorderen, (b) hinteren Schottky-Übergang. Im Bereich des Heteroübergangs akkumulierte Grenzflächenladungen sind vernachlässigt.

Zur Demonstration der Funktionalität von Doppel-Schottky-Farbsensoren sind in geringem Umfang entsprechende Proben realisiert worden, wobei für die beiden Metallkontakte jeweils Palladium verwendet worden ist, das in Verbindung mit amorphem Silizium eine Barrierenhöhe von ca. 0,96 eV ausbildet [Fisch96]. Die DSB-Struktur, deren experimentell ermitteltes Spektralverhalten in den Abb. 4.16 und 4.17 dargestellt ist, setzt sich aus einer Doppelschicht bestehend aus einer 200 nm dicken a -SiC:H-Schicht und einer ca. 870 nm dicken a -Si:H-Schicht zusammen, welche zwischen zwei Palladium-Kontaktschichten angeordnet ist. Der vordere Palladiumkontakt besitzt eine Dicke von 10 nm, der hintere von 30 nm. Die Spektralantwortkurven zeigen im Fall negativer Spannung, d. h. bei sperrendem Vorderkontakt (Abb. 4.16a), eine spannungsabhängige Verschiebung des Empfindlichkeitsbereichs, wobei das Spektralmaximum sich von 490 nm bei -1 V bis 600 nm bei -3 V kontinuierlich verlagert. Dieses Verhalten repräsentiert die Ausdehnung der Raumladungszone vom Vorderkontakt in das Volumen hinein. Im Falle positiver Spannung (Abb. 4.16b) läßt sich dagegen eine ausgeprägte Rotempfindlichkeit um 600 nm beobachten, deren spektrales Maximum sich nicht nennenswert verschiebt. Die Raumladungszone bleibt mithin auf die hintere a -Si:H-Teilschicht begrenzt. Erst für sehr hohe positive Spannungen deutet ein leichter Anstieg der Blauempfindlichkeit eine geringfügige Ausdehnung des Sammlungsgebietes in die vordere a -SiC:H-Schicht an. Die unterschiedlichen Spektralantworten im blauen Spektralbereich machen deutlich, daß sich die hintere Raumladungszone bei positiver Spannung aufgrund der hohen Defektdichte der a -SiC:H-Schicht nicht nennenswert in diese ausweitet, so daß die Kurzwellen-Empfindlichkeit auch bei hohen positiven Spannungen gering bleibt. Eine sich

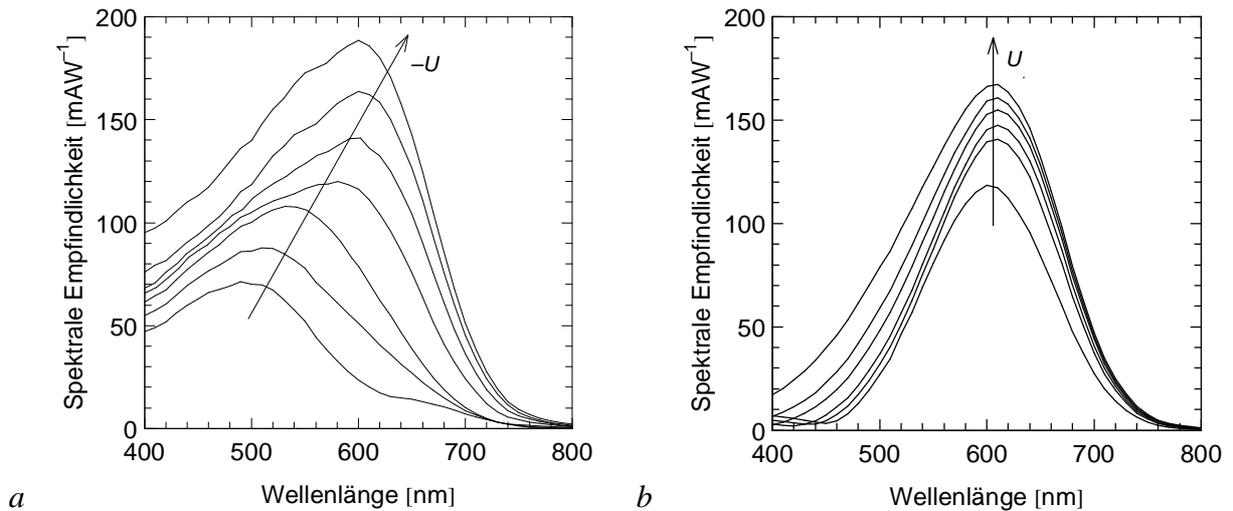


Abb. 4.16: Spannungabhängige spektrale Empfindlichkeit eines DSB-Dreifarbensors (Nr. 410) für folgende Betriebsspannungen: (a) -1,0; -1,5; -2,0; -2,25; -2,5; -3,0; -5,0 V; (b) 0; 0,5; 1,0; 2,0; 3,0; 5,0 V.

im Bereich des Heteroübergangs zwischen a -Si:H und a -SiC:H ausbildende Energiebarriere für Elektronen beeinträchtigt zusätzlich den Elektronenstrom in die vordere Teilschicht (vgl. Abb. 4.15b).

Obwohl das Spektralmaximum auch im Fall negativer Spannungen bis 600 nm verschoben werden kann, ist unter dem Gesichtspunkt einer verbesserten Farbtrennung eine bipolare Betriebsweise des DSB-Farbensors wegen der geringeren Bandbreite der Rotempfindlichkeit bei positiver Betriebsspannung vorzuziehen, wie Abb. 4.17 am Beispiel der normierten Verläufe der spektralen Empfindlichkeit demonstriert. In bezug auf Dynamik und Linearität kann auf die infolge des geringen Dunkelstromes guten Eigenschaften von Schottky-Dioden aus amorphem Silizium verwiesen werden [Fisch94].

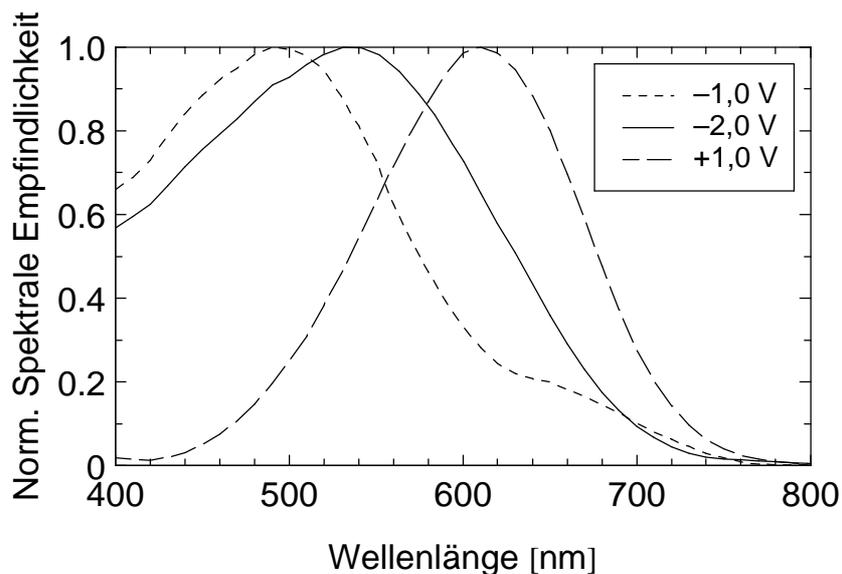


Abb. 4.17: Normierte spektrale Empfindlichkeit eines DSB-Dreifarbensors (Nr. 410).

Zusammenfassend soll im Hinblick auf Doppel-Schottky-Farbsensoren festgehalten werden, daß mit Hilfe einer von zwei Palladiumschichten eingeschlossenen a -SiC:H/ a -Si:H-Heterostruktur eine durchaus respektable spektrale Trennung erzielt werden konnte. Des weiteren trägt die im Vergleich zu den bislang vorgestellten Mehrschichtsystemen wesentlich einfachere Realisierung zur Attraktivität dieses Typs Farbsensoren bei, wenngleich eine definierte technologische Gestaltung der Interfaces auch in diesem Fall unerlässlich für eine reproduzierbare Herstellung der Metall-Halbleiter-Übergänge ist.

4.4 Unipolare Farbsensoren

Sämtlichen der bislang vorgestellten Typen von Farbsensoren ist gemeinsam, daß sie auf einer antiseriellen Verschaltung zweier Dioden aus amorphem Silizium basieren. Derartige Strukturen verfügen über zwei Verarmungsgebiete in unterschiedlicher Tiefe im Bauelement, zwischen denen mit Hilfe der angelegten Spannung und den sich daraus ergebenden Bandverbiegungen umgeschaltet werden kann, so daß sich die Haupt-Sammlungsregion für photogenerierte Ladungsträger in eine der beiden Teildioden verlagert und die spektrale Empfindlichkeit entsprechend einstellt. Es existieren mithin zwei getrennte Extraktionsgebiete, welche eine spektrale Trennung zwischen zwei Empfindlichkeitsbereichen schon allein durch den antiseriellen Aufbau des Sensors garantieren. Diese Ausführungsform der Farbsensoren bedingt die Bereitstellung von Betriebsspannungen mit variabler Polarität und besitzt darüber hinaus, wie in Kap. 5 ausführlich erläutert wird, den Nachteil eines vergleichsweise langsamen transienten Verhaltens. Dies läßt sich, um den dort vorgestellten Ausführungen kurz vorzugreifen, im wesentlichen darauf zurückführen, daß sich unabhängig von der Polung der Betriebsspannung immer eine der beiden Dioden in Durchlaßrichtung befindet und hohe Ladungsträgerdichten umgeladen werden müssen, wenn nach einem Spannungswechsel der spektrale Empfindlichkeitsbereich verschoben wird. Die Dauer der transienten Vorgänge kann dabei bis in den Bereich mehrerer 100ms hineinreichen, was den Einsatz derartiger Bauelemente weitgehend auf stationäre Anwendungen begrenzt.

Um diesen durch die antiserielle Struktur der Farbsensoren bedingten Einschränkungen zu begegnen, sind alternative Bauelementstrukturen entwickelt und untersucht worden, welche hinsichtlich ihres Aufbaus auf einfachen pin- oder nip-Photodioden basieren, die aus der Literatur als vergleichsweise schnelle Bauelemente zur Schwarz/Weiß-Detektion bekannt sind [Deim87, Schul96]. Derartige Photodioden weisen lediglich ein Absorptionsgebiet auf, das sich zwischen zwei unterschiedlich dotierten Schichten befindet, welche eine Raumladungzone über der intrinsischen Schicht aufspannen und die Kontakte zum äußeren Stromkreis bilden. Die auf der Grundlage dieser einfachen Diodenstruktur entwickelten Farbsensoren werden permanent im Sperrbereich betrieben, so daß sich unter Beleuchtung ein primärer Photostrom ausbilden kann, und kommen mit einer einzigen Spannungspolung aus. Auf das Umschalten zwischen Sperr- und Durchlaßbereich kann verzichtet werden. Farbdetektoren dieses Typs gestatten wesentlich kürzere Integrations- und Auslesezyklen, da die auftretenden transienten Effekte in diesem Fall deutlich schneller abklingen.

4.4.1 Entwicklung unipolarer Farbsensoren

Hinsichtlich der Farbempfindlichkeit derartiger unipolarer Sensoren wird von der Wirkung des bereits im Rahmen der nip^2n -Farbsensoren verwendeten Heteroübergangs Gebrauch gemacht. Der Aufbau dieser Farbsensoren ist gekennzeichnet durch eine Abfolge mehrerer intrinsischer

Schichten aus amorphem Silizium und dessen Legierungen, welche zwischen zwei Kontaktschichten mit unterschiedlicher Dotierung eingeschlossen sind. Das wesentliche Merkmal bilden die in den einzelnen Schichten verschiedenen Sammlungseigenschaften der Ladungsträger, d. h. im wesentlichen die unterschiedlichen Driftlängen. Diesbezüglich ist in Lichtausbreitungsrichtung eine stufenweise Abnahme der Driftlänge entlang des Schichtstapels erstrebenswert, welche dafür sorgt, daß die Sammeleffizienz für Elektron-Loch-Paare maximal ist, die infolge kurzwelliger Bestrahlung im vorderen Bereich des Bauelements generiert werden. Diese Ladungsträger können daher bereits für kleine Beträge einer an das Bauelement angelegten Sperrspannung bzw. schon im Kurzschlußfall unter dem Einfluß des eingebauten elektrischen Feldes extrahiert werden, während die mit einer Erhöhung der Sperrspannung verbundene Zunahme der elektrischen Feldstärke größere Driftlängen auch in tieferen Schichten der Struktur bereitstellt, so daß sich die spektrale Empfindlichkeit in Richtung größerer Wellenlängen verschiebt. Prinzipiell ist es auch möglich, durch ein entsprechendes Design des Bauelements mit der Ladungsträgersammlung im hinteren Teil zu beginnen und diese unter Erhöhung der Sperrspannung in den kurzwelligen Bereich zu verschieben, jedoch resultiert aus dieser Betriebsweise wegen der hohen Rotempfindlichkeit eine schwächer ausgeprägte spektrale Trennung.

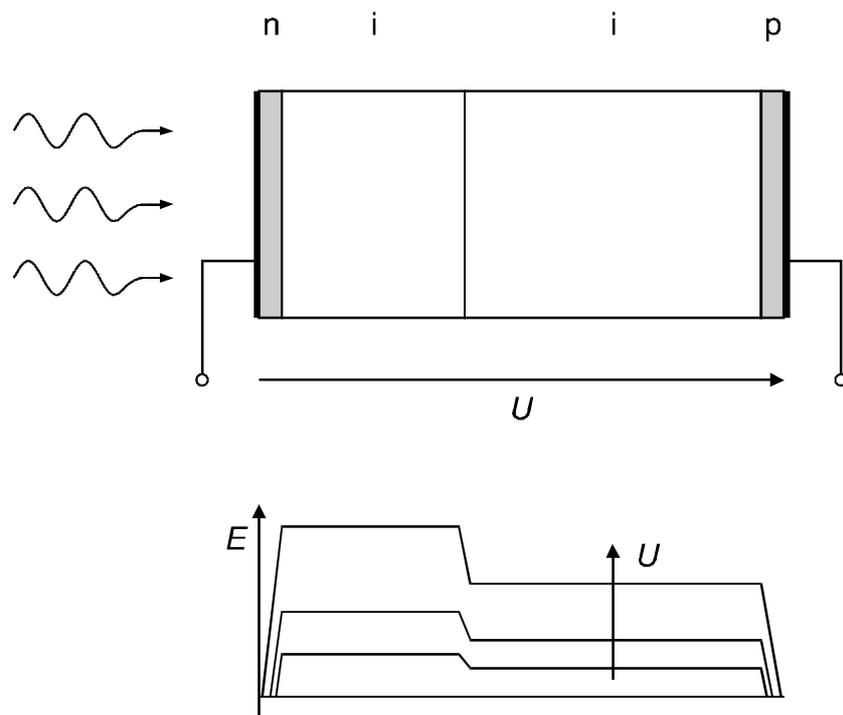


Abb. 4.18: Schematische Darstellung des Aufbaus eines ni^2p -Zweifarbensors und idealisierter elektrischer Feldverläufe.

Im Rahmen der Realisation und Optimierung unipolarer Farbsensoren sind zunächst Schichtsysteme mit einfach unterteilter i -Schicht untersucht worden, welche aus einer im Bandabstand erweiterten a -SiC:H-Schicht im vorderen Teil und einer a -Si:H-Schicht im hinteren Teil des Bauelements bestehen, wobei die Varianten ni^2p und pi^2n möglich sind. Die Abb. 4.18 zeigt Aufbau und idealisierte elektrische Feldverläufe am Beispiel einer ni^2p -Struktur. Im Hinblick auf die Beeinflussung der Sammlungseigenschaften für photogenerierte Ladungsträger in den beiden Teilschichten gelten ähnliche Überlegungen, wie sie bereits bei Farbsensoren des Typs nip^2n im Zusammenhang mit der Heterostruktur der hinteren Teildiode

angestellt worden sind (vgl. Kap. 4.3.3). Auch in diesem Fall kommt den Transportparametern, insbesondere dem *mt*-Produkt der *a*-SiC:H-Schicht, eine besondere Bedeutung zu. Unter Verwendung konventionell, d. h. lediglich aus einem Gasgemisch von Silan und Methan abgeschiedener Silizium-Kohlenstoff-Schichten reicht das *mt*-Produkt im Vergleich zu dem bei reinen amorphen Siliziumschichten vorhandenen in der Regel nicht aus, so daß trotz der höheren elektrischen Feldstärke in der *a*-SiC:H-Teilschicht die Driftlänge in der *a*-Si:H-Teilschicht überwiegt. Auch hier ist die Verwendung von optimierten, mittels Wasserstoffverdünnung des Silan-Methan-Gemisches hergestellten *a*-SiC:H-Schichten unerlässlich, um ein Sammlungsprofil in der Struktur zu erzeugen, mit dem eine Trennung in verschiedene Spektralbereiche möglich ist.

Darüber hinaus sei ergänzend darauf hingewiesen, daß die Depositionsreihenfolge nicht zu vernachlässigende Auswirkungen auf die Funktionalität der Sensoren ausübt, welche im wesentlichen auf die Kontamination der i-Schichten durch den Einbau von Dotiermaterial zurückzuführen sind. Es hat sich in diesem Zusammenhang als sinnvoll erwiesen, das Bauelement durch die zuletzt deponierte dotierte Schicht zu beleuchten, so daß Dotierverschleppungen im vorderen Bereich des Schichtsystems die Blauempfindlichkeit möglichst wenig beeinträchtigen. In dem angesprochenen Kontext soll ferner angemerkt werden, daß auch der Auswahl der Dotierung der Kontaktschichten (ni^2p oder pi^2n) eine nicht unwesentliche Bedeutung zukommt, weil auch sie in Verbindung mit der Depositionsreihenfolge und daraus resultierenden Dotierverschleppungen wesentliche Bauelementeigenschaften wie z. B. das Rekombinationsverhalten an den Interfaces und das Sammlungsprofil beeinflussen. Um den Einfluß der Depositions- und Dotierreihenfolge auf das Sammlungsverhalten der Ladungsträger zu untersuchen und daraus Anhaltspunkte für ein optimiertes Design der unipolaren Farbsensoren ableiten zu können, sind daher einige Vorexperimente durchgeführt worden.²¹ So wurden einfache pin- und nip-Photodioden auf TCO-beschichteten Glassubstraten realisiert, welche beidseitig mit dünnen Dotierschichten versehen sind und von beiden Seiten beleuchtet werden können. Eine semitransparente Aluminiumschicht bildet jeweils den Kontakt auf der dem Substrat gegenüberliegenden Seite. Sämtliche Schichten sind aus *a*-SiC:H-Material ausgeführt und in einer einzigen Depositionskammer hergestellt. Die Schichtdicken der dotierten Schichten sind gleich und betragen jeweils 15 nm, während die i-Schicht eine Dicke von 900 nm besitzt.

An derartigen Strukturen sind spannungsabhängig die Verläufe der spektralen Empfindlichkeit aufgenommen worden, die in Abb. 4.19 zusammengestellt sind. Der Vergleich der Darstellungen macht offenkundig, daß die Spektralantworten je nach Depositionsreihenfolge und Beleuchtungsrichtung signifikante Unterschiede aufweisen. So besitzen die Verläufe für die nip-Deposition (Abb. 4.19a, b) jeweils Maxima bei 580nm, die eine gute Sättigung bezüglich der Spannung zeigen. Während die Kurven im langwelligen Bereich nahezu deckungsgleich verlaufen, ist für Wellenlängen unterhalb ca. 550 nm ein abweichendes Verhalten festzustellen, das auf die unterschiedliche Beleuchtungsrichtung in beiden Fällen zurückzuführen ist. Die Blau- und Grünempfindlichkeit bei Beleuchtung durch die zuerst deponierte n-Schicht erscheint etwas kleiner als im Fall der Beleuchtung durch die p-Schicht. Offenbar ist die Driftlänge, welche die Sammeleffizienz vorrangig bestimmt, in dem an die n-Schicht angrenzenden Bereich der i-Schicht infolge einer Kontamination durch Phosphoratomer aus der n-Schicht geringer als im übrigen Teil der Diode. Eine analoge Tendenz läßt sich für die pin-Deposition (Abb. 4.19c, d) feststellen. In diesem Fall unterscheiden sich die

²¹ Ein ähnliches Verfahren wird in [Lee84] zur qualitativen Bestimmung des räumlichen Verlaufs der Ladungsträgersammlung bei Solarzellen in Abhängigkeit von der anliegenden Spannung benutzt.

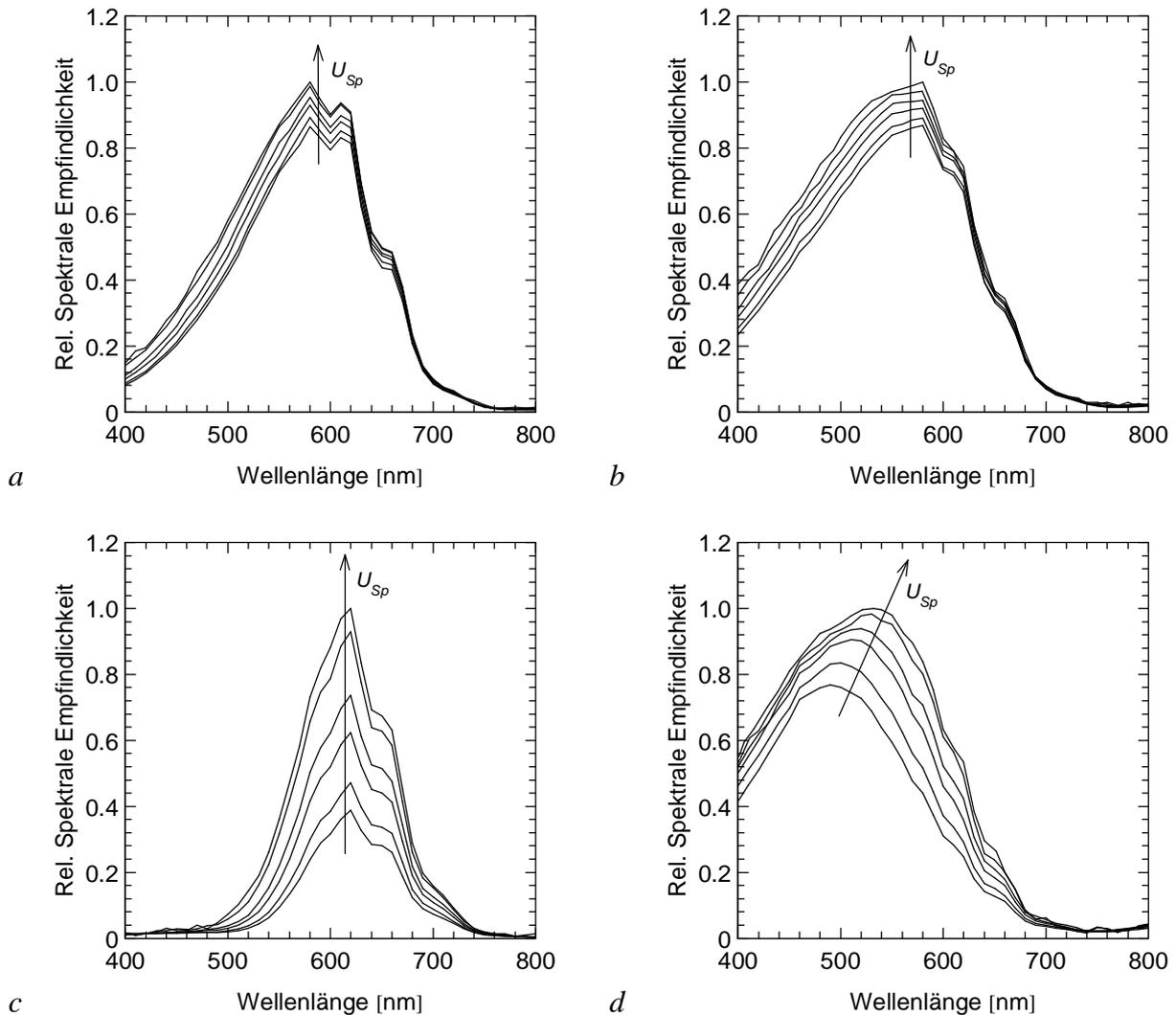


Abb. 4.19: Spannungsabhängige relative spektrale Empfindlichkeiten von nip- und pin-Photodioden bei Sperrspannungen U_{Sp} von jeweils 0,2; 0; -0,5; -1,0; -2,0; -2,5 V für folgende Beleuchtungszustände:

- (a): Deposition: nip (Nr. 504), Beleuchtung durch n,
 (b): Deposition: nip (Nr. 504), Beleuchtung durch p,
 (c): Deposition: pin (Nr. 505), Beleuchtung durch p,
 (d): Deposition: pin (Nr. 505), Beleuchtung durch n.

Spektralantworten in Abhängigkeit von der Beleuchtungsrichtung weitaus deutlicher, so daß auf eine signifikant stärkere Borverschleppung aus der zuerst deponierten p-Schicht in die darauf abgeschiedene i-Schicht hinein geschlossen werden kann. Es fällt zunächst auf, daß die Sättigung der Empfindlichkeit mit steigender Sperrspannung merklich schlechter ist als bei der umgekehrten Deposition. Des weiteren weist die pin-Photodiode bei Beleuchtung durch die p-Seite lediglich eine Rotempfindlichkeit auf. Die i-Schicht ist demzufolge im Bereich der zuerst deponierten p-Schicht aufgrund von Dotiersverschleppungen derart kontaminiert, daß das Bauelement nahezu keine Blau- und Grünempfindlichkeit mehr aufweist. Die (Elektronen-) Driftlänge ist offenbar in diesem Bereich so niedrig, daß die Weglänge, die durch kurzweilige Bestrahlung generierte Elektronen in Richtung des rückseitigen Kontaktes bis zu deren Rekombination zurücklegen, gering bleibt. Im Gegensatz dazu liefert die pin-Deposition bei

Beleuchtung durch die n-Seite ein gutes Antwortverhalten im kurzwelligen Bereich, was auf einen defektarmen ni-Übergang schließen läßt. In diesem Fall wird der Photostrom hauptsächlich von Löchern getragen, die dort eine ausreichende Driftlänge vorfinden, so daß sie bis zum p-Kontakt gelangen können. Abb. 4.19d demonstriert ferner eine Verschiebung des Empfindlichkeitsbereichs in Richtung größerer Wellenlängen, wenn der Betrag der Sperrspannung erhöht wird. In diesem Zusammenhang reicht das durch die Kontamination der i-Schicht mit Bor hervorgerufene Driftlängenprofil der i-Schicht bereits aus, um eine spektrale Trennung in begrenztem Umfang herbeizuführen. Die Sammlung der photogenerierten Ladungsträger beginnt bei geringen elektrischen Feldstärken im vorderen Bereich der i-Schicht und verschiebt sich mit wachsender Sperrspannung in das Volumen der Absorptionsschicht hinein, wie in Abb.4.20 schematisch skizziert ist. Infolgedessen ist bei zunehmender Sperrspannung ein Anwachsen des Photostromes für schwach absorbierte, langwellige Strahlung festzustellen, während die Empfindlichkeit im stark absorbierten, kurzwelligen Spektralbereich keine große Veränderung erfährt.

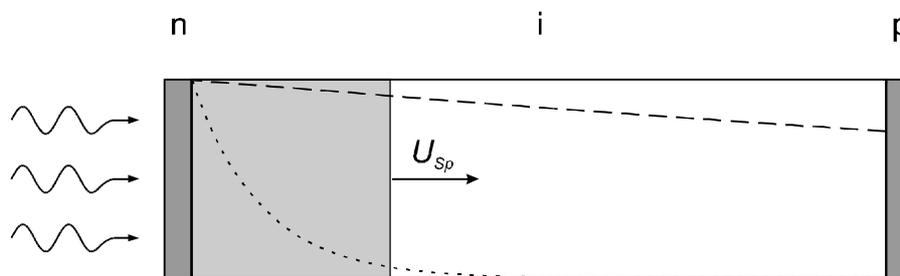


Abb. 4.20: Schematische Darstellung der Ladungsträgersammlung mit zunehmender Sperrspannung U_{Sp} in einer nip-Photodiode unter kurzwelliger, stark absorbierte (—) und langwelliger, schwach absorbierte Strahlung (—).

Faßt man die Ergebnisse der Untersuchung zusammen, so läßt sich erkennen, daß unabhängig von der Depositionsreihenfolge eine Zunahme der Sammeleffizienz in Aufwachrichtung der i-Schicht festgestellt werden kann. Der hier festgestellte Effekt wird nicht unwesentlich durch die Anlagenkonzeption begünstigt, gemäß der die Deposition der a -SiC:H-Schichten in derselben Depositionskammer wie die der dotierten Schichten erfolgt. In bezug auf die Realisation und Optimierung von Farbsensoren kann daraus geschlossen werden, daß die Beleuchtung des Sensors sinnvollerweise durch die zuletzt deponierte dotierte Schicht hindurch erfolgen sollte, um eine hinreichend große Blauempfindlichkeit sicherstellen zu können. Des weiteren sollte einer durch die n-Seite beleuchteten pin-Deposition der Vorzug gegeben werden, weil in diesem Fall der Einfluß der Dotierverschleppung das gewünschte Sammlungsprofil photogenerierter Ladungsträger unterstützt.

4.4.2 NI²P-Zweifarbensor

Unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse sind Farbsensoren als p²n-Deposition realisiert worden, welche zur Beleuchtung durch die n-Schicht vorgesehen sind und daher als ni²p-Sensoren bezeichnet werden. Die experimentellen Ergebnisse einer optimierten Struktur, bestehend aus einer zweigeteilten i-Schicht mit einer ca. 135 nm dicken a -SiC:H-Schicht im vorderen Teil und einer 1000 nm dicken Schicht amorphen Siliziums, sind im folgenden zusammengestellt.

Abb. 4.21 zeigt die spektrale Empfindlichkeit als Funktion der an der Photodiode anliegenden Sperrspannung. Wird das Bauelement im Kurzschluß betrieben, d. h. ist lediglich das durch die Potentialdifferenz der dotierten Schichten bestimmte eingebaute Feld über den i -Schichten wirksam, so erstreckt sich die Sammlung photogenerierter Ladungsträger im wesentlichen auf die vordere a -SiC:H-Teilschicht, welche in Analogie zu den in Kap. 4.3.3 genannten Werten eine um etwa den Faktor 2,6 größere Driftlänge besitzt. Der absolute Wert der Driftlänge kann mit ungefähr $14\ \mu\text{m}$ abgeschätzt werden und ist damit deutlich größer als die Dicke der a -SiC:H-Schicht. Dementsprechend werden in diesem Betriebszustand vorrangig die stark absorbierten blauen Anteile des Spektrums detektiert. Elektron-Loch-Paare, die im hinteren Bereich der Struktur generiert werden, fallen infolge der geringeren Driftlänge der Rekombination zum Opfer. Mit wachsender Sperrspannung überlagert sich der angelegte Sperrspannungsbetrag der eingebauten Potentialdifferenz und erhöht die elektrische Feldstärke und mithin die Driftlänge in beiden Teilschichten in gleicher Weise. Diese Erhöhung bewirkt vor allem eine Zunahme der Sammeleffizienz in der hinteren Teilschicht, so daß sich die spektrale Empfindlichkeit kontinuierlich in Richtung größerer Wellenlängen verschiebt, bis deren Maximum unter ca. $1\ \text{V}$ Sperrspannung bei $620\ \text{nm}$ sättigt. Das spektrale Antwortverhalten im kurzwelligen Bereich wird durch die Spannungserhöhung nicht nennenswert beeinflusst, was als Indikator dafür angesehen werden kann, daß bereits im Kurzschlußfall die meisten der in der vorderen Teilschicht generierten Ladungsträger extrahiert werden. Die vergleichsweise niedrigen Absolutwerte der Empfindlichkeit können auf die Verwendung einer semitransparenten Aluminiumschicht als Frontkontakt zurückgeführt werden, welche für eine hohe Gesamtreflexion des Schichtsystems verantwortlich ist, wie die optische Simulation in Abb. 4.22 belegt.

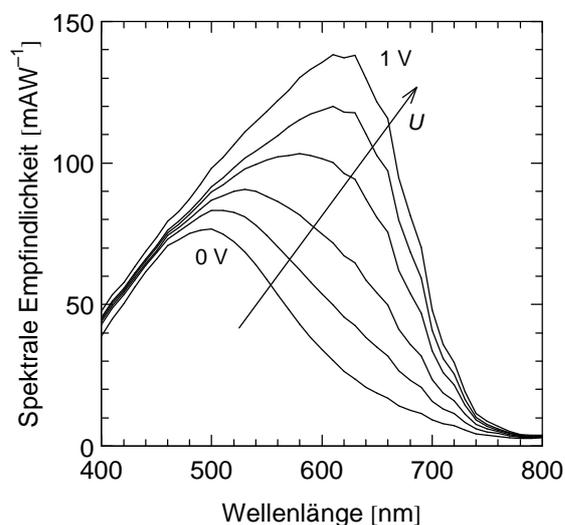


Abb. 4.21: Spannungsabhängige spektrale Empfindlichkeit eines ni^2p -Farbsensors (Nr. 492) für folgende Betriebsspannungen: 0; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 1,0 V.

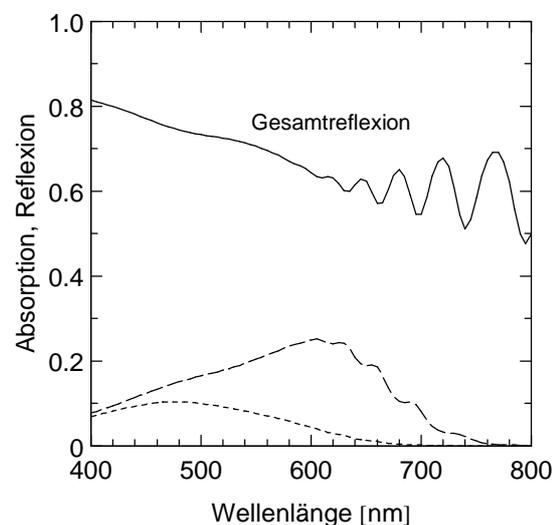


Abb. 4.22: Optische Simulation der Absorption in den i -Schichten eines ni^2p -Farbsensors (Nr. 492): Vordere (—), vordere + hintere (—) i -Schicht.

In Abb. 4.23 sind die Spektralantwortkurven nochmals in normierter Form dargestellt. Es zeigt sich deutlich die Verschiebung des Maximums von ca. $490\ \text{nm}$ bis $620\ \text{nm}$. Ferner ist zu beobachten, daß sich spannungsabhängig außer der Lage des Maximums auch die Bandbreite des Empfindlichkeitsbereiches verändert. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Photoströme der beiden Teilschichten sich additiv überlagern und die mit der Zunahme der Sperrspannung

innerhalb der Struktur fortschreitende Sammlung der Ladungsträger jeweils die in den vorgelegerten Bereichen photogenerierten Ladungsträger einschließt. Die Lage des Maximums sowie die zugeordnete Halbwertsbreite des Empfindlichkeitsbereichs sind in Abb. 4.24 in ihrer Spannungsabhängigkeit zusammengestellt. Hierbei wird deutlich, daß mit der kontinuierlichen Verschiebung des Empfindlichkeitsmaximums im Spannungsintervall von 0 V bis 1 V eine Vergrößerung der Halbwertsbreite von ca. 170 nm auf über 250 nm einhergeht. In diesem Effekt ist ein Nachteil der unipolaren Farbsensoren gegenüber den bipolaren zu sehen, der damit in Zusammenhang steht, daß in diesem Fall nicht mehr zwei Spannungs- und Stromrichtungen zur Farbdetektion zur Verfügung stehen. Da es sich um ein dem strukturellen Aufbau der Farbsensoren zugeordnetes Phänomen handelt, welches nicht durch technologische Maßnahmen überwunden werden kann, empfiehlt sich im besonderen bei unipolaren Farbsensoren eine nachträgliche Korrektur der Farbsignale, welche Gegenstand von Kap. 7 sein wird.

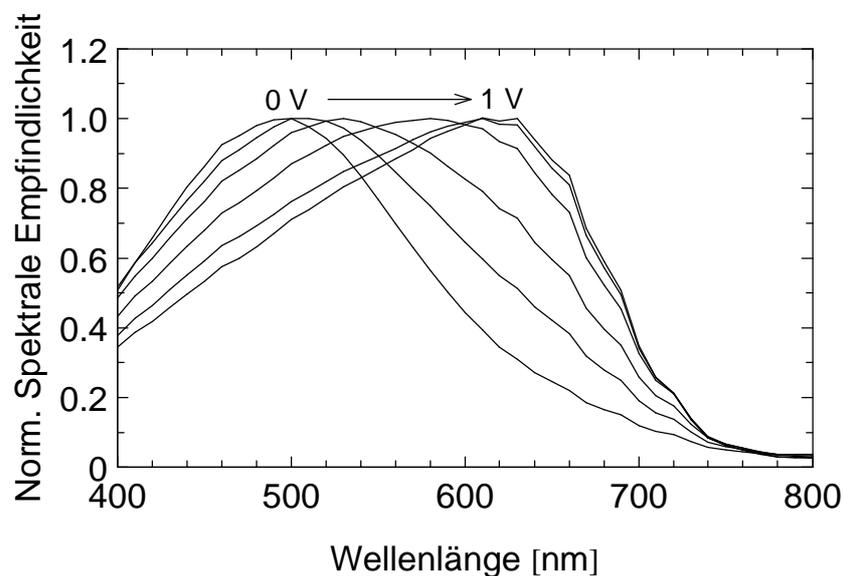


Abb. 4.23: Normierte spektrale Empfindlichkeit eines ni^2p -Farbsensors (Nr. 492) für folgende Betriebsspannungen: 0; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 1,0 V.

Die spektrale Trennung bei einem ni^2p -Farbsensor zeigt sich deutlich an den Hellkennlinien unter monochromatischer Beleuchtung, welche in Abb. 4.25 festgehalten sind. Bei Bestrahlung mit kurzwelligem, blauem Licht weist die Kennlinie ein typisches Solarzellenverhalten auf, d. h. die Ladungsträgersammlung beginnt, getragen durch das eingebaute Feld, bereits im Durchlaßbereich und sättigt beim Übergang in den Sperrbetrieb. Unter Beleuchtung mit grünem und rotem Licht ist zunächst ein Plateau erkennbar, welches von einem starken Anstieg des Photostromes gefolgt wird. Hierin spiegelt sich das Einsetzen der Ladungsträgersammlung in der hinteren Teilschicht wider. Die Sättigung des Photostromes unter langwelliger Bestrahlung setzt erst bei ca. 1 V Sperrspannung ein. Dieser abknickende Kennlinienverlauf mit einem signifikanten Plateau ist typisch für unipolare Farbsensoren. Die Anzahl der quasi-stationären Plateaus repräsentiert die Anzahl der wirksamen Unterteilungen der Absorptionsschicht mit jeweils voneinander verschiedenen Driftparametern und mithin die Zahl der linear unabhängigen Farbsignale, welche mit der entsprechenden Struktur gewonnen werden können. Es handelt sich also in diesem Fall um einen Zweifarbsensor, bei dem die in Abb. 4.21 und 4.23 erkennbare Dominanz der Grünempfindlichkeit für Betriebsspannungen um 0,4 V

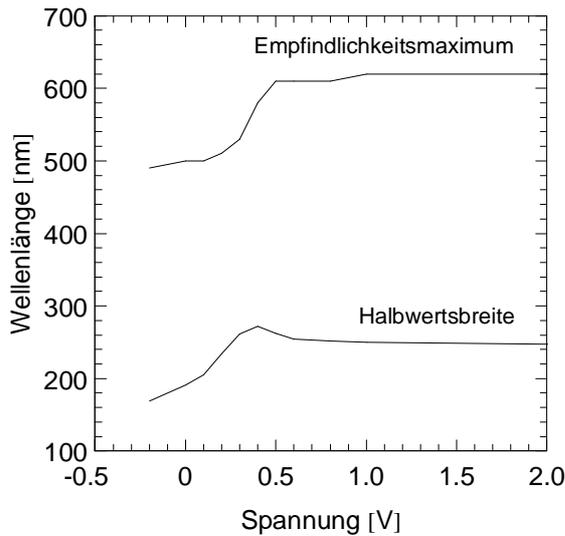


Abb. 4.24: Lage des Maximums und Halbwertsbreite der spektralen Empfindlichkeit als Funktion der Spannung bei einem ni^2p -Farbsensor (Nr. 492).

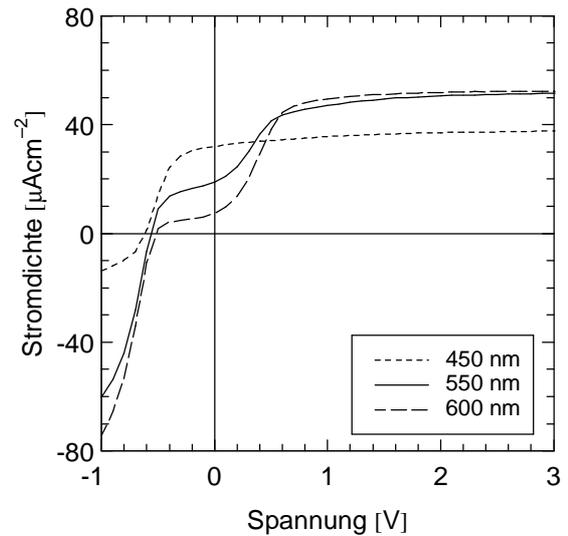


Abb. 4.25: Strom-Spannungskennlinien eines ni^2p -Farbsensors (Nr. 492) unter monochromatischer Beleuchtung mit 10^{15} Photonen $cm^{-2}s^{-1}$.

keinen stationären Charakter besitzt, sondern lediglich den Übergang von der Blau- zur Rotempfindlichkeit markiert.

Die Abb. 4.26 und 4.27 sind dem Dynamikumfang von ni^2p -Farbsensoren gewidmet. Der Dunkelstrom ist über dem betrachteten Intervall der Sperrspannung nahezu konstant und beläuft sich auf weniger als $5 \cdot 10^{-11} Acm^{-2}$. In erster Linie dieser geringe Wert des Dunkelstromes ist verantwortlich für die sehr hohe Dynamik der ni^2p -Photodiode von über 120 dB, wobei zu beachten ist, daß darin bereits eine Dämpfung von ca. 10 dB aufgrund der optischen

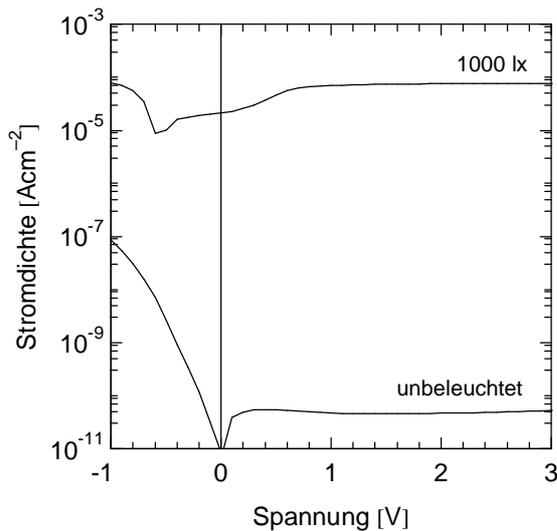


Abb. 4.26: Strom-Spannungskennlinien eines ni^2p -Farbsensors (Nr. 492) unter Weißlichtbeleuchtung (1000 lx) bzw. im unbeleuchteten Fall.

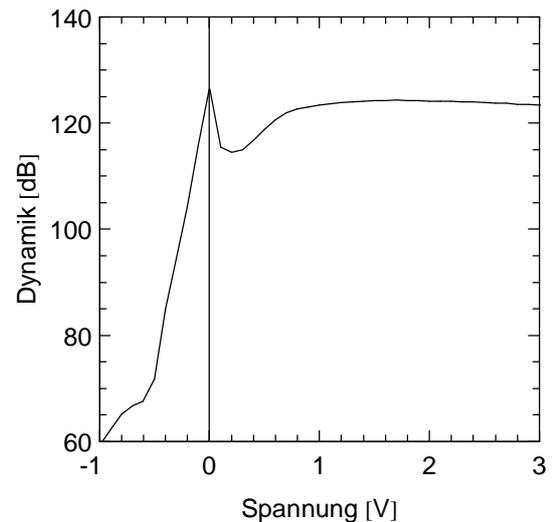


Abb. 4.27: Dynamik eines ni^2p -Farbsensors (Nr. 492).

Verluste des Frontkontaktes enthalten ist. Der Dunkelstrom einer Photodiode setzt sich im wesentlichen aus zwei Komponenten zusammen: ein auf thermische Emission aus der Bandlücke beruhender Generationsstrom in der Verarmungszone sowie ein Beitrag, der auf Injektion im Bereich der Kontakte zurückgeht [Schiff96].

Der Generationsstrom beruht auf thermisch angeregter Interaktion zwischen Ladungsträgern in Defektzuständen in der Bandlücke und dem Leitungs- und Valenzband bei in Sperrrichtung, d. h. in Extraktion betriebenen Photodioden. Ladungsträger aus den Defektzuständen werden in die Bänder emittiert und unter Einfluß des elektrischen Feldes in der Verarmungszone getrennt. Dieser Vorgang begründet die lineare Abhängigkeit des Generationsstromes von der Defektdichte des Halbleitermaterials sowie vom Probenvolumen bzw. der i-Schichtdicke [Street90b]. Der thermische Generationsstrom ist ferner gekennzeichnet durch eine vergleichsweise geringe Spannungsabhängigkeit, welche aus der Coulomb-Anziehung zwischen einem emittierten Ladungsträger und dem ortsfest verbleibenden Defektzustand resultiert [Street93b]. Der bei optimierten ni^2p -Sensoren nahezu spannungsunabhängig gemessene Dunkelstrom in Höhe von weniger als $5 \cdot 10^{-11} \text{ Acm}^{-2}$ liegt nur geringfügig über dem in [Street90b] angegebenen Grenzwert von ca. $10^{-11} \text{ Acm}^{-2}$ für thermische Generationsströme in pin-Dioden aus defektarmem amorphem Silizium und kann daher im wesentlichen dieser Ursache zugeordnet werden.

Ein weiterer Effekt liefert vor allem bei hohen Sperrspannungen einen signifikanten Beitrag zum Dunkelstrom. Es handelt sich um die Injektion von Ladungsträgern aus den Kontakten über die dotierten Schichten in die i-Schicht hinein. Sie tritt ein, wenn die dotierten Schichten die bei hohen Spannungen auftretenden großen elektrischen Feldstärken nicht mehr durch die in ihnen enthaltene Raumladung ionisierter Dotieratome abbauen können und sich folglich das elektrische Feld bis an den Metallkontakt ausbreitet. Hierbei ist vor allem die dünne vordere Dotierschicht betroffen, welche zur Minimierung optischer und elektrischer Verluste in der defektreichen Schicht und zur Erhöhung der Blauempfindlichkeit nach Möglichkeit sehr dünn ausgeführt ist. Die Ausweitung der Feldstärke bis zum vorderen Metallkontakt führt in der Folge zur Injektion von Minoritätsträgern durch die komplett verarmte vordere dotierte Schicht in das i-Gebiet [Chev94].

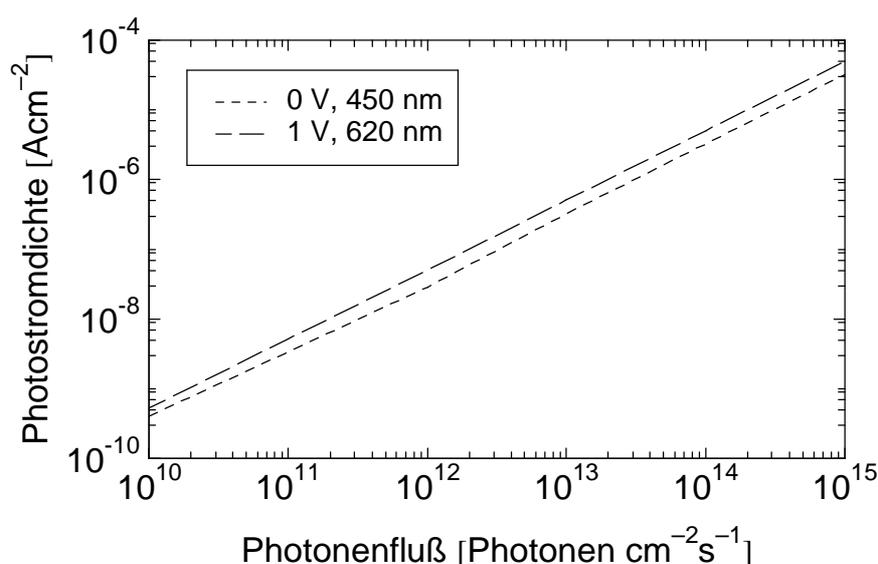


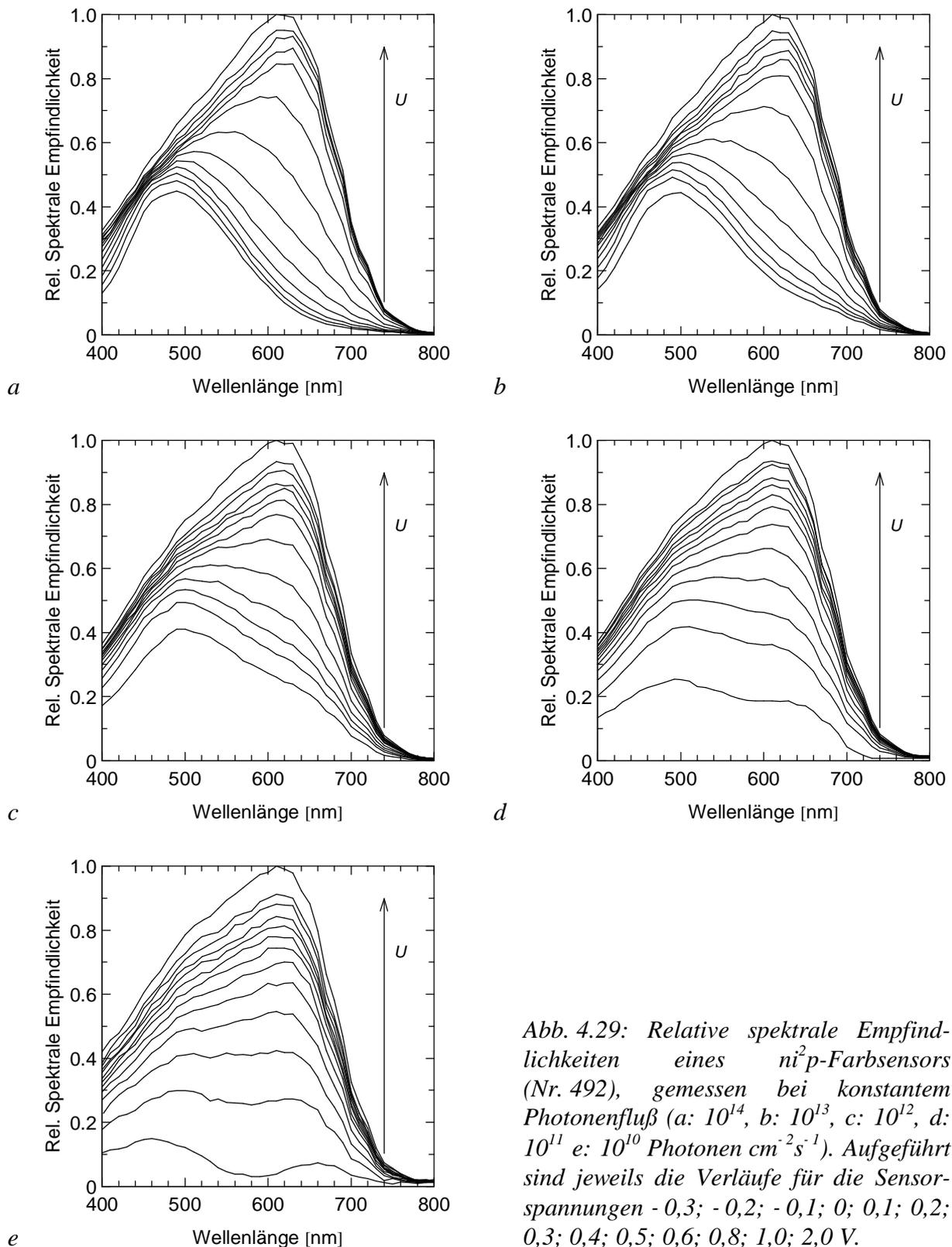
Abb. 4.28: Abhängigkeit des Photostromes von der auftreffenden monochromatischen Beleuchtungsintensität bei einem ni^2p -Farbsensor (Nr. 492).

Diesen beiden Anteilen kann ein weiterer überlagert sein, welcher seine Ursache in lokalen Kurzschlüssen in der Halbleiterstruktur oder an deren Rand hat und daher eher technologischer statt prinzipiell physikalischer Natur ist. Lokale Kurzschlüsse bilden im wesentlichen einen Parallelwiderstand zur Photodiode und hängen hauptsächlich von den technologischen Präparationsbedingungen ab. Sie beeinträchtigen die Homogenität der Sensoreigenschaften über der aktiven Fläche sowie die Reproduzierbarkeit. Auch die für die Kontaktierung des Bauelements verwendeten Materialien spielen eine nicht zu vernachlässigende Rolle für den Verlauf und die Höhe des Dunkelstromes. Durch Optimierung der Struktur konnten die Beiträge der Kontaktinjektion zum Dunkelstrom sowie lokale Kurzschlüsse vollständig unterdrückt werden.

Hinsichtlich ihrer Linearität zeigen unipolare Farbsensoren ein recht gutes Verhalten, wie sich in Abb. 4.28 anhand der Intensitätsabhängigkeit des Photostromes unter monochromatischer Bestrahlung mit 450 nm bei 0 V und 620 nm bei 1 V für den n^2p -Farbsensor (Nr. 492) zeigt. In beiden Fällen ist der funktionale Zusammenhang über mindestens fünf Größenordnungen linear, wobei sich der g -Exponent auf 0,99 beläuft.

4.4.3 Intensitätsabhängigkeit des spektralen Verhaltens

In bezug auf die Farbtrennung soll im folgenden auf einen nicht uninteressanten Effekt im Zusammenhang mit dem spektralen Verhalten aufmerksam gemacht werden. Es handelt sich um die Intensitätsabhängigkeit der Übergangsspannung zwischen den einzelnen Farbempfindlichkeiten, welche in mehr oder minder ausgeprägter Form für sämtliche der bislang vorgestellten Farbsensortypen beobachtet werden kann und am Beispiel des n^2p -Farbsensors erläutert werden soll. Zur Untersuchung dieses Effektes sind umfangreiche Messungen der spektralen Empfindlichkeit unter verschiedenen Beleuchtungspegeln vorgenommen worden, wobei der zur Messung verwendete monochromatische Photonenfluß über dem spektralen Meßintervall durch eine entsprechende Regelung konstant gehalten worden ist. Die Abb. 4.29 zeigt die entsprechenden Verläufe als Funktion der Betriebsspannung für Photonenflüsse, welche sich über vier Größenordnungen im Bereich zwischen 10^{10} und 10^{14} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erstrecken. Für hohe Intensitäten ist die bereits aus Abb. 4.21 bekannte Verschiebung des Empfindlichkeitsbereichs mit zunehmender Sperrspannung sichtbar. Mit abnehmendem Photonenfluß geht die Selektivität zurück, erkennbar an einer Verbreiterung der spektralen Empfindlichkeitsverteilung im Fall geringer Sperrspannungsbeträge, bis bei 10^{10} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ spannungsabhängig nahezu keine Veränderung der Form der Spektralantwortverläufe mehr erfolgt. Diese Beobachtung wird durch die Photostromkennlinien unter monochromatischer Beleuchtung bestätigt, welche für die Wellenlängen 450 nm und 620 nm aufgenommen worden und in Abb. 4.30 dargestellt sind. Hierin wird deutlich, daß der dem Einsatz der Rotempfindlichkeit zugeordnete Anstieg des Photostromes bei langwelliger Lichteinstrahlung mit abnehmender Intensität näher an den Kurzschlußpunkt rückt, bis er unterhalb etwa 10^{11} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ im Durchlaßbereich der Diode verschwindet. Die Übergangsspannung zwischen Blau- und Rotempfindlichkeit, definiert als Schnittpunkt der entsprechenden Kennlinien, verschiebt sich pro abnehmender Dekade der Beleuchtungsintensität um ca. 0,12 V in Richtung des Leerlaufpunktes. Offensichtlich setzt bei niedrigen Beleuchtungspegeln die Sammlung der im hinteren Teil der Diode aufgrund langwelliger Einstrahlung photogenerierten Ladungsträger bereits bei geringeren Sperrspannungsbeträgen ein, wohingegen im Falle hoher Intensität der rückwärtige Teilbereich der Diode bei niedrigen Sperrspannungen infolge unvollständiger Ladungsträgersammlung einen weitaus kleineren Beitrag zum Photostrom liefert.



Zur physikalischen Erklärung des oben genannten Effektes soll anhand eines charakteristischen Banddiagramms die Bewegung der Ladungsträger betrachtet werden (vgl. Abb. 4.31). Unter langwelliger Lichteinstrahlung, d. h. bei weitgehend homogener Absorption findet Generation von Elektron-Loch-Paaren in beiden Teilschichten statt. Das elektrische Feld ist bei den in Sperrichtung betriebenen Dioden so gerichtet, daß Elektronen und Löcher jeweils

in Richtung der ihnen zugeordneten dotierten Randschichten getrennt werden. Die im hinteren Teil des Bauelements generierten Elektronen, welche nach vorn beschleunigt werden, finden im Bereich des Heteroübergangs eine Barriere vor, bei der es sich überdies um eine Zone mit erhöhter Defektdichte handelt, weil die Struktur von reinem amorphem Silizium auf eine Silizium-Kohlenstoff-Legierung wechselt. Die mit dem Heteroübergang verbundenen Banddiskontinuitäten unterscheiden sich bezüglich Valenz- und Leitungsband, wobei bei letzterem ein höherer Bandsprung zu erwarten ist [Evan84]. Im Bereich dieses Übergangs können Ladungsträger (Elektronen) aus der hinteren Teilschicht angereichert werden. Es bildet sich infolgedessen eine Raumladungszone am Heteroübergang aus, die einerseits eine Erhöhung der Feldstärke im vorderen, andererseits jedoch eine Schwächung des elektrischen Feldes im hinteren Teil des Bauelements zu Folge hat (vgl. Gleichung (2.27)) und die Sammlung der Ladungsträger dort beeinträchtigt. Dieser Effekt der Raumladungsbegrenzung des Photostromes verstärkt sich, je mehr Ladungsträger am Interface akkumuliert werden, woraus sich die beobachtete Intensitätsabhängigkeit ergibt. Er tritt vorrangig unter lang welliger Bestrahlung auf, weil nur in diesem Fall Ladungsträger in der hinteren i-Schicht photogeneriert werden.

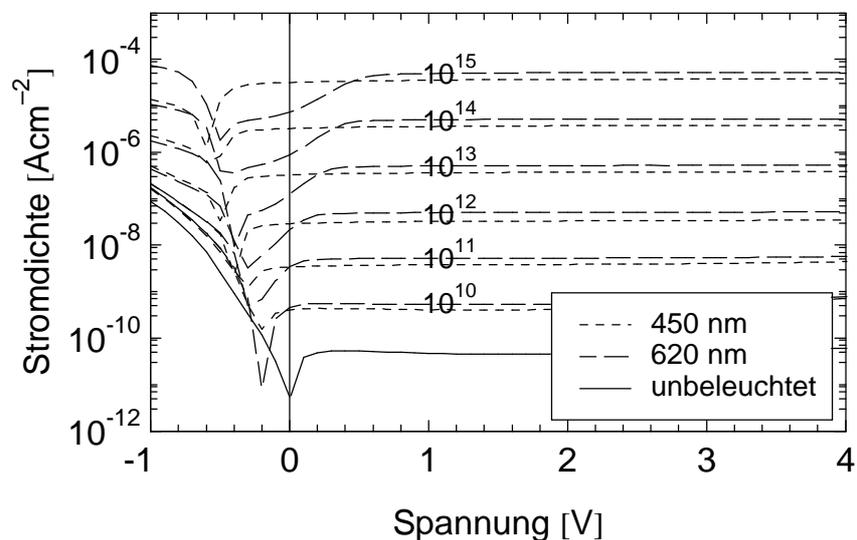


Abb. 4.30: Photoströme eines ni^2p -Farbsensors (Nr. 492) bei monochromatischer Beleuchtung mit Licht der Wellenlängen 450 nm und 620 nm im Bereich von 10^{10} bis 10^{15} Photonen $cm^{-2}s^{-1}$.

Zusätzlich zu dem genannten, auf der Wirkung der Grenzflächenbarriere beruhenden Anreicherungseffekt ist die Ladungsträgersammlung prinzipiell abhängig von den Konzentrationen freier und getrappter Ladungen, welche ebenfalls eine Intensitätsabhängigkeit begründen können, wie beispielsweise in [Cran88, Holl90, Abel91a] am Beispiel einfacher pin-Strukturen ausgeführt ist. Wird eine pin-Diode einer Beleuchtung ausgesetzt, so bilden freie und in flachen Haftstellen getrappte Ladungsträger Raumladungszonen in der i-Schicht und schirmen das elektrische Feld im Innern der i-Schicht ab, so daß Feldspitzen an den pi- und ni-Interfaces entstehen, während das elektrische Feld im Volumen der i-Schicht einen Einbruch erfährt. In der Folge sinkt die Driftlänge in weiten Bereichen der Struktur ab, was sich in einem Rückgang der Ladungsträgersammlung äußert. Da die Größe der Raumladungsdichten an die Generationsrate gekoppelt sind, muß bei höherer Beleuchtungsintensität ein höherer Sperrspannungsbetrag aufgewendet werden, um eine komplette Sammlung der photogenerierten Elektron-Loch-Paare zu gewährleisten [Holl90, Abel91a]. Mit steigender Intensität vollzieht sich mithin bei niedriger Sperrspannung der Übergang von einem durch die Ladungsträgerdrift

bestimmten Photostrom zu einem raumladungsbegrenzten Stromfluß [Cran89]. Dieser auf die Beeinflussung des elektrischen Feldprofils durch freie und getrappte Ladungsträger zurückgehende Effekt überlagert sich der Wirkung der oben genannten Anreicherung von Ladungsträgern am Heteroübergang mit der Konsequenz einer Verbesserung der Farbtrennung bei zunehmender Beleuchtungsintensität.

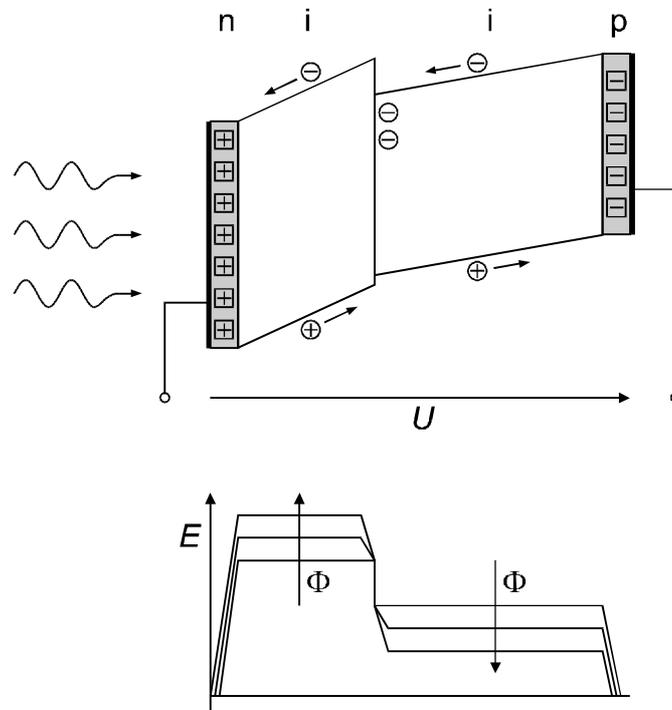


Abb. 4.31: Schematische Bandverläufe und elektrische Feldprofile für einen in Sperrrichtung betriebenen ni^2p -Farbsensor. Mit steigender Beleuchtungsintensität F reduziert sich der Feldstärkebetrag über der hinteren Teilschicht aufgrund der am Heteroübergang angeereicherten Raumladung.

Die hier beobachtete Intensitätsabhängigkeit der spektralen Trennung, welche experimentell auch durch Messung der spektralen Empfindlichkeit bei zusätzlicher Beaufschlagung des Sensors durch weiße oder farbige Hintergrundbeleuchtung nachgewiesen werden kann [Knipp97, Topic98], beeinflusst wesentlich die Verläufe der Spektralantworten in den Übergangsbereichen zwischen den Farbempfindlichkeiten und limitiert aus diesem Grunde den Arbeitsbereich der Farbsensoren. So kann bei Detektoren vom Typ ni^2p nur ein Teil des in Abb. 4.26 und 4.27 dargestellten Dynamikumfangs zur Farberkennung genutzt werden. Beim Betrieb der Farbsensoren ist daher zu beachten, daß die zur Farbdetektion herangezogenen Spannungen außerhalb des Variationsbereiches der Übergangsspannung liegen. Des weiteren hat sich gezeigt, daß die spektrale Trennung bei Farbsensoren, deren Funktion auf der Verwendung von Heteroübergängen beruht, nicht ausschließlich auf Unterschiede der ni^2p -Produkte und relativen Dielektrizitätskonstanten in den verschiedenen Materialien zurückzuführen ist, sondern in nicht unwesentlichem Maße von der Anreicherung von Raumladungen abhängt, die infolge der auf die Bauelemente treffenden Beleuchtung entstehen.

4.4.4 Temperaturverhalten

Am Beispiel des ni^2p -Sensors soll im folgenden das Temperaturverhalten unipolarer Farbsensoren vorgestellt werden. Sowohl Photo- als auch Dunkelstrom wurden im Temperaturbereich oberhalb der Raumtemperatur bis etwa 70°C gemessen, wobei die entsprechenden Daten in den Abb. 4.32 und 4.33 aufgetragen sind.

Bei den Photostromkennlinien in Abb. 4.32 zeigt sich eine kontinuierliche Zunahme des gesättigten Photostromes um ca. $2\%K^{-1}$. Für dieses Verhalten können mehrere Ursachen verantwortlich gemacht werden. Zunächst ist die temperaturbedingte Abnahme des Bandabstandes zu nennen, welche in dem der Messung zugrundeliegenden Temperaturintervall bei ca. 25 meV liegt (vgl. Kap. 2.1.3) und daher den Empfindlichkeitsbereich der entsprechenden $a\text{-Si:H}$ -Bauelemente am langwelligen Ende des Spektrums um etwa 10 nm vergrößert. Ferner kann eine Erhöhung der Driftbeweglichkeiten und nt -Produkte angeführt werden, welche sich als Folge einer verstärkten thermischen Emission aus den Bandausläufern und dem daraus resultierenden Anstieg im Verhältnis von freien zu getrappten Ladungsträgern einstellt [Tied80]. Eine weitere Konsequenz der temperaturbedingten Abnahme der in den Bandausläufern getrappten Ladungsträger stellt die Veränderung des Raumladungspröfils in den i -Schichten dar. Numerische Simulationen der Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichten in einer pin -Struktur weisen bei einer Temperaturerhöhung um 50 K einen Rückgang sowohl der im Valenzbandtail getrappten Löcher- als auch der im Leitungsbandtail getrappten Elektronenkonzentration um fast eine Größenordnung aus [Stie96b]. Gleichzeitig steigen die Dichten der den Stromtransport tragenden freien Ladungsträger an [Eick95]. Mit der Reduzierung der getrappten Ladungsträger verknüpft ist eine Abnahme der Aufspaltung der Quasi-Fermi-niveaus, so daß die Rekombinationsrate sinkt und der Photostrom ansteigt [Eick94]. Die Beeinflussung des elektrischen Feldprofils durch die freien und getrappten Ladungsträger sowie die Driftlängenerhöhung führen überdies dazu, daß mit steigender Temperatur ein geringerer Sperrspannungsbetrag ausreicht, um eine komplette Extraktion der Elektron-Loch-Paare zu erzielen [Abel91a, Vane91].

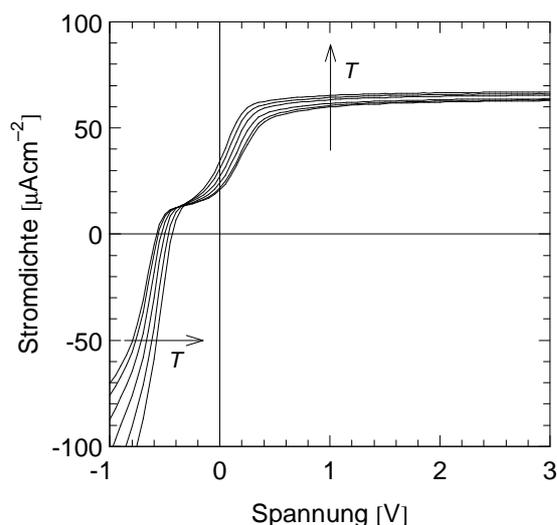


Abb. 4.32: Photostromkennlinien eines ni^2p -Farbsensors (Nr. 492) unter Weißlichtbeleuchtung (1000 lx) für folgende Temperaturen: 294, 300, 310, 320, 330, 340 K.

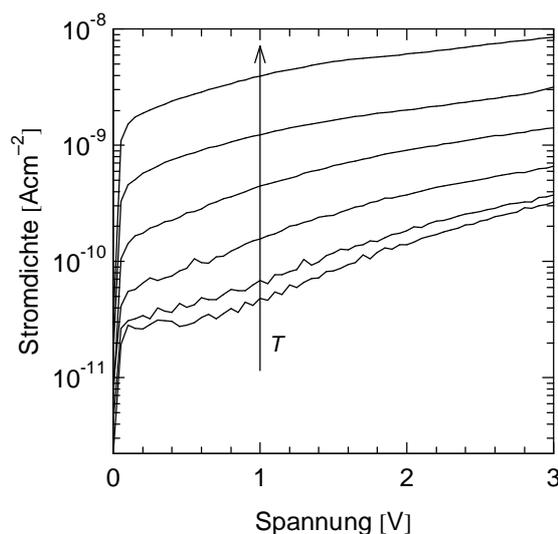


Abb. 4.33: Dunkelstromkennlinien eines ni^2p -Farbsensors (Nr. 492) für folgende Temperaturen: 294, 300, 310, 320, 330, 340 K.

Die mit Bezug auf die Funktionsweise der Heterostruktur-Farbsensoren weitreichendste Auswirkung einer Temperaturerhöhung besteht in einem allmählichen Abbau der Schulter in der Photostromkennlinie (Abb. 4.32). Die Zunahme der *nt*-Produkte sowie die Veränderung der Raumladungsprofile (speziell am Heteroübergang) haben eine schon bei geringeren Sperrspannungen und teilweise schon im Durchlaßbereich einsetzende Sammlung der in der hinteren Teilschicht generierten Ladungsträger zur Folge, so daß bei erhöhten Temperaturen je nach Lage der Übergangsspannung kein Bereich zur Detektion des Blauanteils mehr zur Verfügung steht. Dieses Verhalten ist im Hinblick auf die Wahl des zulässigen Temperaturbereiches der Farbsensoren zu berücksichtigen. Des weiteren sei ergänzt, daß das Kennlinienverhalten im Durchlaßbereich das mit den temperaturabhängigen Ladungsträgerkonzentrationen korrelierte Einsetzen des thermischen Injektionsstromes sowie die bei Solarzellen übliche Verringerung der Leerlaufspannung bei zunehmender Betriebstemperatur widerspiegelt [Carl84, Stie96b].

Der Dunkelstrom weist ebenfalls eine charakteristische Temperaturabhängigkeit auf, welche über dem der Messung zugrundeliegenden Temperaturintervall von 294 K bis 340 K eine Erhöhung um etwa zwei Größenordnungen umfaßt. Diese Zunahme entspricht einer Reduzierung der Dynamik um 40 dB. Die zur Charakterisierung des Temperaturverhaltens optischer Sensoren häufig verwendete Dunkelstrom-Verdopplungstemperatur beläuft sich auf 7 K. Die Ursache dieses Effektes liegt in thermisch angeregter Emission von Ladungsträgern aus Defekten in der Bandlücke. Die Aktivierungsenergie in Höhe von ca. 0,85 eV entspricht dem halben Bandabstand des amorphen Siliziums und belegt die Lage des Fermi-niveaus nahe der Mitte der Bandlücke in den intrinsischen Schichten.

Als Fazit kann festgehalten werden, daß Farbsensoren, welche auf der Wirkung von Heteroübergängen basieren, vergleichsweise sensitiv hinsichtlich Temperaturvariationen sind, zumal, wie oben erläutert, das Funktionsprinzip der Farbtrennung nicht nur auf der Verteilung der elektrischen Feldstärke bzw. der *nt*-Produkte beruht, sondern wesentlich auch durch Raumladungsprofile aufgrund freier und getrappter Ladungen beeinflusst wird.

4.4.5 PI^3N -Dreifarbensor

Die im Rahmen der Betrachtung unipolarer Farbsensoren bislang vorgestellten Ergebnisse bezogen sich auf Photodioden mit zweigeteilter i-Schicht, welche in der Lage sind, stationär zwei linear unabhängige Empfindlichkeitsbereiche bereitzustellen. Eine Ausweitung auf Dreifarbsensoren ist möglich, wenn eine dritte Absorptionsschicht mit deutlich unterschiedlichen Transportparametern eingefügt wird (vgl. Abb. 4.34). Da der Optimierung hochwertiger, schwach absorbierender *a*-SiC:H-Legierungen Grenzen gesetzt sind, sollte auf die Integration einer amorphen Silizium-Germanium-Legierung im hinteren Bereich des Bauelements ausgewichen werden. *a*-SiGe:H-Schichten können mit Bandabständen bis hinunter zu 1,1 eV und über mehrere Größenordnungen variablen *nt*-Produkten realisiert werden [Tsu091, Yang91, Paul93], wobei die Verringerung des *nt*-Produktes wesentlich durch eine Verbreiterung des Leitungsbandausläufers verursacht wird [Karg86, Wang93b]. Die Verwendung derartiger Schichten erlaubt ferner eine Ausweitung des Empfindlichkeitsbereichs in das nahe Infrarot [Fang92]. Alternativ dazu ist auch die Verwendung einer mikrokristallinen Siliziumschicht mit gegenüber *a*-Si:H reduziertem Bandabstand im hinteren Teil des Bauelements möglich [Stie98].

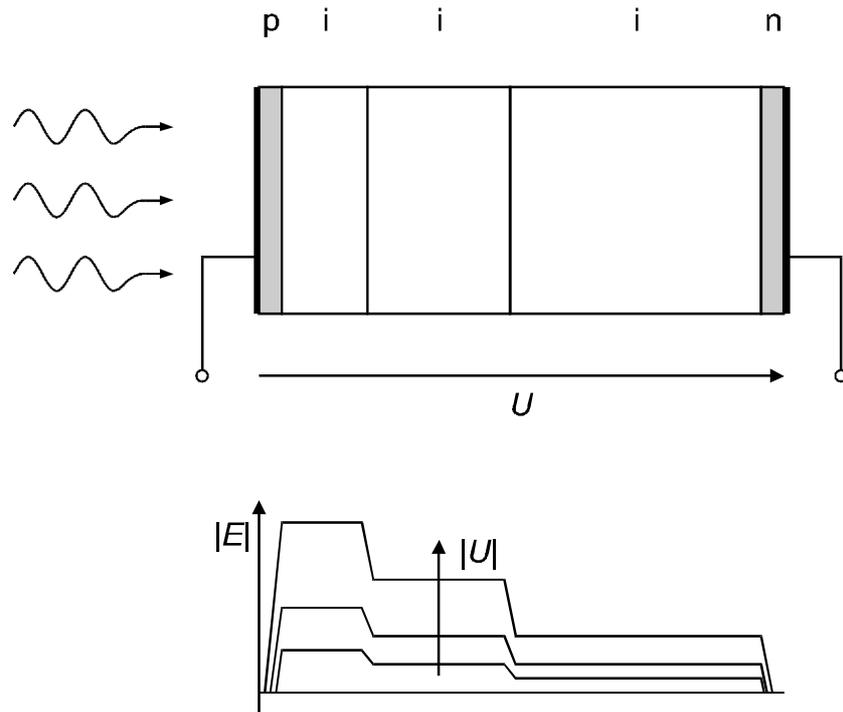


Abb. 4.34: Schematische Darstellung des Aufbaus eines pi^3n -Dreifarbensors und idealisierter elektrischer Feldverlauf.

Durch einen weiteren Ausbau der dem Autor zur Verfügung stehenden Anlagentechnik während der Entstehungszeit dieser Arbeit konnte auch die Erweiterung des unipolaren Farbsensors zum Dreifarbsensor erfolgreich demonstriert werden. Die Bereitstellung einer modular aufgebauten Clusteranlage zur PECVD-Deposition von amorphen Siliziumschichten sowie zum Sputtern transparenter und leitfähiger Kontaktschichten (TCO) ermöglichte die Realisierung von pi^3n -Schichtsystemen in einer Qualität, die bei der Synthese von Dreifarbsensoren unerlässlich ist. So erlaubt diese Depositionsanlage beispielsweise die Abscheidung von a -SiC:H-, a -Si:H- und a -SiGe:H-Schichten in jeweils eigenen Depositionskammern und die Herstellung mikrodotierter Siliziumschichten. Der Substrattransfer zwischen den einzelnen Kammern erfolgt unter Hochvakuum, so daß Kontaminationen und Beeinträchtigungen der Interfaces zwischen den Einzelschichten auf ein Mindestmaß reduziert werden. Mit Hilfe dieser Anlagenerweiterung sind Dreifarbsensoren als pi^3n -Schichtenfolgen realisiert worden. Die Bauelemente bestehen aus drei intrinsischen Schichten aus a -SiC:H-, a -Si:H- und a -SiGe:H-Material, welche zwischen p- bzw. n-dotierten Randschichten eingeschlossen sind. Die Silizium-Kohlenstoff- wie auch die Silizium-Germanium-Legierungen wurden zur Erhöhung der Schichtqualität durch die Methode der Wasserstoffverdünnung der SiH_4/CH_4 - bzw. SiH_4/GeH_4 -Gasmische deponiert, wobei die Bandabstände dieser Schichten mit 1,95 eV (a -SiC:H) und 1,6 eV (a -SiGe:H) gewählt worden sind. Zwischen den intrinsischen Schichten sind sehr dünne (< 3 nm) mikrodotierte (Dotiergaskonzentration $< 10^{-5}$) Schichten eingefügt, um das elektrische Feldprofil in der gewünschten Form einzustellen. Des weiteren konnte im Gegensatz zu den zuvor vorgestellten Sensortypen eine TCO-Schicht aus aluminiumdotiertem Zinkoxid (ZnO:Al) zur Kontaktierung des vorderen p-Kontaktes verwendet werden, welche im sichtbaren Bereich eine Transmission von ca. 85% aufweist (Schichtwiderstand etwa $15 \Omega/$), was sich günstig auf die Photosensitivität und Dynamik auswirkt.

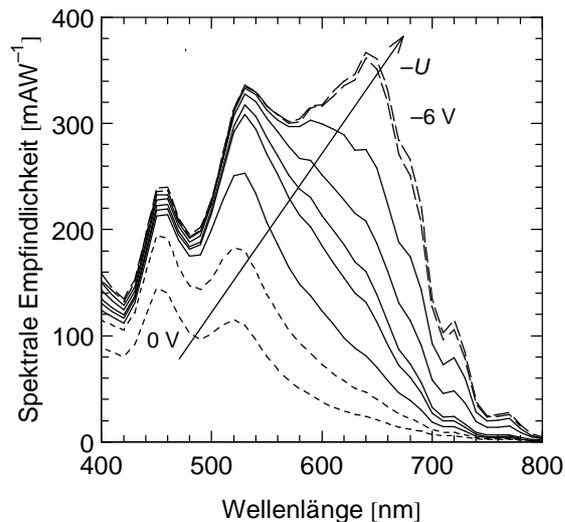


Abb. 4.35: Spannungabhängige spektrale Empfindlichkeit eines π^3n -Dreifarbsensors für folgende Betriebsspannungen: 0; -0,5; -1; -1,5; -2; -3; -4; -5; -6 V.

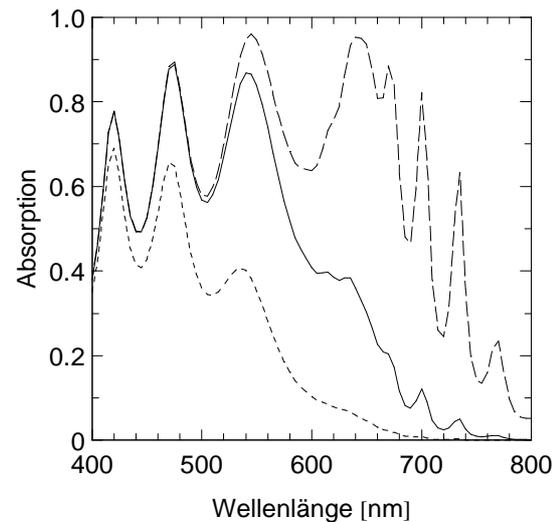


Abb. 4.36 Optische Simulation der Absorption in den i -Schichten eines π^3n -Dreifarbsensors: Vordere (—), vordere + mittlere (—), vordere + mittlere + hintere (—) i -Schicht.

Im folgenden werden die wesentlichen Eigenschaften dieser Bauelemente zusammengestellt. Abb. 4.35 zeigt die spannungsabhängigen Verläufe der spektralen Empfindlichkeit, welche sich von einer vorrangigen Blauempfindlichkeit im Kurzschlußfall (Maximum für 450 nm) mit steigender Sperrspannung zunächst nach Grün verschiebt (-1,5 V, 530 nm), bis schließlich die Dominanz der Rotempfindlichkeit (640 nm) erreicht wird und eine Sättigung bei Spannungen kleiner als -5 V eintritt. Das besondere Merkmal des Spektralverhaltens dieses Farbsensors liegt in der optimierten Farbtrennung, welche durch eine Anpassung der Interferenzen aufgrund der TCO-Schicht erzielt worden ist. Die Dicke dieser gleichzeitig als Frontkontakt dienenden Schicht ist mit ca. 780 nm so gewählt worden, daß die interferenzbedingten Absorptions-

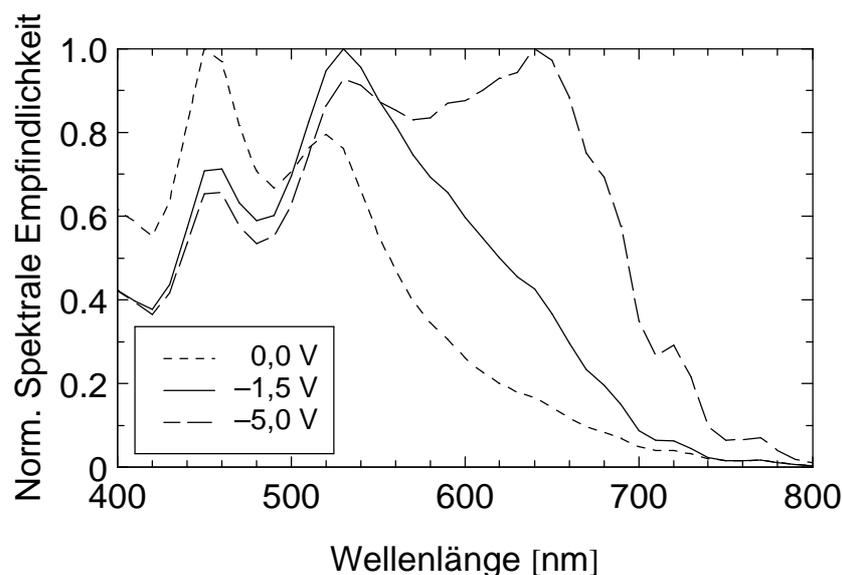


Abb. 4.37: Normierte spektrale Empfindlichkeit eines π^3n -Dreifarbsensors.

maxima im Halbleitermaterial gerade bei den Wellenlängen erreicht werden, für die bei den einzelnen Farbempfindlichkeiten ein Maximum angestrebt wird. Ein derartiges Verhalten bestätigt die optische Simulation des Schichtsystems in Abb. 4.36, deren spektrale Absorptionsverläufe hinsichtlich der Lage der Maxima recht gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt. Die Höhe der einzelnen Absorptionspeaks hingegen kann nicht direkt mit den Meßergebnissen verglichen werden, weil in den simulierten Absorptionsverläufen im Gegensatz zur spektralen Empfindlichkeit die Normierung auf die Photonenenergie nicht berücksichtigt ist. Es soll jedoch darauf hingewiesen werden, daß die Absorption in den einzelnen Schichten im Vergleich zu Strukturen mit semitransparentem Frontkontakt sehr hoch ist, was in der guten Transmission des TCO-Materials begründet ist. Die Abb. 4.37 enthält die spektralen Empfindlichkeiten nochmals in normierter Form.

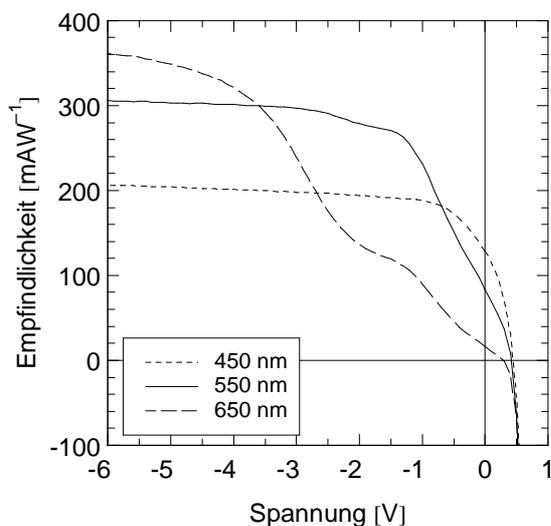


Abb. 4.38: Spannungabhängige Empfindlichkeit eines pi^3n -Dreifarbsensors unter monochromatischer Beleuchtung mit 10^{13} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

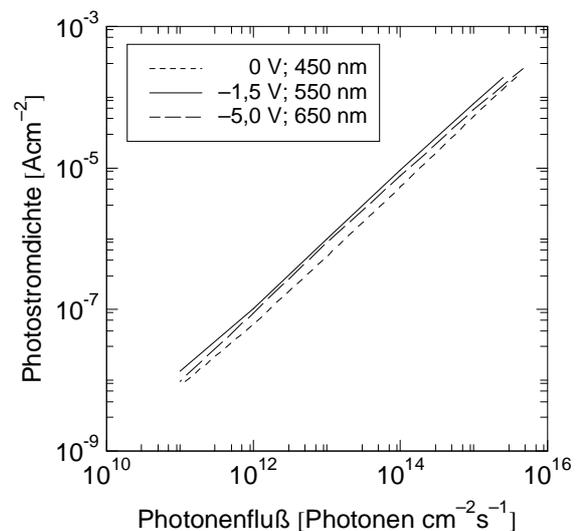


Abb. 4.39: Abhängigkeit des Photostromes von der auftreffenden monochromatischen Beleuchtungsintensität bei einem pi^3n -Dreifarbsensor.

Die spektrale Separation des pi^3n -Dreifarbsensors kommt ebenfalls in Abb. 4.38 zum Ausdruck, in der die unter monochromatischer Beleuchtung ermittelte spannungsabhängige Empfindlichkeit dargestellt ist. Es zeigt sich eine Dominanz aller drei Farbkomponenten jeweils in einem begrenzten Spannungsintervall. Dieser Farbsensortyp verfügt in Analogie zu den bislang genannten über eine Intensitätsabhängigkeit der Farbtrennung, nach der sich die Übergangsspannungen mit abnehmenden Beleuchtungspegeln um ca. 0,8 V pro Dekade der Intensität in Richtung des Leerlaufpunktes verschieben. Dennoch konnte durch Messung der spektralen Empfindlichkeit bei gleichzeitiger Beaufschlagung des Sensors mit konstantem Weißlicht²² nachgewiesen werden, daß der Dreifarbbetrieb des pi^3n -Dreifarbsensors bis hinunter zu Beleuchtungsstärken unterhalb 10 lx gewährleistet ist [Rieve00]. Abb. 4.39 belegt ferner ein lineares Verhalten des Sensors über ein großes Intensitätsintervall, wengleich die zuvor erwähnte Abhängigkeit vor allem bei niedrigen Beleuchtungsstärken zu geringfügigen Abweichungen führt. Die g -Exponenten liegen bei etwa 0,96.

²² Die Intensität des monochromatischen Lichtstrahls, der zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit verwendet wird, liegt bei dieser Meßmethode stets mindestens eine Größenordnung unter der des Weißlichtstrahls.

Hinsichtlich der Hell-Dunkel-Dynamik des Sensors konnten, wie aus Abb.4.40 und 4.41 ersichtlich ist, Werte deutlich über 100 dB erzielt werden. Die Dynamik des unipolaren Dreifarbsensors liegt damit nur geringfügig unterhalb der des n^2p -Zweifarbensors, was insofern bemerkenswert ist, als die hintere, zur Rotabsorption genutzte a -SiGe:H-Schicht einen Bandabstand von lediglich 1,6 eV und eine gegenüber einer reinen a -Si:H-Schicht erhöhte Defektdichte aufweist, woraus eine höhere thermische Generationsrate im Sperrbereich der Diode resultiert.

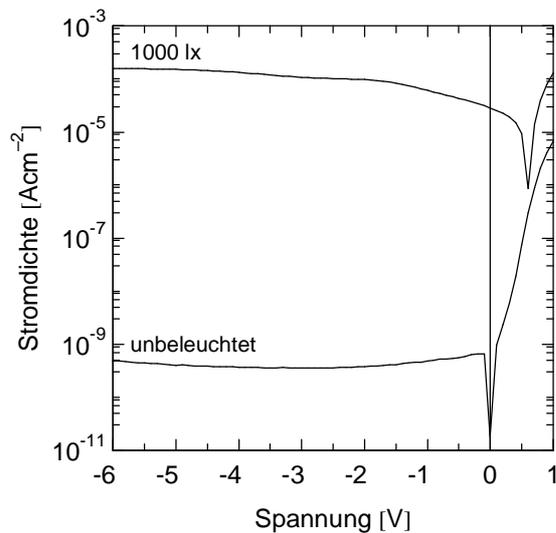


Abb. 4.40: Strom-Spannungskennlinien eines π^3n -Dreifarbensors unter Weißlichtbeleuchtung (1000 lx) bzw. im unbeleuchteten Fall.

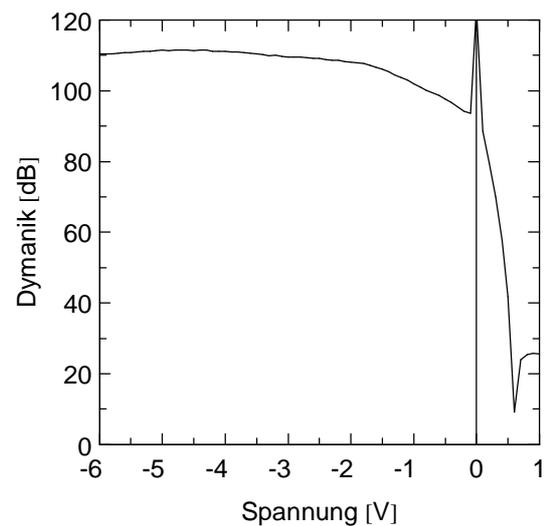


Abb. 4.41: Dynamik eines π^3n -Dreifarbensors.

Zusammenfassend soll für den Typus der unipolaren Farbsensoren folgendes festgehalten werden. Mit der erfolgreichen Realisation eines unipolaren Dreifarbsensors konnte das für diese Arbeit gesteckte Ziel erreicht werden. Dieser Sensortyp verbindet eine gute spektrale Separation mit hoher Dynamik und, wie im nächsten Kapitel erläutert wird, mit einem vergleichsweise schnellen transienten Verhalten, so daß er sich besonders für Anwendungen bei Farbbildsensoren in TFA-Technologie zur Aufzeichnung von Bewegtbildern eignet, wie an späterer Stelle noch weiter ausgeführt wird. Er ist jedoch als Heterostrukturdiode unter dem Aspekt einer reproduzierbaren Herstellung weitaus anspruchsvoller als Bauelemente, deren Funktion im wesentlichen durch dotierte Schichten bestimmt wird, besonders was die Schichtqualitäten und die Kontrollierbarkeit der Schichtübergänge angeht. Ferner ist wegen der Beschränkung auf eine Spannungs- und Stromrichtung die spektrale Trennung weniger deutlich ausgeprägt als bei antiseriellen Diodenstrukturen. Dieser Mangel kann jedoch durch eine nachträglich Korrektur der Farbsignale zum größten Teil wieder ausgeglichen werden.

4.4.6 Spezielle Bauformen

Möglichkeiten zur Weiterentwicklung der Heterostruktur-Farbsensoren werden in einer zusätzlichen, feineren Abstufung der Absorptionsschichten gesehen, mit Hilfe derer eine abhängig von der Betriebsspannung kontinuierliche Empfindlichkeitssteuerung und eine genauere spektrale Auflösung erzielt werden können. Des weiteren soll auf die Verwendung gradueller

statt der im Rahmen dieser Studie ausschließlich benutzten abrupten Übergänge zwischen den i-Schichten hingewiesen werden, die im Extremfall in einer Struktur mit einer einzigen i-Schicht resultiert, deren Bandabstand und elektrische Transportparameter kontinuierlich in Lichtausbreitungsrichtung variiert werden. Durch Veränderung der Gaszusammensetzung während der Deposition ist es beispielsweise möglich, i-Schichten mit stetig abnehmendem Bandabstand und $\mu\tau$ -Produkt zu realisieren.

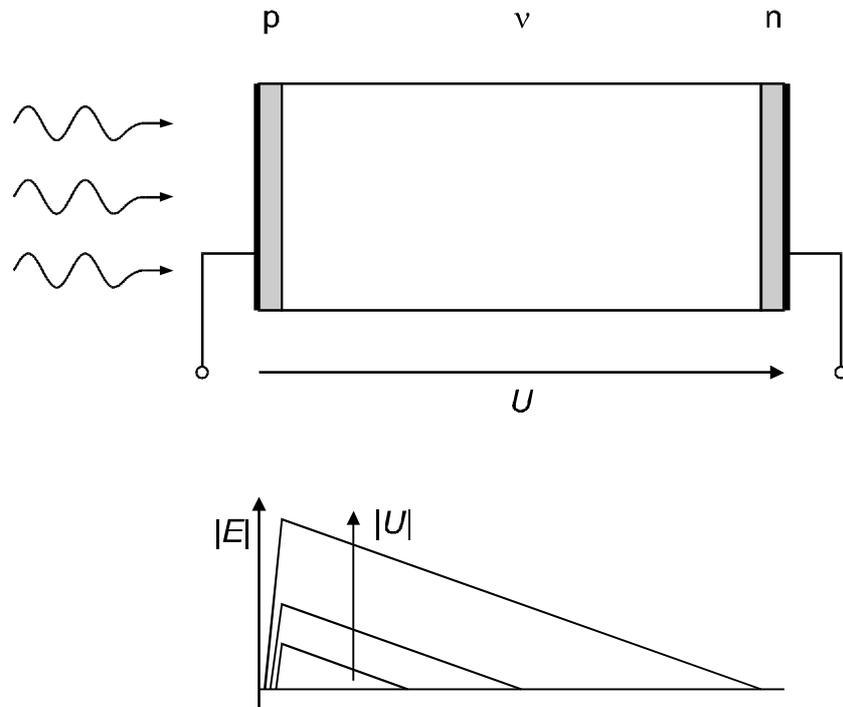


Abb. 4.42: Schematische Darstellung des Aufbaus eines pvn-Farbsensors und idealisierter elektrischer Feldverlauf.

Eine Variante dieses Farbsensortyps stellt die Nutzung von sehr schwach dotierten anstelle der intrinsischen Absorptionsschichten dar. Derartige Schichten werden üblicherweise als ν -dotiert (schwach Phosphor-dotiert) oder π -dotiert (schwach Bor-dotiert) bezeichnet. Werden solche Schichten in einem pvn- oder $n\pi p$ -Schichtstapel bei der Synthese von Photodioden verwendet, so stellt sich entsprechend der Raumladung innerhalb des ν - bzw. π -Gebietes ein inhomogenes elektrisches Feld ein, dessen Maximum im Bereich des vorderen Interface gelegen ist. In Lichtausbreitungsrichtung nimmt die Feldstärke nach Maßgabe der Dotierung ab, wie in Abb. 4.42 am Beispiel einer pvn-Struktur verdeutlicht ist. Das Anlegen einer Sperrspannung hingegen hebt das Feld an und bewirkt eine Zunahme der Driftlänge innerhalb der mikrodotierten Schicht. Dieser Effekt kann ausgenutzt werden, um eine Variation der Sammlungsregion für photogenerierte Ladungsträger und mithin eine spektrale Trennung zu erzielen. Durch eine Gradierung des Bandabstandes läßt sich auch bei dieser Struktur zusätzlich die optische Generation beeinflussen. Ansatzweise ist die beschriebene Funktion bereits bei der nip-Struktur (Nr. 505) verifiziert worden (vgl. Abb. 4.19d), wobei die Mikrodotierung in diesem Fall eine Folge der eigentlich unbeabsichtigten Verschleppung von Dotiermaterial aus der zuerst deponierten in die intrinsische Schicht ist.

Eine weitere Sonderform von Heterostruktur-Farbsensoren besteht in der Verwendung von dünnen Barrierschichten in Form von amorphem Silizium-Kohlenstoff mit hohem Bandabstand, welche zwischen benachbarte absorbierende i-Gebiete eingefügt werden. Diese Energie-

barrieren beeinflussen vorrangig den Elektronentransport im Leitungsband und können auf diese Weise eine Selektion der Ladungsträger nach ihrem Generationsort bewirken [Jiang89, Jiang90], wie in Abb. 4.43 anhand eines schematischen Bandverlaufs gezeigt ist. Findet die Generation von Elektron-Loch-Paaren vor der Barriere statt, d. h. unter stark absorbierter, kurzwelliger Bestrahlung, so werden Elektronen unter dem Einfluß des elektrischen Feldes in Richtung der n-Schicht beschleunigt und können ungehindert bis zu dieser vordringen. Hingegen müssen Elektronen, welche im hinteren Teil des Bauelements generiert werden, die Barriere passieren, um zur vorderen n-Schicht gelangen zu können. Trifft ein Elektron auf die Barriere, so ist die Größe seiner kinetischen Energie entscheidend, ob es die Energiebarriere überwinden oder ob es allenfalls durch Tunnelprozesse in die vordere i-Schicht gelangen kann. Die kinetische Energie eines Elektrons hängt wiederum von der Beschleunigung ab, die es im elektrischen Feld erfährt, und somit von der Größe der elektrischen Feldstärke. Auf diese Weise kann in Abhängigkeit von der an das Bauelement angelegten Spannung eine spektrale Trennung erzielt werden, indem bei kleinen Sperrspannungsbeträgen lediglich die im vorderen Bereich und ab einer bestimmten, durch die Höhe der Energiebarriere bestimmten Schwellenspannung auch die im hinteren Teil des Bauelements generierten Ladungsträger zum Photostrom beitragen. Eine weitere Untergliederung der i-Schicht durch mehrere Energiebarrieren resultiert in einem feiner aufgelösten Empfindlichkeitsspektrum, wobei die Lage der Barrieren innerhalb der i-Schicht sowie eventuelle zusätzliche Variationen des Bandabstandes der Absorptionsschichten die spektrale Lage der Empfindlichkeitsbereiche beeinflussen.

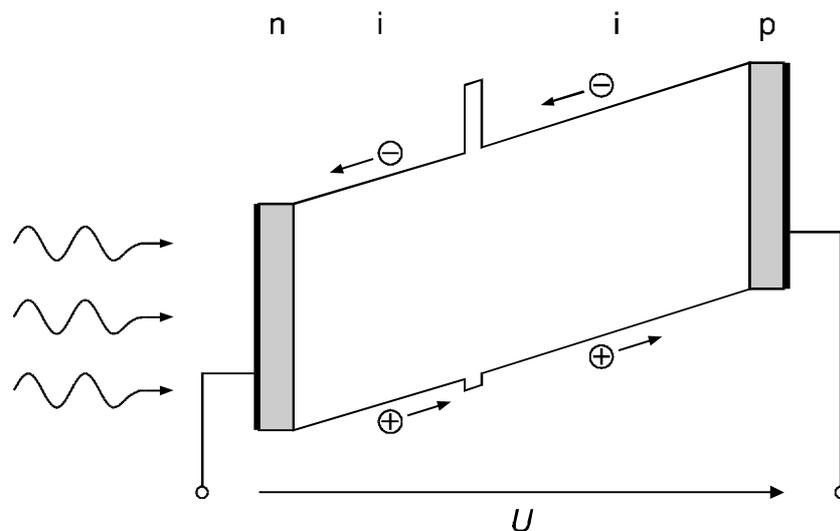


Abb. 4.43: Schematischer Bandverlauf eines ni^2p -Farbsensors mit Energiebarriere.

4.5 Mehrterminal-Farbsensoren

Den bislang vorgestellten Typen von Farbsensoren ist gemeinsam, daß sie über zwei Anschlüsse, genannt Terminals, verfügen. Die Einstellung der Farbempfindlichkeit erfolgt bei diesen Bauelementen durch Variation der angelegten Spannung, so daß zur Generation eines kompletten Farbsignals in zyklischer Reihenfolge die erforderlichen Betriebsspannungen bereitgestellt werden, um nach Abklingen der mit dem Spannungswechsel verbundenen transienten Vorgänge die sich einstellenden Photoströme auslesen zu können. Hiermit ist bereits ein

Nachteil der zeitlich sequentiellen Generation der Farbsignale bei Zweiterminal-Farbsensoren angedeutet: Um stabile Ströme zu erhalten, welche anschließend integrierend erfaßt oder als Momentanwerte ausgelesen werden, ist die Einhaltung einer Wartezeit unerlässlich, deren Dauer von der verwendeten Farbsensor-Struktur abhängt und die ferner, um an dieser Stelle den Ergebnissen von Kap. 5 vorzugreifen, nicht unwesentlich durch die Beleuchtungssituation bestimmt wird.

Aus diesem Grunde wurde eine alternative Struktur entwickelt und untersucht, welche die aus der Zweiterminal-Architektur resultierenden Nachteile überwindet und im folgenden betrachtet wird. Es handelt sich um eine Stapelung mehrerer pin-Photodioden in Form einer seriellen Verschaltung, wie sie bereits auf dem Gebiet der Photovoltaik verwendet wird, um den Wirkungsgrad von Solarzellen zu steigern und deren Stabilität zu erhöhen [Hama79, Carl91, Cata91]. Im Unterschied zu Stapel-Solarzellen oder dem in [Koike87, Hama89] vorgeschlagenen Ansatz für die Realisierung von Farbsensoren ist bei den Mehrterminal-Farbsensoren jede Einzeldiode so gestaltet, daß sie separat kontaktiert werden kann. Auf diese Weise können die Ströme, die in den einzelnen Dioden in unterschiedlicher Tiefe des Bauelements generiert werden, getrennt voneinander bestimmt werden. Da die Ströme sämtlicher Dioden gleichzeitig ausgewertet werden können, erübrigt sich das Umschalten zwischen verschiedenen Betriebsspannungen und die damit verbundenen transienten Effekte. Photodioden in Form von pin-Schichtstrukturen sind darüber hinaus als vergleichsweise schnelle Bauelemente auch in bezug auf Wechsel der Beleuchtungsintensität bekannt [Deim87, Schult96], so daß sich zusätzlich zum Verzicht auf ein zeitlich sequentielles Auslesen des Sensors eine generelle Steigerung der Auslesezyklen erzielen läßt. Diese Vorteile werden allerdings durch einen komplexeren Aufbau dieses Typs Farbsensoren und einen erhöhten herstellungstechnischen Aufwand erkauft, der einerseits durch die Vielzahl der aufzubringenden Einzelschichten und andererseits durch die Kontaktierung der Einzeldioden entsteht. Ein Prinzipschaltbild eines Vierterminal-Farbsensors bestehend aus drei Einzeldioden ist in Abb. 4.44 gegeben.

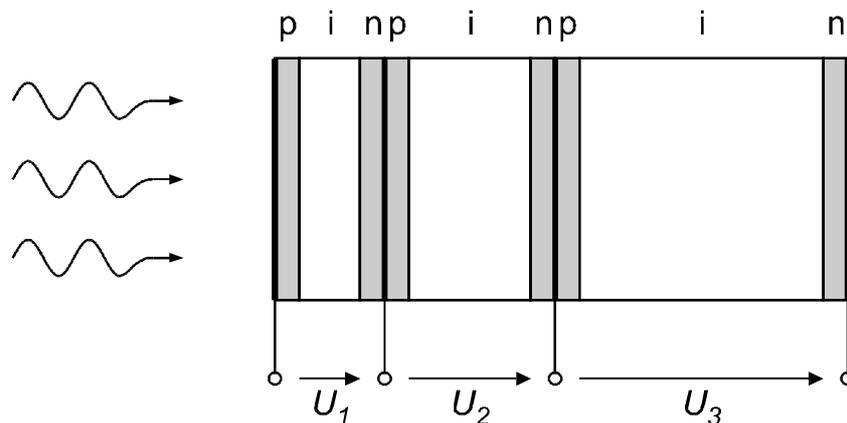


Abb. 4.44: Aufbau eines farbsensitiven Mehrterminal-Bauelements. Die einzelnen Photodioden können aus Siliziumlegierungen mit unterschiedlichen Bandabständen realisiert werden, um eine Anpassung des Generationsprofils zu erzielen.

Das Funktionsprinzip dieses Farbsensortyps ist an mehreren Bauelementen verifiziert worden, ohne jedoch eine umfangreiche Optimierung vorzunehmen. Exemplarisch sind in Abb. 4.45 die normierten Verläufe gemessener spektraler Empfindlichkeiten der drei Teildioden eines $(\text{nip})^3$ -Farbsensors dargestellt, welche jeweils unter einer Sperrspannung von 2 V ermittelt worden sind. Die Spektralantwortkurven weisen besonders im Fall der mittleren und

hinteren Diode sehr schmale Maxima bei 530 nm bzw. 630 nm auf, während die Empfindlichkeit der vorderen Diode eine vergleichsweise hohe Bandbreite um das bei 460 nm gelegene Maximum zeigt. Die absoluten Empfindlichkeiten der drei Teildioden unterscheiden sich deutlich voneinander, was im wesentlichen auf Absorptionsverluste in den zum Zweck der Kontaktierung verwendeten semitransparenten Kontaktschichten aus Aluminium zwischen den Dioden zurückzuführen ist, von denen besonders die mittlere und hintere Diode betroffen sind. Die gemessenen Spektralantworten wie auch die optische Simulation der Absorptionen in den i-Schichten der Teildioden (Abb. 4.46) lassen den Schluß zu, daß die Lage der Spektralmaxima wesentlich durch Interferenzerscheinungen beeinflusst wird, wobei die Reflexionen an den Aluminium-Kontaktschichten die Ausbildung von Interferenzen zusätzlich begünstigt.

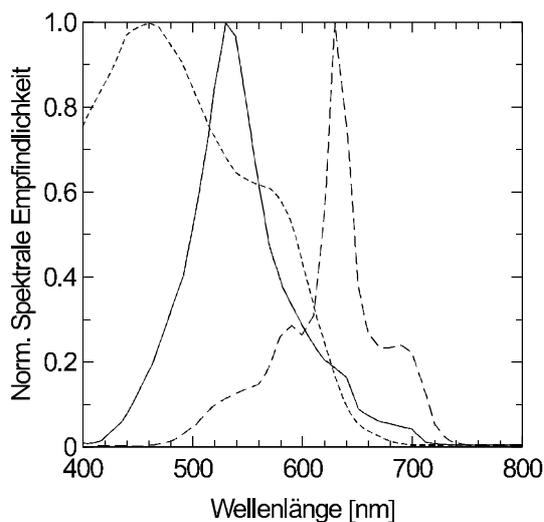


Abb. 4.45: Normierte spektrale Empfindlichkeit eines $(nip)^3$ -Farbsensors (Nr. 547/549/551): Vordere (—), mittlere (—), hintere (—) Teildiode. Die Sperrspannungen der drei Einzeldioden betragen jeweils 2 V.

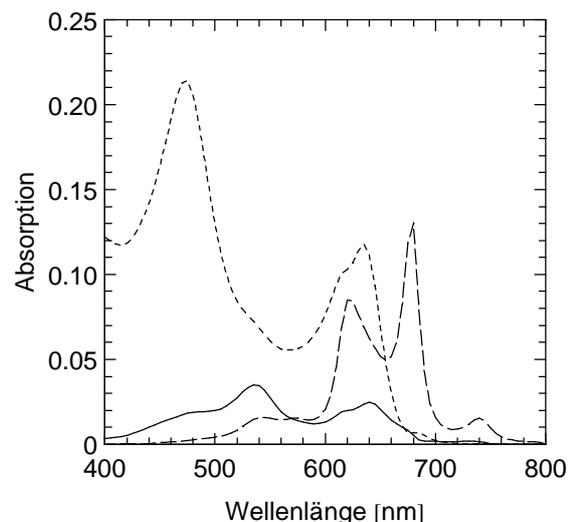


Abb. 4.46: Optische Simulation der Absorption in den i-Schichten eines $(nip)^3$ -Farbsensors (Nr. 547/549/551): Vordere (—), mittlere (—), hintere (—) i-Schicht.

In bezug auf die Dynamik spiegeln Mehrterminal-Photodioden die bei pin-Photodioden aufgrund ihrer geringen Dunkelleitfähigkeit üblicherweise gegebenen guten Eigenschaften wider. Ferner kann ein lineares Verhalten der Photoströme bezüglich der Beleuchtungsintensität über mehrere Größenordnungen nachgewiesen werden [Mauer97].

Die vorgestellten Ergebnisse hinsichtlich Mehrterminal-Farbsensoren demonstrieren die prinzipielle Realisierbarkeit dieses Farbsensor-Typs, wengleich der technologische Aufwand zu deren Herstellung deutlich den der zuvor vorgestellten Bauformen übersteigt. Darüber hinaus ist die Reproduzierbarkeit aufgrund der strukturell bedingten Anfälligkeit gegenüber Interferenzerscheinungen eingeschränkt, und es ist mit Ausbeuteproblemen infolge der zur Strukturierung unabdingbaren Unterbrechung der Vakuum-Prozessierung zu rechnen. Dennoch bieten Mehrterminal-Bauelemente speziell auch im Hinblick auf ihr schnelleres transientes Verhalten nach Lichtwechsel und aufgrund des Verzichtes auf ein Umschalten der Betriebsspannung durchaus Vorteile gegenüber Zweiterterminal-Farbsensoren.

4.6 Zusammenfassung

Im vorangehenden Kapitel wurde eine Vielzahl spannungsgesteuerter Dünnschicht-Farbsensoren erläutert und hinsichtlich ihrer stationären Eigenschaften anhand von experimentellen Ergebnissen qualifiziert. Sämtliche Sensortypen nutzen das durch die spektrale Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten bestimmte optische Generationsprofil aus und nehmen zur Farbselektion eine Anpassung von in unterschiedlicher Bauelementtiefe gelegenen Verarmungszonen an die spektrale Generationsverteilung vor. Je nach Aufbau und Funktionsweise sind die Farbsensoren in bipolare und unipolare Typen klassifiziert worden. Unter den bipolaren Farbsensoren bildet eine antiseriell verschaltete Diodenanordnung die Grundstruktur für die meisten der entsprechenden Mehrschichtsysteme. Die in diesem Zusammenhang zu nennenden Strukturen $nipin$ oder $pinip$ verfügen über zwei linear unabhängige spektrale Empfindlichkeitsbereiche, die mit Hilfe der angelegten Betriebsspannung angesteuert werden können, und sind durch eine hohe Dynamik von mehr als 125 dB gekennzeichnet. Darauf aufbauend ist eine Erweiterung auf drei oder mehr Empfindlichkeitsbereiche durch eine Driftlängenprofilierung in mindestens einer der Teildioden vorgenommen worden. Dies kann durch das Einfügen weiterer dotierter Schichten zur Unterteilung der intrinsischen Schichten erfolgen oder durch die Verwendung von Heteroübergängen mit unterschiedlichen Bandabständen und Ladungsträger-Transportparametern in angrenzenden Absorptionsschichten. Während im ersten Fall die Farbtrennung vorrangig durch das elektrische Feldprofil gesteuert wird, spielt bei Heterostruktur-Bauelementen die lokale Verteilung der nt -Produkte innerhalb der intrinsischen Schichten eine herausragende Rolle, so daß den Qualitäten der Absorptionsschichten sowie deren Übergängen eine große Bedeutung zukommt. So mußte im Zusammenhang mit der Verwendung von Silizium-Kohlenstoff-Legierungen auf das bekannte Verfahren der Wasserstoffverdünnung des Silan-Methan-Gasgemisches bei der Deposition der entsprechenden Schichten zurückgegriffen werden, um die Funktionalität von Heterostruktur-Farbsensoren zu ermöglichen. Die an den bipolaren Farbsensoren erzielten Ergebnisse belegen eine gute spektrale Trennung der drei Farbanteile Rot, Grün und Blau sowie eine hinreichende Dynamik und Linearität, wobei die erforderlichen Betriebsspannungen bei nip^2n -Strukturen im Vergleich zu den in [Rieve96, Zhu97] genannten Strukturen betragsmäßig auf 2 V gesenkt werden konnten. Eine Sonderform bipolarer Farbsensoren stellen Doppel-Schottky-Barrieren dar, bei denen die zur Extraktion photogenerierter Ladungsträger notwendigen Verarmungsgebiete durch Metall-Halbleiter-Übergänge aufgebaut werden.

Unipolare Farbsensoren machen ebenfalls von der Driftlängenprofilierung durch Heteroübergänge Gebrauch, so daß in bezug auf die erforderlichen Schichtqualitäten zu den bipolaren Heterostruktur-Farbsensoren vergleichbare Anforderungen gestellt werden. Sie bestehen aus einer Kombination mehrerer intrinsischer Schichten mit verschiedenen Bandabständen und nt -Produkten, welche zwischen zwei unterschiedlich dotierte Schichten eingeschlossen sind. Mögliche Schichtenfolgen derartiger Bauelemente sind beispielsweise n^2p , pi^3n etc.. Das unipolare Funktionsprinzip konnte sowohl an Zwei- als auch an Dreifarbsensoren demonstriert werden. Es verbindet eine gute Farbtrennung unter Ausnutzung der durch die TCO-Schicht hervorgerufenen Interferenzen mit hoher Dynamik (bis 120 dB) bei geringen Betriebsspannungen. Die erfolgreiche Verifikation eines Dreifarbsensors von Typ pi^3n kann als der eigentliche Zielpunkt der in dieser Arbeit beschriebenen Entwicklung betrachtet werden, weil mit seiner Realisation die Herstellung von bildgebenden Farbsensoren in TFA-Technologie erstmalig gelungen ist, wie gegen Ende dieser Arbeit noch erläutert wird (siehe Kap. 9).

5 Transiente Eigenschaften von a -Si:H-Farbsensoren

Gegenstand des vorangegangenen Kapitels war ausschließlich das stationäre Verhalten verschiedener Typen von Farbsensoren. Im weiteren Verlauf sollen nun die kapazitiven und transienten Eigenschaften der a -Si:H-basierten Farbsensoren in den Vordergrund treten, welche in bezug auf einen praktischen Betrieb von außerordentlicher Wichtigkeit sind. Von Interesse sind dabei im wesentlichen zwei Fragestellungen: Es handelt sich zunächst um transiente Vorgänge nach Ein-, Aus- oder Umschalten der Beleuchtung oder allgemein nach Beleuchtungswechsel, wie sie bei sämtlichen optoelektronischen Bauelementen auftreten. Darüber hinaus ergeben sich zusätzliche Besonderheiten, die ihre Ursache in der Steuerbarkeit der Farbempfindlichkeit haben. Ein üblicher Betriebsmodus eines derartigen elektrisch steuerbaren Farbsensors sieht vor, daß zeitlich nacheinander die verschiedenen Betriebsspannungen des Sensors angelegt und mithin die unterschiedlichen Spektralempfindlichkeiten eingestellt werden. Die sich jeweils ergebenden Photoströme können anschließend beispielsweise integriert oder als Momentanwerte ausgelesen werden. Auf diese Weise wird zeitlich sequentiell ein RGB-Signal erzeugt. In diesem Zusammenhang sind die transienten Vorgänge nach Spannungsumschaltung ebenfalls von großer Bedeutung, da sie gegebenenfalls vor der Auswertung der Signale einzuhaltende Wartezeiten verursachen, um einen stationären Photostrom sicherzustellen und Farbverfälschungen zu vermeiden. Bevor konkret auf experimentell ermittelte Daten des transienten Verhaltens von Farbsensoren eingegangen wird, sollen zunächst einige der grundlegenden Zusammenhänge beleuchtet werden, wobei auf zahlreiche publizierte Ergebnisse zurückgegriffen werden kann, die sich in der Mehrzahl auf pin-Diodenstrukturen beziehen.

Im Hinblick auf die transienten Eigenschaften von Bauelementen auf der Basis amorphen Siliziums kommt in besonderer Weise die Zustandsdichteverteilung in der Bandlücke zum Tragen, bestimmt sie doch wesentlich den Einfang von Ladungsträgern aus freien Bandzuständen in Haftstellen (Traps) und deren Emission in die Bänder. Eine häufige Beobachtung bei a -Si:H-Photodioden (z. B. pin- oder Schottkydioden) besteht darin, daß nach Einschalten der Beleuchtung der Photostrom nicht unmittelbar auf seinen stationären Wert ansteigt, sondern eine endliche Anstiegsflanke aufweist, die sich je nach Betriebszustand über wenige μ s bis in den Sekundenbereich erstrecken kann. Dieses Verhalten ist darauf zurückzuführen, daß photoelektrisch erzeugte Ladungsträger nach Einschalten der Beleuchtung zuerst freie Zustände in den Bandausläufern und in tiefen Defekten besetzen und infolgedessen für den Photostrom verlorengehen. Nach Ausschalten der Beleuchtung werden diese Ladungsträger durch thermische Emission wieder an die Bänder abgegeben, wo sie im elektrischen Feld beschleunigt werden und den Photostrom für eine gewisse Zeit aufrechterhalten. Die durch Integration der Anstiegs- und Abschalttransienten bestimmbare Ladung erweist sich in beiden Fällen als gleich [Wiec87] und kann mit der in Tail- und Defektzuständen getrappten Ladung identifiziert werden. Ihre Höhe nimmt mit steigender Intensität und Dauer der Beleuchtung zu und kann bis zum Erreichen einer Sättigung, welche durch die Dichte zur Verfügung stehender Defektzustände bestimmt ist, als nahezu proportional zur Höhe der insgesamt generierten Ladung angesehen werden [Wiec91].

Im Rahmen einer Beschreibung dieses Effektes,²³ die auf das sog. Multiple-Trapping-Modell [Tied80] zurückgeht, kann die Elektronen-Tappingrate $r_t(W_t)$ für Zustände auf dem

²³ Die folgenden Betrachtungen sind exemplarisch für Elektronen durchgeführt; analoge Überlegungen gelten für Löcher.

Energieniveau W_t mit der Konzentration unbesetzter Zustände auf diesem Niveau und der Dichte freier Elektronen n verknüpft werden [Wiec91]:

$$r_t(W_t) = \mathbf{n}_0 \frac{n}{N_L} N_t(W_t) (1 - f(W_t)), \quad (5.1)$$

wobei N_L die effektive Zustandsdichte an der Leitungsbandkante darstellt. $N_t(W_t)$ repräsentiert die Dichte und $f(W_t)$ die Besetzungsfunktion von Defektzuständen am Energieniveau W_t . $\mathbf{n}_0 \approx 10^{11}$ bis 10^{13} s^{-1} wird als sog. Attempt-to-Escape-Frequenz bezeichnet [Yan95]. Eine Verschiebung des Defekt-Quasi-Ferminiveaus zieht demzufolge eine Umbesetzung der Trapzustände nach sich, welche im Falle einer Erhöhung der Beleuchtungsintensität durch den Einfang von Ladungsträgern aus den Bändern gespeist wird, die dadurch für den Stromtransport verlorengehen.

Umgekehrt wird die Emission von Elektronen aus einem besetzten Energieniveau W_t in der Bandlücke, ausgedrückt durch die Emissionsrate $r_e(W_t)$, durch folgende Gleichung beschrieben [Wiec91]:

$$r_e(W_t) = \mathbf{n}_0 e^{-\frac{W_L - W_t}{kT}} N_t(W_t) f(W_t). \quad (5.2)$$

Der zeitliche Verlauf $t(W_t)$ der Emission wird durch eine Beziehung der Form

$$t(W_t) = \mathbf{n}_0^{-1} e^{\frac{W_L - W_t}{kT}} \quad (5.3)$$

wiedergegeben, wodurch eine Korrelation zwischen der energetischen Lage von Trapzuständen in der Bandlücke und der mittleren Zeit bis zur Emission der darin getrappten Ladungsträger hergestellt wird. Es handelt sich um einen thermisch aktivierten Emissionsprozeß, bei dem zunächst leitungsbandnahe Traps entleert werden, während tiefer in der Bandlücke liegende Zustände entsprechend länger besetzt bleiben. Die Dauer der Emission aus tiefen Traps kann bis in die Größenordnung von 1000 s reichen [Street93b, Wiec95]. Während der Emission verschiebt sich das Defekt-Quasi-Ferminiveau der Elektronen in Richtung der Bandmitte. Die an die Bänder emittierten Ladungsträger bewegen sich infolge des elektrischen Feldes in einer pin-Diode zu den dotierten Gebieten und erzeugen nach Abschalten der Beleuchtung einen abklingenden Stromfluß. Der Abklingvorgang ist maßgeblich von der Ladungsträger-Driftlänge und damit von der Höhe der an der Diode anliegenden Sperrspannung abhängig. Bei hinreichend hohen Feldstärkebeträgen nimmt der Photostrom in der Regel sehr schnell ab, während im Kurzschlußfall oder für geringe Sperrspannungen eine Verlängerung der Transienten beobachtbar ist [Wiec87].

Wie aus den Beziehungen (5.2) und (5.3) hervorgeht, liegt eine signifikante Abhängigkeit der Transienten von der Temperatur vor. Des weiteren spielt nach den Gleichungen (5.1) und (5.2) die Dichte der besetzbaren Zustände eine entscheidende Rolle, so daß auch Tailsteigung und Defektdichte einen Einfluß auf die Dauer der Transienten besitzen. In diesem Zusammenhang ist auf das Phänomen der Degradation zu verweisen, durch welche die Defektdichte erhöht und das Abklingen des Photostromes nach Beendigung der Beleuchtung um bis zu einer Dekade verlangsamt wird [Wiec95].

Beim Einschalten der Beleuchtung erfolgt die Füllung der Trapzustände mit photoerzeugten Ladungsträgern entsprechend der Verschiebung der Defekt-Quasi-Ferminiveaus,

deren Aufspaltung an die absorbierte Strahlungsintensität gekoppelt ist. Die Position der Defekt-Quasi-Ferminiveaus innerhalb der Bandlücke legt fest, bis zu welchen Energieniveaus Ladungsträger getrappt werden. In Verbindung mit deren Abständen zu den Bändern wird der zeitliche Verlauf der anschließenden Abschalttransienten bestimmt (Gleichung (5.3)), so daß bei hohen Beleuchtungsintensitäten im allgemeinen zunächst ein schnelleres Abklingverhalten zu beobachten ist als bei geringer Aufspaltung der Defekt-Quasi-Ferminiveaus [Wiec95].

Eine große Bedeutung im Hinblick auf das transiente Verhalten kommt der Art und der Betriebsweise der Bauelemente zu. Beispielsweise führt die Lage des Ferminiveaus innerhalb einer Bauelementstruktur in der Regel zu einer räumlich inhomogenen Verteilung der Trapp-Zustände, die bei intrinsischen Schichten in der Nähe von dotierten Gebieten eine erhöhte Dichte an geladenen Traps zur Folge hat derart, daß in der Nähe von n-Schichten negativ geladene Zustände unterhalb der Bandmitte überwiegen, welche als Haftstellen für Löcher wirken, wohingegen in der Umgebung von p-Schichten positiv geladene Zustände oberhalb der Bandmitte in einer erhöhten Trapping-Wahrscheinlichkeit für Elektronen resultieren [Street83a, Spear85, Brügg92]. Aufgrund dessen sind die getrappten Ladungsträger vorrangig in der Umgebung der dotierten Schichten konzentriert. Die jeweils dominanten geladenen Zustandsdichten beeinflussen überdies den elektrischen Feldverlauf, was wiederum Auswirkungen auf die Trapping- und Rekombinationsraten in Regionen mit niedriger Feldstärke hat. Des weiteren sind auch die Beleuchtungsrichtung der Bauelemente und die Eindringtiefe des Lichtes, d. h. das Generationsprofil zu berücksichtigen [Brüg93a, Wiec95], denen zufolge in Verbindung mit der inhomogenen räumlichen Verteilung der Traps entweder Elektronen oder Löcher einen höheren Beitrag zum transienten Stromfluß nach Abschalten der Beleuchtung liefern. Wegen des im Vergleich zum Leitungsband flacheren Valenzbandtails sind die durch getrappte Löcher verursachten transienten Vorgänge in der Regel deutlich langsamer als die von Elektronen bestimmten Vorgänge [Brüg93a].

Der Vollständigkeit wegen soll nicht unerwähnt bleiben, daß im stationären Fall bei konstanter Beleuchtung Trapping und Emission von Ladungsträgern gleichzeitig stattfinden. Die entsprechenden Raten halten sich in diesem Fall die Waage, so daß ein quasi stationäres Gleichgewicht vorliegt.

Diese einführenden Betrachtungen machen deutlich, daß die transienten Eigenschaften von *a*-Si:H-Bauelementen noch stärker als die stationären durch eine Vielzahl von Abhängigkeiten von den Materialparametern gekennzeichnet sind, aus denen ein hohes Maß an Komplexität resultiert, insbesondere wenn von einfachen Diodenstrukturen zu Mehrschichtsystemen (z. B. nipin) oder Heterostrukturen (z. B. p^3n) übergegangen wird. Der begrenzte Rahmen dieser Arbeit verbietet es, auf sämtliche Einzelheiten detailliert einzugehen, so daß lediglich die wesentlichen Einflußgrößen und Abhängigkeiten dargelegt werden sollen. Hinsichtlich der transienten Eigenschaften zeigen sich signifikante Unterschiede zwischen bipolar und unipolar arbeitenden Farbsensoren, so daß dementsprechend im folgenden eine Aufteilung nach Aufbau und Funktionsprinzip der Sensoren vorgenommen wird.

5.1 Bipolare Farbsensoren

Bipolare Farbsensoren können, wie bereits im Kap. 4 ausgeführt worden ist, hinsichtlich ihrer photoelektrischen Eigenschaften in einer ersten Näherung als antiserielle Anordnung zweier pin-Dioden angesehen werden, von denen jeweils die in Sperrichtung betriebene Teildiode die Empfindlichkeit des Bauelements bestimmt. Dreifarbsensoren mit bipolarer Funktion können durch Unterteilung einer der beiden Teildioden als nipin-Schichtenfolgen oder durch die

Verwendung von Heterostrukturen (z. B. nipi^2n) realisiert werden. Das kapazitive Verhalten derartiger bipolarer Farbsensoren wird im wesentlichen durch die in Sperrichtung betriebene Teildiode dominiert, während die in Durchlaßrichtung gepolte als nahezu kurzgeschlossen angesehen werden kann. Die dadurch gegebene Funktionsweise kann durch Messungen der spannungsabhängigen Kapazität verifiziert werden, die in Abb. 5.1 exemplarisch für Dreifarbsensoren der Typen nipin und nipi^2n dargestellt sind. Die Kapazitätsmessungen sind unter Verwendung eines LCR-Meters, welches die Kapazität aus der Betrags- und Phasenbeziehung des Detektorstromes bei einer einer Gleichspannung überlagerten sinusförmigen Anregung bestimmt, für Frequenzen im Bereich von 1 kHz bis 100 kHz im unbeleuchteten Fall sowie für Weißlichtbeleuchtung durchgeführt worden.

Die dynamischen Detektorkapazitäten zeigen unter Beleuchtung bei niedrigen Frequenzen (1 kHz) ein charakteristisches Verhalten, das mit der elektrischen Feldverteilung der Bauelemente korreliert. Für positive Spannungen ist die vordere Diode in Sperrichtung betrieben und mithin an freien Ladungsträgern verarmt, so daß sich die Gesamtkapazität der Struktur durch die geometrische Kapazität der vorderen Diode annähern läßt. Unter Berücksichtigung der Schichtdicken und der relativen Dielektrizitätszahlen, welche ca. 11,5 im Falle reiner amorpher Siliziumschichten und etwa 8 für $a\text{-SiC:H}$ -Schichten betragen (vgl. Kap. 3.1.2), kann für die Kapazität dieser Teildiode im Falle der nipin -Schichtenfolge ein Wert von ca. 59 nFcm^{-2} berechnet werden, der sich in recht guter Übereinstimmung mit dem gemessenen, nahezu konstanten Verlauf bei positiver Spannung befindet. Im negativen Spannungsbereich korreliert der Kapazitätsverlauf mit dem Feldprofil in der in Sperrichtung betriebenen hinteren Diode. Hierbei deutet der Rückgang der Kapazität im Spannungsintervall von -5 V bis -7 V im Falle des nipin -Farbsensors (Abb. 5.1a) bzw. von -1 V bis -2 V beim nipi^2n -Farbsensor (Abb. 5.1b) die in den hinteren Teil der hinteren Diode fortschreitende Verarmung an, welche durch den Anstieg der elektrischen Feldstärke verursacht wird und die spektrale Grün-Rot-Farbtrennung bewirkt. Auch in diesem Fall stimmen die gemessenen Verläufe mit den erwarteten Werten tendenziell überein, welche mit ca. 35 nFcm^{-2} bei ausschließlicher Berücksichtigung des vorderen Teils der hinteren Diode bzw. 16 nFcm^{-2} bei komplett verarmter hinterer Diode (am Beispiel nipin) bestimmt werden können.

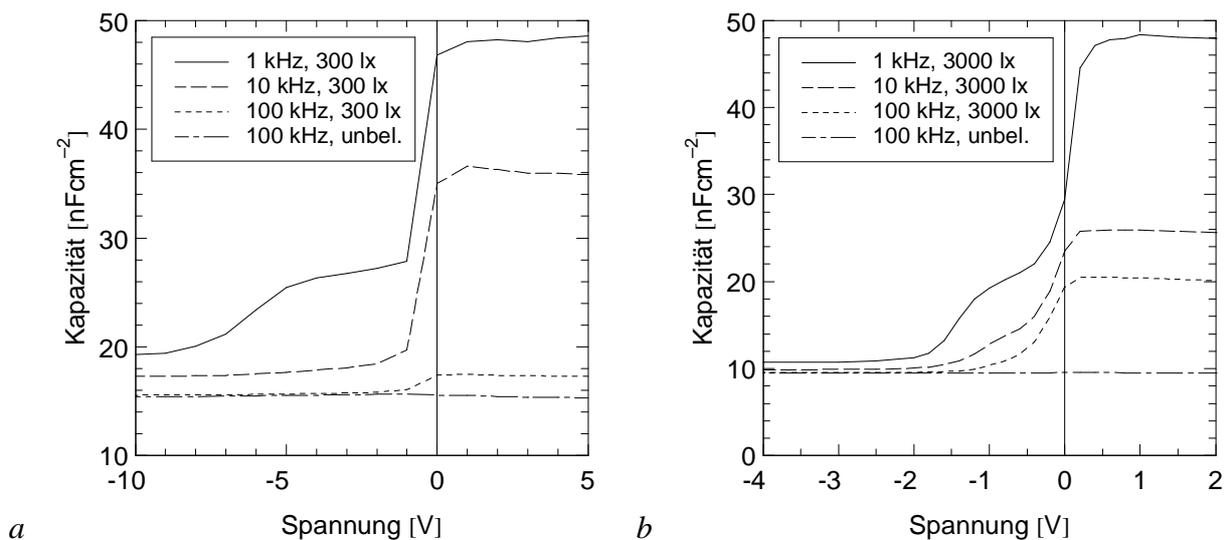


Abb. 5.1: Spannungs- und frequenzabhängige Kapazität (a) eines nipin -Dreifarbensors (Nr. 350), (b) eines nipi^2n -Dreifarbensors (Nr. 526) unter Weißlichtbeleuchtung bzw. im unbeleuchteten Zustand.

Die Spannungsabhängigkeit der Detektorkapazität spiegelt mithin die Funktionsweise der Farbsensoren wider. Mit steigender Frequenz der zur Kapazitätsmessung verwendeten sinusförmigen Anregung ist ein Rückgang dieser Spannungsabhängigkeit festzustellen, bis im Falle des nipinin-Farbsensors (Abb. 5.1a) ab einer Frequenz von 100 kHz eine weitgehende Annäherung an den im unbeleuchteten Zustand meßbaren Verlauf festgestellt werden kann. Zunächst verschwindet bei 10 kHz, verbunden mit einem globalen Rückgang der Kapazität, die Unterscheidung im negativen Spannungsbereich, was ein Ausbleiben der Grün-Rot-Separation andeutet. Für höhere Frequenzen können die photogenerierten Ladungsträger dem Anregungssignal nicht mehr folgen, so daß die Kapazität gegen den Wert der durch die beiden dotierten Randschichten bestimmten geometrischen Kapazität des Bauelements konvergiert. Der nipi²n-Dreifarbensor weist eine ähnliche Tendenz auf, wenngleich in diesem Fall, bedingt durch die um eine Größenordnung intensivere Bestrahlung, sowohl die Angleichung im negativen Spannungsbereich als auch die Annäherung an die Dunkelkapazität weniger deutlich ausgeprägt sind. Aus der Betrachtung der Frequenz- und Spannungsabhängigkeit der Kapazität läßt sich mithin eine Grenzfrequenz für den sinnvollen Betrieb eines Farbsensors ablesen, wobei auch hier eine Beeinflussung der Farbempfindlichkeit durch die Intensität der Beleuchtung ausgemacht werden kann, wie sie bereits anhand der stationären Kenndaten erläutert worden ist (vgl. Kap. 4.4.3).

Im unbeleuchteten Zustand ergibt sich eine nahezu konstante, d. h. spannungsunabhängige Kapazität, die darüber hinaus einer sehr geringen Frequenzabhängigkeit unterliegt und damit dem für einfache pin-Dioden gemessenen Verhalten entspricht [Schult96]. Die Werte stimmen auch in diesem Fall gut mit den geometrischen Kapazitäten der kompletten Strukturen überein, welche als Reihenschaltung der Teilkapazitäten der einzelnen Dioden aufgefaßt werden können (nipinin: 13 nFcm⁻², nipi²n: 9 nFcm⁻²).

Zum Zweck der weiteren Untersuchung der transienten Eigenschaften von Farbsensoren sind über die Kapazitätsmessungen hinausgehend eine Reihe von Schaltexperimenten sowohl bei gepulster Beleuchtung als auch bei Spannungswechsel durchgeführt worden, von denen eine geringe Auswahl im folgenden zusammengestellt ist, um die wesentlichen Abhängigkeiten aufzuzeigen. Die Messung der Photostromtransienten nach Ein- und Ausschalten der Beleuchtung wurde unter Verwendung einer gepulsten Lumineszenzdiode (LED) vorgenommen, deren spektrale Verteilung mit einem breitbandigen Emissionsmaximum um 565 nm eine „weiße“ Beleuchtung simuliert. Die Anstiegs- und Abfallzeiten der LED liegen deutlich unter 1 µs und beeinflussen damit nicht den zur Messung herangezogenen Zeitbereich (> 1 µs). Die Mehrzahl der Messungen wurde bei einer Pulsfrequenz von ca. 6 Hz und einem Puls/Pausen-Verhältnis von 1:1 durchgeführt, um sicherzustellen, daß während der Dauer der Pulse (ca. 0,08 s) weitgehend stationäre Zustände in den Bauelementen erreicht werden.²⁴ Die Aufzeichnung des Photostromes erfolgte unter Zuhilfenahme eines Transimpedanzwandlers mit einer Verstärkung von 5·10⁵ VA⁻¹ und einer Grenzfrequenz von 4 MHz bei einem Eingangswiderstand in Höhe von 500 Ω auf einem digitalen Speicheroszilloskop. Zur Messung der Spannungs-Schalttransienten wurden die Farbsensoren mit rechteckförmigen Spannungspulsen beaufschlagt, deren Werte sich nach den für die Farbempfindlichkeiten relevanten Betriebsspannungen der Sensoren richten. Die hierbei verwendete Weißlichtbeleuchtung erfolgte mittels einer stabilisierten Wolfram-Halogen-Lichtquelle. Zur Umwandlung des Stromes wurde in diesem Fall ein Meßwiderstand (10 kΩ) eingesetzt. Auch für die Messung der Spannungs-Schalttransienten wurde eine Meßfrequenz in Höhe von 6 Hz gewählt. Bei der Messung sowohl der Photostromtransienten als auch der Spannungs-Schalttransienten wurde durch das Digital-Speicher-Oszilloskop eine Mittelung der Verläufe zur

²⁴ Kurze Beleuchtungspulse, bei denen keine stationären Zustände innerhalb der Bauelemente erreicht werden, haben in der Regel abweichende transiente Stromverläufe zur Folge [Wiec91, Zhu97].

Unterdrückung des Rauschens durchgeführt. Die im folgenden aufgeführten Messungen, welche sich in der Regel über einen Zeitbereich im Umfang mehrerer Größenordnungen erstrecken, sind aus mehreren Einzelmessungen zusammengesetzt, da die zeitliche Auflösung des Digital-Speicher-Oszilloskops infolge der linearen Zeitskalierung auf eine Größenordnung begrenzt ist.

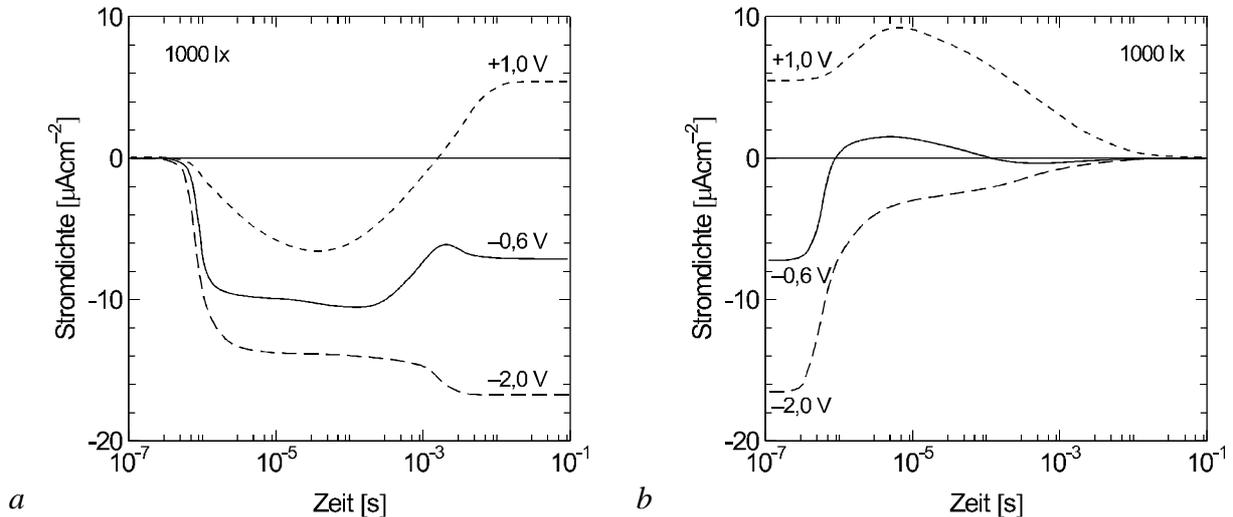


Abb. 5.2: Photostromtransienten eines $nipi^2n$ -Dreifarbensors (Nr. 526) unter Beleuchtung mit 1000 lx.

In Abb. 5.2a, b sind die Photostromtransienten nach Ein- und Ausschalten einer Beleuchtung von 1000 lx am Beispiel eines $nipi^2n$ -Dreifarbensors für die verschiedenen Betriebsspannungen dargestellt. Es zeigt sich beim Einschaltvorgang zunächst ein steiler Anstieg des Photostromes im Zeitbereich weniger μs , welcher gefolgt wird von einem Plateau, das sich bis etwa 1 ms erstreckt. Danach vollzieht sich schließlich der Übergang auf die stationären Photoströme, welche sich mit den anhand der Strom-Spannungskennlinien ermittelten Werten decken. Auffällig ist in diesem Zusammenhang vor allem die Höhe der quasi-stationären Plateaus im Vergleich zu den entsprechenden Endwerten. Im Falle der der Grünempfindlichkeit zugeordneten Spannung $-0,6\text{ V}$ ist der quasi-stationäre Zwischenwert betragsmäßig größer als der Endwert, während bei eingestellter Rotempfindlichkeit ($-2,0\text{ V}$) die Verhältnisse umgekehrt sind. Die Ursache für dieses Verhalten ist im Ladungsträger-Trapping in der hinteren Diode und am Heteroübergang zwischen den beiden i -Schichten zu sehen, welche bereits in Kap. 4.4.3 als Grund für die Intensitätsabhängigkeit der Farbtrennung identifiziert worden ist. Unmittelbar nach dem Einschalten des Lichtes erstreckt sich wie im Falle schwacher oder fehlender Beleuchtung das elektrische Feld über die komplette hintere Diode, so daß Ladungsträger aus der kompletten zweigeteilten i -Schicht extrahiert werden können. Mit fortschreitender Zeit werden nun Löcher an der p -Schicht, am Heteroübergang sowie innerhalb der gesamten hinteren Diode von Haftstellen eingefangen, so daß sich die elektrische Feldstärke bei moderater negativer Spannung vor allem in der hinteren Teilschicht der hinteren Diode reduziert (vgl. Abb. 5.3). Als Folge hiervon werden Elektron-Loch-Paare dort nicht mehr effizient getrennt, was einen betragsmäßigen Rückgang des Photostromes verursacht, wie er für $-0,6\text{ V}$ beobachtet wird. Der höhere stationäre Photostrom bei eingestellter Rotempfindlichkeit ($-2,0\text{ V}$) ist darauf zurückzuführen, daß in diesem Fall die Feldstärke in der hinteren Teilschicht auch nach dem Feldabbau bei gefüllten Traps aufgrund der von außen angelegten Spannung hinreichend hoch ist, um signifikante Rekombinationsverluste zu verhindern.

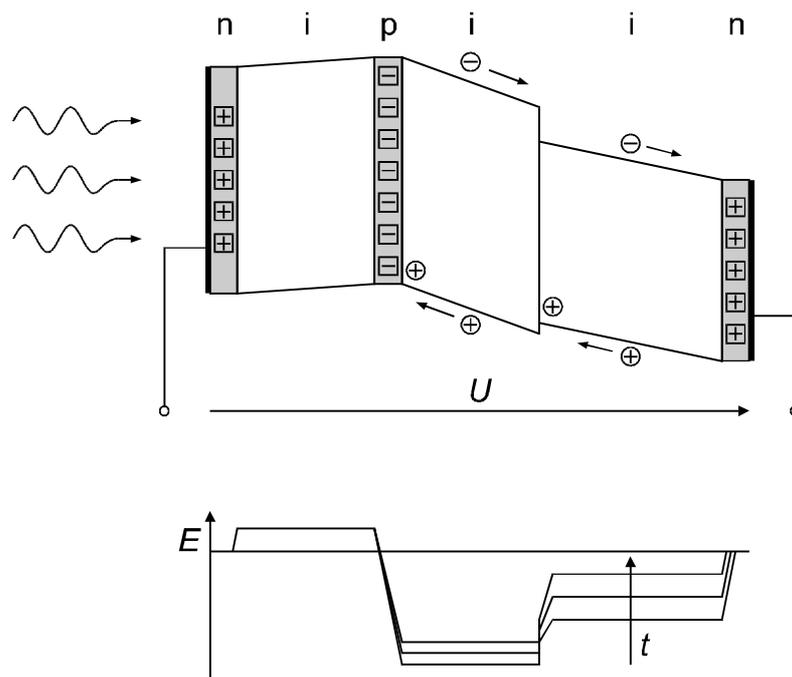


Abb. 5.3: Schematischer Bandverlauf und elektrisches Feldprofil für einen $nipi^2n$ -Dreifarbensor bei moderater negativer Spannung (Grünempfindlichkeit) nach Einschalten der Beleuchtung. Mit fortschreitender Zeit akkumulieren sich vorrangig an der p-Schicht und am Heteroübergang getrappte Ladungsträger, welche die elektrische Feldstärke in den hinteren i-Schichten herabsetzen und die Sammlung der Ladungsträger begrenzen.

Bei positiver Spannung ist unmittelbar nach dem Einschalten ein negativ anwachsender Strom festzustellen, der nach ca. 30 μs wieder abnimmt und nach etwa 1 ms seine Richtung wechselt, um seinem (positiven) Endwert zuzustreben. Dieser zwischenzeitlich beobachtete Stromfluß entgegen der stationären Photostromrichtung kann durch eine vorüber gehende Ladungsträgersammlung in der hinteren Diode erklärt werden, welche zunächst über ein ausreichendes Restfeld verfügt, das sich auch unter positiver Spannungsbeaufschlagung über Teile der hinteren Diode erstreckt, wie sich aus numerischen Simulationen ableiten läßt [Stie95a]. Dort photogenerierte Ladungsträger können mithin getrennt und beschleunigt werden und überkompensieren als negativer Anteil den Photostrom der vorderen Diode, zumal, wie dies in der konkreten Beleuchtungssituation der Fall ist, der Schwerpunkt der Generationsrate im Bereich der hinteren Diode liegt. Infolge des bereits zuvor beschriebenen Auffüllens der Löcher-Traps im Bereich der p-Schicht wird das Restfeld in der hinteren Diode soweit abgebaut, daß der primäre Photostrom in der hinteren Teildiode zum Erliegen kommt und schließlich die Ladungsträgersammlung in der vorderen Diode dominiert.

Bei den Abschalt-Transienten (Abb. 5.2b) vollzieht sich bei negativen Spannungen zunächst eine deutliche Abnahme des Stromes im Zeitbereich um 1 μs , worauf ein plateau-ähnlicher Verlauf folgt, der sich bis ca. 0,1 ms erstreckt. Bemerkenswert ist ein zweimaliger Wechsel der Stromrichtung bei $-0,6\text{ V}$. Im Falle der Blauempfindlichkeit ($+1,0\text{ V}$) ist auf eine Überhöhung des Stromes zu verweisen, die von einem sehr langsamen Abfall gefolgt wird. Für ein derartiges Verhalten bietet sich folgende Erklärung an: Bei der Betrachtung des Einschaltvorganges wurde bereits darauf hingewiesen, daß dem Einfang von Löchern im Bereich der hinteren Diode eine entscheidende Rolle zukommt. Nach dem Ausschalten der Beleuchtung werden diese Ladungsträger wieder an die Bänder abgegeben, was eine verzögerte Abnahme des Stromes erklärt, wie sie beispielsweise für $-2,0\text{ V}$ beobachtbar ist. Im Falle von

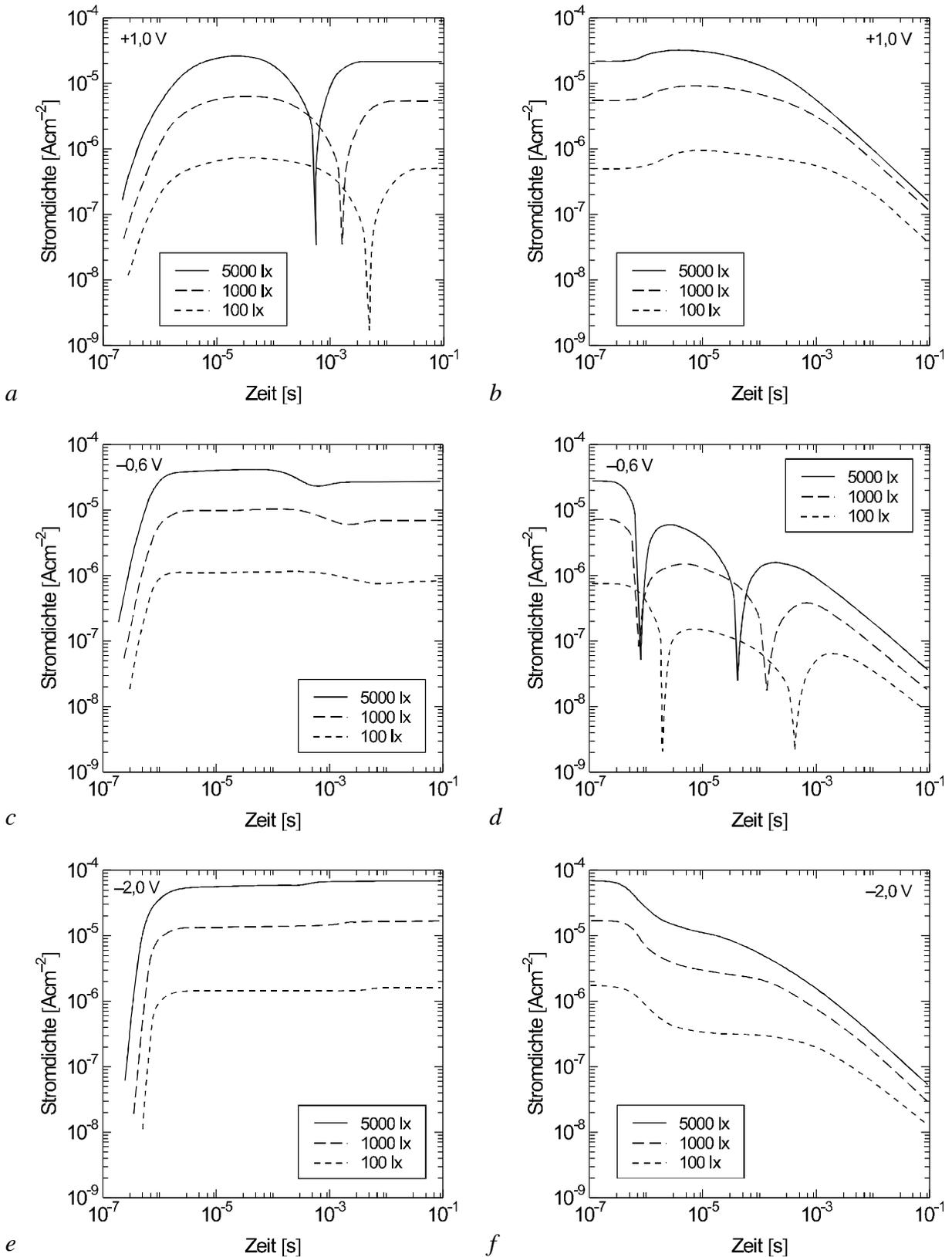


Abb. 5.4: Photostromtransienten eines ni^2n -Dreifarbensors (Nr. 526) für verschiedene Betriebsspannungen unter variabler Beleuchtungsintensität.

–0,6 V und +1,0 V, d. h. bei vergleichsweise flachen Bandverläufen im hinteren Teil der hinteren Diode, wird der Abbau der getrappten Ladungsträger durch die Injektion von Elek-

tronen aus der rückseitigen n-Schicht unterstützt, welche den Löchern Rekombinationspartner bereitstellen. Daraus ergibt sich ein im Sinne der Konvention positiver Diffusionsstrom, welcher sowohl als Ursache für den zweimaligen Vorzeichenwechsel bei $-0,6$ V als auch für die Überhöhung des Stromes bei $+1,0$ V angesehen werden kann. Auch in einfachen pin-Dioden können derartige Effekte auftreten, wie in [Wiec89, Brüg92] erläutert wird.

In Abb. 5.4a-f sind die Ein- und Ausschalt-Transienten eines nipi^2n -Dreifarbensors für verschiedene Beleuchtungsintensitäten zwischen 100 lx und 5000 lx zusammengestellt. Hierbei ist zu beobachten, daß die Vorgänge im Zeitbereich bis $10\ \mu\text{s}$ hinsichtlich ihrer Dauer nur unwesentlich von der Beleuchtungsintensität beeinflusst werden. Die Anstiegs- bzw. Abfallzeiten werden in diesem Zeitbereich vorrangig durch das kapazitive Verhalten infolge der geometrischen Bauelementkapazität bestimmt. Hingegen zeigt sich bei den Einschaltvorgängen eine ausgeprägte Intensitätsabhängigkeit beim Übergang zwischen den quasi-stationären Plateaus und den betreffenden Endwerten, die einen inversen Zusammenhang zwischen dem Erreichen des Endwertes und der Beleuchtungsintensität erkennen läßt. Dieses Verhalten legt nahe, daß die Dichte der beim Einschalten der Beleuchtung zu besetzenden Trapszustände nur in geringem Maße mit der Beleuchtungsintensität zunimmt, so daß sich bei sinkender Generationsrate infolge der abnehmenden Zahl der für den Transport zur Verfügung stehenden Ladungsträger die Dauer des Auffüllens der Traps verlängert.²⁵ Beim Ausschalten der Beleuchtung ist nach einer gewissen Zeit ein Übergang in einen Verlauf festzustellen, bei dem der Strom in erster Näherung umgekehrt proportional zur Zeit angesehen werden kann, was dem bei pin-Dioden beobachteten Verhalten entspricht [Adri95]. Der Zeitpunkt, bis dieser Übergang erfolgt, hängt ebenfalls invers mit der Generationsrate bzw. der Aufspaltung der Quasi-Ferminiveaus zusammen und spiegelt die Tatsache wider, daß gemäß Gleichung (5.3) tiefe Traps langsamer entleert werden als flache (vgl. [Chen89, Chen91]).

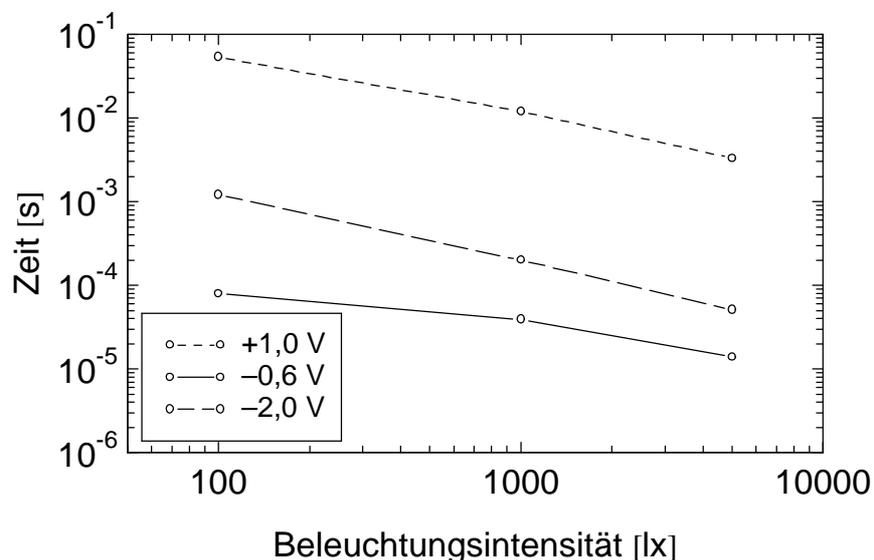


Abb. 5.5: Dauer einer 20 dB-Abnahme der Photostromtransienten eines nipi^2n -Dreifarbensors (Nr. 526) in Abhängigkeit von der Beleuchtungsintensität für die verschiedenen Betriebsspannungen.

²⁵ Diese Beobachtung steht nicht im Widerspruch zu der in Kap. 4 genannten Beleuchtungsstärkeabhängigkeit des Übergangs zwischen den verschiedenen Farbempfindlichkeiten, welche ihre Ursache in generationsabhängigen Raumladungen hat. Es ist vielmehr davon auszugehen, daß die Größe dieser Raumladungen nicht unmittelbar proportional zur Generationsrate ist, sondern in einem sublinearen Verhältnis zu dieser steht.

Für eine Beurteilung der Farbsensoren im Hinblick auf ihre praktische Verwendung ist die Zeitdauer von besonderem Interesse, die für eine Abnahme des Photostromes um eine Größenordnung (20 dB) erforderlich ist. Die entsprechenden Daten sind für die verschiedenen Farbspaltungen in Abhängigkeit von der Beleuchtungsintensität in Abb. 5.5 dargestellt. Hierin zeigt sich der zuvor erläuterte inverse Zusammenhang sehr deutlich, wobei die Abhängigkeit nicht exakt umgekehrt proportional ist sondern mit geringerer Steigung verläuft. Dies spiegelt die mit steigender Generationsrate geringfügig wachsende Zahl an umzuladenden Defektzuständen wider. Hinsichtlich der absoluten Dauer eines 20 dB-Abfalls lassen die einzelnen Betriebsspannungen unterschiedliche Ergebnisse erkennen. So ist die kurze Abfallzeit für $-0,6\text{ V}$ auf den bereits erwähnten Stromrichtungswechsel zurückzuführen, während der langsame Abklingvorgang bei $+1,0\text{ V}$ mit den genannten Diffusionseffekten in der in Durchlaßrichtung gepolten hinteren Diode zusammenhängt. Im Falle der Blauempfindlichkeit reichen die Abfallzeiten weit über die Größenordnung von 10 ms hinaus, so daß bei derartigen Sensoren ein Betrieb beispielsweise mit Videoraten (Zykluszeit: 40ms) zu einem nicht unerheblichen Nachleuchten der Signale führt, welches in der Bildverarbeitung üblicherweise als Image Lag bezeichnet wird.

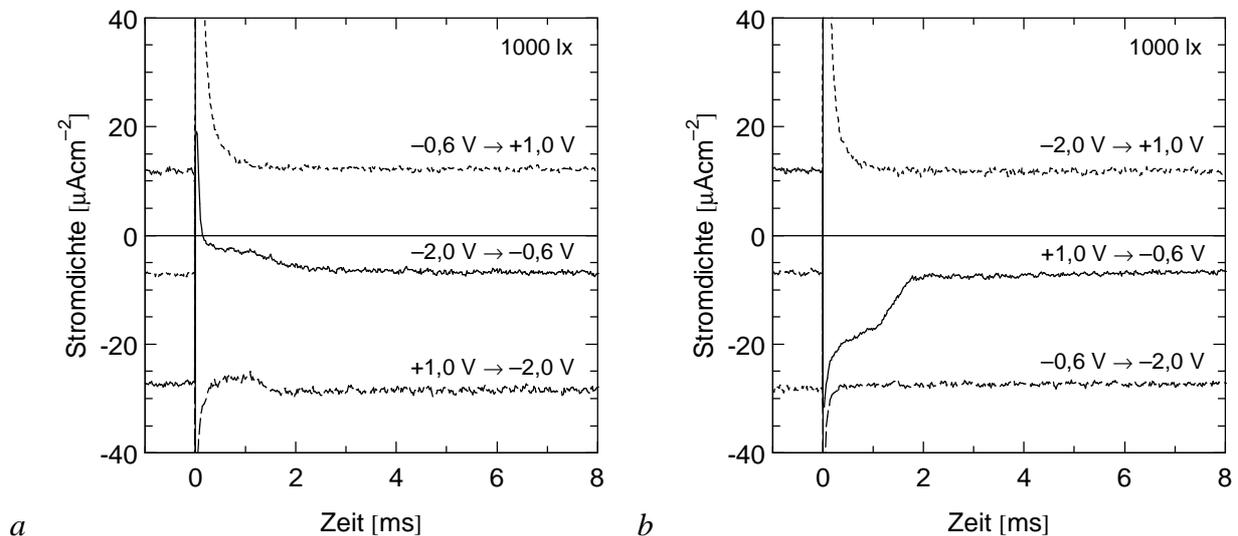


Abb. 5.6: Spannungs-Schalttransienten eines nipi^2n -Dreifarbensors (Nr. 526) für einen (a) RGB-, (b) BGR-Schaltzyklus unter Weißlichtbeleuchtung mit 1000 lx.

Nach den Photostromtransienten soll im folgenden zu den Spannungs-Schalttransienten übergegangen werden, welche eine typische Eigenschaft elektrisch steuerbarer Farbsensoren darstellen. Hinsichtlich der Spannungs-Schalttransienten sind die optischen Generationsraten zeitlich konstant gewählt worden, wohingegen sich die Bandverläufe innerhalb der Sensorstruktur infolge der Spannungswechsel ändern, was eine Variation der elektrischen Feldverteilung und eine Umbesetzung der Trappzustände zur Konsequenz hat, welche ihrerseits wiederum das Feldprofil beeinflusst. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Umladung der Traps innerhalb der i-Schichten in der Umgebung dotierter Gebiete sowie an Heteroübergängen vergleichsweise langsam vonstatten geht und an die thermischen Emissions- bzw. Trappingraten gebunden ist. Aus diesem Grund kann davon ausgegangen werden, daß die elektrische Feldverteilung im Bauelement unmittelbar nach dem Umschalten der Spannung zunächst eine andere ist als nach Erreichen des stationären Falles und sich erst nach Maßgabe

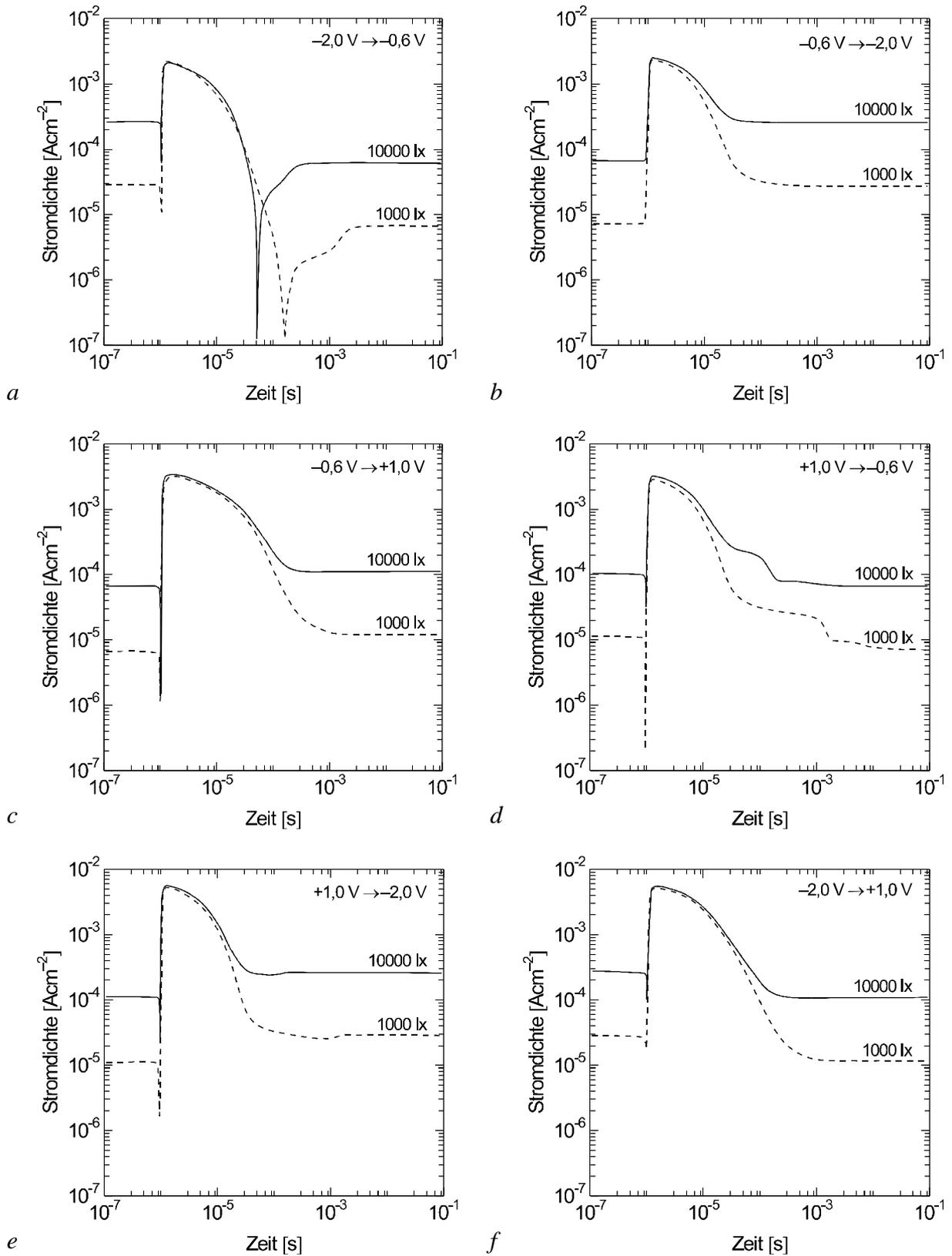


Abb. 5.7: Spannungs-Schalttransienten eines nipi^2n -Dreifarbensors (Nr. 526) unter Weißlichtbeleuchtung. Die Schaltvorgänge erfolgen jeweils für $t = 1 \mu\text{s}$. Die Diagramme (a), (c) und (e) repräsentieren einen RGB-, die Diagramme (b), (d) und (f) einen BGR-Schaltzyklus.

der Emissions- und Trappingvorgänge ändert. Die transienten Ströme nach Spannungswechsel werden daher außer von kapazitiven Umladungen der Ladungsträger in den äußeren dotierten Schichten auch von der Umbesetzung der Traps und den daraus resultierenden Veränderungen des Sammlungsverhaltens photogenerierter Ladungsträger beeinflusst. Derartige Effekte werden im folgenden anhand experimenteller Ergebnisse qualitativ erläutert.

In Abb. 5.6a, b ist je ein RGB- bzw. BGR-Schaltzyklus bei einer konstanten Weißlichtintensität von 1000 lx festgehalten, wobei deren einzelne Transienten in der folgenden Abb. 5.7a-f für verschiedene Intensitäten weiter aufgeschlüsselt werden. Hierbei ist zu beachten, daß die dargestellten transienten Stromverläufe nicht in bezug auf die Verschiebungsstromdichte korrigiert sind. Aufgrund der geometrischen Kapazität des Farbdetektors in Verbindung mit dem Widerstand der Meßanordnung ergibt sich eine RC-Zeitkonstante in der Größenordnung um 3-4 μs , welche durch die gemessenen Verläufe reproduziert wird.

Bei der Betrachtung der transienten Ströme treten vor allem die charakteristischen Verläufe beim Umschalten auf die der Grünempfindlichkeit zugeordnete Spannung von $-0,6\text{ V}$ zutage, bei dem besonders lange Transienten auftreten unabhängig davon, ob der Schaltvorgang von einer positiven ($+1,0\text{ V}$) oder negativen Spannung ($-2,0\text{ V}$) ausgeht. Erfolgt der Umschaltvorgang von $+1,0\text{ V}$ (Abb. 5.6b, 5.7d), so wird die elektrische Feldstärke zunächst über der kompletten hinteren Diode betragsmäßig soweit erhöht, daß auch in der hinteren Teilschicht photogenerierte Ladungsträger getrennt werden und zum Photostrom beitragen, woraus die charakteristischen Überschwinger resultieren. Erst durch das Auffüllen der Traps wird das elektrische Feld im hinteren Teil des Bauelements abgebaut, und der Photostrom sinkt infolge einer zeitverzögerten Zunahme der Rekombination. Diese Beobachtung korreliert mit dem Verhalten des Bauelements nach dem Einschalten der Beleuchtung (vgl. Abb. 5.2a, 5.4c) sowie mit der bereits in Kap. 4.4.3 festgestellten Intensitätsabhängigkeit der Farbtrennung. Die zeitliche Dauer der Überschwinger verhält sich invers zur Beleuchtungsintensität, was als Folge der Limitierung durch die Konzentration photogenerierter Ladungsträger zu sehen ist, die für die Besetzung der Traps zur Verfügung stehen. Beim Übergang von $-2,0\text{ V}$ auf $-0,6\text{ V}$ (Abb. 5.6a, 5.7a) liegt umgekehrt eine Reduzierung des Feldstärkebeitrages in der hinteren Diode vor, welche während der Trapumladung bis zum Erreichen des stationären Endwertes einen verringerten Stromfluß bewirkt. Auffällig ist ferner die beim Übergang auf $+1,0\text{ V}$ feststellbare Verbreiterung des kapazitiven Umladepicks, die mit der Erhöhung der Detektorkapazität unter Beleuchtung bei positiver Spannung korreliert (vgl. Abb. 5.1b).

Vergleichbare Ergebnisse hinsichtlich der Photostrom- und Spannungs-Schalttransienten lassen sich auch an den übrigen Typen bipolarer Farbsensoren (nipin, pinip) erzielen, wobei in diesen Fällen die Transienten teilweise noch größere Verzögerungszeiten aufweisen [Giehl96, Rieve96, Zhu97]. Zusammenfassend können die in bezug auf die bipolaren Farbsensoren die relativ langsamen transienten Ströme sowohl nach Umschalten der Farbspannung als auch nach Beleuchtungswechsel festgehalten werden. Die besondere Anfälligkeit der bipolaren Bauelemente liegt in der größeren Trappingwahrscheinlichkeit in Bereichen mit geringer elektrischer Feldstärke bzw. in den in Durchlaßrichtung betriebenen Teildioden und in der Umgebung der mittleren p-Schicht begründet. Bei den in Durchlaßrichtung gepolten Teildioden ergeben sich ferner in bestimmten Zeitbereichen transiente Ströme entgegen der stationären Photostromrichtung. Die signifikante Intensitätsabhängigkeit der Dauer bis zum Erreichen stationärer Zustände speziell bei niedrigen Beleuchtungsstärken verursacht ein Nachleuchten (Image Lag) bzw. als Konsequenz der Schalttransienten eine zusätzliche Verfälschung der Farbinformation (Color Lag), welche für Anwendungen, bei denen veränderliche Bildszenen erfaßt werden sollen, als nichttolerierbar angesehen werden kann.

5.2 Unipolare Farbsensoren

Nach den bipolar arbeitenden Farbsensoren werden im folgenden die Farbsensoren des unipolaren Typs auf ihre transienten Eigenschaften hin analysiert. Das transiente Verhalten wird anhand der Zweifarbsensorstruktur ni^2p (Nr. 492) betrachtet, deren Photostromtransienten nach Ein- und Ausschalten der Beleuchtung (1000 lx) in Abb. 5.8 dargestellt sind. Zur Untersuchung der Abhängigkeit von der Lichtintensität sind in Abb. 5.9 dieselben Verläufe im Vergleich zu den bei 100 lx aufgezeichneten festgehalten. Die Kurven zeigen signifikante Unterschiede der Photostromtransienten bei den verschiedenen Betriebsspannungen des Bauelements. Im Falle einer Sperrspannung in Höhe von 1 V ist ein monotoner Anstieg des Photostromes nach dem Einschalten sowie ein monotoner Abfall nach dem Ausschalten der Beleuchtung festzustellen, bei dem der Strom noch über ca. 100 μ s konstant ist und in der Folge in einen Verlauf umgekehrt proportional zur Zeit übergeht. Die Anstiegs- und Abfallzeiten, welche in diesem Fall erreicht werden, liegen bei ca. 500 μ s für einen Anstieg des Stromes auf 90% des stationären Endwertes bzw. bei 400 μ s für eine Abnahme um 20 dB. Diese Werte sind etwa zwei Größenordnungen höher als die Anstiegs- und Abschaltzeiten von optimierten pin-Photodioden, bei denen der Strom im Sperrbetrieb beim Einschalten der Beleuchtung bereits nach wenigen μ s nahezu seinen Endwert erreicht [Schult96]. Dieser Unterschied beruht in erster Linie auf der Wirkung des Heteroübergangs zur Unterteilung der *i*-Schicht bei dem vorliegenden ni^2p -Farbsensor, bei dem es speziell an der Banddiskontinuität zu einem verstärkten Einfang von Ladungsträgern kommt. Erwähnenswert erscheint ferner, daß unter Sperrspannung keinerlei Intensitätsabhängigkeit der transienten Stromverläufe beobachtet werden kann (Abb. 5.9c, d).

Im Gegensatz zum monotonen transienten Stromverlauf unter Sperrspannung treten im Kurzschlußfall sowohl beim Ein- als auch beim Ausschalten charakteristische Überschwinger auf. Derartige Überschwinger beim Einschalten einer stationären Beleuchtung sind unter bestimmten Bedingungen auch bei einfachen pin-Dioden zu verzeichnen, vorrangig bei defektreichen, gealterten Dioden, wo sie mit einem Rückgang der elektrischen Feldstärke infolge der durch getrappte Ladungsträger entstehenden Raumladungen in Verbindung gebracht werden, welche eine verzögert einsetzende erhöhte Rekombination in den so entstehenden feldarmen Bereichen zur Konsequenz haben [Wiec89, Brügg93a]. Die Raumladungen wie auch

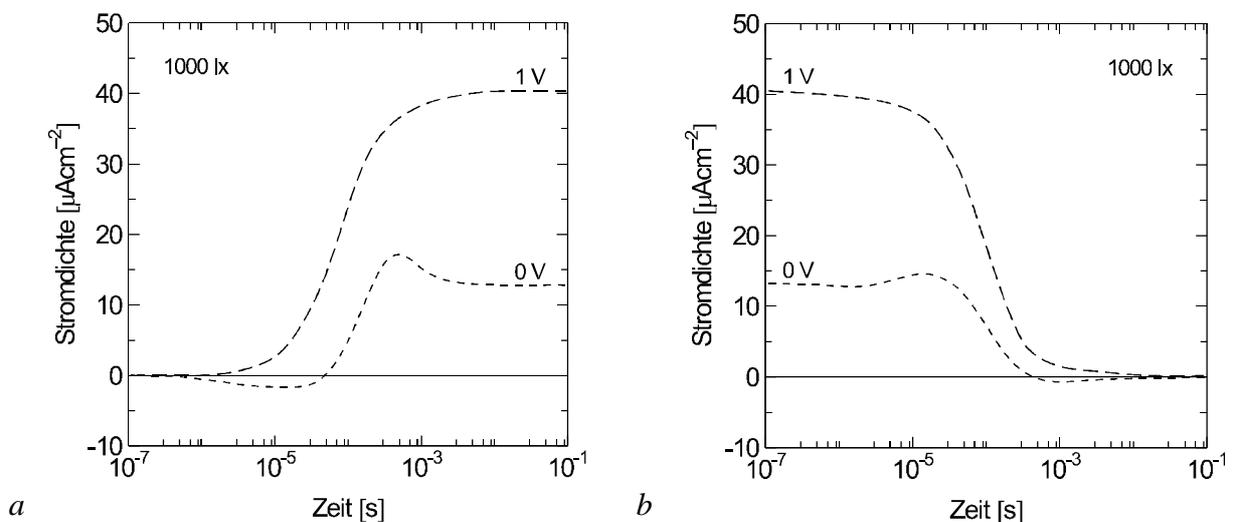


Abb. 5.8: Photostromtransienten eines ni^2p -Zweifarsensors (Nr. 492) unter Beleuchtung mit 1000 lx.

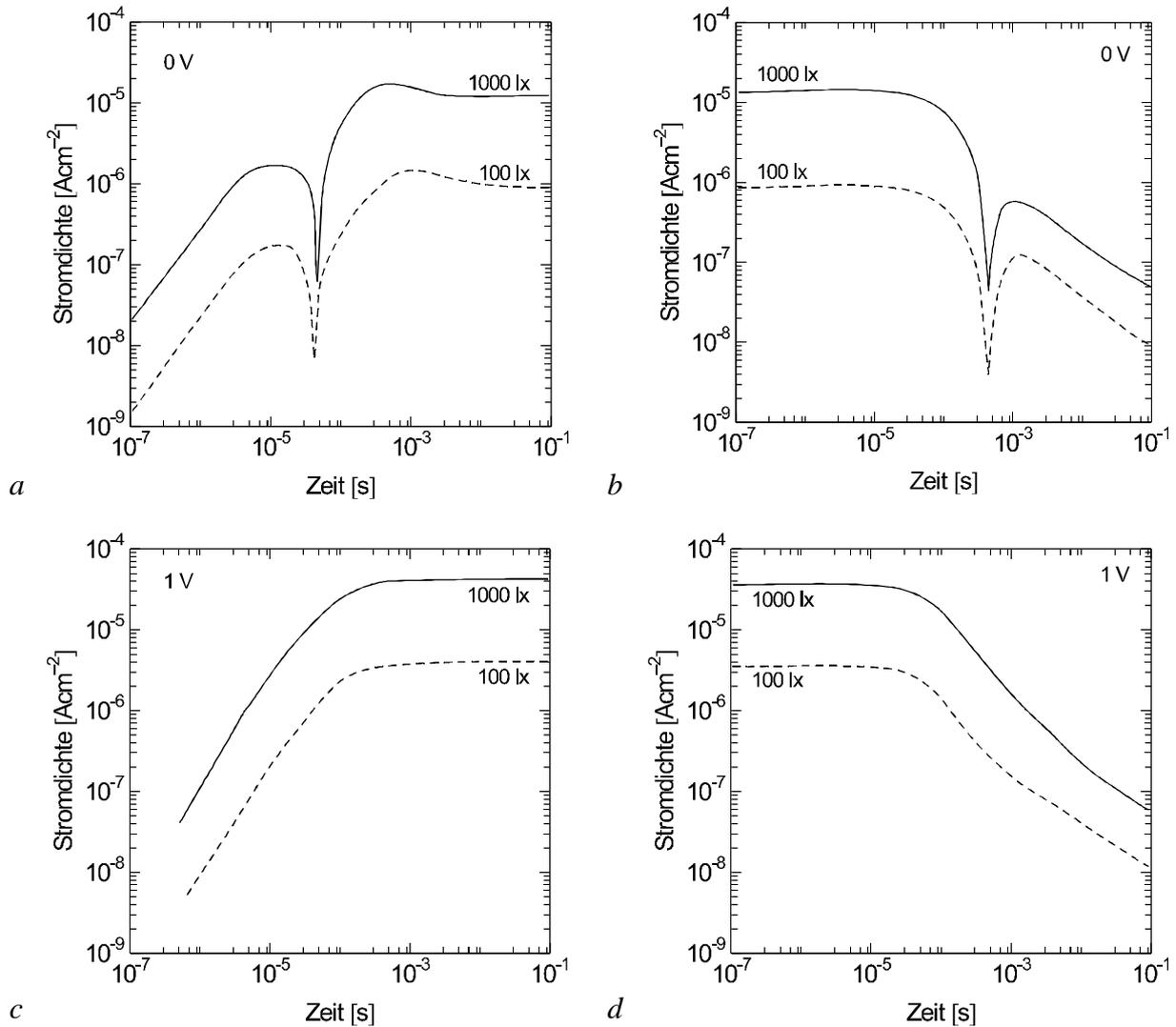


Abb. 5.9: Photostromtransienten eines ni^2p -Zweifarbsensors (Nr. 492) für verschiedene Betriebsspannungen unter variabler Beleuchtungsintensität.

die durch sie verursachten Überschwinger im transienten Photostrom weisen ferner eine Intensitätsabhängigkeit auf, welche sich in einer Verzögerung bei sinkender Beleuchtungsintensität niederschlägt [Wiec87]. Im Falle der hier untersuchten Heterostrukturdioden kann ein derartiger Effekt in besonderem Maße einer raumladungsbedingten Schwächung der elektrischen Feldstärke in der hinteren intrinsischen Teilschicht zugeordnet werden, welche mit fortschreitender Zeit aufgrund der wachsenden Zahl an getrappten Elektronen, unterstützt durch die Banddiskontinuität, eine Verminderung der Driftlänge und dadurch der Sammel-effizienz im hinteren Bereich der Diode zur Folge hat (vgl. Abb. 5.10). Die Zeit, bis der Photostrom nach dem Einschalten der Beleuchtung 90% seines Endwertes erreicht, beträgt im Kurzschlußfall des ni^2p -Sensors ca. $300 \mu\text{s}$, während die Zeit, bis er dauerhaft weniger als 10% von diesem abweicht, infolge des intensitätsabhängigen Überschwingers mit $1,8 \text{ ms}$ (1000 lx) bzw. 11 ms (100 lx) deutlich höher liegt und sich invers zur Beleuchtungsintensität verhält. Die Dauer eines 20 dB-Abfalls kann mit $300 \mu\text{s}$ abgelesen werden und ist weitgehend unabhängig von der eingestrahelten Lichtintensität.

Die im weiteren Verlauf dieses Kapitels vorgestellten Messungen befassen sich mit den Spannungs-Schaltransienten von unipolaren Farbsensoren, welche in Abb. 5.11 bzw.

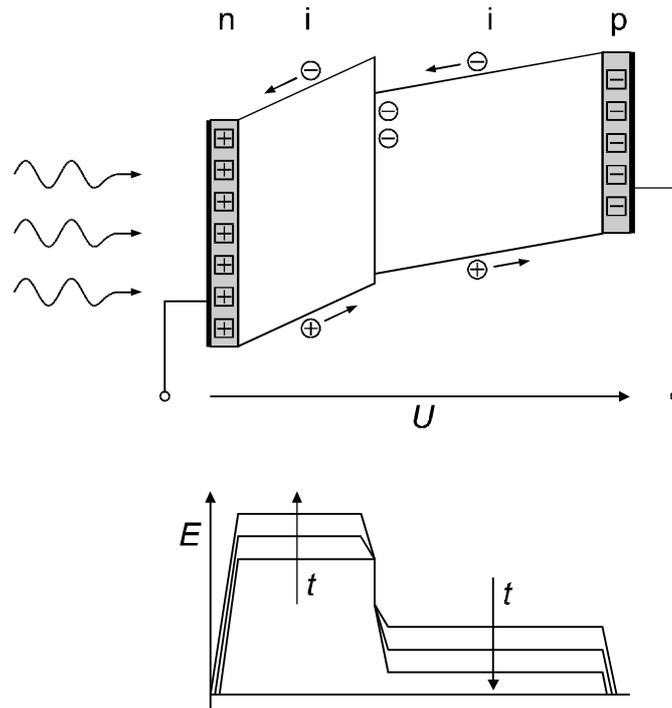


Abb. 5.10: Schematischer Bandverlauf und elektrisches Feldprofil für einen kurzgeschlossenen n^2p -Farbsensor nach Einschalten der Beleuchtung. Mit fortschreitender Zeit akkumulieren sich vorrangig am Heteroübergang getrappte Ladungsträger, welche die elektrische Feldstärke in der hinteren *i*-Schicht herabsetzen und dort eine erhöhte Rekombination verursachen.

Abb. 5.12a, b am Beispiel des n^2p -Zweifarbensors dargestellt sind. Die Schaltvorgänge erfolgen zwischen dem Wert 0 V, bei dem lediglich das eingebaute Feld über der vorderen *i*-Schicht wirksam ist, und 1 V Sperrspannung mit Ladungsträgerextraktion über der kompletten Struktur. Während im Falle des Schaltens vom Kurzschluß nach 1 V Sperrspannung keine besonderen Auffälligkeiten beobachtet werden können und die Schalttransienten durch die kapazitiven Verschiebungsströme dominiert werden, sind die Stromtransienten beim umgekehrten Schaltvorgang in den Kurzschluß durch einen zweimaligen Wechsel der Stromrichtung gekennzeichnet. An die kapazitive Umladungskomponente schließt sich ein ausgeprägtes quasi-stationäres Plateau an, bei dem der Strom entgegen der stationären Photostromrichtung fließt. Dieser Effekt beruht auf dem schon anhand der Schalttransienten der n^2p -Struktur erläuterten Sachverhalt, daß die elektrischen Feldstärken in den beiden Teilschichten unmittelbar nach dem Schaltvorgang von der Feldverteilung im stationären Zustand aufgrund der nur langsam veränderlichen getrappten Raumladung abweichen. Dies kann dazu führen, daß sich über Teilen der Diode vorübergehend ein Vorzeichenwechsel der elektrischen Feldstärke einstellt, welcher einerseits einen im Sinne der Konvention negativen Photostrom, d. h. umgekehrt zur stationären Photostromrichtung verursacht. Andererseits wird in der Niedrigfeldregion die Diffusion von am Interface getrappten Elektronen in Richtung der hinteren *p*-Schicht begünstigt, wo sie mit den Majoritätsträgern rekombinieren. Auch dieser Diffusionsstrom ist dem stationären Photostrom entgegen gerichtet. Erst wenn sich die Raumladungsverteilung durch Emission von Elektronen aus den Traps oder durch Rekombination mit photogenerierten oder injizierten Löchern rearrangiert hat, erfolgt der Übergang in den stationären Zustand. Aus der Limitierung des für die Umladung zur Verfügung stehenden Angebots freier Ladungsträger durch die optische Generationsrate erklärt sich die

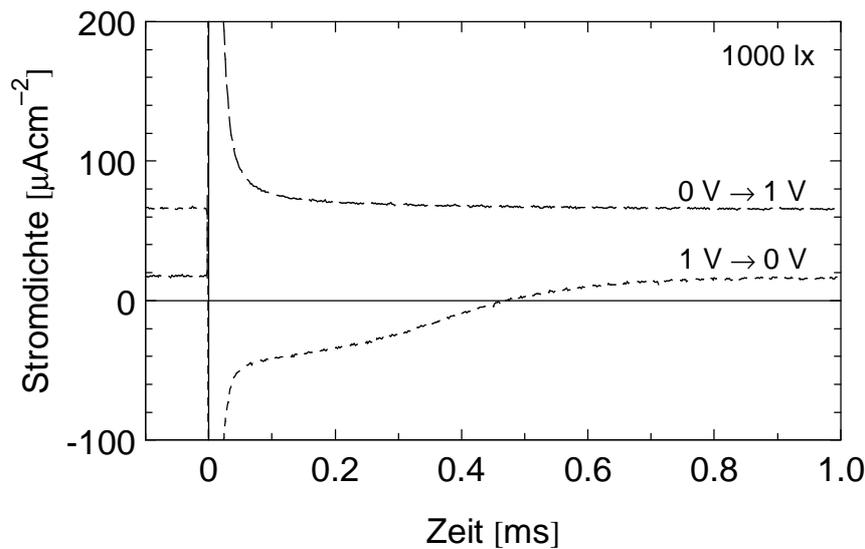


Abb. 5.11: Spannungs-Schalttransienten eines ni^2p -Zweifarbensors (Nr. 492) unter Weißlichtbeleuchtung mit 1000 lx.

ausgeprägte Intensitätsabhängigkeit dieses Effektes, wie sie in Abb. 5.12b beobachtet werden kann.

Die Zeiten, welche für das Abklingen der transienten Vorgänge nach Spannungsumschaltung benötigt werden, sind in Abb. 5.13 für den ni^2p -Farbsensor in Abhängigkeit von der Beleuchtung zusammengestellt. Zu ihrer Bestimmung wurde der Zeitpunkt herangezogen, ab dem der Photostrom sich dauerhaft um weniger als 10% von seinem stationären Endwert unterscheidet. Diese Dauer kann als Wartezeit interpretiert werden, welche nach Umschaltung der Farbempfindlichkeit des Sensors eingehalten werden sollte, bevor beispielsweise mit der Integration des Photostromes begonnen wird. Entsprechend dem oben erläuterten Sachverhalt ergibt sich beim Umschalten von 0 V zu 1 V Sperrspannung eine nahezu konstante Wartezeit in Höhe von 600 μs , wohingegen beim umgekehrten Schaltvorgang eine inverse Abhängigkeit bezüglich der auf den Sensor treffenden Beleuchtungsintensität vorliegt.

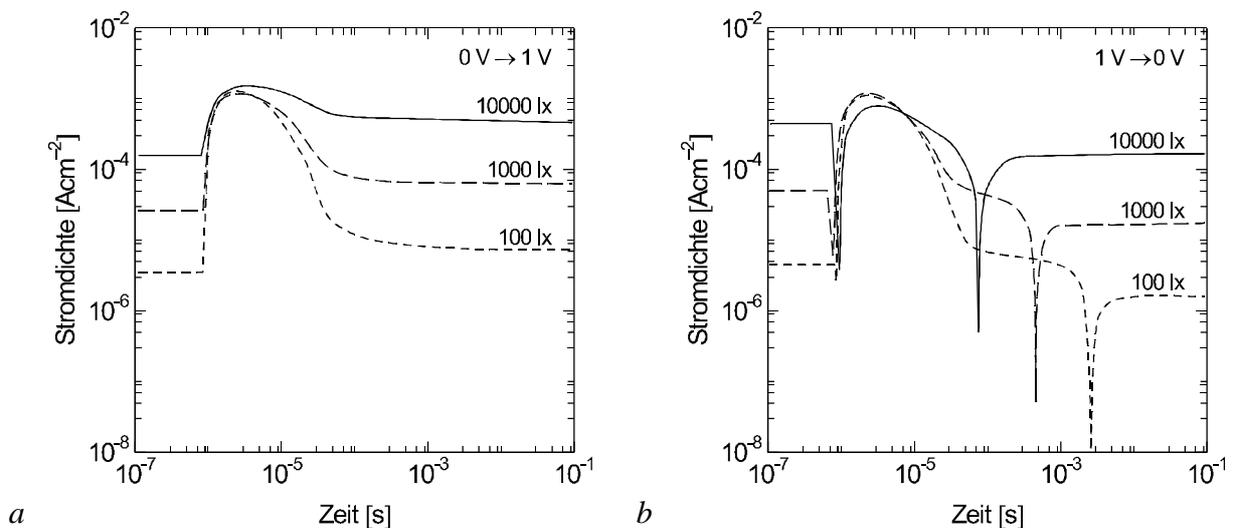


Abb. 5.12: Spannungs-Schalttransienten eines ni^2p -Zweifarbensors (Nr. 492) unter Weißlichtbeleuchtung. Die Schaltvorgänge erfolgen jeweils für $t = 1 \mu s$.

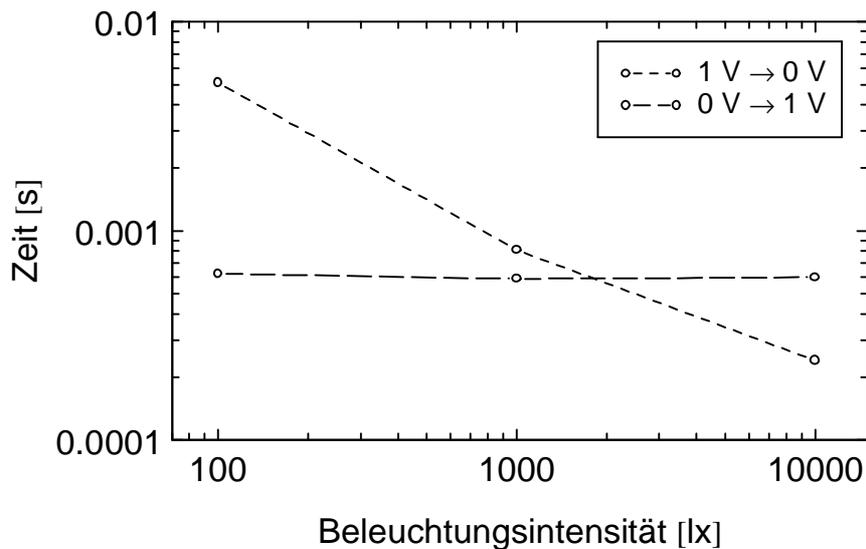


Abb. 5.13: Dauer der Schaltvorgänge eines ni^2p -Zweifarbensors (Nr. 492) in Abhängigkeit von der Beleuchtungsintensität.

Aus dem hier beobachteten Verhalten kann gefolgert werden, daß beim Betrieb eines unipolaren Farbsensors solche Schaltvorgänge als unkritisch angesehen werden können, bei denen der Sperrspannungsbetrag erhöht wird, während eine Verringerung der Sperrspannung in der Regel eine signifikante Verzögerung verursacht, besonders bei niedrigen Beleuchtungspegeln. Unter der Zielsetzung möglichst kurzer Schalttransienten ist aus diesem Grund ein Betriebsmodus für unipolare Dreifarbsensoren zu bevorzugen, bei dem von der Blau- zur Grün- und schließlich zur Rotempfindlichkeit umgeschaltet wird (BGR), so daß die Höhe der Sperrspannung stufenweise erhöht wird. Der im Rahmen dieses Zyklus unvermeidbare Schaltvorgang von der höchsten (Rot) zur niedrigsten Sperrspannung (Blau) kann im Falle matrixförmiger Bildsensoren beispielsweise zum Auslesen des Sensors genutzt werden.

5.3 Zusammenfassung

Im Rahmen der Analyse transienter Schaltexperimente sind die wesentlichen Eigenschaften in bezug auf das transiente Verhalten *a*-Si:H-basierter Farbsensoren herausgearbeitet worden. Schwerpunkte wurden auf die Photostromtransienten nach Ein- bzw. Ausschalten der Beleuchtung sowie nach dem Umschalten zwischen den verschiedenen Farbspansungen gelegt. Genauere Einblicke in die transienten Vorgänge bei komplexen Bauelementstrukturen sowie quantitative Aussagen sind nur im Rahmen geeigneter numerischer Simulationen möglich, mit Hilfe derer beispielsweise die Ladungsträgerkonzentrationen sowohl örtlich als auch zeitlich aufgelöst bestimmt werden können (z. B. [Brüg92, Brüg93b]).

Als wesentliche Erkenntnis konnte gewonnen werden, daß aufgrund der für das amorphe Silizium charakteristischen kontinuierlichen Zustandsdichteverteilung in der Bandlücke, welche überdies in den farbselektiven Bauelementen regional unterschiedlich verteilt ist, Umladevorgänge innerhalb der Sensorstrukturen in Gang gesetzt werden, welche sich in vergleichsweise langsamen transienten Photostromverläufen niederschlagen. Dies hat seine Ursache darin, daß der Einfang freier Ladungsträger in Trapzustände bzw. deren anschließende Emission und Extraktion vorrangig in Bereichen niedriger elektrischer Feldstärke mit großen Zeitkonstanten verbunden ist, so daß die bei bipolaren Farbsensoren jeweils in Durch-

laßrichtung betriebene Teildiode in besonderer Weise hiervon betroffen ist. Speziell bei bipolaren Detektorstrukturen werden zuweilen transiente Ströme entgegen der stationären Photostromrichtung beobachtet, die auf die Architektur der entsprechenden Bauelemente und die daraus resultierende Bandstruktur zurückgeführt werden können. Positiv kann vermerkt werden, daß unipolare Farbsensoren im Hinblick auf ihr transientes Verhalten weitaus günstiger zu beurteilen sind als bipolare. Die mit unipolaren Farbsensoren erzielten transienten Stromverläufe belaufen sich sowohl für den Fall eines Beleuchtungswechsels als auch für den des Spannungsschaltens auf wenige 100 μs .

Den meisten der beobachteten transienten Vorgänge haftet eine Intensitätsabhängigkeit an, welche besonders bei niedrigen auf den Sensor treffenden Beleuchtungsstärken kritisch zu beurteilen ist. Dieses Verhalten korreliert mit der bereits im Zusammenhang mit der Betrachtung der stationären Eigenschaften der Farbsensoren festgestellten Intensitätsabhängigkeit der Farbtrennung (vgl. Kap. 4.4.3) und belegt, daß die Funktionsweise von Farbdetektoren, bei denen mehrere spektrale Empfindlichkeitsbereiche in einer Diode unterschieden werden, wesentlich durch das Vorhandensein und die Größe generationsabhängiger Raumladungen beeinflusst wird, welche sich beispielsweise nach Einschalten der Beleuchtung erst bilden müssen.

6 Separation von Mischfarben

Nachdem in den beiden vorausgegangenen Kapiteln das stationäre und transiente Bauelementverhalten von a -Si:H-basierten Farbsensoren im Mittelpunkt des Interesses stand und anhand experimenteller Ergebnisse wichtige Erkenntnisse über die Funktionsweise und die charakteristischen Eigenschaften der Farbsensoren gewonnen werden konnten, wendet sich das nun folgende Kapitel einer mehr anwendungsorientierten Betrachtungsweise zu, indem vor dem Hintergrund einer Nutzung der Farbsensoren zur Gewinnung der Farbinformation einer beliebigen auf den Sensor treffenden Beleuchtung der Frage nachgegangen wird, inwieweit die Farbsensoren geeignet sind, aus der Messung der Photoströme reproduzierbar die notwendigen Farbsignale zu extrahieren, um eine anschließende Rekonstruktion der Farbe zu ermöglichen.

Die Betriebsweise der spannungsgesteuerten Farbsensoren sieht vor, in zeitlich sequentieller Folge die den drei Empfindlichkeitsbereichen eines Farbsensors zugeordneten Betriebsspannungen anzulegen und die sich einstellenden Photoströme als Maß für die drei Farbanteile der auftreffenden Beleuchtung anzusehen. Mögliche Farbkorrekturen durch lineare Verknüpfungen der drei sensorseitigen Farbsignale sollen zunächst unberücksichtigt bleiben; sie werden ausführlich in Kap. 7 behandelt. Außer der Linearität der einzelnen Farbsignale bei monochromatischer Bestrahlung ist in diesem Zusammenhang die Linearität der Überlagerung verschiedener Farbsignale ein wichtiges Kriterium für die Beurteilung der Farbsensoren, stellt sie doch eine unabdingbare Voraussetzung für die praktische Anwendbarkeit der Sensorelemente dar. Aus diesem Grund erfolgt zunächst die Analyse der Sensor-Ausgangssignale unter Mischbeleuchtung, für welche zur Vereinfachung eine Überlagerung aus monochromatischen Farbanteilen gewählt worden ist. Zu diesem Zweck ist eine spezielle Meßeinrichtung aufgebaut worden, bestehend aus drei unabhängig voneinander in ihrer Intensität steuerbaren Lichtquellen, welche mit Hilfe von Interferenzfiltern und entsprechenden Optiken am Ort der Probe eine Überlagerung von bis zu drei monochromatischen Teilstrahlen definierter Intensität im Bereich von 10^{10} bis 10^{16} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ermöglicht. Weitere Details bezüglich des Meßaufbaus sind in [Gier95] beschrieben. Aus Messungen der Photostrom-Kennlinien unter einer derartigen Mischbeleuchtung lassen sich Informationen über die Art der Überlagerung der Photoströme ableiten.

Wird ein Farbsensor mit mehreren monochromatischen Strahlungsanteilen der Wellenlängen I_i mit den Intensitäten $F(I_i)$ zugleich beleuchtet, so können die Photoströme bei einer festen Spannung U aus der Addition der einzelnen Anteile berechnet werden, verknüpft jeweils über die der Spannung und Wellenlänge zugeordnete Empfindlichkeit $S(U, I_i)$, sofern die Überlagerung linear erfolgt:

$$j_{Ph}(U) = \sum_i F(I_i) \cdot S(U, I_i). \quad (6.1)$$

Der gesamte Photostrom setzt sich in diesem Fall aus der Summe der von den einzelnen Spektralanteilen hervorgerufenen Teilströme zusammen. Zu beachten ist hierbei, daß nicht nur die einer bestimmten Betriebsspannung zugeordnete Hauptempfindlichkeit, sondern auch eventuelle Nebenempfindlichkeiten zu berücksichtigen sind.

Im Rahmen dieses Kapitels wird die Gültigkeit des Überlagerungsprinzips exemplarisch für einen unipolaren Zweifarbsensor (n²p Nr. 492) untersucht. Entsprechende Experimente

sind ebenfalls für andere Bauelementtypen durchgeführt worden; sie zeigten im Grundsatz ein analoges Verhalten.

Bei der Betrachtung der Strom-Spannungskennlinien (Abb. 4.25) oder der Spektralantworten (Abb. 4.21) des ni^2p -Farbsensors lassen sich neben der Dominanz der Blauempfindlichkeit bei 0 V und der Rotempfindlichkeit für 1 V Sperrspannung jeweils nicht zu vernachlässigende Signale auch bei nicht angepaßter Beleuchtung erkennen, d. h. für langwellige Beleuchtung im Kurzschlußfall und im besonderen bei blauer Beleuchtung im Fall anliegender Sperrspannung. Diese „Fehlersignale“ werden im folgenden im Gegensatz zu der durch die Höhe der eingestellten Betriebsspannung festgelegten Hauptempfindlichkeit als Nebenempfindlichkeiten bezeichnet. Sie werden bei allen Typen von Farbsensoren beobachtet und sind speziell bei denen des unipolaren Typs deutlich ausgeprägt.

Erfolgt die Beleuchtung des Zweifarbsensors mit mehreren monochromatischen Anteilen zugleich, so sind entsprechend Gleichung (6.1) nicht nur die Hauptempfindlichkeiten zu berücksichtigen, sondern auch die Nebenempfindlichkeiten liefern einen nicht unwesentlichen Beitrag zum gesamten Photostrom. Zunächst soll gezeigt werden, daß sich auch die Nebenempfindlichkeiten bezüglich der Beleuchtungsintensität linear verhalten. Dazu sind in Abb. 6.1 die Photoströme für beide Betriebsspannungen des Zweifarbsensors (0 V, 1 V) gegen die Intensität der monochromatischen Beleuchtungsanteile (490 nm, 620 nm) zwischen $3 \cdot 10^{11}$ und $3 \cdot 10^{14}$ Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ aufgetragen. Die Verläufe zeigen ein über mehrere Größenordnungen hinweg lineares Verhalten nicht nur der jeweils durch die eingestellte Spannung bestimmten Hauptempfindlichkeiten (vgl. Abb. 4.28), sondern auch der Nebenempfindlichkeiten. Eine Ausnahme bildet lediglich der Fall langwelliger Beleuchtung bei eingestellter Blauempfindlichkeit (0 V). Hier führt die Intensitätsabhängigkeit der Spannung des Empfindlichkeitsübergangs von Blau nach Rot für niedrige Beleuchtungsstärken bereits zu einem Einsatz der Rotempfindlichkeit bei geringeren Sperrspannungsbeträgen (vgl. Abb. 4.30). Sieht man von dieser lediglich bei niedrigen Strahlungsintensitäten beobachteten Beeinflussung ab, so ist eine wesentliche Voraussetzung für die durch Gleichung (6.1) gegebene Darstellungsform von Farbmischungen erfüllt.

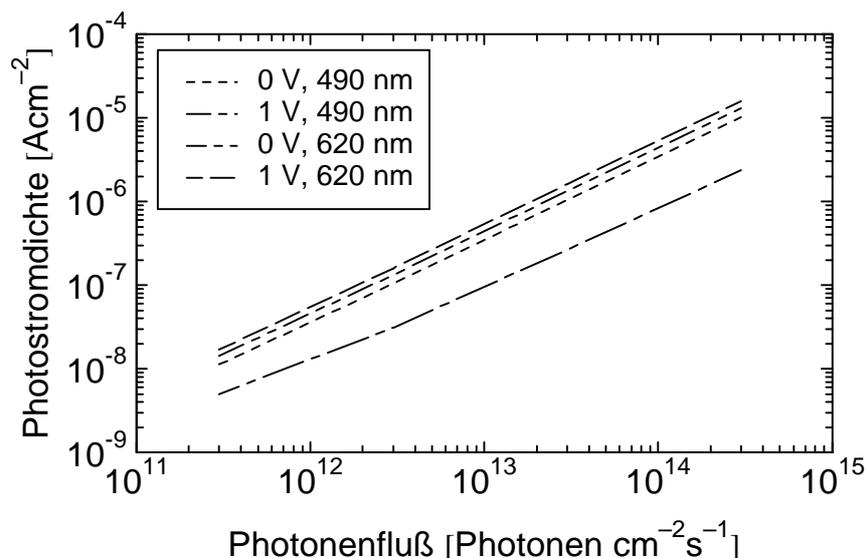


Abb. 6.1: Abhängigkeit des Photostromes von der auftreffenden monochromatischen Beleuchtungsintensität bei einem ni^2p -Zweifarbensor (Nr. 492).

Nach diesen Vorbetrachtungen kann nun zur tatsächlichen Überlagerung der beiden Spektralanteile übergegangen werden. Die Überprüfung der linearen Überlagerung wird anhand

folgender Überlegung durchgeführt. Setzt sich bei Gültigkeit dieses Prinzips der Photostrom bei Mischbeleuchtung aus zwei Anteilen linear zusammen, so kann bei bekannten Intensitäten der beiden Farbanteile eine Aufteilung der Photoströme vorgenommen werden. Wird mithin vom Gesamtstrom der Anteil subtrahiert, welcher nur bei einem der Farbanteile gemessen werden kann, so sollte die Differenz ausschließlich dem anderen Anteil zugeordnet werden können.

In Abb. 6.2 sind die Photoströme unter Mischbestrahlung für sämtliche Kombinationen von Blau- und Rotbeleuchtung zwischen $3 \cdot 10^{11}$ und $3 \cdot 10^{14}$ Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, aufgetragen über der Intensität der betreffenden Hauptempfindlichkeit, getrennt nach den Betriebsspannungen dargestellt. Hierbei sind jeweils die Photoströme vom Gesamtstrom subtrahiert worden, die bei ausschließlicher Beleuchtung des Sensors mit dem der eingestellten Empfindlichkeit nicht entsprechenden Farbanteil gemessen worden sind. Abb. 6.2a enthält die Photoströme bei 0 V (eingestellte Blauempfindlichkeit) für blau-rote Mischbeleuchtungen in Abhängigkeit vom Blauanteil der Bestrahlung abzüglich der ebenfalls im Kurzschlußfall gemessenen Photoströme bei ausschließlich roter Beleuchtung des Sensors. Die entsprechenden Verhältnisse für 1 V Sperrspannung (Rotempfindlichkeit) sind in Abb. 6.2b verzeichnet. Für beide Betriebszustände fallen die so bestimmten Verläufe unter Berücksichtigung der Meßgenauigkeit zusammen und sind identisch mit den Werten jeweils ohne den überlagerten Farbanteil, sofern die Intensitäten der Teilstrahlen größer als 10^{12} Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ sind. Für diese Einschränkung ist einerseits die bereits erwähnte Intensitätsabhängigkeit der Farbtrennung sowie andererseits die begrenzte Meßgenauigkeit vor allem bei der Einstellung und Reproduktion definierter Beleuchtungsverhältnisse verantwortlich.

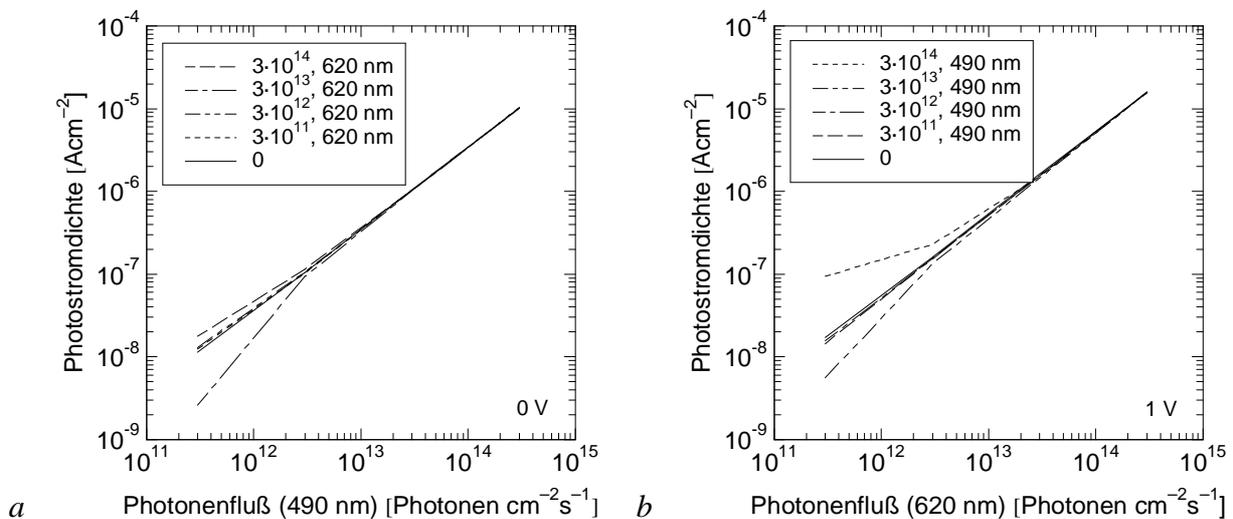


Abb. 6.2: Intensitätsabhängige Photostromdifferenzen eines ni^2p -Zweifarbensors (Nr. 492) unter Mischbeleuchtung, bestehend aus der Überlagerung von Licht der Wellenlängen 490 nm und 620 nm mit den Intensitäten $3 \cdot 10^{11}$ bis $3 \cdot 10^{14}$ Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$: (a) $U = 0 \text{ V}$: Gesamtstrom - entsprechender Photostrom unter ausschließlich roter Beleuchtung, (b) $U = 1 \text{ V}$: Gesamtstrom - entsprechender Photostrom unter ausschließlich blauer Beleuchtung.

Das in Abb. 6.2 dokumentierte Ergebnis belegt mithin die prinzipielle Gültigkeit der linearen Superposition verschiedener diskreter Spektralanteile für den Fall eines ni^2p -Zweifarbensors, wenn die Betriebsspannungen außerhalb des Übergangsbereichs zwischen den beiden Empfindlichkeiten gewählt werden. Dies ist insofern ein interessantes Resultat, als sich die Generationsverhältnisse innerhalb der Struktur bei Mischbeleuchtung gegenüber den

einzelnen Teilbeleuchtungen deutlich voneinander unterscheiden und eine gegenseitige Beeinflussung etwa durch Raumladungen in Form freier oder getrappter Ladungsträger nicht auszuschließen ist. Hinsichtlich der Stromüberlagerung im intensitätsabhängigen Übergangsbereich selbst kann, wie schon zuvor erwähnt, weder Linearität noch die Gültigkeit des Überlagerungsprinzips erwartet werden.

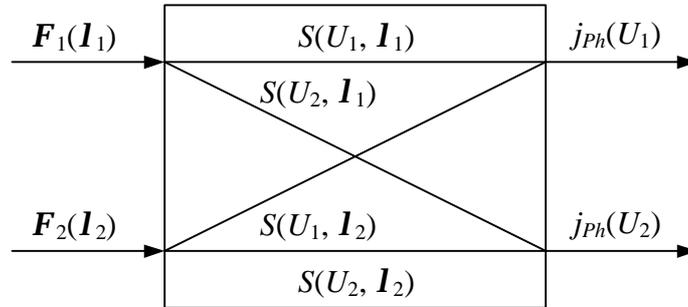


Abb. 6.3: Beschreibung der Übertragungsfunktion eines Zweifarbsensors unter Beleuchtung mit Strahlung diskreter Wellenlängen.

Im Rahmen eines formalen Ansatzes läßt sich ein wie erläutert betriebener Zweifarbsensor als Photokonversionsbauelement mit je zwei Ein- und Ausgängen auffassen, welches die Umwandlung der optischen Eingangsgrößen in Form von Strahlung diskreter Wellenlängen in zwei Ausgangsgrößen in der Gestalt von Photoströmen vornimmt (vgl. Abb. 6.3). Hierbei wird jeder der beiden Ausgänge von jedem Eingangssignal beeinflusst, so daß sich die Ausgangssignale entsprechend folgender Matrizenschreibweise darstellen lassen:

$$\begin{pmatrix} j_{Ph}(U_1) \\ j_{Ph}(U_2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S(U_1, I_1) & S(U_1, I_2) \\ S(U_2, I_1) & S(U_2, I_2) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} F_1(I_1) \\ F_2(I_2) \end{pmatrix}, \quad (6.2)$$

bzw. allgemein formuliert:

$$\underline{j}_{Ph} = \underline{T} \cdot \underline{F}, \quad (6.3)$$

wobei \underline{T} eine Transformationsmatrix darstellt, welche die Haupt- und Nebenempfindlichkeiten nach Maßgabe der Spannungen und Wellenlängen enthält. Bei linearer Unabhängigkeit der Matrixelemente kann Gleichung (6.3) invertiert und nach den diskreten Beleuchtungsintensitäten aufgelöst werden:

$$\underline{F} = \underline{T}^{-1} \cdot \underline{j}_{Ph}, \quad (6.4)$$

so daß auf diese Weise aus den gemessenen Photoströmen auf die zugrundeliegenden Intensitäten geschlossen werden kann. Im Falle des ni^2p -Zweifarbensors erhält man für die Transformation

$$\begin{pmatrix} j_{Ph}(0 \text{ V}) \\ j_{Ph}(1 \text{ V}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,087 & 0,028 \\ 0,111 & 0,168 \end{pmatrix} AW^{-1} \cdot \begin{pmatrix} F(490 \text{ nm}) \\ F(620 \text{ nm}) \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

bzw. für die Umkehrung

$$\begin{pmatrix} F(490 \text{ nm}) \\ F(620 \text{ nm}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 14,6 & -2,45 \\ -9,6 & 7,6 \end{pmatrix} W_A^{-1} \cdot \begin{pmatrix} j_{Ph}(0 \text{ V}) \\ j_{Ph}(1 \text{ V}) \end{pmatrix}. \quad (6.6)$$

Unter Verwendung dieser Beziehung ist es mithin möglich, aus den bei 0 V und 1 V gemessenen Photoströmen auf die Intensitäten der auf den Sensor treffenden Strahlungsintensitäten bei den diskreten Wellenlängen 490 nm und 620 nm zurückzuschließen.

Exemplarisch ist die Gültigkeit des Überlagerungsprinzips im Falle des ni^2p -Farbsensors durch die in Abb. 6.4 gegebenen Kennlinienverläufe verifiziert, welche den Vergleich zwischen der Überlagerung verschiedener Strahlungsanteile und der Addition der Photoströme erlauben, die jeweils unter separater Beleuchtung des Sensors mit den einzelnen Spektralkomponenten erzielt worden sind. Die dabei festzustellende gute Übereinstimmung der Strom-Spannungskennlinien liefert einen zusätzlichen Hinweis auf die Anwendbarkeit des Überlagerungssatzes.

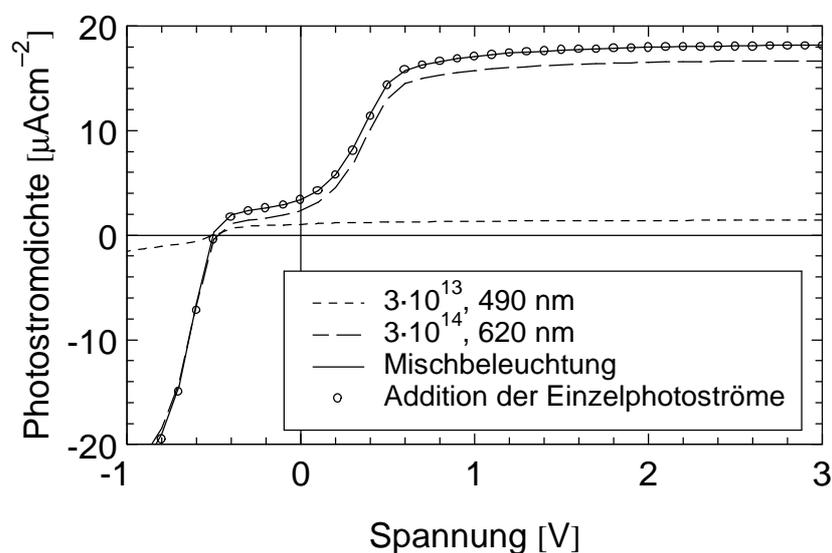


Abb. 6.4: Photoströme eines ni^2p -Zweifarbensors (Nr. 492) bei monochromatischer Beleuchtung mit Licht der Wellenlängen 490 nm, $3 \cdot 10^{13}$ und 620 nm, $3 \cdot 10^{14}$ Photonen $cm^{-2} \cdot s^{-1}$ sowie unter Mischbeleuchtung bestehend aus diesen beiden Farbkomponenten. Die Addition der einzelnen Photoströme entspricht dem gesamten Photostrom unter Mischbeleuchtung.

Vergleichbare Resultate konnten auch für andere Typen von Farbsensoren, insbesondere auch für Dreifarbsensoren erzielt werden. Sie im einzelnen hier aufzuführen, würde den Rahmen der Arbeit übersteigen, so daß die exemplarischen Betrachtungen anhand des ni^2p -Farbsensors genügen mögen, um zusammenfassend festzustellen, daß mit dem Nachweis der Linearität der Haupt- und Nebenempfindlichkeiten sowie der Gültigkeit des linearen Überlagerungsprinzips unter geeigneten Betriebsbedingungen wichtige Voraussetzungen verifiziert worden sind, um Maßnahmen zur linearen Farbkorrektur treffen und die Ausgangssignale der Farbsensoren einer Weiterverarbeitung zur Gewinnung möglichst exakter Farbinformationen unterziehen zu können. Die erzielten Ergebnisse sind mithin von grundlegender Bedeutung in bezug auf die praktische Anwendbarkeit der Farbsensoren.

7 Farbmetrische Bewertung *a*-Si:H-basierter Farbsensoren

Im vorigen Kapitel wurden im Rahmen einer Betrachtung der Farbsensoren in bezug auf die Überlagerung mehrerer Farbkomponenten wichtige Erkenntnisse über die Linearität des Photostromes hinsichtlich der Beleuchtungsintensität sowie über die Gültigkeit des Überlagerungsprinzips gewonnen. Die dabei durchgeführten Experimente bezogen sich auf die additive Überlagerung monochromatischer Farbanteile. Innerhalb des nun folgenden Kapitels findet eine Verallgemeinerung dieses Ansatzes statt, indem im Zuge einer farbmetrischen Untersuchung nicht mehr nur Strahlung diskreter Energien sondern als spektral kontinuierliche Leistungsdichteverteilung zugelassen wird, welche die Berücksichtigung kompletter Spektralantworten erforderlich macht. Unter den in Kap. 6 nachgewiesenen Voraussetzungen kann die in Gleichung (6.1) formulierte Überlagerung diskreter Farbkomponenten an den hier betrachteten Fall einer kontinuierlichen Spektralverteilung durch Integralbildung angepaßt werden:

$$j_{Ph}(U) = \int \mathbf{F}^I(\mathbf{I}) S(U, \mathbf{I}) d\mathbf{I} . \quad (7.1)$$

Hierin stellt $\mathbf{F}^I(\mathbf{I}) = \frac{d\mathbf{F}(\mathbf{I})}{d\mathbf{I}}$ die spektrale Leistungsdichteverteilung (in $\text{Wcm}^{-2}\text{nm}^{-1}$) der dem Farbsensor zugeführten Strahlung dar. Die Integration erstreckt sich über den kompletten Empfindlichkeitsbereich des Sensors.

Das Integral (7.1) entspricht in formaler Hinsicht den im Bereich der Farbmetrik gebräuchlichen Farbwerten, wobei die spektralen Empfindlichkeiten mit den Spektralwertfunktionen korrelieren. Das Tripel dreier linear unabhängiger Spektralantworten spannt mithin ein sog. Primärvalenzsystem in ähnlicher Weise auf, wie dies beispielsweise imRGB-Farbsystem durch die Spektralwerte $\bar{r}(\mathbf{I})$, $\bar{g}(\mathbf{I})$, $\bar{b}(\mathbf{I})$ der Fall ist.²⁶ Aufgabe der Farbkorrektur, welche einen zentralen Aspekt dieses Kapitels darstellt, ist es, durch entsprechende Transformationen der Farbsignale bzw. der spektralen Empfindlichkeiten eine Anpassung des dem Farbsensor zugeordneten Farbsystems an normierte Primärvalenzsysteme zu erzielen, so daß die durch die elektronische Farbfilterung mit Hilfe der *a*-Si:H-basierten Farbsensoren hervorgerufenen Farbverfälschungen verringert werden. Dieses Verfahren wird in Kap. 7.1.2 näher erläutert, wobei die Farbabweichungen Gegenstand der in Kap. 7.2 vorgenommenen Bewertung der Qualität der Farbseparation sind.

Damit sind die thematischen Schwerpunkte dieses Kapitels genannt. Das Hauptgewicht liegt auf der Darstellung der Methoden zur Farbkorrektur sowie der damit erzielten Ergebnisse und weniger auf ihrer schaltungstechnischen Realisierung. Es sei jedoch der Hinweis vorangestellt, daß sich im Zusammenhang mit der TFA-Technologie zahlreiche Möglichkeiten bieten, die hier aufgezeigten Maßnahmen zur Farbkorrektur im Rahmen der Entwicklung von bildgebenden Farbsensoren auf dem Sensorchip zu integrieren, wobei die Optionen einer in jedem Pixel befindlichen elektronischen Korrekturschaltung sowie einer globalen Korrekturschaltung in der Peripherie des Sensors verfügbar sind.

²⁶ Um dieses Kapitel nicht übermäßig mit farbmetrischen Grundlagen zu belasten, wurde an dieser Stelle auf eine Darbietung der den folgenden Betrachtungen zugrundeliegenden Prinzipien der Farbmetrik verzichtet. Der interessierte Leser sei diesbezüglich auf den Anhang (Kap. 10.3) verwiesen.

7.1 Möglichkeiten der Farbkorrektur

Bevor auf die Charakterisierung des Farbauflösungsvermögens der Farbsensoren anhand der Untersuchung von Farbabweichungen eingegangen wird, sollen zunächst Maßnahmen zur Korrektur der vom Farbsensor gelieferten Farbinformationen vorgestellt werden. Hierbei wird zunächst ein einfaches Subtraktionsverfahren kurz skizziert, um im weiteren Verlauf Anpassungen des sensorseitigen Farbvalenzsystems an allgemein gebräuchliche und normierte Primärvalenzsysteme zu erläutern.

7.1.1 Farbkorrektur durch einfache Subtraktionsoperationen

Ein erstes, vergleichsweise einfach durchführbares Verfahren zur Farbkorrektur stellt die Subtraktion verschiedener Farbsignale dar. Bereits bei der Erläuterung der spannungsabhängigen spektralen Empfindlichkeitsverläufe in Kap. 4 war darauf hingewiesen worden, daß bei bipolaren Dreifarbsensoren die Spektralantwortkurven der Grünempfindlichkeit von denen der Rotempfindlichkeit eingeschlossen werden (vgl. Abb. 4.3, 4.10). Ein analoges Verhalten ist auch bei unipolar betriebenen Farbsensoren zu beobachten (vgl. Abb. 4.21, 4.35). Dieser Effekt hat seine Ursache darin, daß jeweils bei Spannungserhöhung weitere Absorptions-Teilgebiete für die Sammlung photogenerierter Ladungsträger geöffnet werden. Das Rotsignal eines unipolaren Farbsensors enthält mithin auch die Grüninformation, während das Grünsignal die Blauinformation einschließt. Aus diesem Grund liegt es nahe, im Zuge einer Verbesserung der spektralen Trennung eine Subtraktion der eingeschlossenen von der umfassenderen Spektralantwort vorzunehmen, was einer Subtraktion der bei den betreffenden Betriebsspannungen sich einstellenden Photoströme gleichkommt, unabhängig von der zugrundeliegenden spektralen Beleuchtungsverteilung, wie sich aus Gleichung (7.1) bei Gültigkeit des Überlagerungsprinzips unmittelbar ableiten läßt:

$$\begin{aligned} j_{Ph}(U_1) - j_{Ph}(U_2) &= \int \mathbf{F}^I(\mathbf{l}) \cdot S(U_1, \mathbf{l}) d\mathbf{l} - \int \mathbf{F}^I(\mathbf{l}) \cdot S(U_2, \mathbf{l}) d\mathbf{l} \\ &= \int \mathbf{F}^I(\mathbf{l}) \cdot (S(U_1, \mathbf{l}) - S(U_2, \mathbf{l})) d\mathbf{l} . \end{aligned} \quad (7.2)$$

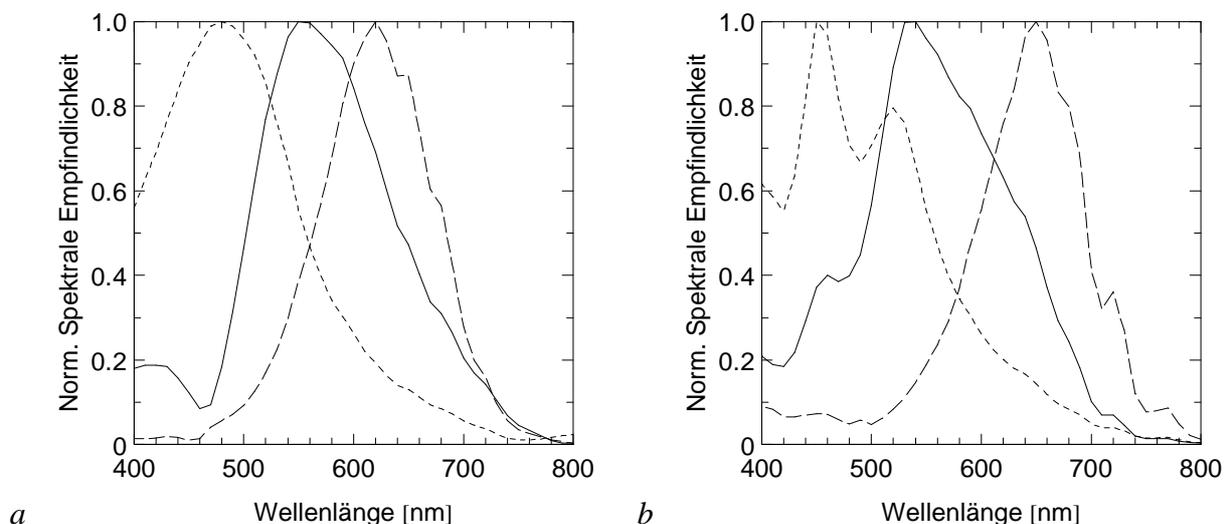


Abb. 7.1: Normierte, mittels Subtraktion korrigierte spektrale Empfindlichkeiten (a) des $nipi^2n$ -Dreifarbensors (Nr. 526), (b) des pi^3n -Dreifarbensors.

Die Effizienz des Subtraktionsverfahrens wird in Abb.7.1 am Beispiel eines bipolaren (nipi^2n) und eines unipolaren (pi^3n) Dreifarbsensors demonstriert. Die Halbwertsbreite der Rotempfindlichkeit, welche unkorrigiert in der Regel die größten Werte aufweist, läßt sich auf diese Weise von ca. 250 nm auf etwa 100 nm reduzieren (vgl. Abb. 4.37).

7.1.2 Farbkorrektur durch lineare Matrixtransformationen

Eine Verallgemeinerung des oben formulierten Ansatzes stellt eine Verknüpfung mit Hilfe einer linearen Transformationsmatrix dar, welche sich mit dem Ziel einer Verbesserung der Farbselektivität einsetzen läßt und im Bereich der Farbfernsehtechnik als bekanntes Verfahren angesehen werden kann [Jones68, Dill78, Suzu90, Koll92, Engel93, Hane95]. Es basiert auf den Prinzipien der Farbmeterik, einem Randgebiet der Physik, das sich mit der quantitativen Beschreibung der Erscheinung Farbe beschäftigt. Eine detaillierte Erläuterung der farbmeterischen Grundlagen sowie ihrer Anwendungen zur Qualifizierung der Farbsensoren befindet sich im Anhang (Kap. 10.3).

Die Farbkorrektur versucht, durch eine lineare Koordinatentransformation mit Hilfe einer 3×3 -Matrix die bei den drei Betriebsspannungen erzielten Farbempfindlichkeitsverläufe eines Dreifarbsensors $\bar{r}_s(\mathbf{I})$, $\bar{g}_s(\mathbf{I})$, $\bar{b}_s(\mathbf{I})$ in drei korrigierte Empfindlichkeitsverläufe $\bar{r}_k(\mathbf{I})$, $\bar{g}_k(\mathbf{I})$, $\bar{b}_k(\mathbf{I})$ umzuwandeln:

$$\begin{pmatrix} \bar{r}_k(\mathbf{I}) \\ \bar{g}_k(\mathbf{I}) \\ \bar{b}_k(\mathbf{I}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_1 & R_2 & R_3 \\ G_1 & G_2 & G_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \bar{r}_s(\mathbf{I}) \\ \bar{g}_s(\mathbf{I}) \\ \bar{b}_s(\mathbf{I}) \end{pmatrix}, \quad (7.3)$$

wobei die Abweichungen zu einem genormten Farbaufnehmersystem minimiert werden. Entsprechend Gleichung (7.1) werden in gleicher Weise die Farbsignale bzw. Farbvalenzen (R_s , G_s , B_s in R_k , G_k , B_k), beispielsweise in Form von (integrierten) Photoströmen, durch die Transformationsmatrix umgerechnet:

$$\begin{pmatrix} R_k \\ G_k \\ B_k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_1 & R_2 & R_3 \\ G_1 & G_2 & G_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} R_s \\ G_s \\ B_s \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} R_1 & R_2 & R_3 \\ G_1 & G_2 & G_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} j_{Ph}(U_1) \\ j_{Ph}(U_2) \\ j_{Ph}(U_3) \end{pmatrix}. \quad (7.4)$$

Für die folgenden Untersuchungen wird zur Anpassung das ReGeBe -System benutzt, welches als EBU-Valenzsystem (EBU = **E**uropean **B**roadcasting **U**nion) auf dem Gebiet der Farbfernsehtechnik im europäischen Bereich Verbreitung gefunden hat. Die Anpassung an das ReGeBe -System ist Gegenstand einer Optimierung, welche im Anhang ausführlich beschrieben ist (Kap. 10.3.2).

Die Wirkung der Farbkorrektur mittels einer entsprechend optimierten linearen Matrixtransformation ist in Abb. 7.2 für den nipi^2n -Dreifarbsensor (Nr. 526) sowie den unipolaren pi^3n -Dreifarbsensor demonstriert. Die als Ziel der Optimierung dienenden Farbmischkurven eines EBU-Beobachters sind in Abb. 10.6 im Anhang wiedergegeben. Im Vergleich mit den originalen Sensorempfindlichkeiten (Abb. 4.12 bzw. Abb. 4.37) wird eine signifikante Verringerung der Bandbreiten durch die Farbkorrektur deutlich, welche sich auf alle drei Verläufe gleichermaßen auswirkt. Die Halbwertsbreiten der Spektralantworten, welche sich unkorrigiert zwischen 130 nm und 250 nm bewegen, können auf 90 nm bis 120 nm gesenkt werden.

Ferner ist positiv hervorzuheben, daß die Empfindlichkeitsmaxima durch die Transformation derart in ihrer spektralen Lage verschoben werden können, daß sie den Maxima der EBU-Spektralwerte nahezu exakt entsprechen.

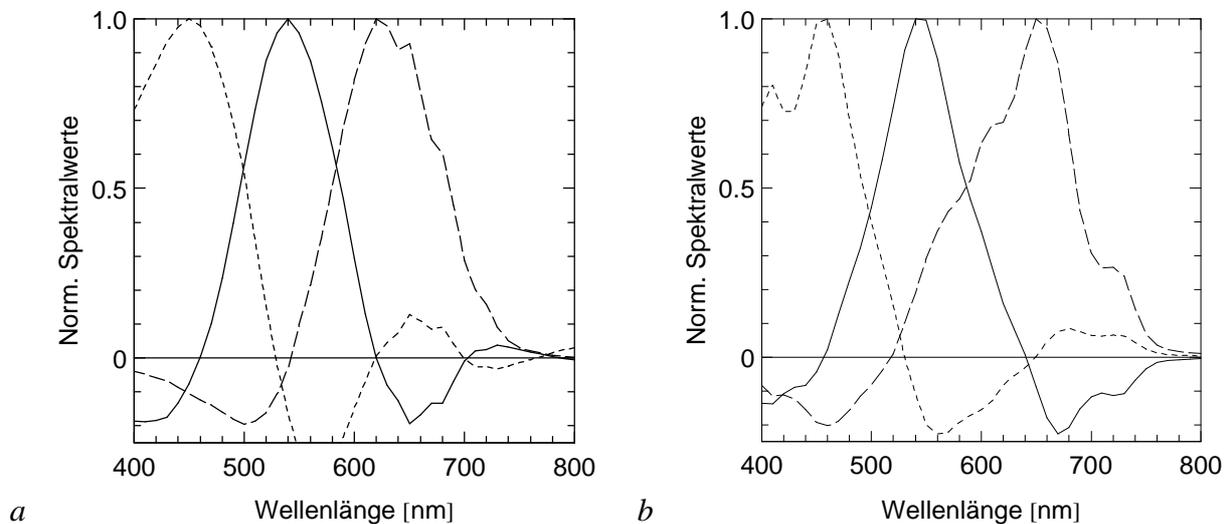


Abb. 7.2: Mittels optimierter linearer Matrixtransformationen aus den Spektralantworten (a) des nip^2n -Dreifarbensors (Nr. 526), (b) des pi^3n -Dreifarbensors berechnete Spektralwertfunktionen $\bar{r}_k(\mathbf{I})$ (—), $\bar{g}_k(\mathbf{I})$ (---) und $\bar{b}_k(\mathbf{I})$ (-·-·-).

7.1.3 Auswirkungen auf das Farbdreieck

Die Vorteile einer Farbtransformation lassen sich sehr anschaulich anhand der entsprechenden Farbdreiecke wiedergeben. In der Farbtabelle sind die Farbvalenzen auf die drei Primärvalenzen des betreffenden Primärvalenzsystems normiert, welche die Eckpunkte des Farbdreiecks markieren. Eine Farbkorrektur mit Hilfe einer linearen Matrixtransformation entspricht im Farbraum einer dreidimensionalen Koordinatentransformation, welche in bezug auf das Farbdreieck zusätzlich einer zweidimensionalen Projektion in die Normierungsebene unterworfen wird. Zur Darstellungsform des Farbdreiecks wird auf die entsprechenden Ausführungen des Anhangs verwiesen (Kap. 10.3).

Die Farbdreiecke einschließlich des Spektralfarbenzuges eines nip^2n -Dreifarbensors (Nr. 526) sind in Abb. 7.3 vor und nach einer optimierten linearen Matrixtransformation einander gegenübergestellt. Es zeigt sich, daß das Farbdreieck im Originalzustand (Abb. 7.3a) zwar einen Teil des Innern des Spektralfarbenzuges einschließt, innerhalb dessen die reellen Farbarten gelegen sind, daß jedoch ein großer Teil der Fläche des Farbdreiecks außerhalb des Spektralfarbenzuges liegt und mithin virtuellen Farbarten zugeordnet ist. Des Weiteren liegen sämtliche Primärvalenzen ebenfalls außerhalb des reellen Farbraumes, so daß eine Wiedergabe mit realen Farbvalenzen nicht möglich ist. Der kurzwellige Ast des Spektralfarbenzuges verläßt für Wellenlängen unterhalb ca. 460 nm das Farbdreieck im Bereich negativer r_s - und g_s -Farbwertanteile. Dies bedeutet, daß sowohl für spektrale als auch für weniger gesättigte blaue Farbvalenzen keine Möglichkeit einer inneren additiven Farbmischung besteht und diese Farbarten nur durch äußere Überlagerung beschrieben werden können, was im Rahmen einer Farbproduktion jedoch nicht realisiert werden kann. Mithin läßt sich festhalten, daß das dem Dreifarbensor entsprechende Primärvalenzsystem zwar in der Lage ist, die meisten

der reellen Farbvalenzen zu detektieren, daß jedoch eine authentische Wiedergabe dieser Farbvalenzen ohne zusätzliche Korrekturmaßnahmen nicht möglich ist.

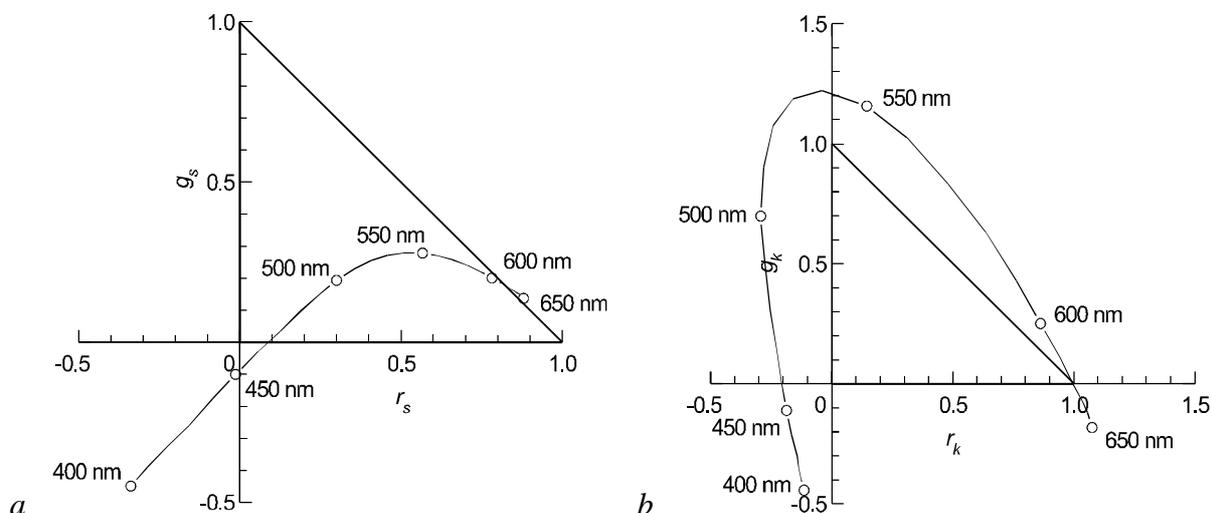


Abb. 7.3: Farbdreieck mit Spektralfarbenzug (a) der unkorrigierten Farbempfindlichkeiten eines $nipi^2n$ -Dreifarbensors (Nr. 526), (b) nach optimierter Farbkorrektur und Anpassung an das $R_eG_eB_e$ -Farbvalenzsystem.

Das Farbdreieck des mittels einer optimierten Matrixtransformation korrigierten Primärvalenzsystems (Abb. 7.3b) ist dem Verlauf des Spektralfarbenzuges weitaus besser angepaßt. Es liegt komplett im Innern des Spektralfarbenzuges, wobei es den größten Teil der reellen Farbarten einschließt. Dies bedeutet, daß die meisten reellen Farbarten, nämlich die innerhalb des Farbdreiecks gelegenen, durch die drei Primärvalenzen korrekt wiedergegeben werden können. Lediglich stark gesättigte Farbarten sind außerhalb des Farbdreiecks angesiedelt; bei ihnen ist eine Reproduktion durch die Primärvalenzen nicht möglich. Zu beachten ist jedoch, daß rein monochromatische Farbvalenzen sowie Farbarten hoher Sättigung in der Natur vergleichsweise selten sind, so daß diese Einschränkung nicht als kritisch zu bewerten ist. Es ist ferner erkennbar, daß auch die Eckpunkte des Farbdreiecks, d. h. die Primärvalenzen im Gebiet der reellen Farbarten liegen, so daß die Farbwiedergabe der innerhalb des Farbdreiecks gelegenen Farbvalenzen auf der Basis real existierender Farben durch innere additive Mischung möglich ist.

Der wesentliche Fortschritt der Korrektur durch die lineare Matrixtransformation, welche durch die Gleichungen (7.3) und (7.4) gegeben ist, besteht, um es kurz zusammenzufassen, in der Umrechnung eines Primärvalenzsystems mit virtuellen in eines mit reellen Primärvalenzen, bei dem der größte Teil der reellen Farbarten einer Wiedergabe im korrigierten Valenzsystem zugänglich ist. Analoge Resultate lassen sich durch entsprechende Farbtransformationen auch bei Dreifarbensensoren anderer Typen ($nipin$, pi^3n) erzielen.

7.1.4 Einfluß auf den Störabstand und das Rauschen

Obwohl durch eine lineare Matrixtransformation, wie zuvor beschrieben, die Selektivität der drei Farbkanäle signifikant gesteigert und die Empfindlichkeiten an normierte Farbempfänger angepaßt werden können, so sind doch die Auswirkungen dieser Transformation in bezug auf das Signal-Rausch-Verhältnis nicht in jedem Fall vernachlässigbar. In diesem Zusammenhang sind die Einflüsse des Rauschens sowie des Dunkelstromes voneinander zu unterscheiden. Hinsichtlich der letztgenannten Größe kann, sofern sie nicht vor der Transformation vom

Nutzsignal subtrahiert wird, eine lineare Überlagerung entsprechend der Transformationsmatrix auch für die Dunkelsignale angenommen werden. Im konkreten Fall, d. h. unter Verwendung der optimierten Transformationsmatrix bei Anpassung der Spektralantworten des Dreifarbsensors an die EBU-Spektralwertfunktionen, ergibt sich im ungünstigsten Fall eine Erhöhung des Dunkelsignales um den Faktor drei, was einer Reduzierung der Dynamik um 10 dB entspricht. In der Realität ist jedoch ein geringerer Effekt aufgrund einer partiellen Kompensation der Dunkelströme zu erwarten.

Bezüglich des Rauschens stellen die drei Farbsignale unkorrelierte Rauschquellen dar, da sie aus der zeitlich disjunkten Integration der Photoströme hervorgehen, welche bei den drei Betriebsspannungen unter Anregung mit der zugrundeliegenden Beleuchtung fließen. Dementsprechend werden die Rauschleistungen bei der Transformation nach entsprechender Gewichtung addiert [Dill78, Paru85]. Auf der Grundlage der Transformationsmatrix sind mithin zur Bestimmung der Zunahme des Rauschens die Koeffizienten der Matrix zeilenweise geometrisch zu addieren, so daß sich im konkreten Fall des Dreifarbsensors (Nr. 526) bei optimierter Transformationsmatrix eine Erhöhung des Rauschens maximal um den Faktor zwei ergibt. Die durch die Farbkorrektur hervorgerufene Zunahme des Rauschens bleibt somit unter 6 dB. Darüber hinaus sind selbstverständlich weitere Rauscheinflüsse aufgrund des Eigenrauschens der zur Realisierung der gewichteten Additions- und Verstärkungsfunktionen verwendeten Schaltungskomponenten einzubeziehen.

Die infolge der Farbkorrektur zu verzeichnenden Reduzierungen des Störabstandes durch die Berücksichtigung des Dunkelstromes und des Rauschens der Farbsignale sind in direkter Weise abhängig von den Werten der Transformationsmatrix. Eine geringe Beeinflussung des Signal-Rausch-Verhältnisses durch die Farbtransformation läßt sich in der Forderung zusammenfassen, daß die Elemente der Hauptdiagonale der Transformationsmatrix die übrigen Elemente dem Betrag nach deutlich überwiegen [Vorh78], was jedoch gegebenenfalls in Konkurrenz zu einer optimalen Farbkorrektur steht. Dennoch können die oben genannten Werte in Anbetracht der signifikanten Vorteile der Farbtransformation als tolerierbar angesehen werden.

7.2 Qualität der Farbauflösung

Zur Bewertung der Farbauflösung der spannungsgesteuerten Farbsensoren mit ihren originalen spektralen Empfindlichkeiten sowie nach einer optimierten Farbkorrektur, wie sie im vorangehenden Abschnitt beschrieben ist, wird auf ein spezielles Testverfahren zurückgegriffen, welches sich an der Vorschrift DIN 6169, Teil 6 orientiert [Din76]. Hierin ist ein Verfahren zur Kennzeichnung der Farbwiedergabe in der Farbfernsehtechnik mit Bildaufnahme-geräten erläutert. Wenngleich sich dieses Verfahren in der Regel auf eine komplette Farbübertragungstrecke einschließlich (bildgebendem) Farbsensor und Fernsehempfänger bezieht, so kann die Vorschrift jedoch auch auf diskrete Farbdetektoren angewandt werden.

7.2.1 Farbwiedergabeindex nach DIN 6169, Teil 6

Die Kennzeichnung der Farbproduktionseigenschaften von Farbsensoren erfolgt durch den Vergleich zwischen verschiedenen, durch den Farbsensor wiedergegebenen Farbvalenzen mit den originalen Farbvalenzen, die der Aufnahme zugrundeliegen. Es kommt hierbei ein Satz von insgesamt 17 Testfarben zum Einsatz, welche von der Commission Internationale de l'Éclairage (CIE) für die Messung der Farbwiedergabe empfohlen worden sind. Unter Verwendung derartiger Testfarben werden zur Bewertung des Farbabstandes sog. Farbwieder-

gabeindizes bestimmt, die die Farbverfälschung jeder dieser Testfarben im Rahmen eines empfindungsgemäß gleichabständigen Farbsystems ($U^*V^*W^*$ -System) beschreiben.

Einzelheiten hinsichtlich des genormten Verfahrens zur Bestimmung der Güte der Farbauflösung finden sich im Anhang (Kap. 10.3.3). Es sei an dieser Stelle lediglich erwähnt, daß zwei verfahrenstechnische Varianten möglich sind, welche beide in der Norm DIN6169, Teil 6 beschrieben sind. Die erste Variante (I) basiert auf gemessenen spektralen Empfindlichkeiten der Farbsensoren, die als Spektralwerte eines Farbaufnehmers angesehen werden. Alternativ dazu werden bei der Variante II die unter tatsächlicher Bestrahlung mit den Testfarben gemessenen Photoströme bei den entsprechenden Farbspannungen herangezogen und als Farbwerte im Rahmen des durch den Farbsensor festgelegten Primärvalenzsystems interpretiert. Die zweite Variante kann bei unterschiedlichen Beleuchtungspegeln angewandt werden und erlaubt es mithin, den Einfluß der Beleuchtungsintensität auf die Qualität der Farbwiedergabe zu erfassen. Beide Varianten sind (mit bzw. ohne Einbeziehung einer Farbkorrektur) zur Kennzeichnung der Farbwiedergabeeigenschaften der Farbsensoren durchgeführt worden.

7.2.2 Ergebnisse

Die wesentlichen Ergebnisse hinsichtlich des Verfahrens zur Kennzeichnung der Farbwiedergabe sind für die Dreifarbsensoren vom Typ nip^2_n , $nipin$, $pinip$ und pi^3_n im folgenden zusammengestellt. Abb. 7.4 zeigt die Positionen der untersuchten Testfarben in der sog. UCS-Farbtabelle und deren Verschiebung infolge des limitierten Farbauflösungsvermögens am Beispiel des nip^2_n -Farbsensors (Nr. 526) entsprechend der Variante I. In Abb. 7.4a ist der Zustand ohne Farbkorrektur wiedergegeben, bei dem die originalen Spektralantwortkurven des Sensors als Spektralwertfunktionen eines $R_G B_C$ -Farbempfängers interpretiert werden. Bedingt durch die fehlende Anpassung der Empfindlichkeiten an die genormten Spektralwerte ergeben sich deutliche Farbverfälschungen, die im UCS-Diagramm durch entsprechende Pfeile angedeutet sind. Tendenziell ist zu beobachten, daß die Farbarten der Testfarben in Richtung des Weißpunktes verschoben werden, d. h. der Sättigungsgrad der Farbvalenzen, insbesondere bei den höher gesättigten Originalfarben, nimmt durch die Aufzeichnung mittels des Farbsensors infolge der vergleichsweise breitbandigen spektralen Empfindlichkeiten ab. Gleichzeitig ist bei einigen der Farbvalenzen eine deutliche Verzerrung des Farbtones durch die Reproduktion festzustellen.

Durch eine Farbkorrektur mittels einer optimierten linearen Transformationsmatrix ist im Gegensatz dazu eine signifikante Verbesserung der Farbwiedergabe ersichtlich, die beim Vergleich der Positionen der Wiedergabefarben mit den Originalfarben in Abb. 7.4b zutage tritt. In diesem Fall unterscheiden sich die zugeordneten Farbarten deutlich weniger. Des weiteren ist keine nennenswerte Komprimierung des Farbraumes festzustellen. Der allgemeine Farbwiedergabeindex,²⁷ gegeben durch die Mittelung der ersten acht speziellen Farbwiedergabeindizes, beträgt für den hier untersuchten Farbsensor vom Typ nip^2_n (Nr. 526) nach Korrektur 84.²⁸ Dies entspricht einem mittleren Farbabstand von etwa 3,5. Der mittlere Farbabstand des Sensors ohne Korrektur liegt im Vergleich dazu bei 22, ist also um ein Vielfaches größer als der des korrigierten Sensors, was die Effizienz der Farbkorrektur belegt.

²⁷ Die verwendeten Begriffe des allgemeinen und speziellen Farbwiedergabeindex sowie des Farbabstandes sind im Anhang (Kap. 10.3) erläutert.

²⁸ Ergänzend sei vermerkt, daß Farbkameras auf der Basis mosaikgefilterter CCDs hinsichtlich ihrer Farbwiedergabeeigenschaften als gut angesehen werden können, wenn der allgemeine Farbwiedergabeindex Werte größer als 80 annimmt [Seitz93].

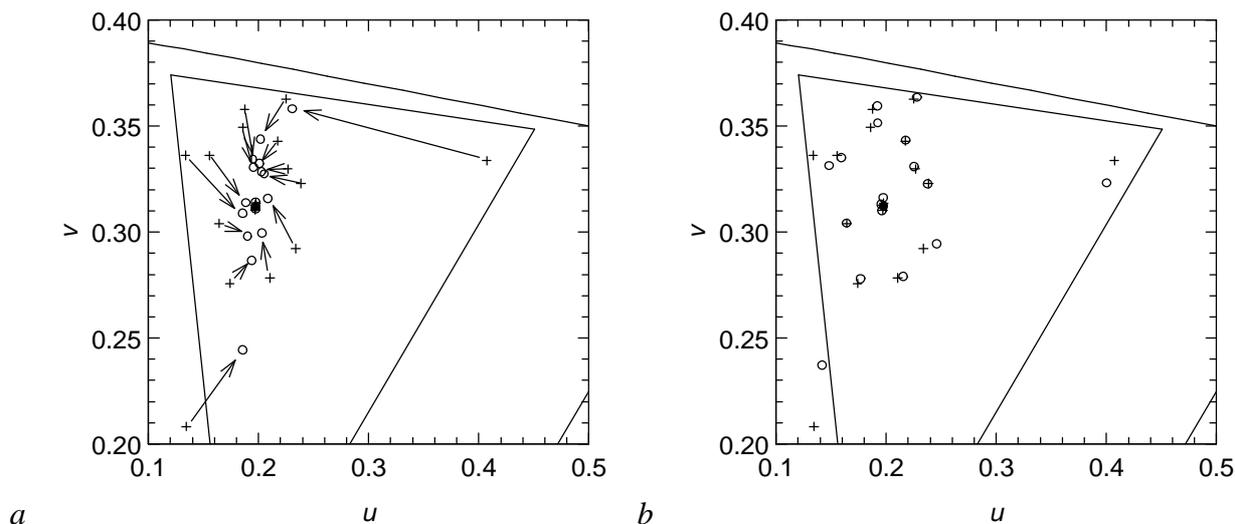


Abb. 7.4: Ausschnitt aus der CIE-UCS Farbtabelle 1960 mit $R_e G_e B_e$ -Farbdreieck und Spektralfarbenzug sowie der Verschiebung der Farborte der Testfarben nach DIN 6169, Teil 6 infolge der Farbwiedergabe durch einen $nipi^2$ -n-Dreifarbensor (Nr. 526): (a) mit den unkorrigierten Farbempfindlichkeiten, (b) nach optimaler Farbkorrektur und Anpassung an das $R_e G_e B_e$ -Farbvalenzsystem. Die Positionen der originalen Farbarten sind durch Kreuze, die der Wiedergabefarbarten durch Kreise markiert.

Eine bessere Anpassung der Farbwiedergabe ist nur durch aufwendigere nichtlineare Farbtransformationen zu erreichen.

Die allgemeinen Farbwiedergabeindizes (einschließlich Farbtransformation) sind für die drei Farbsensor-Typen nipinin, pinipip und $nipi^2$ n in Abb. 7.5 in Abhängigkeit von der Beleuchtungsintensität visualisiert, bei der der Weißabgleich durchgeführt worden ist. Es ist

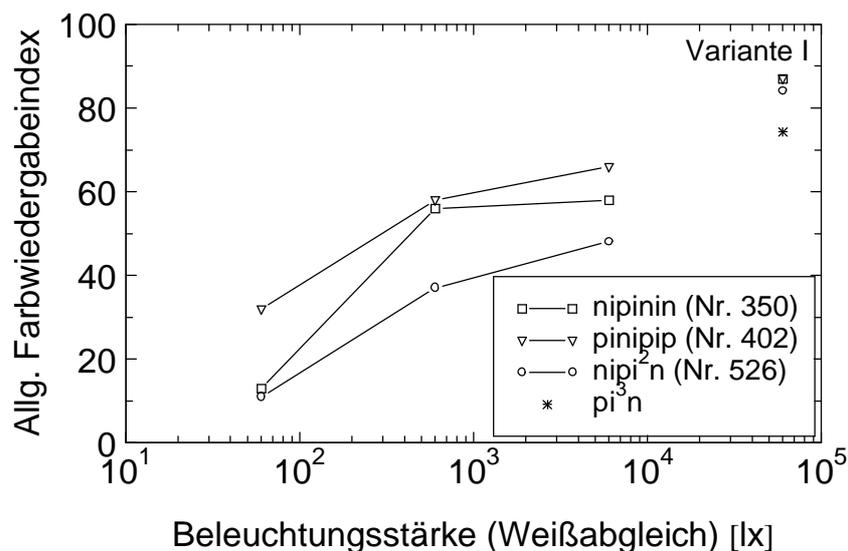


Abb. 7.5: Nach der Variante II bestimmte allgemeine Farbwiedergabeindizes in Abhängigkeit von der für den Weißabgleich verwendeten Beleuchtungsintensität für verschiedene Typen von Dreifarbsensoren. Markiert sind zusätzlich die allgemeinen Farbwiedergabeindizes nach Variante I. Sämtliche angegebenen Werte schließen eine optimierte lineare Farbkorrektur ein.

tendenziell eine Abnahme der Qualität der Farbwiedergabe mit sinkender Intensität des Weißlichtpegels festzustellen, welche mit dem bereits zuvor analysierten Rückgang der Farbselektivität bei reduzierten Beleuchtungspegeln korreliert, die ihre Ursache im wesentlichen in der Intensitätsabhängigkeit der Farbtrennung hat (vgl. Kap. 4.4.3). Dieser Effekt wird darüber hinaus für die offensichtliche Diskrepanz der mittels der beiden Varianten erzielten Ergebnisse verantwortlich gemacht. Weitere Daten und Details zur farbmetrischen Bewertung der α -Si:H-Dreifarbsensoren sind im Anhang (Kap. 10.3.3.3) festgehalten.

Bei der vergleichenden Beurteilung der Farbwiedergebeeigenschaften der hier untersuchten Dreifarbsensoren zeigt sich die positive Wirkung der Farbkorrektur, vor allem bei höheren Beleuchtungspegeln. Ferner läßt sich in bezug auf das Farbauflösungsvermögen festhalten, daß bipolar arbeitende Sensortypen geringfügig günstiger zu beurteilen sind als unipolare Typen, was als Konsequenz der Unipolarität des Photostromes und der daraus resultierenden Breitbandigkeit der Empfindlichkeitsbereiche anzusehen ist.

7.2.3 Vergleich mit konventionellen Farbaufnehmern

Zum Abschluß dieses Kapitels wird ein Vergleich des Farbauflösungsvermögens α -Si:H-basierter, spannungsgesteuerter Farbsensoren mit photographischen Farbfilmschichten sowie mit konventionellen Farbsensortechnologien (CCD, CMOS) unternommen, bei denen die eigentlichen lichtempfindlichen Sensorelemente mit optischen Filterschichten versehen sind, beispielsweise in Form einer mosaikförmigen Anordnung [Dill78, Mana83, Blan97]. Die Farbfilterarrays können primär als RGB-Filter oder komplementär als CYM-Filter ausgeführt sein [Paru85]. Die spektralen Empfindlichkeiten eines CMOS-Farbsensors, bei dem eine Photogate-Struktur mit einem primären RGB-Mosaikfilter versehen ist, ist in Abb. 7.6 festgehalten (nach [Loi98]). Im Vergleich zu den Empfindlichkeiten der α -Si:H-Farbsensoren fällt insbesondere die niedrige absolute Empfindlichkeit dieses Sensortyps auf, speziell im blauen Spektralbereich, was vorrangig darauf zurückzuführen ist, daß der photoaktive Bereich lediglich einen Teil der gesamten Fläche eines Bildpunktes ausmacht und die lichtempfindliche Photogate-Struktur im CMOS-Prozeß nur sehr begrenzt auf eine hohe Quanteneffizienz hin optimiert werden kann.

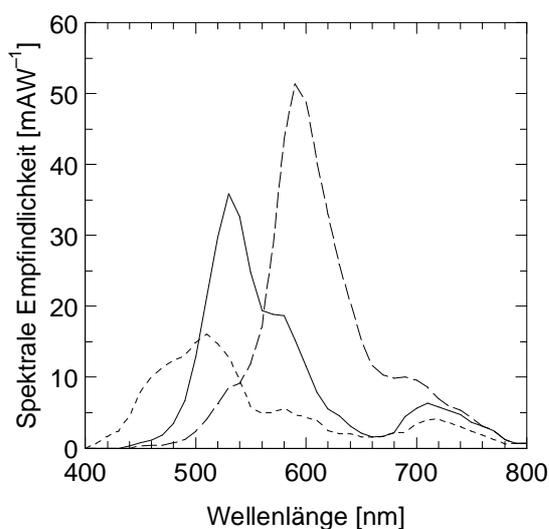


Abb. 7.6: Spektrale Empfindlichkeit eines CMOS-Farbsensors mit RGB-Mosaikfilter (nach [Loi98]).

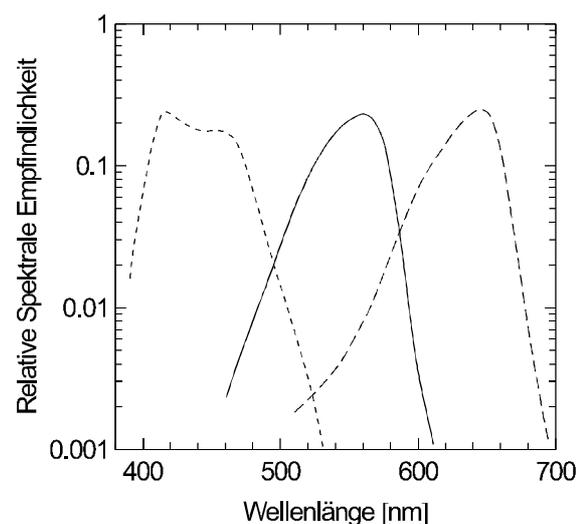


Abb. 7.7: Relative spektrale Empfindlichkeit eines Diafilms (Agfachrome CTx 100) [Agfa94].

Die auch bei Verwendung dieser Filterschichten fehlende Anpassung der Empfindlichkeiten an eines der gängigen Primärvalenzsysteme macht auch in diesem Fall eine nachträgliche Korrektur der Farbsignale unerlässlich. Für eine optimale Farbkorrektur werden unter Verwendung derartiger Filteranordnungen mittlere Farbabstände dokumentiert, die im Bereich um fünf liegen [Blan97]. Höhere Genauigkeiten sind prinzipiell möglich, sie erfordern jedoch besser an ein normiertes Primärvalenzsystem angepaßte Filterschichten, was im allgemeinen einen erhöhten fertigungstechnischen Aufwand bedeutet [Engel93].²⁹ Der Vergleich mit den *a*-Si:H-Farbsensoren macht deutlich, daß die Farbwiedergabeeigenschaften dieses neuartigen Sensortyps durchaus vergleichbar mit denen konventioneller Farbsensortechnologien sind.

Im Gegensatz zu den bislang vorgestellten elektronischen Farbaufnahmesystemen handelt es sich beim chemischen Farbfilm um ein subtraktives Verfahren, da die Farbmischung durch multiplikative Verknüpfung der Trans- bzw. Remissionseigenschaften von Farbpigmentschichten erfolgt, wenngleich er hinsichtlich seines Aufbaus durchaus Gemeinsamkeiten mit den *a*-Si:H-basierten Dünnschicht-Farbdetektoren besitzt. Auch der chemische Film setzt sich aus mehreren licht- bzw. farbempfindlichen Schichten zusammen, welche in Lichtausbreitungsrichtung übereinander gestapelt sind. Zusätzlich sind zwischen den einzelnen photoempfindlichen Schichten optische Filterschichten mit bandbreitebegrenzender Funktion angeordnet. Abb. 7.7 zeigt die relativen spektralen Empfindlichkeitsverläufe eines Farbdiafilms. Die Belichtung durch Absorption von Photonen in einer Photoschicht bewirkt eine Färbung dieser Schicht. Die einzelnen Photoschichten sind dabei blau-, grün- bzw. rot empfindlich, wobei die Absorption eines spektralen Anteils die betreffende Schicht für die jeweilige Komplementärfarbe optisch dichter, also weniger transparent werden läßt. Im Ergebnis erhält man die resultierende Farbe einer photographischen Reproduktion im wesentlichen durch subtraktive Überlagerung, d. h. beim Diafilm durch Multiplikation der drei spektralen Transmissionsverteilungen. Hinsichtlich der Quantifizierung der Farbwiedergabe bei Farbfilmen bedeutet dies, daß immer komplette spektrale Trans- bzw. Remissionsfunktionen berücksichtigt werden müssen und eine Reduktion auf drei Farbwerte erst bei Beleuchtung und Betrachtung der photographischen Reproduktion erfolgen kann. Mithin ist eine isolierte Behandlung der Farbwiedergabe einzelner Komponenten wie bei elektronischen Farbaufnehmern nicht möglich. Die im Falle der Farbphotographie maßgebliche subtraktive Farbmischung, bei der es sich nicht um eine Farbmischung im Sinne der Valenzmetrik handelt, ist aus diesem Grunde erheblich komplexer, was ihre Beschreibung betrifft, so daß an dieser Stelle darauf verzichtet werden soll.

7.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde auf der Grundlage einer farbmetrischen Betrachtungsweise eine Bewertung des Farbauflösungsvermögens von Dreifarbsensoren vorgenommen. Neben der Möglichkeit einer einfachen subtraktiven Verknüpfung zweier Farbsignale sind Methoden zur Farbkorrektur mit Hilfe von linearen Transformationsmatrizen vorgestellt worden, durch die eine Anpassung der durch den Sensor bestimmten Farbempfindlichkeiten an normierte Farbempfindlichkeitsverläufe, beispielsweise von Farbfernsehempfängern, durchgeführt werden kann. Die spektralen Empfindlichkeiten des Farbsensors werden dabei als Spektralwerte im

²⁹ Alternativ werden bei hohen Anforderungen hinsichtlich einer farbmetrisch exakten Wiedergabe auch Kameras mit mehr als drei Farbempfindlichkeitsbereichen beispielsweise in Form von mechanischen Filterrädern mit Interferenzfiltern in Verbindung mit einem zusätzlichen linearen Verknüpfungsalgorithmus verwendet [Koll92, Mart93].

Rahmen eines durch den Sensor vorgegebenen Farbsystems betrachtet, welches sich in beliebige andere Primärvalenzsysteme umformen läßt. Durch eine entsprechend optimierte Transformation wird das Farbdreieck des Farbempfängers derart beeinflußt, daß es den Bereich der natürlichen Farben besser adaptiert. Ferner kann das durch den Sensor bestimmte virtuelle Farbsystem in ein reelles System mit Primärvalenzen in Form real existierender Farben umgewandelt werden. Dieser Übergang stellt einen unerläßlichen Schritt für eine Wiedergabe von durch den Farbsensor aufgezeichneten Farbvalenzen dar.

Das Farbauflösungsvermögen der Farbsensoren ist auf der Basis der Vorschrift DIN 6169, Teil 6 charakterisiert worden, wobei in zwei Varianten die gemessenen spektralen Empfindlichkeiten der Farbsensoren oder experimentell ermittelte Photostromkennlinien unter Beleuchtung des Sensors mit Testfarben herangezogen worden sind. Die hierbei erzielten Ergebnisse belegen die positive Beeinflussung der Farbwiedergabe durch eine optimierte Farbkorrektur, sie spiegeln jedoch auch die Abhängigkeit des Farbauflösungsvermögens von der auf den Sensor treffenden Beleuchtungsintensität wider, auf die bereits in den vorangehenden Kapiteln ausführlich hingewiesen worden ist. In der Gesamtbeurteilung kann die Farbtransformation gleichwohl als eine unverzichtbare Maßnahme angesehen werden, um unter vertretbaren Einbußen an Dynamik eine reproduktionsfähige Farbanalyse durchführen zu können. Bei Berücksichtigung einer optimierten Farbkorrektur liefern die hier untersuchten *a*-Si:H-Farbsensoren vergleichbare Ergebnisse zu ebenfalls korrigierten konventionellen, d. h. mit optischen Filterschichten ausgerüsteten Farbsensorsystemen.

8 Zusammenfassung

Im Verlauf der vorliegenden Arbeit wurde eine ausführliche Untersuchung von Dünnschicht-Farbsensoren bestehend aus Mehrschichtsystemen auf der Basis amorphen Siliziums und dessen Legierungen vorgenommen. Die Arbeit beschreibt die Entwicklung der Farbsensoren ausgehend von einfachen nipin-Diodenstrukturen über komplexere nipinin- bzw. nip_i^2n -Dreifarbsensoren bis hin zu unipolaren Farbdetektoren vom Typ ni^2p und pi^3n und umfaßt die Optimierung der verschiedenen Farbsensortypen, die experimentelle Analyse der stationären und transienten Bauelementeigenschaften sowie die Bewertung des Farbauflösungsvermögens auf der Grundlage einer farbmetrischen Betrachtungsweise. Im Zuge der Optimierung wurde eine Vielzahl von nahezu 200 Proben präpariert und experimentell charakterisiert, wobei lediglich eine sehr begrenzte Auswahl an Ergebnissen in den vorausgegangenen Kapiteln präsentiert werden konnte.

Die als Zwei-Terminal-Bauelemente ausgeführten Farbsensoren machen von der Wellenlängenabhängigkeit der Absorption im Halbleitermaterial und dem daraus resultierenden Generationsprofil photoelektrisch erzeugter Ladungsträger Gebrauch und nehmen eine spektrale Separation durch Aktivierung von in unterschiedlicher Bauelementtiefe gelegenen Ladungsträger-Sammlungszone vor, wobei sich das Spektralverhalten mit Hilfe der angelegten elektrischen Spannung steuern läßt. Sie können entsprechend ihres Aufbaus und ihrer Funktionsweise in unipolare und bipolare Farbsensoren klassifiziert werden. Die Grundstruktur eines bipolaren Farbsensors besteht aus einer antiseriellen Verschaltung zweier Dioden (z. B. nipin), welche in dieser Form einen Zweifarbsensor darstellt. Die intrinsischen Schichten dienen hierbei als Absorptionsschichten und bestimmen nach Maßgabe der Spannungspolung die spektrale Charakteristik des Bauelements. Diese Grundstruktur kann durch Einfügen zusätzlicher dotierter Schichten zu einem Dreifarbsensor erweitert werden (z. B. nipinin), wobei in diesem Fall die Steuerung der Ladungsträgersammlung im wesentlichen durch eine Beeinflussung des elektrischen Feldes infolge der dotierten Schichten vorgenommen wird. Eine weitere Realisierungsmöglichkeit bietet die Ausnutzung von Heteroübergängen (z. B. nip_i^2n) zwischen amorphen Siliziumschichten unterschiedlicher elektrischer und optischer Eigenschaften (Bandabstand, Dielektrizitätszahl, nt -Produkt), durch welche in den an den Heteroübergang angrenzenden Absorptionsschichten unterschiedliche Sammlungseigenschaften für photogenerierte Ladungsträger eingestellt werden können. In der Verwendung von Heteroübergängen besteht ferner das Grundprinzip unipolarer Farbsensoren, welche aus der Aneinanderfügung mehrerer intrinsischer Schichten mit unterschiedlichen Materialparametern innerhalb einer pin- oder nip-Diodenstruktur hervorgehen. Der wesentliche Vorteil der Farbsensoren dieses Typs besteht darin, daß sie lediglich eine Spannungspolung benötigen und permanent im Sperrbereich betrieben werden. Sowohl bipolare als auch unipolare Farbsensoren sind im Rahmen der zur Verfügung stehenden technologischen Möglichkeiten im Hinblick auf ihre elektrooptischen Eigenschaften optimiert worden.

Im Verlauf der Optimierung der Farbsensoren, insbesondere bei Verwendung von a -SiC:H/ a -Si:H-Heterostrukturen, stellte sich heraus, daß eine Realisierung der Funktionalität der Bauelemente durch Synthese von Mehrschichtsystemen ausschließlich mit Hilfe von Standardschichten nicht möglich war, was im wesentlichen auf die Beeinträchtigung der Schichtqualität bei amorphen Silizium-Kohlenstoff-Legierungen zurückzuführen ist. So wurde in begrenztem Umfang eine Optimierung dieser Schichten vorgenommen, speziell hinsichtlich eines hohen nt -Produktes. Hierbei kam die Methode der Wasserstoffverdünnung bei der Schichtdeposition zum Einsatz, mit deren Hilfe das nt -Produkt der a -SiC:H-Schichten

um etwa eine Größenordnung gesteigert werden konnte. Auf diese Weise wurden $a\text{-SiC:H}/a\text{-Si:H}$ -Heterostrukturen realisiert, bei denen das nt -Produkt der $a\text{-SiC:H}$ -Schicht das der reinen $a\text{-Si:H}$ -Schicht überwiegt, was für eine effiziente Farbtrennung in derartigen Bauelementkonfigurationen eine unerläßliche Voraussetzung darstellt.

Zur Charakterisierung der Farbempfänger sind umfangreiche Messungen der stationären und transienten Eigenschaften durchgeführt worden, welche einerseits Auskunft über die Qualität der Bauelemente geben und andererseits ein vertieftes Verständnis deren Funktionsweise ermöglichen, so daß daraus Optimierungsansätze abgeleitet werden können.

Im Bereich der bipolaren Farbsensoren ragt der hohe Dynamikumfang eines Zweifarbsensors vom Typ n_{ip} heraus, bei dem infolge des sehr niedrigen Dunkelstromes ein Wert über 125 dB erzielt worden ist. Durch die Erweiterung dieser Struktur gelang die Realisation von Dreifarbsensoren, welche sich aufgrund ihrer bipolaren Betriebsweise durch eine gute Trennung zwischen den verschiedenen linear unabhängigen Spektralbereichen auszeichnen. Als Beispiel seien die Maxima der spektralen Empfindlichkeit eines n_{ip}^2 -Dreifarbsensors genannt, welche bei 490 nm, 550 nm und 620 nm gelegen sind. Die Bandbreiten der Empfindlichkeiten belaufen sich auf 140 nm bis 170 nm.

Ein Nachteil der bipolaren Farbsensoren spiegelt sich in ihrem transienten Verhalten wider. Hier kommt es zu recht langsamen zeitlichen Veränderungen nach Wechsel der Beleuchtung oder Variation der Betriebsspannung, die bis in den Millisekunden- und Sekundenbereich hineinreichen und damit in Zusammenhang stehen, daß jeweils eine der beiden Teildioden in Sperrichtung betrieben wird, während die andere in Durchlaßrichtung gepolt ist. Zeitintensive Ausgleichsvorgänge resultieren vor allem aus der Umladung von in der Bandlücke des amorphen Siliziums gelegenen Trapzuständen, speziell in der Umgebung dotierter Schichten, bei denen das Fermi-niveau in die Nähe einer der Bandkanten rückt, oder im Bereich von Grenzflächen, wie sie beispielsweise an Heteroübergängen auftreten. Die transienten Eigenschaften hängen daher mit der Qualität des Halbleitermaterials zusammen. Sie werden jedoch zusätzlich auch durch den Aufbau des Bauelements beeinflusst. Ferner läßt sich eine ausgeprägte Intensitätsabhängigkeit der Dauer des Abklingens der transienten Vorgänge feststellen, die sich in einer zeitlichen Verlängerung bei abnehmenden Beleuchtungsintensitäten bemerkbar macht.

Unipolare Farbsensoren sind in dieser Hinsicht weniger anfällig. Da sie permanent unter Sperrspannung betrieben werden, können deutlich schnellere Transienten unterhalb des Millisekundenbereichs erzielt werden, welche zudem weitgehend unabhängig von den Beleuchtungszuständen sind. Generell läßt sich aus den Ergebnissen zum transienten Verhalten von Bipolar- und Unipolar-Farbsensoren ableiten, daß Umladevorgänge immer dann kritisch in bezug auf ihre zeitliche Dauer sind, wenn Betriebszustände auftreten, bei denen Bereiche innerhalb der Bauelemente eine geringe elektrische Feldstärke aufweisen.

Unipolar betriebene Farbsensoren können, wie die Meßergebnisse zum n_{ip}^2 -Zweifarbensor belegen, ebenfalls mit sehr hohen Hell/Dunkel-Dynamiken realisiert werden. Der dabei ermittelte Wert in Höhe von 120 dB läßt sich bei Verwendung eines höher transparenten Frontkontaktes um weitere 10 dB steigern. Als Konsequenz der Beschränkung auf eine einzige Spannungs- und Strom-Polarität ist jedoch die spektrale Selektivität im allgemeinen geringer ausgeprägt als bei bipolaren Farbsensoren. Die Ursache hierfür ist in der Tatsache zu sehen, daß bei Erhöhung der Sperrspannung im Zuge der Ausdehnung der Ladungsträgersammlung in tiefere Bauelementschichten sich einerseits das Maximum der spektralen Empfindlichkeit in Richtung höherer Wellenlängen verschiebt, daß jedoch damit eine gleichzeitige Vergrößerung der Bandbreite einhergeht.

Mit der Realisierung eines unipolaren Dreifarbsensors von Typ p_{in}^3 erreichte die in dieser Arbeit dokumentierte Entwicklung ihren Zielpunkt. Dieser Detektor besteht aus einer intrinsischen $a\text{-SiC:H}/a\text{-Si:H}/a\text{-SiGe:H}$ -Schichtkombination, welche zwischen zwei dotierten

Kontaktgebieten eingeschlossen ist. Durch Optimierung der Schichtdicken, Bandabstände und Transporteigenschaften der Absorberschichten sowie Einfügung von mikrodotierten Zwischenschichten zur elektrischen Feldsteuerung konnte eine gute Farbtrennung bei gleichzeitig hohem Dynamikumfang erzielt werden. Besonders hervorzuheben ist die die spektrale Separation unterstützende Wirkung der durch die TCO-Schicht hervorgerufenen Interferenzerscheinungen.

Sämtlichen der betrachteten Mehrfarbsensoren ist eine gute Linearität des gesättigten Photostromes bezüglich der Beleuchtungsintensität eigen. Beim Übergang zwischen verschiedenen Farbempfindlichkeiten zeigen jedoch alle Typen eine mehr oder minder ausgeprägte Intensitätsabhängigkeit der Farbtrennung, welche den Arbeitsbereich des Farbsensors im Vergleich zu der aufgrund der Höhe des Dunkelstromes möglichen Sensordynamik einschränkt. Dieses Verhalten wird dadurch verursacht, daß die Bauelementeigenschaften der bipolaren wie der unipolaren Farbsensoren in nicht vernachlässigbarer Weise durch freie und getrappte Ladungsträger beeinflusst werden, deren Konzentrationen sich erst während des Betriebes der Sensoren einstellen, was sowohl in den stationären Eigenschaften als auch im transienten Verhalten der Farbsensoren seinen Niederschlag findet.

Durch den Nachweis der Linearität des Photostromes bezüglich der eingestrahnten Beleuchtungsintensität nicht nur für die Haupt-, sondern auch für die Nebenempfindlichkeiten der Farbsensoren sowie durch die Verifizierung der Gültigkeit des Überlagerungsprinzips ergibt sich die Möglichkeit einer linearen Farbkorrektur, bei der die bei drei Betriebsspannungen detektierten Photoströme des Sensors mit Hilfe einer Matrix-Transformation in drei Farbsignale umgewandelt werden. Die Grundprinzipien der Farbmatrik erlauben überdies eine Anpassung der Sensorempfindlichkeiten an normierte Primärvalenzsysteme, beispielsweise an das im Bereich der Farbfernsehtechnik gebräuchliche EBU-System. Auf diese Weise können beispielsweise die Bandbreiten der Farbempfindlichkeiten auf typischerweise 90 bis 120 nm gesenkt werden. Eine derartige Farbtransformation ist für eine optimierte Farbwiedergabe unter Verwendung der hier betrachteten α -Si:H-Dreifarbensensoren zweckmäßig, da sie eine entscheidende Verbesserung der Farbwiedergabe ermöglicht, wie eine Analyse des Farbaufklärungsvermögens anhand des in DIN 6169, Teil 6 genannten Verfahrens gezeigt hat.

Im Rahmen einer Gesamtbewertung kann festgehalten werden, daß eine Vielzahl verschiedener Farbsensortypen entwickelt und optimiert worden ist, die geeignet sind, mit einem einzigen Detektor die komplette Farbinformation der auf ihn fallenden Beleuchtung zu erfassen. Im Verlauf der Optimierung wurden wertvolle Erkenntnisse freigelegt, die für einen praxisnahen Einsatz der Farbsensoren in der Bildverarbeitung von wesentlicher Bedeutung sind und die Auswahl eines Farbsensortyps im Hinblick auf angestrebte Anwendungsfelder ermöglichen. So eignen sich bipolare Farbsensoren vorwiegend für solche Einsätze, bei denen eine möglichst exakte Farbwiedergabe gefordert ist und gleichzeitig kein besonderer Wert auf Schnelligkeit gelegt wird, beispielsweise bei der Digitalisierung von stationären Vorlagen. Hingegen sollte unipolaren Farbsensoren der Vorzug gegeben werden, wenn die Aufzeichnung von Bewegtbildern im Mittelpunkt des Interesses steht. Auf der Basis der Ergebnisse dieser Arbeit, vor allem der in den Kapiteln 4, 5 und 7 dokumentierten, stehen für die verschiedenen Anwendungsbereiche optimierte Lösungen zur Verfügung. Hinsichtlich ihrer Farbwiedergabeeigenschaften sind die α -Si:H-basierten, steuerbaren Farbsensoren durchaus vergleichbar mit konventioneller Technologie, so daß beispielsweise im Rahmen der TFA-Technologie von der kompakten Bauweise der Sensoren beim Aufbau zweidimensionaler Sensorarrays Gebrauch gemacht werden kann.

9 Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten farbselektiven Dünnschicht-Photodetektoren zeichnen sich aufgrund ihrer hervorragenden elektrooptischen Eigenschaften als vielseitig einsetzbare Bauelemente für den Bereich der Optoelektronik aus. Bevorzugte Anwendungen der Farbsensoren werden durch die TFA-Technologie erschlossen, welche die Realisierung bildgebender Farbsensorsysteme ohne den Einsatz zusätzlicher optischer Filter ermöglicht. Ein im Pixelraster strukturierter ASIC enthält dabei die zum Betrieb des Sensors erforderlichen elektronischen Schaltkreise für die Integration der vom Farbdetektor gelieferten Photoströme und zur Speicherung der daraus erzeugten Farbsignale sowie die zur Ansteuerung und Auslese der Daten notwendigen Schaltungen. Durch eine Isolatorschicht getrennt, befindet sich auf dem ASIC ein farbempfindliches a -Si:H-basiertes Mehrschichtbauelement in vertikaler Integration, das bei entsprechender Ansteuerung und zyklischer Variation der Detektorspannung die drei Farbanteile der auftreffenden Beleuchtung bereitstellt. Auf diese Weise gibt jeder Bildpunkt des Sensors zeitlich sequentiell die komplette Farbinformation wieder, so daß auf die räumlich getrennte Aufnahme der Farbanteile, wie sie bei konventionellen Farbbildsensoren üblich ist, verzichtet werden kann. Bisher verfolgte Ansätze zur Realisierung eines derartigen zweidimensionalen Farbsensorarrays in TFA-Technologie enthalten lediglich einen einzigen Datenspeicher in jedem Bildpunkt, so daß nach der Belichtung (Integration und Speicherung) jedes Farb-Teilbildes jeweils die komplette gespeicherte Information des Bildsensors ausgelesen werden muß und somit für jeden der drei Farbanteile hinsichtlich Belichtung und Auslese nur etwa ein Drittel der für einen gesamten Videozyklus reservierten Zeit zur Verfügung steht [Zhu94, Zhu97]. Bei Verwendung geeigneter Farbdetektoren mit hinreichenden transienten Eigenschaften ist auf diese Weise ein Betrieb des Sensors mit Videoraten möglich, wengleich zu berücksichtigen ist, daß bei der Aufzeichnung von Bewegtbildern infolge der zeitdiskreten Detektion der Farbanteile eine sich bewegende Farbgrünze in mehrere getrennte Farbkanten unterteilt werden kann.

Eine Alternative zu dieser Konzeption besteht in der Integration mehrerer, in der Regel dreier Speicherzellen in jedem Bildpunkt eines TFA-Farbbildsensors. Mit dieser Erweiterung ist es möglich, die drei Farbanteile eines Pixels unmittelbar aufeinanderfolgend zu belichten, in den Speicherelementen zwischenspeichern und am Ende der Belichtungsperiode zusammenhängend auszulesen [Böhm96]. Auf diese Weise kann die eigentliche Belichtung der drei Farbinformationen kurz gehalten werden, so daß bei Verwendung von unipolaren Farbsensoren mit ausreichender Geschwindigkeit die Belichtung eines kompletten Farbbildes innerhalb der Brenndauer eines Blitzgerätes als möglich angesehen werden kann. Gegebenenfalls kann auf spezielle Blitzeinrichtungen mit verlängerter Brenndauer und konstanter Intensität (Linearblitz) zurückgegriffen werden. Gleichzeitig wird das oben genannte Problem bewegter, farbiger Kanten durch die unmittelbar aufeinanderfolgende Belichtung der drei Farbkomponenten erheblich gemindert.

Die Pixelgeometrien werden, wie generell bei TFA-Bildsensoren, durch die Fläche der erforderlichen Pixelelektronik bestimmt. Die zur Bereitstellung der beschriebenen Funktionalität notwendigen Pixelflächen liegen unter Zugrundelegung eines zur Zeit üblichen CMOS-ASIC-Prozesses mit minimalen Transistor-Kanalgeometrien von $0,8\ \mu\text{m}$ bei ca. $33 \times 35\ \mu\text{m}^2$ [Somm99], so daß ein TFA-Bildpunkt hinsichtlich seines Platzbedarfs zur Zeit noch geringfügig über dem von vier CCD-Pixelzellen liegt, welche für eine vergleichbare Funktionalität erforderlich sind. Mit fortschreitender Miniaturisierung der CMOS-Prozeß-

geometrien und höherer Integrationsdichte ist jedoch eine Verringerung der TFA-Pixelabmessungen und damit eine Steigerung der Auflösung zu erwarten.

Dem Leser dieser Arbeit soll zum Abschluß nicht vorenthalten werden, daß kurz vor Fertigstellung der Arbeit der weltweit erstmalige Nachweis der farbauflösenden TFA-Technologie erfolgreich gelungen ist. Im Rahmen der Aktivitäten der Silicon Vision GmbH ist dazu ein TFA-Farbbildsensor CAESAR (Color Array with Enhanced Sensitivity and Resolution) entwickelt worden, welcher aus einem CMOS-ASIC besteht, der vom Autor mit einem optimierten unipolaren Dreifarbsensor vom Typ pi^3n beschichtet worden ist (Abb. 9.1). Der Sensor verfügt über eine wie vorstehend beschriebene Funktionalität und enthält einen Schaltkreis bestehend aus 16 Transistoren, einer Integrationskapazität und drei analogen Speicherzellen in jedem Bildpunkt. Die Pixelanzahl des realisierten Prototyps beträgt 512×104 Bildpunkte [Somm99]. Einige Beispiele von Bildern, welche mit diesem neuartigen Farbbildsensor aufgezeichnet wurden, sind auf der folgenden Seite in Abb. 9.2 zusammengestellt. Die Dokumentation enthält ferner in Abb. 9.3 einen Vergleich der im Zusammenhang mit der Bewertung der Farbwiedergabeeigenschaften in Kap. 7 verwendeten Testfarben, jeweils aufgenommen mit dem TFA-Farbbildsensor und mit einem kommerziell erhältlichen Diascanner.

Weiterentwicklungen der TFA-Farbtechnologie können in der Integration von Maßnahmen zur Farbkorrektur auf dem Sensorchip gesehen werden, beispielsweise in Peripherie des Bildsensors. Die rasant fortschreitende Miniaturisierung im Bereich der Mikroelektronik erlaubt unter Verwendung von ASIC-Prozessen mit kleineren Transistorabmessungen eine Verbesserung der Auflösung der TFA-Bildsensoren, so daß in absehbarer Zeit der Platzbedarf für ein TFA-Farbpixel den äquivalent benötigten Platz von vier CCD-Zellen unterschreiten kann. Das eigentlich Revolutionäre der TFA-Technologie besteht jedoch in der Verwendung entsprechender Schaltungen, die eine Bildverarbeitung bereits auf dem Sensorchip ermöglichen, ohne gleichzeitig die Empfindlichkeit der Sensoren zu beeinträchtigen, wie dies bei CMOS-Bildsensoren der Fall ist. In diesem Zusammenhang können exemplarisch Anwendungen zur automatisierten Farberkennung, zur Farbverfolgung sowie zur Farbmustererkennung (z. B. Verkehrszeichenerfassung oder Zellstrukturanalyse in der Medizintechnik) angeführt werden. Ferner sollen Weiterentwicklungen der Dünnschichtsensoren nicht unerwähnt bleiben, beispielsweise mit dem Ziel einer Erweiterung der Empfindlichkeit über den sichtbaren Spektralbereich hinaus in den Ultraviolett- und Infrarotbereich, um auf diese Weise mehr Bildinformationen mit einem einzigen Sensor erfassen zu können. Darüber hinaus können Sensoren für Röntgen- oder ionisierende Strahlung beispielsweise durch hinreichend dicke α -Si:H-Dioden oder in Kombination mit einer dem eigentlichen Detektor vorgelagerten Szintillatorschicht realisiert werden [Street90a, Perez91].

Diese wenigen Andeutungen mögen genügen, um das außerordentlich hohe Potential der TFA-Technologie für die moderne Bildverarbeitung deutlich werden zu lassen, auf deren Gebiet den TFA-Bildsensoren kaum Grenzen gesetzt sind. Weiterentwicklungen in der beschriebenen Art sowie darüber hinausgehende Anwendungen bleiben jedoch künftigen Arbeiten vorbehalten.

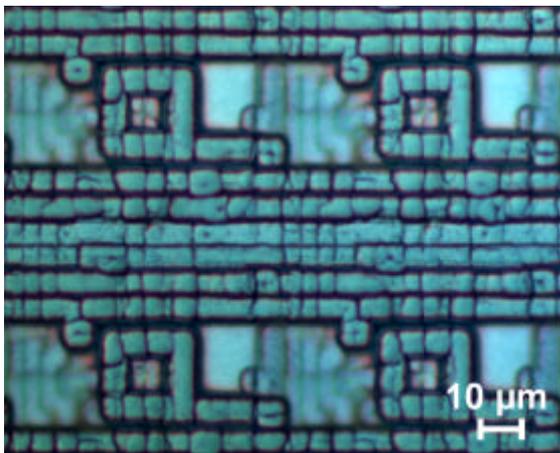
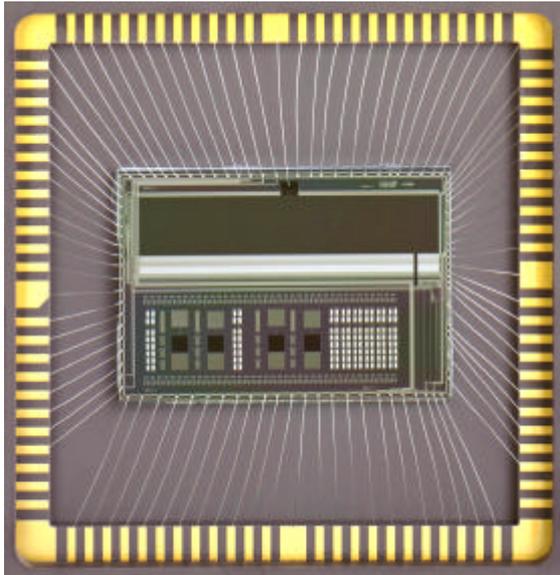


Abb. 9.1: Chipphoto (oben) und Detailphotographie der Pixelmatrix (unten) des CAESAR-Farbbildsensors. Die Chipfläche des Sensors beträgt $19,2 \times 13,8 \text{ mm}^2$.



Abb. 9.2: Mit dem TFA-Farbsensor CAESAR aufgenommenes Farbbild, unkorrigiert (links) und nach optimierter Farbkorrektur (rechts).

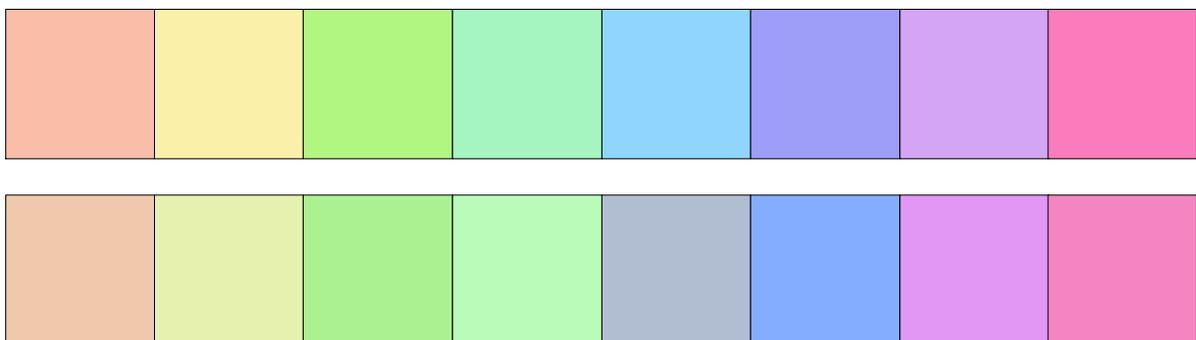


Abb. 9.3: Vergleich der zur Kennzeichnung der Farbwiedergabe verwendeten Testfarben 1 bis 8, aufgezeichnet mittels eines Diascanners (oben) und mit Hilfe des TFA-Farbbildsensors einschließlich optimierter Farbkorrektur und Elimination von Fixed Pattern Noise (unten).

10 Anhang

10.1 Depositionsparameter optimierter Einzelschichten

Die Tab. 10.1 enthält die wesentlichen Depositionsparameter der Einzelschichten, welche im Rahmen der Schichtcharakterisierung (Kap. 3) untersucht und für die Synthese von Farbsensoren verwendet worden sind.

			T_S [°C]	p [Torr]	P [mWcm ⁻²]	$F(\text{SiH}_4)$ [sccm]	$F(\text{CH}_4)$ [sccm]	$F(\text{PH}_3)$ [sccm]	$F(\text{B}_2\text{H}_6)$ [sccm]
i-a-Si:H	(Nr. 552)	i	200	0,7	30	22	0	0	0
i-a-SiC:H	(Nr. 548)	i'	200	0,7	30	22	22	0	0
i-a-SiC:H	(Nr. 538)	i*	200	1,2	30	5	100 [#]	0	0
n-a-Si:H	(Nr. 553)	n	200	0,7	50	20	0	15	0
n-a-SiC:H	(Nr. 554)	n'	200	0,7	50	20	40	15	0
n-a-SiC:H	(Nr. 582)	n*	200	1,2	50	2,7	100 [#]	2	0
p-a-Si:H	(Nr. 574)	p	140	0,7	50	20	0	0	15
p-a-SiC:H	(Nr. 573)	p'	140	0,7	50	20	40	0	15

Tab. 10.1: Depositionsparameter optimierter a-Si:H-Schichten und -Legierungen (T_S : Substrattemperatur, p : Kammerdruck, P : Plasmaleistung, F : Gasfluß). PH_3 ist in einer Konzentration von 3% in H_2 gelöst, B_2H_6 mit 3% in He; die mit [#] bezeichneten Gasflüsse beziehen sich auf ein Gasgemisch, bestehend aus 5% CH_4 in H_2). Einzig die i-a-Si:H-Schicht (Nr. 552) ist in der Depositionskammer II hergestellt, für die Depositionen aller übrigen Schichten wurde Kammer I verwendet.

10.2 Aufbau und Depositionsparameter optimierter Sensoren

Die folgende Zusammenstellung beinhaltet die geometrischen Schichtaufbauten der Dünnschichtsensoren, deren Meßergebnisse in den Kap.4-7 dargestellt sind. Die einzelnen amorphen Siliziumschichten sind, soweit es sich um Standardschichten handelt, mit den in Tab. 10.1 eingeführten Abkürzungen bezeichnet. Abweichungen von den Depositionsparametern nach Tab. 10.1 sind gesondert vermerkt. Die Darstellungen sind derart aufgebaut, daß die Lichtausbreitungsrichtung jeweils von links nach rechts verläuft; die Depositionsreihenfolge ist aus der Position des Substrates ersichtlich. Die Angaben hinsichtlich der Schichtdicken sind unter den einzelnen Schichten vermerkt und in Einheiten von nm zu verstehen.

nipinin Nr. 340:

Glas	TCO	n	i'	p'	i'	n	i	n	Al
160	10	120	35	200	3	350	60	150	

nipinin Nr. 345:

Glas	TCO	n	i'	p'	i'	n ¹	i	n	Al
160	10	120	35	200	3	350	60	150	

¹ $F(\text{SiH}_4) = 20 \text{ sccm}$, $F(\text{CH}_4) = 40 \text{ sccm}$, $F(\text{PH}_3) = 5 \text{ sccm}$

nipinin Nr. 350:

Glas	TCO	n	i'	p'	i'	n ¹	i	n	Al
160	10	120	35	200	3	350	60	150	

¹ $F(\text{SiH}_4) = 20 \text{ sccm}$, $F(\text{CH}_4) = 100 \text{ sccm}$, $F(\text{PH}_3) = 5 \text{ sccm}$

pinipip Nr. 402:

Glas	TCO	p'	i'	n'	i'	p ¹	i	p	Al
160	12	120	25	200	3	350	80	150	

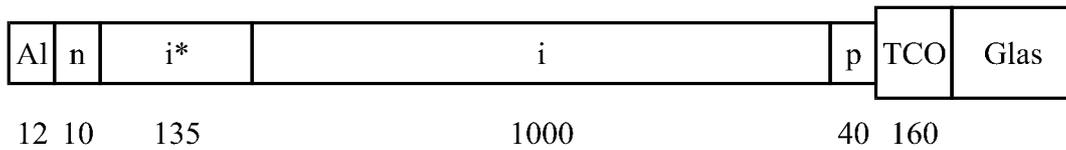
¹ $F(\text{SiH}_4) = 20 \text{ sccm}$, $F(\text{CH}_4) = 100 \text{ sccm}$, $F(\text{B}_2\text{H}_6) = 2 \text{ sccm}$

DSB Nr. 410:

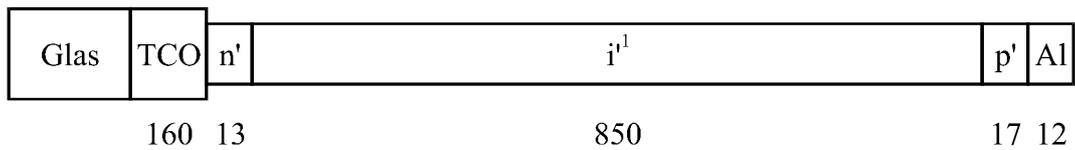
Glas	Pd	i'	i ¹	Pd
10	200	900	30	

¹ i-Schicht in Kammer I deponiert

ni²p Nr. 492:

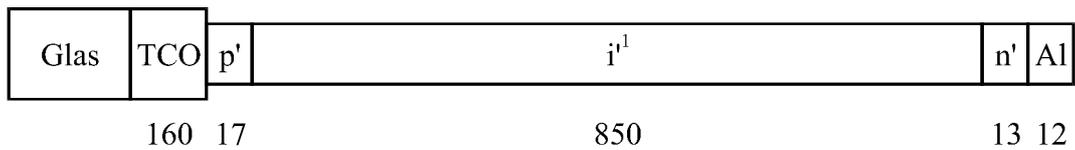


nip/pin Nr. 504 (beidseitig beleuchtbar):



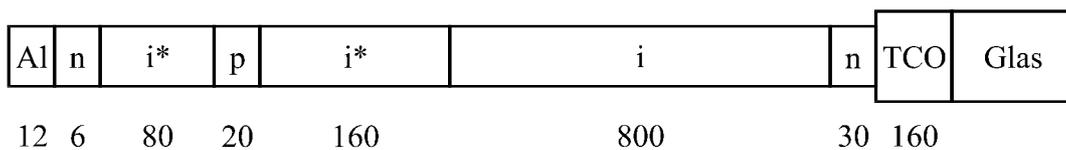
¹ $F(\text{SiH}_4) = 22 \text{ sccm}$, $F(\text{CH}_4) = 11 \text{ sccm}$

pin/nip Nr. 505 (beidseitig beleuchtbar):

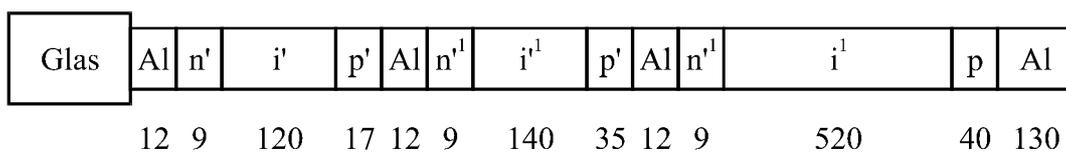


¹ $F(\text{SiH}_4) = 22 \text{ sccm}$, $F(\text{CH}_4) = 11 \text{ sccm}$

nipi²n Nr. 526:



(pin)³ Nr. 547/549/551:



¹ Substrattemperatur: 140°C

10.3 Methoden zur farbmtrischen Charakterisierung von α -Si:H-Farbsensoren

Im folgenden Abschnitt werden die wesentlichen Grundlagen und Gesetzmäßigkeiten der Farbmtrik erläutert, welche in bezug auf die Charakterisierung des spektralen Verhaltens ein wichtiges Hilfsmittel zur Qualifizierung der elektrisch steuerbaren Farbsensoren aus amorphem Silizium darstellt. Die Farbmtrik stellt ein Randgebiet der Physik dar und beschäftigt sich mit der quantitativen Beschreibung der Erscheinung Farbe, bei der es sich im eigentlichen Sinne weniger um eine physikalische Größe handelt als vielmehr um eine physiologische, d. h. eine der Sinnesempfindung des Menschen zugehörige Größe, wenngleich sie durch die physikalische Größe Strahlung hervorgerufen wird. Mit Hilfe der Farbmtrik kann eine Abstraktion von der eher subjektiven Erscheinung Farbe zu einer objektiven, mathematischen Darstellung vorgenommen werden. Die Erkenntnisse der Farbmtrik werden im Rahmen der nachrichtentechnischen Beschreibung von Farbübertragungskanälen häufig dazu benutzt, um die Qualität einer Farbübertragung zu ermitteln bzw. zu optimieren. Sie dienen in dieser Arbeit dazu, das Farbauflösungsvermögen der α -Si:H-Farbsensoren quantitativ zu erfassen und zu bewerten. Um die Ausführungen in Kap. 7 nicht übermäßig mit den dazu erforderlichen Grundlagen zu belasten, werden im folgenden Abschnitt die Grundzüge der Farbmtrik sowie die auf ihr basierenden Methoden zur Charakterisierung des Farbverhaltens der Sensoren behandelt.

10.3.1 Grundzüge der Farbmtrik

Bevor die Grundprinzipien der Farbmtrik erläutert werden, insoweit sie für die konkrete Zielsetzung Relevanz besitzen,³⁰ wird zunächst eine Klärung der Begriffe vorangestellt. Die Farbmtrik basiert auf den Gesetzen der Farbmischung, d. h. der Überlagerung von einzelnen farbigen Strahlungen, aus deren Mischung sich eine Fülle sog. Mischfarben erzeugen läßt. Es handelt sich hierbei um die additive Farbmischung, bei der im Gegensatz zur subtraktiven oder multiplikativen Farbmischung nicht Farbstoffe bzw. deren Absorption sondern die den Farbeindruck erzeugenden Strahlungen überlagert werden. Die additive Mischung zweier Grundfarben führt abhängig vom Mischungsverhältnis zu einer Palette von Mischfarben zwischen diesen Grundfarben, welche man als Farbtöne bezeichnet. Die farbliche Intensität wird im allgemeinen mit dem Begriff Farbsättigung belegt, wobei rein monochromatische Strahlungen (Spektralfarben) über den höchsten Sättigungsgrad verfügen, während die Farbsättigung beim Übergang in Richtung unbunt (weiß) abnimmt. Schließlich ist zur eindeutigen Bestimmung einer Farbe die Angabe ihrer Helligkeit erforderlich, zu deren Festlegung die Empfindlichkeit des menschlichen Auges herangezogen wird. Die Größen Farbton und Farbsättigung werden häufig zur sog. Farbart zusammengefaßt.

Das entscheidende Beurteilungskriterium für Farberscheinungen ist, wie bereits angedeutet, das menschliche Auge. Die Netzhaut (Retina) des menschlichen Auges besitzt eine Vielzahl von lichtempfindlichen Sinneszellen, welche in Stäbchen zur ausschließlichen Hell-Dunkel-Wahrnehmung bei geringen Beleuchtungsintensitäten (skotopische Adaption) und in farbbempfindliche Zapfen klassifiziert werden, die über eine geringere Empfindlichkeit verfügen und daher bei höheren Intensitäten aktiv sind (photopische Adaption). Die Umwandlung der optischen Strahlungsleistung in Nervenerregungen erfolgt durch die chemische Zersetzung von lichtempfindlichen Sehfarbstoffen, wobei die elektrischen Impulse, welche an das Gehirn weitergeleitet werden, bereits im Auge einer Vorverarbeitung unterzogen werden.

³⁰ Für ausführlichere Informationen zur Farbmtrik sei auf [Grum80, Rich80, MacAd81, Wys82] verwiesen.

Die für das Farbsehen maßgeblichen Zapfen können in drei verschiedene Arten unterteilt werden, deren Sehfärbstoffe sich hinsichtlich ihrer wellenlängenabhängigen Absorption und mithin in ihrer spektralen Empfindlichkeit unterscheiden. Die drei Zapfenarten liefern daher in Abhängigkeit vom auftretenden Farbreiz drei verschiedene Farbsignale. In Abb. 10.1 sind die spektralen Empfindlichkeiten der drei Farbrezeptoren des normalsichtigen menschlichen Auges dargestellt, welche in der Regel als Grundspektralwerte $\bar{p}(I)$, $\bar{d}(I)$ und $\bar{t}(I)$ bezeichnet werden.³¹

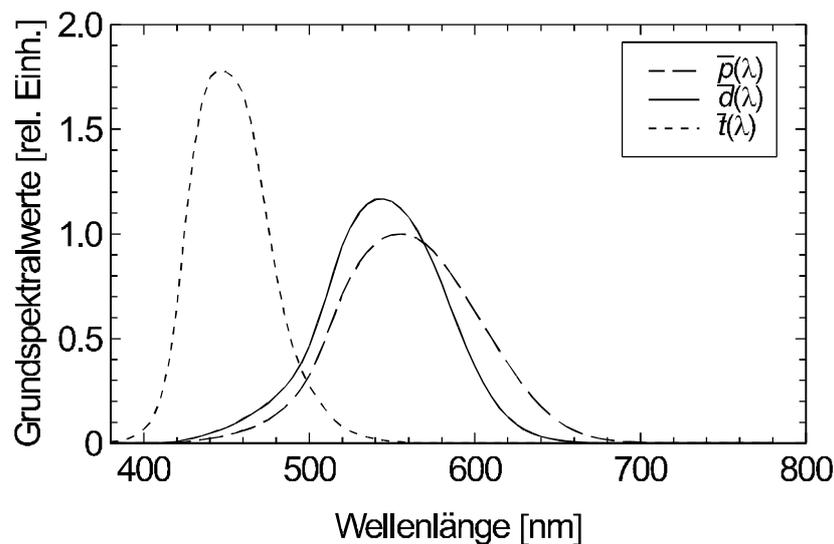


Abb. 10.1: Spektrale Empfindlichkeitskurven der drei Zapfenarten des menschlichen Auges.

Hinsichtlich der Übertragung der physiologischen Sinnesempfindung Farbe in eine mathematische Modellvorstellung bedient man sich einer Darstellung im Rahmen eines dreidimensionalen Vektorraumes, in dem jeder Farbvalenz, d. h. jeder Farbempfindung eindeutig ein Punkt des Farbraumes zugeordnet wird. Das Koordinatensystem des Farbraumes wird dabei von drei Basisvektoren aufgespannt, welche als Primärvalenzen bezeichnet werden und die Grundfarben repräsentieren, aus denen alle Mischfarben durch additive Überlagerung realisiert werden. Die Wahl eines Primärvalenzsystems ist zunächst beliebig; es ist lediglich zu beachten, daß die Primärvalenzen linear unabhängig sind, d. h. daß jede der drei Grundfarben nicht aus den zwei übrigen mischbar ist.³² Einer Farbvalenz entspricht mithin ein Farbort innerhalb des Primärvalenzsystems, der durch die Angabe dreier Koordinaten an den Achsen der Basisvektoren bestimmt ist (Abb. 10.2). Diese Koordinaten werden als Farbwerte bezeichnet.

Jede beliebige Farbvalenz \vec{F} ist somit durch das Tripel seiner Farbwerte vollständig beschrieben:

$$\vec{F} = R \cdot \vec{R} + G \cdot \vec{G} + B \cdot \vec{B}. \quad (10.1)$$

³¹ Als normalsichtige Beobachter im Sinne der Farbmeterik können ca. 95% der Bevölkerung eingestuft werden. Bei den übrigen Personen besitzt mindestens einer der Farbrezeptoren einen Defekt, der sich beispielsweise in der Schwächung oder dem Totalausfall der entsprechenden Empfindlichkeit niederschlägt [Wysz82].

³² Die Zahl existierender Primärvalenzsysteme ist ebenso wie die Anzahl der Möglichkeiten, eine Farbvalenz aus verschiedenen Primärvalenzen zu mischen, unbegrenzt.

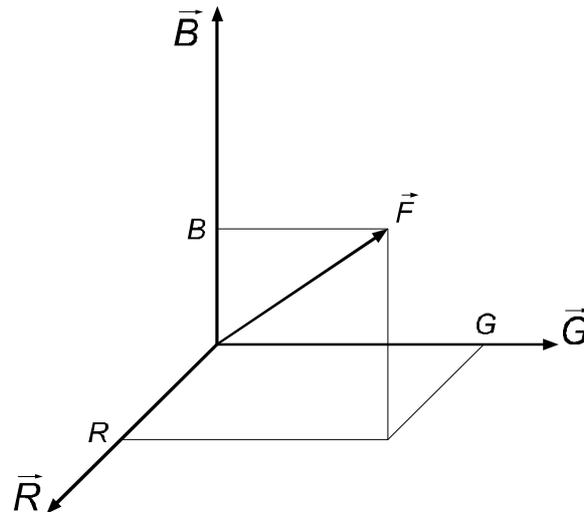


Abb. 10.2: Darstellung der Farbvalenz \vec{F} in einem RGB-Primärvalenzsystem.

Die Farbwerte R, G, B stellen die Intensitäten der drei Primärfarben $\vec{R}, \vec{G}, \vec{B}$ dar, aus denen die Mischfarbe \vec{F} dargestellt werden kann, wobei die Beurteilung des Vergleichs zwischen der Ursprungsfarbe und dem Mischungsergebnis dem normalsichtigen menschlichen Auge unterliegt. Die Farbwerte können des weiteren durch eine Integration der den Farbreiz repräsentierenden spektralen Strahlungsverteilungsfunktion $F^l(l)$ unter Berücksichtigung dreier ebenfalls linear unabhängiger Gewichtungsfunktionen $\bar{r}(l), \bar{g}(l), \bar{b}(l)$ über der Wellenlänge beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} \int F^l(l) \cdot \bar{r}(l) dl \\ \int F^l(l) \cdot \bar{g}(l) dl \\ \int F^l(l) \cdot \bar{b}(l) dl \end{pmatrix}, \quad (10.2)$$

wobei sich die Integration über den sichtbaren Wellenlängenbereich erstreckt (380 nm bis 780 nm). Die Gewichtungsfunktionen $\bar{r}(l), \bar{g}(l), \bar{b}(l)$ werden als Spektralwerte bezeichnet.

Jedes Primärvalenzsystem ist mithin einerseits durch drei Primärvalenzen und andererseits durch das Tripel der zugeordneten Spektralwertkurven gekennzeichnet.³³ Die Primärvalenzen können monochromatische, d. h. spektrale Farben sein oder auch durch eine beliebige spektrale Verteilungsdichte, beispielsweise durch die Emissionsspektren von Bildschirmphosphoren gegeben sein. Die physikalische Bedeutung der Spektralwerte besteht darin, daß sie bei jeder monochromatischen Farbvalenz der Wellenlänge l die Intensitäten der drei Primärvalenzen bezeichnen, welche zur Mischung der betreffenden Farbvalenz aus diesen erforderlich sind. Sie sind grundsätzlich von etwaigen spektralen Emissionsverteilungen der Primärvalenzen zu unterscheiden.

Als Beispiel eines Primärvalenzsystems sei das RGB-System genannt, welches auf drei monochromatischen Primärvalenzen beruht. Hierin sind \vec{R} die Wellenlänge 700 nm, \vec{G}

³³ In diesem Zusammenhang soll angemerkt werden, daß nicht einzelne Primärvalenzen und Spektralwertfunktionen einander zugeordnet sind; vielmehr bezieht sich die Korrelation von Primärvalenzen und Spektralwerten jeweils immer auf ein komplettes Tripel.

546,1 nm und \bar{B} 435,8 nm zugeordnet. Die zugehörigen Spektralwertkurven des RGB-Primärvalenzsystems $\bar{r}(\lambda)$, $\bar{g}(\lambda)$, $\bar{b}(\lambda)$ sind in Abb. 10.3 dargestellt. Bei der Betrachtung der Verläufe fällt auf, daß die Spektralwerte auch negative Werte annehmen. Dies ist im Rahmen einer Betrachtungsweise, nach der die Spektralwerte die Intensitäten der Primärvalenzen darstellen, die zur Mischung der monochromatischen Farbvalenzen notwendig sind, nicht ohne weiteres einsehbar. Die negativen Spektralwerte machen deutlich, daß reine Spektralfarben aufgrund ihres hohen Sättigungsgrades in der Regel nicht additiv aus reellen Primärvalenzen gemischt werden können.³⁴ Ein negativer Spektralwert stellt gewissermaßen die Intensität einer Primärvalenz dar, die vom Ergebnis der Mischung subtrahiert werden muß, um eine Farbgleichheit zur betreffenden spektralen Farbvalenz herzustellen. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von äußerer additiver Farbmischung. Das System der spektralen Empfindlichkeitskurven der drei Farbrezeptoren des menschlichen Auges $\bar{p}(\lambda)$, $\bar{d}(\lambda)$, $\bar{t}(\lambda)$ (vgl. Abb. 10.1) kann ebenso als Primärvalenzsystem angesehen werden, wobei die Basisvektoren in diesem Fall mit \bar{P} , \bar{D} , \bar{T} bezeichnet werden.

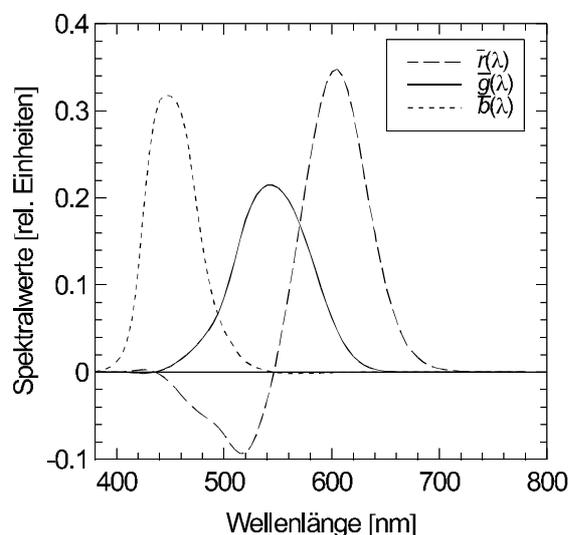


Abb. 10.3: Spektralwertfunktionen des RGB-Primärvalenzsystems.

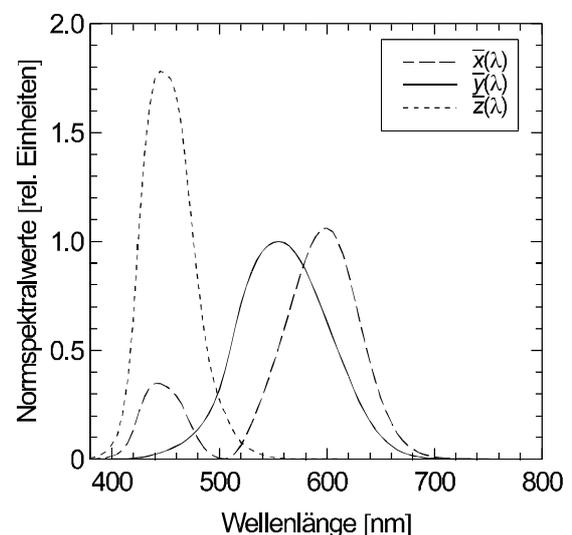


Abb. 10.4: Spektralwertfunktionen des XYZ-Normvalenzsystems.

Es soll an dieser Stelle nicht unerwähnt bleiben, daß die Angabe der Farbwerte einer Farbvalenz im Rahmen eines Primärvalenzsystems keine Aussage über die spektrale Intensitätsverteilung der Farbvalenz erlaubt. Entsprechend Gleichung (10.2) können unterschiedliche spektrale Strahlungsverteilungsfunktionen $F^I(\lambda)$ zu denselben Farbwerten führen und von einem Beobachter als identisch empfunden werden, solange die Integrabbildung unter Berücksichtigung der Gewichtungsfunktionen gleiche Werte liefert. Hierbei ist die Anzahl möglicher Strahlungsverteilungsfunktionen, welche durch denselben Punkt im Farbraum charakterisiert werden, prinzipiell unbegrenzt. Der Übergang von den physikalischen Größen zu den farb-

³⁴ Negative Spektralwerte stellen in bezug auf die Realisierung von Farbaufnehmern eine gewisse Schwierigkeit dar, da im allgemeinen keine negativen Empfindlichkeiten technisch erzeugt werden können. In diesem Zusammenhang kommt den im Zuge dieser Arbeit vorgestellten Farbsensoren auf der Basis amorphem Siliziums eine besondere Bedeutung zu, da beispielsweise bei antiseriellen Bauelementstrukturen infolge der beiden möglichen Photostromrichtungen durchaus „negative“ Empfindlichkeiten realisierbar sind.

metrischen Größen erfolgt mithin über eine zwar eindeutige, aber nicht eindeutig umkehrbare Beziehung.³⁵ Dieses Phänomen faßt man unter dem Begriff Metamerie zusammen.

Entsprechend der Beschreibung der Farbvalenzen als Vektoren des Farbraumes kommt der Übergang zwischen verschiedenen Primärvalenzsystemen einer dreidimensionalen Koordinatentransformation des Farbraumes gleich. In der Regel werden im Rahmen der Farbmeterik lineare Transformationen betrachtet, bei denen der Übergang von einem Valenzsystem mit den Primärvalenzen \vec{R} , \vec{G} , \vec{B} auf ein beliebiges anderes mit den Primärvalenzen \vec{X} , \vec{Y} , \vec{Z} durch eine lineare Matrix $\underline{\underline{T}}^*$ vorgenommen wird:

$$\begin{pmatrix} \vec{X} \\ \vec{Y} \\ \vec{Z} \end{pmatrix} = \underline{\underline{T}}^* \cdot \begin{pmatrix} \vec{R} \\ \vec{G} \\ \vec{B} \end{pmatrix}. \quad (10.3)$$

Hierbei bleibt der Farbort einer beliebigen Farbvalenz \vec{F} erhalten:

$$\begin{aligned} \vec{F} &= R \cdot \vec{R} + G \cdot \vec{G} + B \cdot \vec{B} \\ &= X \cdot \vec{X} + Y \cdot \vec{Y} + Z \cdot \vec{Z}. \end{aligned} \quad (10.4)$$

Aus dieser Bedingung läßt sich die Koordinatentransformation der Farbwerte R , G , B in die Werte des neuen Systems X , Y , Z ableiten. Man erhält folgende Beziehung:

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \underline{\underline{T}} \cdot \begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_R & X_G & X_B \\ Y_R & Y_G & Y_B \\ Z_R & Z_G & Z_B \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix}, \quad (10.5)$$

wobei die Matrix $\underline{\underline{T}}$ die zu $\underline{\underline{T}}^*$ transponierte und invertierte Matrix darstellt:

$$\underline{\underline{T}} = \left(\left(\underline{\underline{T}}^* \right)' \right)^{-1}. \quad (10.6)$$

Der Transformation der Farbwerte entspricht unter Berücksichtigung der Beziehung (10.2) in gleicher Weise die Transformation der Spektralwertfunktionen der beiden Primärvalenzsysteme:

$$\begin{pmatrix} \bar{x}(\mathbf{I}) \\ \bar{y}(\mathbf{I}) \\ \bar{z}(\mathbf{I}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_R & X_G & X_B \\ Y_R & Y_G & Y_B \\ Z_R & Z_G & Z_B \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \bar{r}(\mathbf{I}) \\ \bar{g}(\mathbf{I}) \\ \bar{b}(\mathbf{I}) \end{pmatrix}. \quad (10.7)$$

³⁵ Die Reduzierung einer kontinuierlichen spektralen Strahlungsverteilung auf drei Farbwerte entspricht einer gewaltigen Datenreduktion, wie sie ebenfalls vom menschlichen Auge geleistet wird. Für die Bewertung eines Farbreiztes durch das menschliche Auge ist nicht mehr die auf die Netzhaut treffende spektrale Verteilungsfunktion maßgebend, sondern lediglich drei Farbvalenzen entsprechend den in Abb. 10.1 dargestellten Empfindlichkeitsfunktionen.

Zur besseren Vergleichbarkeit wurde von der Commission Internationale de l'Éclairage (CIE) im Jahr 1931 ein Normvalenzsystem empfohlen, dessen Primärvalenzen \bar{X} , \bar{Y} , \bar{Z} als Normvalenzen bezeichnet werden und bei dem die Spektralwerte über dem kompletten Wellenlängenintervall ausschließlich nicht negative Werte annehmen [Rich80]. Es handelt sich dabei um ein System mit sog. virtuellen Primärvalenzen, bei dem den Primärvalenzen keine realen Farbreize zugeordnet werden können. Die Primärvalenzen sind, wie in Kürze erläutert wird, im Farbdreieck außerhalb der Spektralfarben angesiedelt, welche die Grenze zwischen realen und virtuellen Farbvalenzen markieren. Die Spektralwerte des Normvalenzsystems sind in Abb. 10.4 zusammengestellt.³⁶ Es sei in diesem Zusammenhang darauf hingewiesen, daß die Spektralwertkurve $\bar{y}(I)$ so dimensioniert ist, daß sie der Hellempfindlichkeit des menschlichen Auges im helladaptierten Zustand entspricht (photopische Adaption). Der entsprechende Farbwert Y wird daher auch Hellbezugswert genannt. Auffällig ist in bezug auf die Normspektralwerte, daß die der Rotempfindlichkeit zugeordnete Kurve $\bar{x}(I)$ über ein zweites Maximum im blauen Spektralbereich verfügt.

Die Koordinaten des Normvalenzsystems können mittels linearer Transformationen in andere Primärvalenzsysteme umgerechnet werden, z. B. durch

$$\begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,4185 & -0,1587 & -0,0828 \\ -0,0912 & 0,2524 & 0,0157 \\ 0,0009 & -0,0026 & 0,1786 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \quad (10.8)$$

in das RGB-Primärvalenzsystem. Dieselben Transformationen gelten ebenfalls für die Zusammenhänge zwischen den betreffenden Spektralwertfunktionen und den Normspektralwerten.

Eine anschauliche Form der Darstellung eines Primärvalenzsystems bildet das Farbdreieck, in dem die Farborte beliebiger Farbvalenzen auf die drei Primärvalenzen des Systems normiert sind. Das Farbdreieck enthält die drei Primärvalenzen des gewählten Systems in den Eckpunkten eines Dreiecks. Jede Farbvalenz, gekennzeichnet durch die drei Farbwerte, wird jeweils auf die Summe ihrer Farbwerte normiert, so daß sich beispielsweise die Farbwerte X , Y und Z einer beliebigen Farbvalenz des Normvalenzsystems in die relativen Farbwerte x , y und z , auch Normfarbwertanteile genannt, gemäß der folgenden Vorschrift umwandeln lassen:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \frac{1}{X+Y+Z} \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \quad (10.9)$$

mit

$$x + y + z = 1. \quad (10.10)$$

Analoge Beziehungen gelten für jedes andere Primärvalenzsystem.

Zwei der Normfarbwertanteile (üblicherweise x und y) werden herangezogen, um zwei Kanten eines Dreiecks zu normieren, wobei sich der dritte Farbwertanteil aus der Beziehung

³⁶ Die Normspektralwerte wie auch alle übrigen Spektralwerte gelten jeweils für ein Gesichtsfeld von 2°. Diese Beschränkung ist darauf zurückzuführen, daß die spektralen Empfindlichkeiten des menschlichen Auges infolge einer inhomogenen Verteilung der Farbrezeptoren auf der Netzhaut vom Blickwinkel und von der Objektgröße abhängig sind.

(10.10) bestimmen läßt. Innerhalb dieses Dreiecks liegen sämtliche Farbvalenzen, welche durch innere additive Farbmischung aus den durch die Eckpunkte des Farbdreiecks repräsentierten Primärvalenzen überlagert werden können. Das Farbdreieck des Normvalenzsystems, auch als Normfarbtafel bezeichnet, ist in Abb.10.5 skizziert. Die Darstellung einer Farbvalenz mit Hilfe des Farbdreiecks verkürzt die Farbwerte um eine Dimension, wobei im Fall des Normvalenzsystems die Helligkeitsinformation verlorenght, welche durch den absoluten Farbwert Y beschrieben wird. Die Position einer Farbvalenz im Farbdreieck gibt mithin lediglich Auskunft über den Farbton und die Farbsättigung, d. h. das Farbdreieck kann als ebene Darstellung der Farbarten angesehen werden. Der Übergang vom dreidimensionalen Farbraum auf die Darstellung im Rahmen des Farbdreiecks entspricht einer Projektion der Farbvalenzen auf die durch die drei Einheitsvektoren aufgespannte Ebene. Eine lineare Transformation zwischen zwei Primärvalenzsystemen kommt im dreidimensionalen Farbraum einer Koordinatentransformation gleich, welche in bezug auf das Farbdreieck zusätzlich einer Projektion in die Normierungsebene unterworfen wird.

Eine besondere Bedeutung innerhalb des Farbdreiecks eines Primärvalenzsystems kommt dem Spektralfarbenzug zu. Mit ihm bezeichnet man diejenige Linie, die rein monochromatische Farbvalenzen markiert. Jeder Spektrallinie wird auf der Basis der integralen Berechnungsvorschrift der Farbwerte entsprechend Gleichung (10.2) eindeutig ein Punkt im Farbdreieck zugeordnet, wobei sich die Integration im Falle einzelner Spektrallinien auf einen einzigen Punkt beschränkt:

$$\begin{pmatrix} x(\mathbf{I}) \\ y(\mathbf{I}) \\ z(\mathbf{I}) \end{pmatrix} = \frac{1}{\bar{x}(\mathbf{I}) + \bar{y}(\mathbf{I}) + \bar{z}(\mathbf{I})} \cdot \begin{pmatrix} \bar{x}(\mathbf{I}) \\ \bar{y}(\mathbf{I}) \\ \bar{z}(\mathbf{I}) \end{pmatrix}. \quad (10.11)$$

Der Spektralfarbenzug als Verbindungslinie der Farbwertanteile aller Spektralfarben kann mithin aus den wellenlängenabhängigen Verläufen der Spektralwerte bestimmt werden. Er reicht vom kurzwelligen Ende des sichtbaren Spektralbereichs (ca. 380 nm) über den grünen Bereich für y nahe eins bis zum langwelligen Spektralende bei ca. 780 nm. Die Wellenlängenskalisierung auf dem Spektralfarbenzug ist dabei höchst nichtlinear. Häufig werden die beiden Enden des Spektralfarbenzuges durch die sog. Purpurgerade miteinander verbunden, welche die aus den am roten und blauen Ende des Spektralfarbenzuges gelegenen Farbvalenzen mischbaren Purpurfarbtöne repräsentiert. Der Spektralfarbenzug wird gebildet aus den Farbvalenzen mit der höchsten Farbsättigung und markiert die Grenze zwischen reellen Farbvalenzen, welche sich innerhalb des durch die Purpurgerade geschlossenen Spektralfarbenzuges befinden und real existierenden Farben entsprechen, und virtuellen Farbvalenzen außerhalb, die über keine reale Entsprechung verfügen. Zur Mitte des Farbdreiecks hin nimmt der Sättigungsgrad der Farbarten ab bis zum sog. Weißpunkt oder Unbuntpunkt. Anhand der Normfarbtafel in Abb. 10.5 wird deutlich, daß es sich beim Normvalenzsystem um ein virtuelles Primärvalenzsystem handelt, bei dem die Primärvalenzen keine natürliche Entsprechung haben. Die Wahl des Normvalenzsystems ist so getroffen worden, daß das ihm zugeordnete Farbdreieck den Bereich der reellen Farbarten vollständig umschließt. Diese Festlegung ist Bedingung für die ausschließlich nicht negativen Spektralwertfunktionen des Normvalenzsystems.

In die Normfarbtafel in Abb. 10.5 sind ferner die Farborte einiger genormter Lichtarten eingezeichnet, so z. B. der Lichtart D65, welche natürlichem Tageslicht mit einer korrelierten Farbtemperatur eines Planck'schen Strahlers in Höhe von 6500 K entspricht. Der Farbort des Emissionsspektrums einer Xenon-Bogenlampe liegt im Farbdreieck dicht bei dem der Normlichtart D65, so daß zur experimentellen farbmetrischen Charakterisierung der Farb-

sensoren ein Xenon-Spektrum verwendet werden kann, um die Lichtart D65 zu simulieren. Hingegen eignet sich die Normlichtart A, welche einem Schwarzstrahler auf der Farbtemperatur 2850 K entspricht, z. B. eine Wolfram-Halogenlampe, nicht als Weißlichtquelle für farbmimetrische Analysen, da deren Farbort deutlich in Richtung Rot verschoben ist.

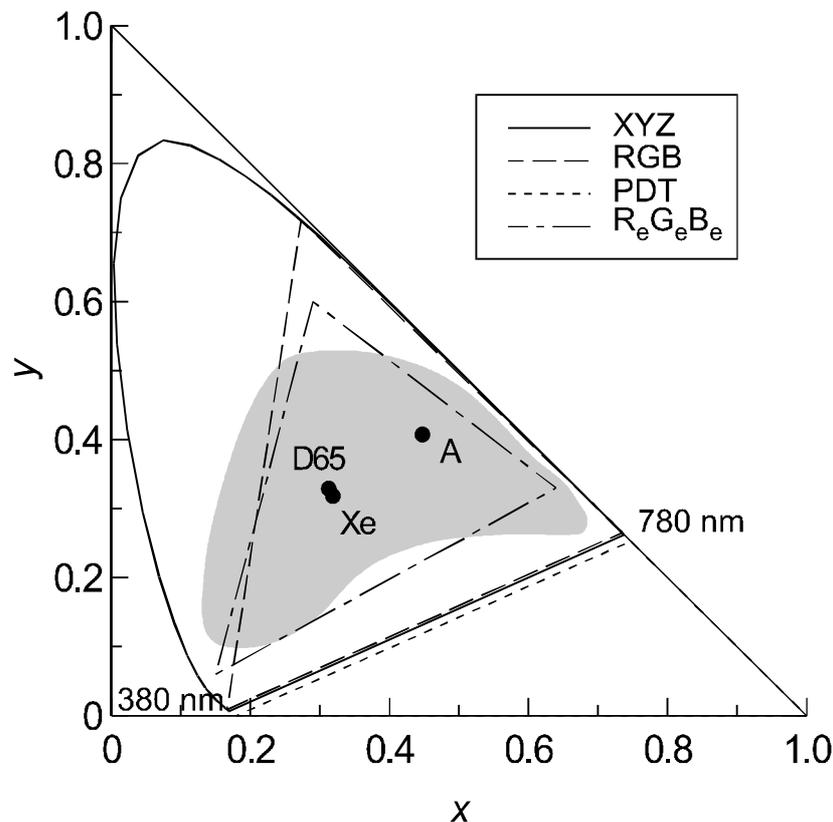


Abb. 10.5: Normfarbtafel mit dem durch die Purpurgerade geschlossenen Spektralfarbenzug. Das Diagramm enthält ferner die Primärvalenzen und Farbdreiecke der Primärvalenzsysteme RGB, PDT und des im Bereich der Farbübertragungstechnik gebräuchlichen $R_eG_eB_e$ -Systems. Des weiteren sind die Farbarten der bei der Farbmimetrie üblichen Lichtarten D65 und A sowie des Emissionsspektrums einer Xenon-Bogenlampe eingetragen. Der grau hinterlegte Bereich entspricht den in der Natur am häufigsten vorkommenden Farbvalenzen (nach [Lang78]).

Die Normfarbtafel enthält des weiteren zusätzliche Farbdreiecke mit ihren Primärvalenzen für die Primärvalenzsysteme RGB und PDT, wobei letzteres auf den Empfindlichkeiten der Farbzeptoren des menschlichen Auges basiert. Darüber hinaus beinhaltet die Darstellung das Farbdreieck des $R_eG_eB_e$ -Primärvalenzsystems, welches als EBU-Farbvalenzsystem bezeichnet wird und auf dem Gebiet der Farbfernsehtechnik im europäischen Bereich Verwendung findet. Die Farborte der Primärvalenzen sind hierbei durch die Emissionsspektren der üblicherweise verwendeten Bildschirmphosphore gegeben. Beim $R_eG_eB_e$ - wie auch beim RGB-Farbvalenzsystem handelt es sich um Primärvalenzsysteme mit reellen Primärvalenzen. Beide Systeme umfassen aus diesem Grund nicht den kompletten, innerhalb des geschlossenen Spektralfarbenzuges liegenden Raum der reellen Farbvalenzen, d.h. einige hoch gesättigte Farbvalenzen, besonders im Bereich der grünen Farbtöne, können mit ihrer Hilfe nicht durch innere additive Farbmischung der Primärvalenzen dargestellt werden. Die Verwendung beispielsweise des $R_eG_eB_e$ -Valenzsystems führt mithin zu einem Verlust an Farbinformation bei den nicht innerhalb des $R_eG_eB_e$ -Dreiecks gelegenen Farbarten. Dennoch ist

der Fehler bei der Übertragung von Farbsignalen in der Regel vergleichsweise gering, da nur wenige der in der Natur vorkommenden Farbvalenzen außerhalb des entsprechenden Farbdreiecks liegen. Reine Spektralfarben und Farbvalenzen mit hoher Sättigung sind relativ selten, wie Abb. 10.5 anhand der Verteilung der am häufigsten vorkommenden Farbarten verdeutlicht.

Die bisherigen Betrachtungen zur Farbmatrik hatten die Beschreibung der physiologischen Erscheinung Farbe im Rahmen einer mathematischen Darstellungsform zum Thema. Hierbei kommt dem menschlichen Auge eine zentrale Funktion zu, indem es als entscheidendes Bewertungskriterium zur Feststellung der Gleichheit zweier Farbvalenzen dient. Wenn jedoch, wie im Verlauf dieser Arbeit im Zusammenhang mit der Qualifizierung der Farbsensoren erläutert worden ist, die Prinzipien der Farbmatrik dazu verwendet werden, um die Reproduktion von Farben, beispielsweise innerhalb einer nachrichtentechnischen Übertragungsstrecke oder im Zuge der Bewertung diskreter farbselektiver Detektoren, quantitativ zu charakterisieren, so reichen die bislang vorgestellten, ausschließlich deskriptiven Methoden der Farbmatrik nicht aus. Es muß vielmehr ein Maß zur Quantisierung von Farbunterschieden entwickelt werden, welche den Vergleich zwischen einer Originalfarbe und deren technischer Reproduktion erlaubt. Auch hier ist selbstverständlich das menschliche Auge das Bewertungsinstrument. Das geforderte Farbabstandsmaß soll die Farbunterschiede nach Möglichkeit empfindungsgemäß wiedergeben, d. h. so, wie sie sich einem normalsichtigen Beobachter darstellen. Mit dieser Thematik befaßt sich die sog. höhere Farbmatrik, deren wichtigste Grundzüge im folgenden aufgezeigt werden sollen, insofern sie maßgeblich sind für die Charakterisierung der Farbsensoren im Hinblick auf ihr Farbauflösungsvermögen.

Im Gegensatz zu rein physikalischen Größen bedarf in bezug auf die physiologische Erscheinung Farbe die Festlegung einer Einheit des Farbabstandes einer besonderen Behandlung, da eine sinnvolle Kennzeichnung von Farbunterschieden nur ab einer minimalen Schwelle erfolgen kann, unterhalb derer die Farbeindrücke durch das menschliche Auge nicht mehr unterscheidbar sind. Obwohl prinzipiell beliebig viele Farbvalenzen technisch realisiert werden können, so ist doch die Zahl der vom normalsichtigen Menschen unterscheidbaren Farben nicht unendlich groß; sie wird mit ca. $6 \cdot 10^6$ bis 10^7 angegeben [Lang78, Vrhel94]. Die Zuordnung der Farbvalenzen zu einem dreidimensionalen Vektorraum bzw. zu einer um eine Dimension verkürzten Farbtafel legt nahe, daß für jede Farbvalenz ein Volumen des Farbraumes bzw. eine Fläche im Farbdreieck um den Mittelpunkt dieser Farbvalenz existiert, deren Rand die untere Grenze der Unterscheidbarkeit zu dieser Farbvalenz markiert. Empirisch konnte gezeigt werden, daß derartige vom Beobachter gerade noch unterscheidbare Farbarten in der Normfarbtafel durch Ellipsen repräsentiert werden, wobei deren Größe und Orientierung vom Farbort abhängig sind [MacAd81]. Beispielsweise können im Bereich des blauen Endes des Spektralfarbenzuges sowie im Gebiet um den Unbuntpunkt wesentlich geringere Farbartenunterschiede aufgelöst werden, als dies im grünen Bereich durch die Skalierung des Farbdreiecks nahegelegt wird. Der geometrische Abstand zweier Farbarten in der Normfarbtafel bzw. die Differenz zweier Farbvektoren im Farbraum ist mithin kein direktes Maß für die vom Beobachter realisierten empfindungsgemäßen Farbunterschiede. Zur besseren Kennzeichnung von Farbabständen wurde daher von der CIE eine projektive Verzerrung der Normfarbtafel empfohlen, bei der die minimal unterscheidbaren Farbabstands-Ellipsen in kreisähnliche Gebilde umgeformt werden. Diese Farbtafel wird als sog. CIE-UCS Farbtafel 1960 bezeichnet (UCS = Uniform Chromaticity Scale). Die mit u und v gekennzeichneten Koordinaten im Rahmen dieser Darstellung gehen aus den Normfarbwerten bzw. den Normfarbanteilen durch folgende Beziehungen hervor [Lang78]:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \frac{1}{X+15Y+3Z} \cdot \begin{pmatrix} 4X \\ 6Y \end{pmatrix} = \frac{1}{-2x+12y+3} \cdot \begin{pmatrix} 4x \\ 6y \end{pmatrix}. \quad (10.12)$$

Durch die Darstellung auf der Basis der Koordinaten u und v wird das Gebiet der grünen Farben gestaucht, so daß diese Farbtafel die Farbarten ungefähr empfindungsgemäß gleichabständig wiedergibt.³⁷ Zur vollständigen Beschreibung einer Farbvalenz ist auch hier außer der Angabe der Farbanteile u und v wie bei der Normfarbtafel die des Hellbezugswertes Y erforderlich.

Bevor die quantitative Beschreibung der Farbabstände erfolgen kann, muß über die Fläche der Farbarten hinaus auch die Helligkeitsskala einer Transformation unterworfen werden, die der Tatsache Rechnung trägt, daß das Auge im unteren Helligkeitsbereich Intensitätsunterschiede stärker bewertet als für große Leuchtdichten. Der Hellbezugswert Y (normiert auf den Maximalwert 100 für Beleuchtung mit der zugrunde gelegten Normlichtart) wird üblicherweise durch die folgende Gleichung in eine empfindungsgemäße Helligkeit W^* überführt:

$$W^* = 25 \cdot \sqrt[3]{Y} - 17. \quad (10.13)$$

Unter Verwendung dieser Helligkeits-Transformation sowie den Koordinaten der UCS-Farbtafel kann ein Farbraum $U^*V^*W^*$ (CIE 1964 $U^*V^*W^*$ -Farbraum³⁸) konstruiert werden, der in allen drei Dimensionen annähernd gleichabständig ist, d. h. in dem gleiche geometrische Abstände annähernd gleichen empfindungsgemäßen Farbabständen der zugeordneten Farbvalenzen entsprechen.³⁹ Für die Koordinaten U^* und V^* gilt:

$$U^* = 13 \cdot W^* (u - u_0), \quad (10.14)$$

$$V^* = 13 \cdot W^* (v - v_0),$$

wobei u_0 und v_0 die durch die zugrunde gelegte Lichtart der Beleuchtung als Unbunt gewählte Bezugsfarbart darstellen. Der geometrische Abstand zweier Farbvalenzen, deren Koordinaten sich im $U^*V^*W^*$ -Farbraum jeweils um die Beträge ΔU^* , ΔV^* und ΔW^* unterscheiden, wird als Farbabstand ΔE interpretiert:

$$\Delta E = \sqrt{(\Delta U^*)^2 + (\Delta V^*)^2 + (\Delta W^*)^2}. \quad (10.15)$$

Die Gleichung (10.15) wird auch als Farbabstandsformel bezeichnet. Die hiermit bestimmten Farbabstände erhält man in sog. CIE-Einheiten, wobei der Wert $\Delta E = 1$ einem von einem normalsichtigen Beobachter gerade noch wahrnehmbaren Farbunterschied entspricht. Dieser wird bisweilen auch mit der Einheit „jnd“ (**j**ust **n**oticeable **d**ifference) versehen.

³⁷ Auch innerhalb des UCS-Diagramms bestehen noch gewisse Diskrepanzen zwischen den geometrischen Abständen zweier Farbarten und den von einem normalsichtigen Beobachter empfundenen Farbunterschieden, welche jedoch nur durch aufwendige nichtlineare Transformationen weiter verringert werden können [Grum80].

³⁸ Der $U^*V^*W^*$ -Farbraum hat im Jahre 1976 durch Streckung der v -Koordinate um 50% sowie durch Neudefinition des Luminanzsignals unter gleichzeitiger Umbenennung in L^* eine Modifikation erfahren. Der sich daraus ergebende Farbraum wird als sog. CIELUV-System bezeichnet.

³⁹ Infolge der nichtlinearen Beziehung zwischen W^* und Y ist in bezug auf den $U^*V^*W^*$ -Farbraum zu beachten, daß die additive Farbmischung nicht mehr durch einfache Addition der Farbvektoren beschrieben werden kann.

Darüber hinaus existiert eine Reihe weiterer empfindungsgemäß gleichabständiger Farbräume, z. B. das sog. CIELAB-System mit den Koordinaten L^* , a^* und b^* , sowie zugehörige Berechnungsformeln zur Bestimmung von Farbabständen, die auf andere, zum Teil erheblich kompliziertere Arten versuchen, die physiologischen Eigenschaften des menschlichen Auges in bezug auf die Unterscheidung von Farbvalenzen anzunähern. Vergleichende Zusammenstellungen weiterer Farbabstandsformeln sind beispielsweise in [Rich69, Schulz69, Robe77, Grum80] enthalten.

Zur Bestimmung der Reproduktionseigenschaften einer Farbübertragungsstrecke wird anhand der beschriebenen Farbabstandsgleichung (10.15) unter Verwendung geeigneter normierter Testfarben sowie einer definierten Bezugslichtart ein sog. Farbwiedergabeindex ermittelt, wie im Abschnitt 10.3.3 weiter ausgeführt wird.

10.3.2 Lineare Matrixtransformation zur Farbkorrektur

Die Grundlage für Farbkorrekturmaßnahmen mittels linearer Matrix-Transformationen stellt die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Möglichkeit dar, zwischen verschiedenen Primärvalenzsystemen zu wechseln und die Farbwerte entsprechend umzurechnen. Hierbei wird im Rahmen einer auf die Prinzipien der Farbmatrik gestützten Betrachtungsweise das durch die drei linear unabhängigen Spektralantwortkurven eines Dreifarbsensors festgelegte Farbsystem als Primärvalenzsystem betrachtet, das durch die drei Primärvalenzen \vec{F}_1 , \vec{F}_2 und \vec{F}_3 aufgespannt wird. Eine beliebige, in Form eines dreidimensionalen Vektors darstellbare Farbvalenz \vec{F} kann aus diesen drei Primärvalenzen durch innere oder äußere additive Überlagerung gemischt werden. Da die Primärvalenzen nicht notwendigerweise mit real existierenden Farben korrelieren, sondern lediglich der Bedingung linearer Unabhängigkeit genügen müssen, kann das durch die Empfindlichkeiten des Sensors festgelegte System als Primärvalenzsystem gewählt werden, sofern auch die spektralen Empfindlichkeitskurven linear voneinander unabhängig sind. Die drei aus einer bestimmten Beleuchtung mit der spektralen Intensitätsverteilung $F^I(I)$ resultierenden Photoströme des Farbsensors werden dabei als die Farbwerte F_1 , F_2 , F_3 der der Beleuchtung zugrundeliegenden Farbvalenz \vec{F} aufgefaßt:

$$\vec{F} = F_1 \cdot \vec{F}_1 + F_2 \cdot \vec{F}_2 + F_3 \cdot \vec{F}_3 \quad (10.16)$$

mit

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} j_{Ph}(U_1) \\ j_{Ph}(U_2) \\ j_{Ph}(U_3) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \int F^I(I) \cdot S(U_1, I) dI \\ \int F^I(I) \cdot S(U_2, I) dI \\ \int F^I(I) \cdot S(U_3, I) dI \end{pmatrix}, \quad (10.17)$$

wobei U_1 , U_2 und U_3 die drei Betriebsspannungen eines Dreifarbsensors repräsentieren. Die drei linear unabhängigen Spektralempfindlichkeiten $S(U_1, I)$, $S(U_2, I)$, $S(U_3, I)$ entsprechen in Analogie zu Gleichung (10.2) den Spektralwertfunktionen des durch den Dreifarbsensor gegebenen Valenzsystems und sollen mit $\bar{r}_s(I)$, $\bar{g}_s(I)$, $\bar{b}_s(I)$ bezeichnet werden:

$$\begin{pmatrix} \bar{r}_s(\mathbf{I}) \\ \bar{g}_s(\mathbf{I}) \\ \bar{b}_s(\mathbf{I}) \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} S(U_1, \mathbf{I}) \\ S(U_2, \mathbf{I}) \\ S(U_3, \mathbf{I}) \end{pmatrix}. \quad (10.18)$$

Aus der Farbmeterik ist die Möglichkeit des Übergangs auf beliebige andere Primärvalenzsysteme bekannt. In diesem Zusammenhang bedient man sich linearer Matrixtransformationen zur Umrechnung zwischen den verschiedenen Valenzsystemen. Diese Methode wird im folgenden auf die Empfindlichkeitskurven der Farbsensoren angewandt. Der Übergang auf ein anderes System mit den Primärvalenzen $\bar{F}_R, \bar{F}_G, \bar{F}_B$, bei dem die Farbwerte F_1, F_2, F_3 der Farbvalenz \bar{F} in die Werte des neuen Systems F_R, F_G, F_B umgeformt werden, kann durch eine lineare Koordinatentransformation mit Hilfe einer 3×3 -Matrix \underline{T} beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} F_R \\ F_G \\ F_B \end{pmatrix} = \underline{T} \cdot \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_1 & R_2 & R_3 \\ G_1 & G_2 & G_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \end{pmatrix}. \quad (10.19)$$

Der Transformation der Farbwerte entspricht in gleicher Weise die Transformation der Farbempfindlichkeitsverläufe von den originalen Spektralempfindlichkeiten des Farbsensors $\bar{r}_s(\mathbf{I}), \bar{g}_s(\mathbf{I}), \bar{b}_s(\mathbf{I})$ in drei korrigierte Empfindlichkeitsverläufe $\bar{r}_k(\mathbf{I}), \bar{g}_k(\mathbf{I}), \bar{b}_k(\mathbf{I})$:

$$\begin{pmatrix} \bar{r}_k(\mathbf{I}) \\ \bar{g}_k(\mathbf{I}) \\ \bar{b}_k(\mathbf{I}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_1 & R_2 & R_3 \\ G_1 & G_2 & G_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \bar{r}_s(\mathbf{I}) \\ \bar{g}_s(\mathbf{I}) \\ \bar{b}_s(\mathbf{I}) \end{pmatrix}. \quad (10.20)$$

Ziel der Farbkorrektur ist es, ein Valenzsystem $\bar{F}_R, \bar{F}_G, \bar{F}_B$ zu finden, das mit dem durch $\bar{F}_1, \bar{F}_2, \bar{F}_3$ gegebenen linear verknüpft ist und bei dem zugleich die Abweichungen der Farbempfindlichkeiten zu üblicherweise verwendeten Farbaufnehmersystemen minimal sind. Im Hinblick auf die Anpassung der Spektralempfindlichkeiten kann prinzipiell ein beliebiges Primärvalenzsystem herangezogen werden, beispielsweise RGB oder das virtuelle Normvalenzsystem XYZ, für die folgende Darstellung wird jedoch das $R_e G_e B_e$ -System benutzt, welches als EBU-Valenzsystem auf dem Gebiet der Farbfernsehtchnik im europäischen Bereich Verbreitung gefunden hat. Es geht aus dem Normvalenzsystem XYZ durch folgende Transformation hervor [Lang78]:

$$\begin{pmatrix} R_e \\ G_e \\ B_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3,0651 & -1,3942 & -0,4761 \\ -0,9690 & 1,8755 & 0,0415 \\ 0,0679 & -0,2290 & 1,0698 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}. \quad (10.21)$$

Den sensorseitigen Ausgangspunkt der Farbkorrektur bilden die originalen spannungsabhängigen Spektralantwortkurven eines Dreifarbsensors. Da die spektralen Empfindlichkeiten der Farbsensoren im allgemeinen nicht exakt als Linearkombination genormter Spektralwertfunktionen darstellbar sind, sondern diesen nur angenähert werden können, handelt es sich bei der Farbkorrektur um ein Optimierungsproblem, welches darin besteht, die durch die

Spektralantworten des Farbsensors gegebenen Farbempfindlichkeiten mittels einer Matrixoperation möglichst genau den Spektralwerten des $R_eG_eB_e$ -Systems $\bar{r}_e(\lambda)$, $\bar{g}_e(\lambda)$, $\bar{b}_e(\lambda)$ anzupassen, welche in Abb.10.6 dargestellt sind.⁴⁰ Hierbei sind die neun Koeffizienten der Transformationsmatrix nach Gleichung (10.20) derart zu bestimmen, daß die paarweisen Abweichungen zwischen $\bar{r}_k(\lambda)$, $\bar{g}_k(\lambda)$, $\bar{b}_k(\lambda)$ und $\bar{r}_e(\lambda)$, $\bar{g}_e(\lambda)$, $\bar{b}_e(\lambda)$ minimal werden. Als Optimierungskriterium wurde zunächst die Minimierung der Integrale über die Differenzenquadrate zwischen Soll- und Istkurven gewählt:

$$\int \left((\bar{r}_e(\lambda) - \bar{r}_k(\lambda))^2 + (\bar{g}_e(\lambda) - \bar{g}_k(\lambda))^2 + (\bar{b}_e(\lambda) - \bar{b}_k(\lambda))^2 \right) d\lambda \rightarrow \text{Min.} \quad (10.22)$$

Die verwendete Optimierungsstrategie basiert auf Prinzipien biologischer Mutationen. Sie versucht, ausgehend von einer zunächst beliebigen Anfangsmatrix mittels an zufällig ausgewählten Koeffizienten durchgeführten Variationen um einen bestimmten Betrag in positiver oder negativer Richtung eine Verbesserung der Anpassung nach Maßgabe der in Gleichung (10.22) definierten Bewertungsfunktion zu erreichen. Ergibt sich eine Verbesserung der Anpassung, so wird dieser Koeffizientensatz als Ausgangspunkt für einen weiteren Optimierungsschritt beibehalten, der wiederum an einem zufällig ausgesuchten Koeffizienten vorgenommen wird. Ist eine weitere Verringerung der Bewertungsfunktion durch Variation eines der Koeffizienten nicht mehr zu erreichen, so kann der Variationsbetrag verkleinert werden, wonach die Optimierung mit diesem geringeren Wert fortgesetzt wird. Der Optimierungsvorgang ist beendet, wenn sich keine Änderungen der Matrix-Koeffizienten bzw. der Bewertungsfunktion in technisch sinnvoller Größe mehr ergeben. Dieses Optimierungsverfahren ist [Vorh78] entnommen, wo im Zusammenhang mit einem analogen Optimierungsproblem das Konvergenzverhalten als gut bewertet wird. Das Verfahren zeichnet sich vor allem dadurch aus, daß eventuell angefahrne Nebenmaxima der Bewertungsfunktion infolge der

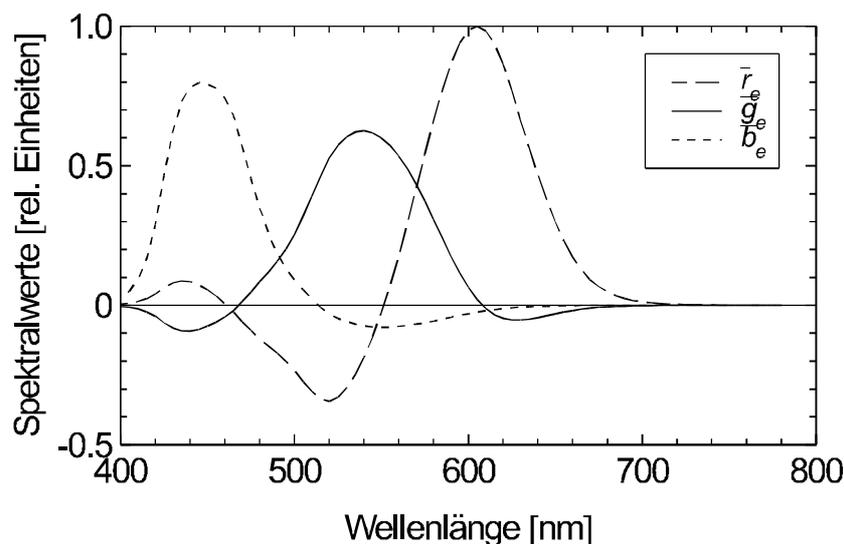


Abb. 10.6: Relative Spektralwertfunktionen eines $R_eG_eB_e$ -Beobachters.

⁴⁰ Die im weiteren Verlauf verwendeten Indizes „e“, „s“ und „k“ bezeichnen die Spektral- bzw. Farbwerte im Rahmen des EBU-Primärvalenzsystems („e“) und die entsprechenden Größen des aus den spektralen Empfindlichkeiten des Dreifarbsensors hervorgegangenen Systems im originalen Zustand („s“) bzw. nach erfolgter Farbkorrektur („k“).

zufälligen Auswahl der variierten Koeffizienten wieder verlassen werden können. Die Optimierung wird softwaremäßig von einem durch den Autor entwickelten Programm vorgenommen.

Die Auswirkungen einer Farbtransformation lassen sich anschaulich anhand der entsprechenden Farbtafeln wiedergeben. Von besonderer Bedeutung für das Farbdreieck eines Primärvalenzsystems ist der Spektralfarbenzug, der Ort der rein monochromatischen Farbvalenzen, welcher die innerhalb des durch die Purpurgerade geschlossenen Spektralfarbenzuges befindlichen reellen Farbarten von den außerhalb gelegenen virtuellen Farbvalenzen trennt. Beim Übergang zwischen verschiedenen Primärvalenzsystemen werden die Orte der Farbarten im Farbdreieck einer Transformation unterworfen. Ein und dieselbe Farbart besetzt folglich in unterschiedlichen Primärvalenzsystemen unterschiedliche Positionen innerhalb der betreffenden Farbdreiecke. In diesem Zusammenhang bildet der Spektralfarbenzug eine wichtige Bezugsgröße im Vergleich mehrerer Farbvalenzsysteme. Mit seiner Hilfe können Art und Grad der durch die Farbtransformation verursachten Verzerrung des Valenzsystems beurteilt werden. Die Lage des Spektralfarbenzuges ist aus diesem Grund besonders geeignet für einen direkten Vergleich identischer Farbarten in unterschiedlichen Valenzsystemen.

Hieraus ergeben sich eine Reihe von Konsequenzen in bezug auf eine Wiedergabe von Farben auf der Basis eines dem Farbdetektor zugeordneten Primärvalenzsystems. Zunächst kann aus dem Kriterium, nach Möglichkeit alle reellen Farbvalenzen wiedergeben zu können, die Forderung abgeleitet werden, daß das Farbdreieck des korrigierten Primärvalenzsystems den Spektralfarbenzug und damit sämtliche reelle Farbvalenzen einschließt oder zumindest die in der Natur am häufigsten vorkommenden Farben enthält (vgl. Abb. 10.5), da alle außerhalb des Farbdreiecks und innerhalb des (geschlossenen) Spektralfarbenzuges gelegenen Farbvalenzen nicht wiedergegeben werden können. Darüber hinaus müssen jedoch die Eckpunkte des Farbdreiecks, d. h. die Primärvalenzen, innerhalb des Spektralfarbenzuges gelegen und somit reell sein, damit eine Wiedergabe durch innere additive Überlagerung real existierender Farben möglich ist. Nur solche Farbvalenzen kommen im Rahmen einer Übertragungstrecke zur Reproduktion von Farbinformationen, z. B. als Bildschirmphosphore in Frage. Diese beiden Forderungen verlangen in ihrer Kombination ein möglichst großes Farbdreieck innerhalb des Spektralfarbenzuges, welches den Bereich natürlicher Farbarten weitgehend umschließt.

10.3.3 Verfahren zur Bestimmung des Farbauflösungsvermögens

Die quantitative Bewertung der Farbauflösung der Farbsensoren sowie der Auswirkungen der Farbkorrekturmaßnahmen erfolgt mit Hilfe eines Testverfahrens gemäß der Vorschrift DIN 6169, Teil 6 [Din76]. Die DIN-Vorschrift bezieht sich ursprünglich auf ein Verfahren zur Kennzeichnung der Farbwiedergabe in der Farbfernsehtechnik mit Bildaufnahmegegeräten, welches jedoch auch auf diskrete Farbdetektoren angewandt werden kann, wie die folgenden Betrachtungen verdeutlichen.

10.3.3.1 Bestimmung des Farbwiedergabeindex nach DIN 6169, Teil 6

Zur Evaluation der Farbproduktionsseigenschaften von Farbsensoren wird ein Vergleich zwischen verschiedenen, durch den Farbsensor wiedergegebenen Farbvalenzen mit den originalen Farbvalenzen durchgeführt, die der Aufnahme zugrundeliegen. Es kommt hierbei ein Satz von insgesamt 17 Testfarben zum Einsatz, welche von der CIE für die Messung der Farbwiedergabe empfohlen worden sind. Unter Verwendung derartiger Testfarben werden sog. Farbwiedergabeindizes bestimmt, die die Farbverfälschung jeder dieser Testfarben im Rahmen eines empfindungsgemäß gleichabständigen Farbsystems beschreiben. Als Farb-

system, das dieser Forderung genügt, wird das $U^*V^*W^*$ -System gewählt, welches bereits in Kap. 10.3.1 erläutert wurde. Die Farbwiedergabeindizes greifen im wesentlichen auf dort definierten Farbabstand ΔE zweier Farbvalenzen zurück.⁴¹

Die Farbarten der zur Bestimmung der Farbwiedergabe verwendeten Testfarben sind in Abb. 10.7 in das UCS-Diagramm (1960) zusammen mit der Farbart der im Bereich der Farbfernsehtechnik zur Festlegung des Unbuntpunktes benutzten Normlichtart D65 und dem Farbdreieck des EBU-Primärvalenzsystems $R_eG_eB_e$ eingetragen. Es handelt sich um acht in etwa gleichem Abstand um den Weißpunkt gelegene Testfarben mit vergleichbarem Hellbezugswert (Nr. 1 bis 8), vier höher gesättigte Farbvalenzen der Farbtöne Rot, Gelb Grün, Blau (Nr. 9 bis 12), je eine die Hautfarbe (Nr. 13) und das Blattgrün (Nr. 14) repräsentierende sowie drei unbunte Farbvalenzen (Nr. 15 bis 17).⁴² Die Testfarben sind jeweils gekennzeichnet durch die spektralen Verläufe ihrer Transmissions- bzw. Remissionskoeffizienten. Für die experimentelle Charakterisierung der Farbwiedergabeeigenschaften der Farbsensoren sind ausschließlich Transmissionsfilter verwendet worden, bei denen die spektralen Transmissionskoeffizienten $t_i(\lambda)$ bekannt sind ($i = 1$ bis 17 bezeichnet die Nummer der Testfarbe.) [Din76].

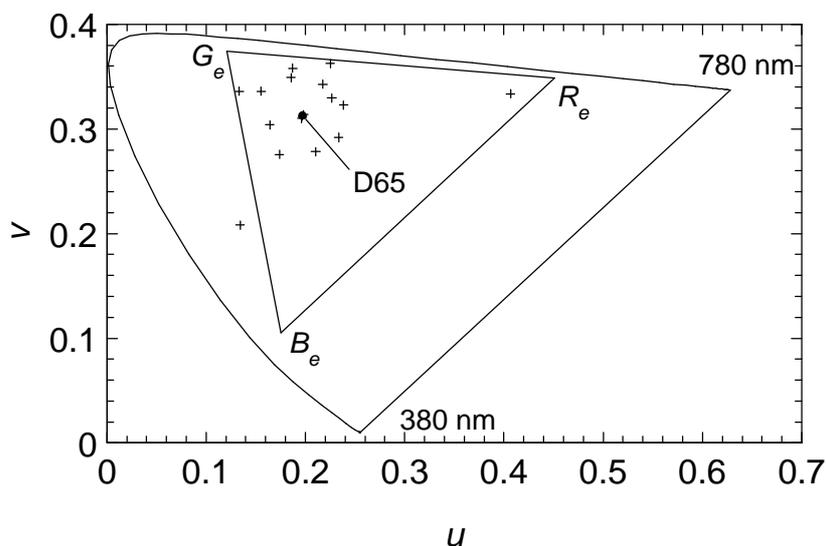


Abb. 10.7: CIE-UCS Farbtabelle 1960 mit Spektralfarbenzug, $R_eG_eB_e$ -Farbdreieck und Farbort der Normlichtart D65. Die Farbarten der in DIN 6169, Teil 6 definierten Testfarben sind durch Kreuze markiert.

Für jede der Testfarben wird die Farbverfälschung bei Aufzeichnung mit dem zu untersuchenden Farbaufnehmer durch den sog. speziellen Farbwiedergabeindex R_i beschrieben, indem der Farbabstand zwischen originaler und detektierter Farbvalenz mittels des Farb-

⁴¹ Nach der Einführung des $U^*V^*W^*$ -Farbsystems im Jahre 1964 wurde von der CIE 1976 eine Modifikation dieses Farbraumes vorgenommen. Der modifizierte Farbraum wird als CIE 1976 $L^*u^*v^*$ - oder CIELUV-Farbraum bezeichnet. Von mehreren Autoren wird jedoch bestritten, daß empfindungsgemäße Farbunterschiede durch diese Veränderungen besser wiedergegeben werden (z. B. [Rich80, MacAd81]), so daß für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten farbmetrischen Analysen das Farbabstandsmaß in seiner ursprünglichen Form verwendet worden ist, entsprechend dem in der DIN 6169, Teil 6 nach der Fassung vom Januar 1976 dargestellten Verfahren.

⁴² Die Testfarben sind als sog. Auflichtfarben oder als Transmissionsfarbfilter erhältlich bei der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM). Für die Beleuchtung ist in beiden Fällen die Bezugslichtart für die Farbfernsehtechnik, d. h. die Normlichtart D65 vorgesehen.

standes ΔE_i nach Gleichung (10.15) bestimmt wird, aus dem anschließend R_i auf folgende Weise berechnet werden kann:

$$R_i = 100 - 4,6 \cdot \Delta E_i. \quad (10.23)$$

Der sog. allgemeine Farbwiedergabeindex R_a geht aus der Mittelung der speziellen Farbwiedergabeindizes der Testfarben 1 bis 8 hervor:

$$R_a = \frac{1}{8} \cdot \sum_{i=1}^8 R_i. \quad (10.24)$$

Die Farbwiedergabeindizes weisen bei exakter Wiedergabe der betreffenden Testfarbe ($\Delta E_i = 0$) bzw. aller Testfarben den Wert 100 auf. Die Abweichungen von einer farbmetrisch exakten Farbproduktion sind um so größer, je niedriger der Farbwiedergabeindex ist. Gelegentlich wird statt des Farbwiedergabeindex auch der mittlere Farbabstand ΔE , gemittelt über eine Reihe von Testfarben (z. B. 1 bis 8), angegeben. Er geht entsprechend Gleichung (10.23) aus dem allgemeinen Farbwiedergabeindex R_a durch die Beziehung

$$\Delta E = \frac{1}{8} \cdot \sum_{i=1}^8 \Delta E_i = \frac{100 - R_a}{4,6} \quad (10.25)$$

hervor.

Der Vollständigkeit wegen soll an dieser Stelle erwähnt werden, daß die Optimierung einer Farbkorrektur, d. h. einer linearen Transformationsmatrix, auch mit Hilfe von speziellen oder allgemeinen Farbwiedergabeindizes erfolgen kann. In diesem Fall wird das Optimierungskriterium aus Kap. 10.3.2 dahingehend abgeändert, daß nicht die Abweichungen zwischen den spektralen Empfindlichkeiten des Farbsensors und vorgegebenen Spektralwertfunktionen, sondern die sich unter Verwendung der normierten Testfarben ergebenden Farbabstände minimiert werden [Suzu90]. Dieses letztgenannte Verfahren empfiehlt sich insbesondere dann, wenn die Farbwiedergabe, wie dies bei speziellen Anwendungen mitunter der Fall ist, nur in bestimmten Bereichen des Farbraumes von Interesse ist und präzise erfolgen soll, da beispielsweise die Vielfalt der aufzunehmenden Farben durch die Art der Anwendung begrenzt ist. In diesem Fall werden die Testfarben zur Bestimmung der optimierten Korrekturmatrix, deren Umfang auch deutlich über den in der DIN-Norm definierten 17 Testfarben liegen kann, vorzugsweise aus dem Bereich der tatsächlich relevanten Farbvalenzen ausgewählt [Hane95].

10.3.3.2 Durchführung des Verfahrens

Die Bestimmung der Farbwiedergabeindizes eines Farbsensors erfolgt in mehreren Schritten, wobei eine Reihe verschiedener Transformationen durchgeführt werden muß, wie sich aus der folgenden Darstellung ergibt. Zunächst werden rechnerisch aus den spektralen Transmissionskoeffizienten der Testfarbenfilter $t_i(\mathbf{I})$ unter Berücksichtigung der Intensitätsverteilung $F_{D65}^I(\mathbf{I})$ der Bezugslichtart D65 die Normfarbwerte der Originalfarben X_{0i} , Y_{0i} , Z_{0i} ermittelt:

$$\begin{aligned}
X_{0i} &= k_0 \cdot \int \mathbf{t}_i(\mathbf{l}) \cdot \mathbf{F}_{D65}^{\mathbf{l}}(\mathbf{l}) \cdot \bar{x}(\mathbf{l}) \, d\mathbf{l}, \\
Y_{0i} &= k_0 \cdot \int \mathbf{t}_i(\mathbf{l}) \cdot \mathbf{F}_{D65}^{\mathbf{l}}(\mathbf{l}) \cdot \bar{y}(\mathbf{l}) \, d\mathbf{l}, \\
Z_{0i} &= k_0 \cdot \int \mathbf{t}_i(\mathbf{l}) \cdot \mathbf{F}_{D65}^{\mathbf{l}}(\mathbf{l}) \cdot \bar{z}(\mathbf{l}) \, d\mathbf{l},
\end{aligned} \tag{10.26}$$

wobei sich der Normierungsfaktor k_0 aus der Randbedingung ergibt, daß der Hellbezugswert Y_0 bei unmittelbarer Beleuchtung mit der Bezugslichtart D65 den Wert 100 annimmt (Weißabgleich):

$$k_0 = \frac{100}{\int \mathbf{F}_{D65}^{\mathbf{l}}(\mathbf{l}) \cdot \bar{y}(\mathbf{l}) \, d\mathbf{l}}. \tag{10.27}$$

Aus den Normspektralwerten werden zunächst mittels der Gleichung (10.12) die Farbwertanteile u_{0i} , v_{0i} der UCS-Farbtabelle bestimmt, aus denen anschließend über die Beziehungen (10.13) und (10.14) unter Berücksichtigung der Koordinaten der Bezugslichtart $u_{0, D65} = 0,1978$ und $v_{0, D65} = 0,3122$ die Farbwerte U_{0i}^* , V_{0i}^* , W_{0i}^* hervorgehen, welche die Farbvalenzen der Originalfarben im empfindungsgemäß gleichabständigen U*V*W*-Farbsystem und somit die Sollwerte in bezug auf die Farbwiedergabe darstellen.

Diese Sollwerte werden mit den Istwerten, d. h. den tatsächlich unter Verwendung der Dreifarbsensoren erzielten Farbvalenzen der Testfarben verglichen. In diesem Zusammenhang sind zwei verfahrenstechnische Varianten möglich, welche beide in der Norm DIN 6169, Teil 6 beschrieben sind. Die erste Variante basiert auf gemessenen spektralen Empfindlichkeiten der Farbsensoren, die als Spektralwertfunktionen eines Farbaufnehmers angesehen werden. Alternativ dazu werden die unter tatsächlicher Bestrahlung des Sensors mit den Testfarben gemessenen Photoströme bei den entsprechenden Farbspannungen herangezogen und als Farbwerte im Rahmen des durch den Farbsensor festgelegten Primärvalenzsystems interpretiert. Die Verfahren können mit oder ohne Einbeziehung einer Farbkorrektur durchgeführt werden. Im konkreten Fall sind beide Wege beschritten worden, so daß sie in der folgenden Zusammenstellung separat skizziert werden.

Variante I: Bestimmung der Farbwerte durch Integration der spektralen Empfindlichkeiten

Im Zuge der Bestimmung der Farbwiedergabe eines Farbsensors werden die bei den drei Farbspannungen gemessenen spektralen Empfindlichkeiten $S(U_1, \mathbf{l})$, $S(U_2, \mathbf{l})$, $S(U_3, \mathbf{l})$ zunächst ohne Farbkorrektur als sensorseitige Spektralwertfunktionen $\bar{r}_s(\mathbf{l})$, $\bar{g}_s(\mathbf{l})$, $\bar{b}_s(\mathbf{l})$ interpretiert. Unter Berücksichtigung dieser Spektralwerte können innerhalb des Sensor-Primärvalenzsystems die Farbwerte der Testfarben R_{si} , G_{si} , B_{si} durch Integration ermittelt werden:

$$\begin{aligned}
R_{si} &= k_r \cdot \int \mathbf{t}_i(\mathbf{l}) \cdot \mathbf{F}_{D65}^{\mathbf{l}}(\mathbf{l}) \cdot \bar{r}_s(\mathbf{l}) \, d\mathbf{l}, \\
G_{si} &= k_g \cdot \int \mathbf{t}_i(\mathbf{l}) \cdot \mathbf{F}_{D65}^{\mathbf{l}}(\mathbf{l}) \cdot \bar{g}_s(\mathbf{l}) \, d\mathbf{l}, \\
B_{si} &= k_b \cdot \int \mathbf{t}_i(\mathbf{l}) \cdot \mathbf{F}_{D65}^{\mathbf{l}}(\mathbf{l}) \cdot \bar{b}_s(\mathbf{l}) \, d\mathbf{l}.
\end{aligned} \tag{10.28}$$

Die hierin enthaltenen Normierungsfaktoren k_r , k_g , k_b gehen zurück auf den Weißabgleich, bei dem unter Beleuchtung des Sensors mit der Bezugslichtart D65 alle drei Farbwerte auf den Wert 100 normiert werden:

$$\begin{aligned}
k_r &= \frac{100}{\int \mathbf{F}_{D65}^{\mathbf{l}}(\mathbf{l}) \cdot \bar{r}_s(\mathbf{l}) \, d\mathbf{l}}, \\
k_g &= \frac{100}{\int \mathbf{F}_{D65}^{\mathbf{l}}(\mathbf{l}) \cdot \bar{g}_s(\mathbf{l}) \, d\mathbf{l}}, \\
k_b &= \frac{100}{\int \mathbf{F}_{D65}^{\mathbf{l}}(\mathbf{l}) \cdot \bar{b}_s(\mathbf{l}) \, d\mathbf{l}}.
\end{aligned} \tag{10.29}$$

Die Farbwerte der Testfarben R_{si} , G_{si} , B_{si} werden für die Weiterverarbeitung als Farbwerte im Rahmen des EBU-Farbsystems $R_e G_e B_e$ aufgefaßt, da sie eine (mehr oder weniger exakte) Annäherung an die Farbempfindlichkeiten von Fernseh-Bildaufnehmern darstellen. Mittels der bekannten Transformation der EBU-Farbwerte in das Normvalenzsystem [Lang78]

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,4305 & 0,3417 & 0,1783 \\ 0,2219 & 0,7068 & 0,0713 \\ 0,0202 & 0,1296 & 0,9392 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} R_e \\ G_e \\ B_e \end{pmatrix} \tag{10.30}$$

können die aus der Bewertung durch den Farbsensor hervorgehenden Farbwerte der Testfarben R_{si} , G_{si} , B_{si} in die zugehörigen Normfarbwerte X_{si} , Y_{si} , Z_{si} umgerechnet werden. Aus diesen wiederum lassen sich analog zu den Originalfarben die Farbwerte im $U^*V^*W^*$ -Farbsystem U_{si}^* , V_{si}^* , W_{si}^* ableiten, so daß sich im Vergleich mit den Originalfarbwerten U_{0i}^* , V_{0i}^* , W_{0i}^* entsprechend der Abstandsformel (10.15) die Farbabstände ΔE_{si} der einzelnen Testfarben ergeben:

$$\Delta E_{si} = \sqrt{(U_{0i}^* - U_{si}^*)^2 + (V_{0i}^* - V_{si}^*)^2 + (W_{0i}^* - W_{si}^*)^2}, \tag{10.31}$$

aus denen sich durch die Gleichungen (10.23) und (10.24) die speziellen und allgemeinen Farbwiedergabeindizes R_{si} und R_{sa} berechnen lassen.

Wird die Farbübertragung um eine Farbkorrektur mittels einer linearen Farbtransformation erweitert, so muß diese Transformation im Rahmen der Bestimmung der Farbwiedergabeindizes berücksichtigt werden. Hierbei werden die Farbwerte R_{si} , G_{si} , B_{si} durch die Transformationsmatrix \underline{T} in korrigierte Farbwerte R_{ki} , G_{ki} , B_{ki} umgeformt:

$$\begin{pmatrix} R_k \\ G_k \\ B_k \end{pmatrix} = \underline{T} \cdot \begin{pmatrix} R_s \\ G_s \\ B_s \end{pmatrix}. \quad (10.32)$$

In diesem Fall werden die korrigierten Farbwerte R_{ki} , G_{ki} , B_{ki} als EBU-Farbwerte interpretiert und über die Beziehung (10.30) zunächst in Normfarbwerte sowie durch (10.12) bis (10.14) in die Farbwerte des $U^*V^*W^*$ -Farbsystems U_{ki}^* , V_{ki}^* , W_{ki}^* transformiert. Die übliche Farbabstandsformel erlaubt anschließend die Bestimmung der Farbabstände ΔE_{ki} :

$$\Delta E_{ki} = \sqrt{(U_{0i}^* - U_{ki}^*)^2 + (V_{0i}^* - V_{ki}^*)^2 + (W_{0i}^* - W_{ki}^*)^2} \quad (10.33)$$

bzw. der Farbwiedergabeindizes R_{ki} und R_{ka} für den Fall der korrigierten Farbsignale.

Dieses Verfahren verwendet ausschließlich die gemessenen Verläufe der spektralen Empfindlichkeiten der Farbsensoren und leitet daraus auf analytischem Wege die Farbwiedergabeindizes her. Sie kommt mithin vollkommen ohne Messungen der Photoströme unter realer Beleuchtung mit den Testfarben aus.

Variante II: Bestimmung der Farbwerte durch Messung der Photoströme

Eine Alternative zu der im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Methode stellt die unmittelbare Bestimmung der Farbwerte im Primärvalenzsystem des Farbsensors durch Messungen der den drei Farbspansungen zugeordneten Photoströme unter tatsächlicher Beleuchtung des Sensors mit den verschiedenen Testfarben dar. Bei diesem Verfahren besteht zusätzlich die Möglichkeit, die Photoströme bei unterschiedlichen Beleuchtungspegeln aufzunehmen, um daraus abzuschätzen, ob die Farbwiedergabe von der Intensität der Beleuchtung abhängig ist.⁴³

Die üblicherweise für die Bestimmung der Farbwiedergabe verwendeten Testfarbenfilter sind für die Bezugslichtart der Farbfernsehübertragung D65 ausgelegt. Nur bei Bestrahlung mit dieser Normlichtart können die in Abb. 10.7 dargestellten Farbarten erzielt werden. Die exakte Bereitstellung dieser spektralen Intensitätsverteilung erfordert jedoch einen nicht unerheblichen apparativen Aufbau, vergleichbar etwa dem zur Realisierung des Referenz-Sonnenspektrums AM 1,5 in einem Solarsimulator. Im Rahmen der hier durchgeführten Messungen wurde die Bezugslichtart durch das Emissionsspektrum einer Xenon-Bogenlampe angenähert. Diese Vereinfachung erscheint tolerierbar, da die spektralen Strahlungsverteilungen über dem relevanten Wellenlängenbereich vergleichbar sind, wie Abb.10.8 erkennen läßt, und folglich die Farbarten des D65- und des Xenon-Spektrums dicht beieinander liegen (vgl. Abb. 10.5).

⁴³ Die Gesamtheit der 17 Testfarben deckt lediglich etwa eine Dekade hinsichtlich der Helligkeit ab.

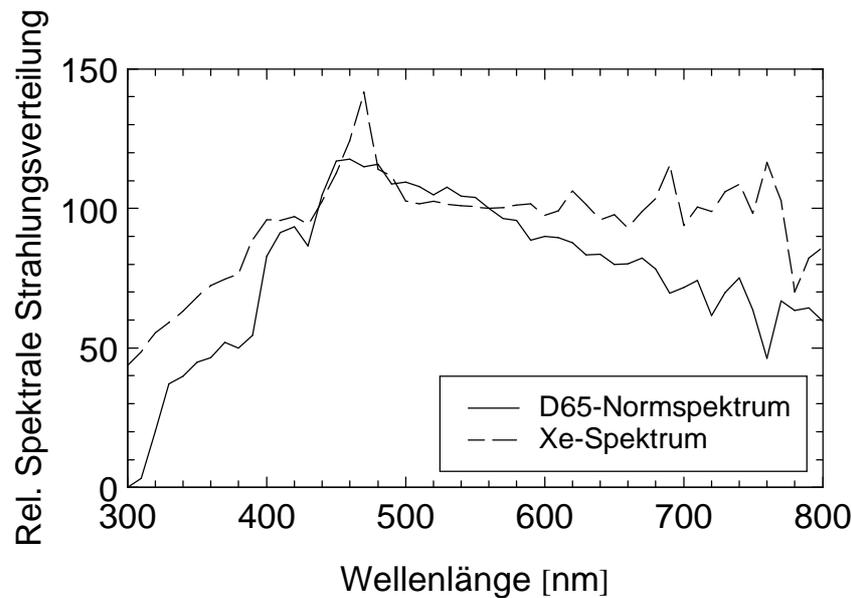


Abb. 10.8: Vergleich zwischen dem D65-Normspektrum und dem Emissionsspektrum einer Xenon-Bogenlampe (nach [Rich80]). Die Verteilungsdichten sind jeweils bei der Wellenlänge 560 nm auf den Wert 100 normiert.

Bedingt durch die Umstellung des Bezugsspektrums und folglich der Bezugslichtart sind die Farbarten der Testfarben geringfügig geändert, so daß diese unter Berücksichtigung der spektralen Strahlungsverteilung $F_{Xe}^I(I)$ des Xenon-Spektrums sowie der Transmissionsverläufe der tatsächlich verwendeten Farbfilter [Bam96] neu bestimmt werden müssen. Die Koordinaten der Bezugslichtart in der UCS-Farbtabelle betragen in diesem Fall $u_{0, Xe} = 0,2081$ und $v_{0, Xe} = 0,3108$.

Zur Bewertung der Qualität der Farbwiedergabe werden im Zuge der Variante II unter Beleuchtung des Sensors mit den entsprechenden Testfarben die bei den drei Farbspannungen meßbaren Photoströme unmittelbar als Farbwerte der Testfarben im Rahmen des durch den Sensor vorgegebenen Primärvalenzsystems interpretiert:

$$R_{si} = k_r \cdot j_{Ph,si}(U_1),$$

$$G_{si} = k_g \cdot j_{Ph,si}(U_2), \tag{10.34}$$

$$B_{si} = k_b \cdot j_{Ph,si}(U_3),$$

wobei die Normierungsfaktoren k_r , k_g , k_b durch einen Weißabgleich, d. h. ohne Verwendung eines Farbfilters bestimmt werden nach der Maßgabe, daß die drei Farbwerte in diesem Fall den Wert 100 annehmen. Diese Farbwerte werden dann analog zur Variante I zunächst in Normfarbwerte X_{si} , Y_{si} , Z_{si} und anschließend in U*V*W*-Farbwerte U_{si}^* , V_{si}^* , W_{si}^* transformiert, aus denen sich schließlich im Vergleich mit den entsprechenden Farbwerten der Originalfarben U_{0i}^* , V_{0i}^* , W_{0i}^* gemäß Gleichung (10.31) die Farbabstände ΔE_{si} sowie nachfolgend die Farbwiedergabeindizes R_{si} und R_{sa} ableiten lassen.

Im Falle einer Farbkorrektur durch eine lineare Transformationsmatrix werden die Sensorfarbwerte R_{si} , G_{si} , B_{si} zusätzlich der durch Gleichung (10.32) gegebenen Transformationsvorschrift unterworfen, woran sich dann dieselbe Prozedur zur Bestimmung der Farbabstände ΔE_{ki} und der zugehörigen Farbwiedergabeindizes R_{ki} und R_{ka} anschließt. Ein Vorteil der Variante II besteht darin, daß sie eher den praktischen Betrieb eines Farbsensors repräsentiert und überdies bei unterschiedlichen Beleuchtungspegeln durchgeführt werden kann, um den Einfluß der Beleuchtungsintensität auf die Qualität der Farbwiedergabe erfassen zu können.

10.3.3.3 Ergebnisse

In Ergänzung zu den in Kap. 7.2.2 dokumentierten Meßergebnissen sind in der nachfolgenden Tab. 10.2 die den einzelnen Testfarben zugeordneten speziellen Farbwiedergabeindizes für die drei bipolaren Farbsensor-Typen nipinin (Nr. 350), pinipip (Nr. 402) und nipi²n (Nr. 526)

Testfarbe Nr.	Farbwiedergabeindizes (Variante I)				Farbwiedergabeindizes (Variante II, 6000 lx)			Farbwiedergabeindizes (Variante II, 600 lx)		
	350	402	526	pi ³ n	350	402	526	350	402	526
1	97	95	96	92	78	74	76	72	62	72
2	98	95	98	90	99	97	91	94	98	84
3	88	82	83	49	91	67	99	100	59	100
4	85	84	84	64	36	18	50	65	1	46
5	99	100	99	94	42	47	25	41	28	-
6	90	95	87	86	21	45	-	8	30	-
7	84	87	79	83	52	91	8	23	87	-
8	53	61	46	37	47	90	46	48	100	56
9	9	23	7	-	-	68	-	-	38	-
10	88	83	84	65	29	25	74	77	14	37
11	64	64	54	16	11	-	35	54	-	36
12	62	56	61	71	-	17	-	-	-	-
13	94	87	92	85	44	29	69	72	20	73
14	87	86	83	53	41	38	69	77	15	74
15	99	99	99	98	-	1	14	42	-	21
16	96	97	95	90	45	57	46	50	43	34
17	88	85	86	72	52	48	37	39	49	41
allgemeiner Farbwieder- gabeindex	87	87	84	74	58	66	48	56	58	37
mittlerer Farbabstand	2,8	2,8	3,5	5,6	9,1	7,4	11,3	9,6	9,1	13,7

Tab. 10.2: Farbwiedergabeindizes bezogen auf die Farbwiedergabe von Dreifarbsensoren vom Typ nipinin (Nr. 350), pinipip (Nr. 402) und nipi²n (Nr. 526) sowie des unipolaren pi³n-Dreifarbensor nach optimierter Farbkorrektur, ermittelt nach DIN 6169, Teil 6. Die Bestimmung nach Variante I erfolgt unter Verwendung der gemessenen spektralen Empfindlichkeiten, nach Variante II aus Messungen der Photoströme. Die angegebenen Beleuchtungsstärken bezeichnen in diesem Fall die Intensität des für den Weißabgleich verwendeten Xenon-Emissionsspektrums. Zusätzlich sind die mittleren Farbabstände entsprechend Gleichung (10.25) aufgeführt. Fehlende Angaben markieren sehr hohe Farbabweichungen, welchen keine sinnvollen Werte zugeordnet werden können.

sowie für den unipolaren Dreifarbsensor vom Typ pi³n jeweils nach optimierter linearer Farbkorrektur für beide Verfahrensvarianten zusammengestellt. Als Optimierungskriterium wurde die Maximierung des allgemeinen Farbwiedergabeindex gewählt. Es zeigt sich, daß die mit Hilfe des Verfahrens II erzielten Werte zu einem nicht unerheblichen Teil deutlich unter den nach dem Verfahren I ermittelten liegen. Bei einigen Testfarben sind die beobachteten Farbabweichungen besonders bei niedrigen Beleuchtungspegeln im Falle der Bestimmung nach Verfahren II derart hoch, daß eine Angabe des speziellen Farbwiedergabeindex nicht sinnvoll ist. Es handelt sich diesbezüglich vorrangig um höher gesättigte Farbarten sowie um blaue Farbtöne. Die Tabelle enthält außer den speziellen und allgemeinen Farbwiedergabeindizes auch Daten hinsichtlich der mittleren Farbabstände ΔE jeweils gemittelt über die Testfarben 1 bis 8. Es sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, daß ein Farbabstand $\Delta E = 1$ einen von einem normalsichtigen Beobachter gerade noch erkennbaren Farbunterschied bezeichnet.

11 Literatur

11.1 Literaturverzeichnis

- [Abel91a] C.-D. Abel, H. R. Paes, G. H. Bauer, Steady State Photocarrier Charge Collection in *a*-Si:H for Electrons and Holes, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 219, 851-856, 1991.
- [Abel91b] C.-D. Abel, H. R. Paes, G. H. Bauer, Stationary Primary Photocurrents for the Characterization of *a*-Si:H PIN-Diodes, 10th European Photovoltaic Solar Energy Conf. Proc., 161-164, 1991.
- [Adri95] G. J. Adriaenssens, B. Yan, A. Eliat, Study of Electron Transport in *a*-Si:H p-i-n Diodes: Use of the Transient Space-Charge-Limited-Current Technique, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 377, 443-448, 1995.
- [Agfa94] Farbdiafilm Agfachrome CTx 100, Technisches Datenblatt, Agfa Gevaert AG, 1994.
- [Alva92] F. Alvarez, M. Sebastiani, F. Pozzilli, P. Fiorini, F. Evangelisti, Influence of Hydrogen Dilution on the Optoelectronic Properties of Glow Discharge Amorphous Silicon Carbon Alloys, J. Appl. Phys, 71 (1), 267-272, 1992.
- [And65] H. Anders, Dünne Schichten für die Optik, Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft Stuttgart, 1965.
- [Bam96] Festfarbensatz in Transmission, bedingt gleich zu den Testfarben nach DIN 6169 Blatt 2-6, S1E0296, Technisches Datenblatt der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung, Berlin, 1996.
- [Bayer76] B. E. Bayer, Color Imaging Array, US-Patent 3971065, 1976.
- [Benth97] S. Benthien, H. Fischer, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, J. Schulte, M. Sommer, M. Böhm, Lokaladaptives intelligentes Sensor modul in TFA-Technologie, Technische Informationsbibliothek Hannover, 1997.
- [Berg87] L. Bergmann, C. Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 3, Optik, de Gruyter, Berlin, 1987.
- [Blan97] A. J. Blanksby, M. J. Loinaz, D. A. Inglis, B. D. Ackland, Noise Performance of a Color CMOS Photogate Image Sensor, IEEE Int. El. Dev. Meet., Tech. Dig., 205-208, 1997.
- [Böhm96] M. Böhm, T. Lulé, P. Rieve, Farbbildsensor für Kurzzeitbelichtung, Deutsche Patentanmeldung 196 43 972.8, 1996, Internationale Patentanmeldung PCT/EP97/05978, 1997.

- [Böhm98] M. Böhm, F. Blecher, A. Eckhardt, B. Schneider, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, R. C. Lind, L. Humm, M. Daniels, N. Wu, H. Yen, U. Efron, High Dynamic Range Image Sensors in Thin Film on ASIC Technology for Automotive Applications, Hrsg. D. E. Ricken, W. Gessner, Advanced Microsystems for Automotive Applications, Springer-Verlag, Berlin, 157-172, 1998.
- [Böhm99] M. Böhm, H. Stiebig, Dreifarbensensor, PCT/EP95/03421, US-Patent 5923049, 1999.
- [Brüg92] R. Brüggemann, C. Main, G. H. Bauer, Simulation of Steady State and Transient Phenomena in *a*-Si:H PIN Structures and Films, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 258, 729-734, 1992.
- [Brüg93a] R. Brüggemann, C. Main, G. H. Bauer, Some Aspects of the Role of Holes in the Transient Response of *a*-Si:H pin-Diodes, J. Non-Cryst. Solids, 164-166, 663-666, 1993.
- [Brüg93b] R. Brüggemann, Modellierung von Photoleitung in amorphen Halbleiterfilmen und pin-Strukturen, Dissertation, Philipps-Universität Marburg, 1993.
- [Brun92] 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.
- [Bube78] R. H. Bube, Photoconductivity of Solids, R. E. Krieger Publishing Company Inc., New York, 1978.
- [Burk86] B. C. Burkey, R. S. VanHeyningen, R. A. Spaulding, E. L. Wolf, Color Responsive Imaging Device Employing Wavelength Dependent Semiconductor Optical Absorption, US-Patent 4613895, 1986.
- [Cara83] F. Carasco, W. E. Spear, Photogeneration and Geminate Recombination in Amorphous Silicon, Phil. Mag. B, 47 (5), 495-507, 1983.
- [Carl84] D. E. Carlson, Solar Cells, Hrsg. J. I. Pankove, Semiconductors and Semimetals, Vol. 21, Hydrogenated Amorphous Silicon, Part D, Device Applications, Academic Press Inc., Orlando, 7-37, 1984.
- [Carl85] D. E. Carlson, C. R. Wronski, Amorphous Silicon Solar Cells, Hrsg. M. H. Brodsky, Topics in Applied Physics, Vol. 36, Amorphous Semiconductors, Springer-Verlag, Berlin, 287-329, 1985.
- [Carl91] D. E. Carlson, Multijunction Amorphous Silicon Solar Cells, Phil. Mag. B, 63 (1), 305-313, 1991.
- [Cata91] A. Catalano, R. R. Arya, M. Bennett, L. Yang, Y. Li, B. Fieselmann, S. Wiedeman, J. Newton, J. Morris, K. Rajan, G. Wood, C. Poplawski, B. Goldstein, Progress on High Performance Multijunction Amorphous Hydrogenated Silicon Alloy Based Solar Cells and Modules, Solar Cells, 30, 261-270, 1991.

- [Chang85] C. Y. Chang, B. S. Wu, Y. K. Fang, R. H. Lee, Optical and Electrical Current Gain in an Amorphous Silicon Bulk Barrier Phototransistor, IEEE El. Dev. Lett., 6 (3), 149-150, 1985.
- [Chen89] X. Chen, C.-Y. Tai, Optical Bias Enhanced Transient Photoconductivity in *a*-Si:H, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 149, 333-338, 1989.
- [Chen91] X. Chen, U. Jayamaha, C.-Y. Tai, Hopping Conduction in *a*-Si:H Studied by Transient Photoconductivity with Optical Bias Illumination, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 219, 857-862, 1991.
- [Chev94] J. B. Chévrier, B. Equer, High Electric-Field Amorphous Silicon p-i-n Diodes: Effect of the p-Layer Thickness, J. Appl. Phys., 76 (11), 7412-7422, 1994.
- [Chitt69] R. C. Chittick, J. H. Alexander, H. F. Sterling, The Preparation and Properties of Amorphous Silicon, J. Electrochem. Soc., 116 (1), 77-81, 1969.
- [Chou96] M. B. Chouikha, G. N. Lu, M. Sedjil, G. Sou, Color Sensitive Photodetectors in Standard CMOS and BiCMOS Technologies, SPIE Proc., 2950, 108-120, 1996.
- [Cody81] G. D. Cody, T. Tiedje, B. Abeles, B. Brooks, Y. Goldstein, Disorder and the Optical-Absorption Edge of Hydrogenated Amorphous Silicon, Phys. Rev. Lett., 47 (20), 1480-1483, 1981.
- [Cody84] 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.
- [Cohen82] J. D. Cohen, D. V. Lang, Calculation of the Dynamic Response of Schottky Barriers with a Continuous Distribution of Gap States, Phys. Rev. B, 25 (8), 5321-5350, 1982.
- [Cran83] R. S. Crandall, Modeling of Thin Film Solar Cells: Uniform Field Approximation, J. Appl. Phys., 54 (12), 7176-7186, 1983.
- [Cran84] 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.
- [Cran88] R. S. Crandall, J. Kalina, A. Delahoy, A Simplified Approach to Solar Cell Modeling, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 118, 593-598, 1988.
- [Cran89] R. S. Crandall, K. Sadlon, J. Kalina, A. E. Delahoy, Direct Measurement of the Mobility-Lifetime Product of Holes and Electrons in an Amorphous Silicon p-i-n Cell, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 149, 423-427, 1989.
- [DeCe95a] G. de Cesare, F. Irrera, F. Lemmi, F. Palma, Tunable Photodetectors Based on Amorphous Si/SiC Heterostructures, IEEE Trans. El. Dev., 42 (5), 835-840, 1995.

- [DeCe95b] G. de Cesare, F. Irrera, F. Lemmi, F. Palma, Amorphous Si/SiC Three-Color Detector with Adjustable Threshold, *Appl. Phys. Lett.*, 66 (10), 1178-1180, 1995.
- [DeCe95c] G. de Cesare, F. Irrera, F. Lemmi, F. Palma, M. Tucci, Adjustable Threshold *a*-Si/SiC:H Color Detectors, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 377, 785-790, 1995.
- [DeCe96] G. de Cesare, F. Irrera, F. Palma, Voltage-Controlled Variable Spectrum Photodetector for 2D Color Image Detection and Reconstruction Applications, US-Patent 5557133, 1996.
- [Deim87] P. P. Deimel, G. Müller, K. Baumeister, Transient Photoresponse of Amorphous Silicon p-i-n Diodes, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 95, 639-644, 1987.
- [Demi94] F. Demichelis, G. Crovini, C. F. Pirri, E. Tresso, R. Galloni, R. Rizzoli, C. Summonte, F. Zignani, P. Rava, A. Madan, The Influence of Hydrogen Dilution on the Optoelectronic and Structural Properties of Hydrogenated Silicon Carbide Films, *Phil. Mag. B*, 69 (2), 377-386, 1994.
- [Dent72] R. E. Denton, R. D. Campbell, S. G. Tomlin, The Determination of the Optical Constants of Thin Films from Measurements of Reflectance and Transmittance at Normal Incidence, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 5, 852-863, 1972.
- [Dill78] P. L. Dillon, D. M. Lewis, F. G. Kaspar, Color Imaging System Using a Single CCD Area Array, *IEEE Trans. El. Dev.*, 25 (2), 102-107, 1978.
- [Din76] Deutsche Normen, DIN 6169 Teil 6, Verfahren zur Kennzeichnung der Farbwiedergabe in der Farbfernsehtechnik mit Bildaufnahmegeräten, 1976.
- [Eber95] K. Eberhardt, T. Neidlinger, M. B. Schubert, Three-Color Sensor Based on Amorphous n-i-p-i-n Layer Sequence, *IEEE Trans. El. Dev.*, 42 (10), 1763-1768, 1995.
- [Eick94] T. Eickhoff, C. Ulrichs, H. Stiebig, W. Grünen, W. Reetz, H. Wagner, Quantum Efficiency of *a*-Si:H P-I-N Solar Cells in the 250 to 375 K Range - Insights from Defect Pool Modelling, *IEEE Photovoltaic Specialists Conf. Proc.*, 24, 622-625, 1994.
- [Eick95] T. Eickhoff, H. Stiebig, W. Reetz, B. Rech, H. Wagner, Temperature Dependence of *a*-Si:H Solar Cell Parameters - Experiments and Numerical Simulations, 13th European Photovoltaic Solar Energy Conf. Proc., 238-241, 1995.
- [Engel93] K. Engelhardt, P. Seitz, Optimum Color Filters for CCD Digital Cameras, *Appl. Optics*, 32 (16), 3015-3023, 1993.
- [Evan84] F. Evangelisti, P. Fiorini, C. Giovannella, F. Patella, P. Perfetti, C. Quaresima, M. Capozzi, Photoemission Studies of *a*-Si_xC_{1-x}:H/*a*-Si and *a*-Si_xC_{1-x}:H/Hydrogenated Amorphous Silicon Heterostructures, *Appl. Phys. Lett.*, 44 (8), 764-766, 1984.

- [Fang91] Y. K. Fang, S. B. Hwang, Y. W. Chen, L. C. Kuo, A Vertical-Type *a*-Si:H Back-to-Back Schottky Diode for High-Speed Color Image Sensor, IEEE El. Dev. Lett., 12 (4), 172-174, 1991.
- [Fang92] Y. K. Fang, S. B. Hwang, K. H. Chen, C. R. Liu, L. C. Kuo, A Metal-Amorphous Silicon-Germanium Alloy Schottky Barrier for Infrared Optoelectronic IC on Glass Substrate Application, IEEE Trans. El. Dev., 39 (6), 1350-1354, 1992.
- [Fio85] P. Fiorini, F. Evangelisti, A. Frova, Gap States in Hydrogenated Amorphous Silicon-Carbon Alloys, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 49, 195-200, 1985.
- [Fisch92] H. Fischer, J. Schulte, J. Giehl, M. Böhm, J. P. M. Schmitt, Thin Film on ASIC - A Novel Concept for Intelligent Image Sensors, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 285, 1139-1144, 1992.
- [Fisch94] H. Fischer, J. Schulte, P. Rieve, M. Böhm, Technology and Performance of TFA (Thin Film on ASIC)-Sensors, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 336, 867-872, 1994.
- [Fisch96] H. Fischer, Ein analoger Bildsensor in TFA (Thin Film on ASIC)-Technologie, Dissertation, Universität-GH Siegen, 1996.
- [Furlan92] J. Furlan, F. Smole, P. Popović, Piecewise Analysis of *a*-Si Solar Cell Operation, 11th European Photovoltaic Solar Energy Conf. Proc., 653-656, 1992.
- [Gang95] G. Ganguly, A. Matsuda, *nt* Products of $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1}$ Deduced from Reverse-Bias Dependence of Carrier-Collection Measurements in High Drift Mobility *a*-Si:H, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 377, 473-478, 1995.
- [Giehl94] J. Giehl, H. Stiebig, P. Rieve, M. Böhm, Thin Film on ASIC (TFA)-Color Sensors - New Applications of Optical Thin Film Detectors, Hrsg. G. Hecht, F. Richter, J. Hahn, Thin Films, DGM Informationsges. mbH, Oberursel, 560-563, 1994.
- [Giehl96] J. Giehl, Q. Zhu, P. Rieve, M. Böhm, Transient Behavior of Color Diodes, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 420, 159-164, 1996.
- [Giehl97] J. Giehl, Charakterisierung und analytische Modellierung von NIPIN-Farbsensoren auf der Basis amorpher Siliziums, Dissertation, Universität-GH Siegen, 1997.
- [Gier95] M. Giersbach, Aufbau und Test eines Drei-Farben-Meßplatzes zur Charakterisierung von Dünnschicht-Farbsensoren aus amorphem Silizium, Studienarbeit, Universität-GH Siegen, 1995.
- [Gray89] 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.
- [Grum80] F. Grum, C. J. Bartleson (Hrsg.), Optical Radiation Measurements, Vol. 2, Color Measurement, Academic Press Inc., New York, 1980.

- [Hack85] M. Hack, M. Shur, Physics of Amorphous Silicon Alloy p-i-n Solar Cells, J. Appl. Phys. 58 (2), 997-1020, 1985.
- [Hack86] M. Hack, M. Shur, Implications of Light-Induced Defects on the Performance of Amorphous Silicon Alloy Solar Cells, J. Appl. Phys., 59 (6), 2222-2228, 1986.
- [Hama79] Y. Hamakawa, H. Okamoto, Y. Nitta, A New Type of Amorphous Silicon Photovoltaic Cell Generating More Than 2.0 V, Appl. Phys. Lett., 35 (2), 187-189, 1979.
- [Hama89] Y. Hamakawa, F. Koike, T. Miyagishi, Color Sensor with Amorphous PIN Structure, US-Patent 4820915, 1989.
- [Hane95] H. Haneishi, T. Shiobara, Y. Miyake, Color Correction for Colorimetric Reproduction in an Electronic Endoscope, Optics Comm., 114, 57-63, 1995.
- [Harms97] H. Harms, T. Schindewolf, R. Albert, Hautkrebsfrüherkennung mittels digitaler Bildanalyse, Hrsg. R.-J. Ahlers, Bildverarbeitung '97: Forschen, Entwickeln, Anwenden, Eigenverlag Technische Akademie Esslingen, Ostfildern, 417-429, 1997.
- [Hata91] N. Hata, S. Wagner, The Distribution of Occupied Deep Levels in α -Si:H Determined from CPM Spectra, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 219, 611-616, 1991.
- [Holl90] R. E. Hollingsworth, J. Xi, R. Buitrago, Space Charge Profiles in Thick Amorphous Silicon Diodes, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 192, 323-328, 1990.
- [Irre91] 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.
- [Irre96] F. Irrera, F. Lemmi, F. Palma, Three Color Detection in the Charge Integration Regime by ATCD for Large Area Applications, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 420, 129-134, 1996.
- [Jack82] W. B. Jackson, N. M. Amer, Direct Measurement of Gap-State Absorption in Hydrogenated Amorphous Silicon by Photothermal Deflection Spectroscopy, Phys. Rev. B, 25 (8), 5559-5562, 1982.
- [Jack85] W. B. Jackson, S. M. Kelso, C. C. Tsai, J. W. Allen, S.-J. Oh, Energy Dependence of the Optical Matrix Element in Hydrogenated Amorphous and Crystalline Silicon, Phys. Rev. B, 31 (8), 5187-5198, 1985.
- [Jiang89] Y. L. Jiang, H. L. Hwang, Field-Drifting Resonant Tunneling Through α -Si:H/ α -Si_{1-x}C_x:H Quantum Wells at Different Locations of the i-Layer of a p-i-n Structure, IEEE Trans. El. Dev., 36 (12), 2816-2820, 1989.
- [Jiang90] Y. L. Jiang, H. L. Hwang, M. S. Feng, Studies on Carrier Transport Through α -Si:H/ α -Si_{1-x}C_x:H Quantum Well Structures Imbedded in the i-Layer of a p-i-n Structure, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 192, 335-340, 1990.

- [Jones68] A. H. Jones, Optimum Color Analysis Characteristics and Matrices for Color Television Cameras with Three Receptors, *J. Soc. Mot. Pic. Tel. Eng.*, 77, 108-115, 1968.
- [Karg86] F. Karg, W. Krühler, M. Möller, K. v. Klitzing, Electron and Hole Transport in α -Si_{1-x}Ge_x:H Alloys, *J. Appl. Phys.*, 60 (6), 2016-2023, 1986.
- [Knipp97] D. Knipp, H. Stiebig, J. Fölsch, R. Carius, H. Wagner, Improved Concept for NIPIIN and PIIN Color Sensitive Two-Terminal Devices with High Linearity, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 467, 931-936, 1997.
- [Knop85] K. Knop, R. Morf, A New Class of Mosaic Color Encoding Patterns for Single-Chip Cameras, *IEEE Trans. El. Dev.*, 32 (8), 1390-1395, 1985.
- [Koc88] J. Kočka, M. Vaněček, A. Tríska, Energy and Density of Gap States in α -Si:H, Hrsg. H. Fritzsche, *Amorphous Silicon and Related Materials*, World Scientific Publishing Company, Singapore, 298-327, 1988.
- [Koike87] F. Koike, H. Okamoto, Y. Hamakawa, A New Type Amorphous Silicon Full Color Sensor, *Transducers '87*, 4th Int. Conf. Solid-State Sensors and Actuators, Tokyo, 223-226, 1987.
- [Koll92] R. V. Kollarits, D. C. Gibbon, Improving the Color Fidelity of Cameras for Advanced Television Systems, *SPIE Proc.*, 1656, 19-29, 1992.
- [Kuhl97] G. Kuhlmann, Bestimmung der optischen Konstanten von Schichten aus amorphem Silizium mittels Transmissions- und Reflexionsmessungen, Diplomarbeit, Universität-GH Siegen, 1997.
- [Kuo95] L.-C. Kuo, M.-H. Tzeng, Y.-K. Fang, Amorphous Silicon Color Detector, US-Patent 5449923, 1995.
- [Lang78] H. Lang, *Farbmetrik und Farbfernsehen*, R. Oldenbourg Verlag, München, 1978.
- [LeCom70] P. G. LeComber, W. E. Spear, Electronic Transport in Amorphous Silicon Films, *Phys. Rev. Lett.*, 25 (8), 509-511, 1970.
- [Lee84] S. C. Lee, Boron Contamination in the Intrinsic Layers of Amorphous Silicon Solar Cells, *J. Appl. Phys.*, 55 (12), 4426-4429, 1984.
- [Li91] Y.-M. Li, B. F. Fieselmann, Improvement of the Optical and Photoelectric Properties of Hydrogenated Amorphous Silicon-Carbon Alloys by Using Trisilylmethane as a Feedstock, *Appl. Phys. Lett.*, 59 (14), 1720-1722, 1991.
- [Loi98] J. Loinaz, K. J. Singh, A. J. Blanksby, D. A. Inglis, K. Azadet, B. D. Ackland, A 200-mW, 3.3-V, CMOS Color Camera IC Producing 352 × 288 24-b Video at 30 Frames/s, *IEEE J. Solid-State Circuits*, 33 (12), 2092-2103, 1998.

- [Lu96] G. N. Lu, M. B. Chouikha, G. Sou, M. Sedjil, Colour Detection Using a Buried Double p-n Junction Structure Implemented in the CMOS Process, *Electronics Lett.*, 32 (6), 594-596, 1996.
- [Luft93] W. Luft, Y. S. Tsuo, *Hydrogenated Amorphous Silicon Alloy Deposition Processes*, Marcel Dekker Inc., New York, 1993.
- [Lule96] T. Lulé, H. Fischer, S. Benthien, H. Keller, M. Sommer, J. Schulte, P. Rieve, Image Sensor with Per-Pixel Programmable Sensitivity in TFA-Technology, *Micro System Technologies '96*, VDE-Verlag, Berlin, 675-680, 1994.
- [MacAd81] D. L. MacAdam, *Color Measurement*, Springer-Verlag, Berlin, 1981.
- [Madan95] A. Madan, Optoelectronic Properties of Amorphous Silicon Using the Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD) Technique, Hrsg. G. Bruno, P. Capezzuto, A. Madan, *Plasma Deposition of Amorphous Silicon-Based Materials*, Academic Press Inc., San Diego, 243-282, 1995.
- [Mana83] D. Manabe, T. Ohta, Y. Shimidzu, Color Filter Array for IC Image Sensor, *Custom Integrated Circuits Conf. Proc.*, 23-25, 1983.
- [Mars87] A. H. Marshak, Transport Equations for Highly Doped Devices and Heterostructures, *Solid-State Electronics*, 30 (10), 1089-1093, 1987.
- [Mart93] K. Martinez, J. Cupitt, D. Saunders, High Resolution Colorimetric Imaging of Paintings, *SPIE Proc.*, 1901, 25-36, 1993.
- [Mass96] R. Massen, Getting More from the Pixel: The Multisensorial Camera for Industrial Image Processing, *SPIE Proc.*, 2786, 2-8, 1996.
- [Mats86] A. Matsuda, T. Yamaoka, S. Wolff, M. Koyama, Y. Imanishi, H. Kataoka, H. Matsuura, K. Tanaka, Preparation of Highly Photosensitive Hydrogenated Amorphous Si-C Alloys from a Glow-Discharge Plasma, *J. Appl. Phys.*, 60 (11), 4025-4027, 1986.
- [Mats87] A. Matsuda, K. Tanaka, Guiding Principles for Preparing Highly Photosensitive Si-Based Amorphous Alloys, *J. Non-Cryst. Solids*, 97/98, 1367-1374, 1987.
- [Mats89] K. Matsubara, S. Iino, H. Kitano, Color Sensing Method and Device Therefore, US-Patent 4804833, 1989.
- [Mauer97] F. Mauersberger, Realisation und Qualifizierung von Mehrterminal-Multicolor-Photodioden auf der Basis *a*-Si:H, Diplomarbeit, Universität-GH Siegen, 1997.
- [Meer94] M. Meer, Beschreibung der optischen Eigenschaften einer Multilayerstruktur auf der Basis *a*-Si:H für Anwendungen in Solarzellen und optischen Sensoren, Studienarbeit, Universität-GH Siegen, 1994.

- [Moore84] A. R. Moore, Diffusion Length in Undoped *a*-Si:H, Hrsg. J. I. Pankove, Semiconductors and Semimetals, Vol. 21, Hydrogenated Amorphous Silicon, Part C, Electronic and Transport Properties, Academic Press Inc., Orlando, 239-256, 1984.
- [Mott79] N. F. Mott, E. A. Davis, Electronic Processes in Non-Crystalline Materials, 2nd ed., Clarendon Press, Oxford, 1979.
- [Mura83] N. Murata, C. Hirano, M. Ohoka, S. Nagahara, Development of a 3-MOS Color Camera, J. Soc. Mot. Pic. Tel. Eng., 1270-1273, Dec. 1983.
- [Nema84] R. J. Nemanich, Schottky Barriers on *a*-Si:H, Hrsg. J. I. Pankove, Semiconductors and Semimetals, Vol. 21, Hydrogenated Amorphous Silicon, Part C, Electronic and Transport Properties, Academic Press Inc., Orlando, 375-406, 1984.
- [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.
- [Pank84] J. I. Pankove (Hrsg.), Semiconductors and Semimetals, Vol. 21, Hydrogenated Amorphous Silicon, Part A, Preparation and Structure, Academic Press Inc., Orlando, 1984.
- [Paru85] K. A. Parulski, Color Filters and Processing Alternatives for One-Chip Cameras, IEEE Trans. El. Dev., 32 (8), 1381-1389, 1985.
- [Paul93] W. Paul, J. H. Chen, E. Z. Liu, A. E. Wetsel, P. Wickboldt, Structural and Electronic Properties of Amorphous SiGe:H Alloys, J. Non-Cryst. Solids, 164-166, 1-10, 1993.
- [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.
- [Perez91] V. Perez-Mendez, G. Cho, J. Drewery, T. Jing, S. N. Kaplan, S. Qureshi, D. Wildermuth, Amorphous Silicon Based Radiation Detectors, J. Non-Cryst. Solids, 137/138, 1291-1296, 1991.
- [Phil83] R. T. Phillips, A Numerical Method for Determining the Complex Refractive Index from Reflectance and Transmittance of Supported Thin Films, J. Phys. D: Appl. Phys., 16, 489-497, 1983.
- [Pierz87] K. Pierz, B. Hilgenberg, H. Mell, G. Weiser, Gap-State Distribution in N-Type and P-Type *a*-Si:H from Optical Absorption, J. Non-Cryst. Solids, 97/98, 63-66, 1987.
- [Pierz91] K. Pierz, W. Fuhs, H. Mell, On the Mechanism of Doping and Defect Formation in *a*-Si:H, Phil. Mag. B, 63 (1), 123-141, 1991.

- [Powell92] M. J. Powell, J. D. French, J. R. Hughes, N. C. Bird, O. S. Davies, C. Glasse, J. E. Curran, Amorphous Silicon Image Sensor Arrays, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 258, 1127-1137, 1992.
- [Powell93] M. J. Powell, S. C. Deane, Improved Defect-Pool Model for Charged Defects in Amorphous Silicon, Phys. Rev. B, 48 (15), 10815-10826, 1993.
- [Rich69] M. Richter, H. Weise, Zum Vergleich verschiedener Farbabstandsformeln, Die Farbe, 18, Nr. 1/6, 149-163, 1969.
- [Rich80] M. Richter, Einführung in die Farbmatrik, de Gruyter, Berlin, 1980.
- [Rieve93] P. Rieve, Implementierung der Constant Photocurrent Method (CPM) zur Messung der Defektdichten in amorphem Silizium (a -Si:H) an einem optischen Meßplatz, Studienarbeit, Universität-GH Siegen, 1993.
- [Rieve94] P. Rieve, Meßtechnische Charakterisierung von Dünnschicht-Farbsensoren aus amorphem Silizium, Diplomarbeit, Universität-GH Siegen, 1994.
- [Rieve96] P. Rieve, J. Giehl, Q. Zhu, M. Böhm, a -Si:H Photo Diode with Variable Spectral Sensitivity, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 420, 135-140, 1996.
- [Rieve97] P. Rieve, J. Schulte, M. Böhm, Optische Dünnschicht-Detektoren für TFA-Sensoren, in: Optische Sensorsysteme in Thin Film on ASIC (TFA)-Technologie, Innovationen in der Mikrosystemtechnik, VDI/VDE Technologiezentrum Informationstechnik GmbH, Teltow, 1997.
- [Rieve00] P. Rieve, M. Sommer, M. Wagner, K. Seibel, M. Böhm, a -Si:H Color Imagers and Colorimetry, Int. Conf. Amorphous and Microcrystalline Semiconductors, Snowbird, J. Non-Cryst. Solids, 2000.
- [Ritt97] W. Ritter, Farbbildverarbeitung am Beispiel der Verkehrszeichenerkennung, Hrsg. R.-J. Ahlers, Bildverarbeitung '97: Forschen, Entwickeln, Anwenden, Eigenverlag Technische Akademie Esslingen, Ostfildern, 205-221, 1997.
- [Robe77] A. R. Robertson, The CIE 1976 Color-Difference Formulae, Color Res. Appl., 2 (1), 7-11, 1976.
- [Rose78] A. Rose, Concepts in Photoconductivity and Allied Problems, R. E. Krieger Publishing Company Inc., New York, 1978.
- [Sant91a] P. V. Santos, W. B. Jackson, R. A. Street, An Alternative Model for the Kinetics of Light-Induced Defects in a -Si:H, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 219, 15-20, 1991.
- [Sant91b] P. V. Santos, W. B. Jackson, A Weak Bond/Dangling Bond Conversion Model for Light-Induced Defects in a -Si:H, J. Non-Cryst. Solids, 137/138, 203-206, 1991.
- [Schiff96] E. A. Schiff, R. A. Street, R. L. Weisfield, Reverse Bias Currents in Amorphous Silicon nip Sensors, J. Non-Cryst. Solids, 198-200, 1155-1158, 1996.

- [Schult92] J. Schulte, H. Fischer, Q. Zhu, J. Giehl, H. Stiebig, Z. P. Xu, M. Böhm, *a*-Si:H on ASIC - A New Approach to Intelligent Image Sensing, Hrsg. H. Reichl, Micro System Technologies '92, VDE-Verlag, Berlin, 265-275, 1994.
- [Schult94] J. Schulte, H. Fischer, M. Böhm, Intelligent Image Sensor for On-Chip Contour Extraction, SPIE Proc., 2247, 282-291, 1994.
- [Schult96] J. Schulte, Intelligente Bildsensoren in TFA-Technologie am Beispiel eines Äquidensitenextraktors, Dissertation, Universität-GH Siegen, 1996.
- [Schulz69] W. Schulze, L. Gall, Experimentelle Überprüfung mehrerer Farbabstandsformeln bezüglich der Helligkeits- und Sättigungsdifferenzen bei gesättigten Farben, Die Farbe, 18, Nr. 1/6, 131-148, 1969.
- [Schum91] G. Schumm, G. H. Bauer, Thermodynamical Equilibrium Gap-State Distribution in Undoped *a*-Si:H, Phil. Mag. B, 64 (4), 515-527, 1991.
- [Schum94] G. Schumm, Chemical Equilibrium Description of Stable and Metastable Defect Structures in *a*-Si:H, Phys. Rev. B, 49 (4), 2427-2442, 1994.
- [Schw94] R. Schwarz, F. Wang, D. Schuster, Transport Studies by Steady-State and Transient Photocurrent Grating Methods, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 336, 359-364, 1994.
- [Seitz93] P. Seitz, D. Leipold, J. Kramer, J. M. Raynor, Smart Optical and Image Sensors Fabricated with Industrial CMOS/CCD Semiconductor Processes, SPIE Proc., 1900, 21-30, 1993.
- [Simm71] J. G. Simmons, G. W. Taylor, Nonequilibrium Steady-State Statistics and Associated Effects for Insulators and Semiconductors Containing an Arbitrary Distribution of Traps, Phys. Rev. B, 4 (2), 502-511, 1971.
- [Simp99] M. L. Simpson, M. N. Ericson, G. E. Jellison, W. B. Dress, A. L. Wintenberg, M. Bobrek, Application Specific Spectral Response with CMOS Compatible Photodiodes, IEEE Trans. El. Dev., 46 (5), 905-913, 1999.
- [Smith85a] Z. E. Smith, S. Wagner, Intrinsic Dangling-Bond Density in Hydrogenated Amorphous Silicon, Phys. Rev. B, 32 (8), 5510-5513, 1985.
- [Smith85b] Z. E. Smith, S. Wagner, B. W. Faughnan, Carrier Lifetime Model for the Optical Degradation of Amorphous Silicon Solar Cells, Appl. Phys. Lett., 46 (11), 1078-1080, 1985.
- [Smith88] Z. E. Smith, S. Wagner, Implications of the 'Defect Pool' Concept for 'Metastable' and 'Stable' Defects in Amorphous Silicon, Hrsg. H. Fritzsche, Amorphous Silicon and Related Materials, World Scientific Publishing Company, Singapore, 409-460, 1988.

- [Somm92] M. Sommer, Aufbau eines optischen Meßplatzes zur spektralen Vermessung von Solarzellen und Photodioden bei Licht- und Spannungsbias, Studienarbeit, Universität-GH Siegen, 1992.
- [Somm99] M. Sommer, P. Rieve, M. Verhoeven, M. Böhm, B. Schneider, B. van Uffel, F. Librecht, First Multispectral Diode Color Imager with Three Color Recognition and Color Memory in Each Pixel, IEEE Workshop on CCDs and Advanced Image Sensors, Nagano, 187-190, 1999.
- [Spear75] W. E. Spear, P. G. LeComber, Substitutional Doping of Amorphous Silicon, Solid State Comm., 17, 1193-1196, 1975.
- [Spear85] W. E. Spear, P. G. LeComber, Transient Mobility and Lifetime Studies in Amorphous Silicon and their Interpretation, Phil. Mag. B, 52 (3), 247-260, 1985.
- [Stae77] D. L. Staebler, C. R. Wronski, Reversible Conductivity Changes in Discharge-Produced Amorphous Si, Appl. Phys. Lett., 31 (4), 292-294, 1977.
- [Stae80] D. L. Staebler, C. R. Wronski, Optically Induced Conductivity Changes in Discharge Produced Hydrogenated Amorphous Silicon, J. Appl. Phys., 51 (6), 3262-3268, 1980.
- [Stae81] D. L. Staebler, R. S. Crandall, R. Williams, Stability of n-i-p Amorphous Silicon Solar Cells, Appl. Phys. Lett., 39 (9), 733-735, 1981.
- [Ster65] H. F. Sterling, R. C. G. Swann, Chemical Vapour Deposition Promoted by R. F. Discharge, Solid-State Electronics, 8, 653-654, 1965.
- [Stie93a] H. Stiebig, M. Böhm, Simulation of *a*-Si:H Color Sensors for Application in Intelligent Sensor Systems, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 297, 963-968, 1993.
- [Stie93b] H. Stiebig, M. Böhm, Optimization Criteria for *a*-Si:H n-i-p Color Sensors, J. Non-Cryst. Solids, 164-166, 785-788, 1993.
- [Stie95a] H. Stiebig, J. Giehl, D. Knipp, P. Rieve, M. Böhm, Amorphous Silicon Three Color Detector, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 377, 815-826, 1995.
- [Stie95b] H. Stiebig, F. Siebke, Improved Analysis of the Constant Photocurrent Method, Phil. Mag. B, 72 (5), 489-504, 1995.
- [Stie96a] H. Stiebig, D. Knipp, J. Fölsch, F. Finger, H. Wagner, Optimized Three-Color Detector Based on *a*-SiGe:H Heterojunctions, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 420, 153-158, 1996.
- [Stie96b] H. Stiebig, T. Eickhoff, J. Zimmer, C. Beneking, H. Wagner, Measured and Simulated Temperature Dependence of *a*-Si:H Solar Cell Parameters, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 420, 855-860, 1996.

- [Stie96c] H. Stiebig, D. Knipp, J. Fölsch, F. Finger, H. Wagner, Novel Multi Spectral Detectors Based on *a*-Si:H Thin Film Technology, Kongreßband OPTO '96, AMA Fachverband für Sensorik, 19-24, 1996.
- [Stie98] H. Stiebig, D. Knipp, P. Hapke, F. Finger, Three Color piiiin-Detector Using Microcrystalline Silicon, *J. Non-Cryst. Sol.*, 227-230, 1330-1334, 1998.
- [Street82] R. A. Street, Trapping Parameters of Dangling Bonds in Hydrogenated Amorphous Silicon, *Appl. Phys. Lett.*, 41 (11), 1060-1062, 1982.
- [Street83a] R. A. Street, L. Zesch, M. J. Thompson, Effects of Doping on Transport and Deep Trapping in Hydrogenated Amorphous Silicon, *Appl. Phys. Lett.*, 43 (7), 672-674, 1983.
- [Street83b] R. A. Street, Measurements of Depletion Layers in Hydrogenated Amorphous Silicon, *Phys. Rev. B*, 27 (8), 4924-4932, 1983.
- [Street89] R. A. Street, K. Winer, Defect Equilibria in Undoped *a*-Si:H, *Phys. Rev. B*, 40 (9), 6236-6249, 1989.
- [Street90a] R. A. Street, S. Nelson, Amorphous Silicon Sensor Arrays for Radiation Imaging, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 192, 441-452, 1990.
- [Street90b] R. A. Street, Thermal Generation Currents in Hydrogenated Amorphous Silicon p-i-n-Structures, *Appl. Phys. Lett.*, 57 (13), 1334-1336, 1990.
- [Street91a] R. A. Street, *Hydrogenated Amorphous Silicon*, Cambridge University Press, Cambridge, 1991.
- [Street91b] R. A. Street, Current-Induced Defect Creation and Recovery in Hydrogenated Amorphous Silicon, *Appl. Phys. Lett.*, 59 (9), 1084-1086, 1991.
- [Street92] R. A. Street, I. Fujieda, R. Weisfield, S. Nelson, P. Nylen, Large Area 2-Dimensional *a*-Si:H Imaging Arrays, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 258, 1145-1150, 1992.
- [Street93a] R. A. Street, R. Weisfield, S. Nelson, P. Nylen, X. D. Wu, Page Sized *a*-Si:H 2-Dimensional Imaging Arrays, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 297, 957-962, 1993.
- [Street93b] R. A. Street, Physics of *a*-Si:H p-i-n Devices, *J. Non-Cryst. Solids*, 164-166, 643-652, 1993.
- [Street94] R. A. Street, X. D. Wu, R. Weisfield, S. Nelson, P. Nylen, Color Document Imaging with Amorphous Silicon Sensor Arrays, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 336, 873-878, 1994.
- [Stutz87] M. Stutzmann, Weak Bond-Dangling Bond Conversion in Amorphous Silicon, *Phil. Mag. B*, 56 (1), 63-70, 1987.

- [Summ93] C. Summonte, A Quasi-Exact Invertible Equation for Absorption Coefficient from Reflectance and Transmission Measurements, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 297, 395-400, 1993.
- [Suzu90] S. Suzuki, T. Kusonoki, M. Mori, Color Characteristic Design for Color Scanners, *Appl. Optics*, 29 (34), 5187-5192, 1990.
- [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 & Sons Inc., New York, 1981.
- [Tauc66] J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu, Optical Properties and Electronic Structure of Amorphous Germanium, *Phys. Stat. Sol.*, 15, 627-637, 1966.
- [Theu95] A. J. P. Theuwissen, *Solid-State Imaging with Charge-Coupled Devices*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 165-175, 1995.
- [Tied80] T. Tiedje, A. Rose, A Physical Interpretation of Dispersive Transport in Disordered Semiconductors, *Solid State Comm.*, 37, 49-52, 1980.
- [Tied81] T. Tiedje, J. M. Celbuka, D. L. Lorel, B. Abeles, Evidence for Exponential Band Tails in Amorphous Silicon Hydride, *Phys. Rev. Lett.*, 46 (21), 1425-1428, 1981.
- [Topic95] M. Topič, 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.
- [Topic96] M. Topič, F. Smole, J. Furlan, W. Kusian, Stacked *a*-SiC:H/*a*-Si:H Heterostructures for Bias-Controlled Three-Colour Detectors, *J. Non-Cryst. Solids*, 198-200, 1180-1184, 1996.
- [Topic98] M. Topič, F. Smole, J. Furlan, Investigation of *a*-Si:H PII(IN) Color Detector Operation, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 507, 1998.
- [Tsai87] H.-K. Tsai, S.-C. Lee, W.-L. Lin, An Amorphous SiC/Si Two-Color Detector, *IEEE El. Dev. Lett.*, 8 (8), 365-367, 1987.
- [Tsai88a] H.-K. Tsai, S.-C. Lee, Amorphous SiC/SiC Three-Color Detector, *Appl. Phys. Lett.*, 52 (4), 275-277, 1988.
- [Tsai88b] C. C. Tsai, R. Thompson, C. Dowland, F. A. Ponce, G. B. Anderson, B. Wacker, Transition from Amorphous to Crystalline Silicon: Effect of Hydrogen on Film Growth, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 118, 49-54, 1988.
- [Tsai89] C. C. Tsai, G. B. Anderson, R. Thompson, B. Wacker, Control of Silicon Network Structure in Plasma Deposition, *J. Non-Cryst. Solids*, 114, 151-153, 1989.

- [Tsu091] Y. S. Tsuo, Y. Xu, E. A. Ramsay, R. S. Crandall, S. J. Salamon, L. Balberg, B. P. Nelson, Y. Xiao, Y. Chen, Methods of Improving Glow-Discharge-Deposited $a\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:H}$, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 219, 769-774, 1991.
- [Vane81] M. Vaněček, J. Kočka, J. Stuchlík, A. Tříska, Direct Measurement of the Gap States and Band Tail Absorption by Constant Photocurrent Method in Amorphous Silicon, *Solid State Comm.*, 39, 1199-1202, 1981.
- [Vane83] M. Vaněček, J. Kočka, J. Stuchlík, Z. Kožíšek, O. Tříska, A. Tříska, Density of the Gap States in Undoped and Doped Glow Discharge $a\text{-Si:H}$, *Solar Energy Materials*, 8, 411-423, 1983.
- [Vane91] M. Vaněček, J. Kočka, E. Šipek, A. Tříska, Photocurrent Collection Efficiency in Amorphous Silicon Down to Liquid Helium Temperature, *Solid State Comm.*, 77 (6), 475-479, 1991.
- [Vorh78] F.-W. Vorhagen, Über die farbvalenzmetrische Optimierung der Farbwiedergabeeigenschaften elektronischer Reproduktionssysteme, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1978.
- [Vrhe194] M. J. Vrhel, H. J. Trussell, Filter Considerations in Color Correction, *IEEE Trans. Image Processing*, 3 (2), 147-161, 1994.
- [Wage97] H.-G. Wagemann, A. Schmidt, Grundlagen der elektrooptischen Halbleiterbauelemente, Teubner-Verlag, Stuttgart, 1997.
- [Wagn96] M. Wagner, Optimierung von $a\text{-Si:H}$ -Dünnschichtsolarzellen auf Glas- und Metallsubstraten, Dissertation, Universität-GH Siegen, 1996.
- [Wang93a] F. Wang, R. Schwarz, Characterization of Optoelectronic Properties of $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ Films, *J. Non-Cryst. Solids*, 164-166, 1039-1042, 1993.
- [Wang93b] Q. Wang, H. Antoniadis, E. A. Schiff, Electron-Drift-Mobility Measurements and Exponential Conduction-Band Tails in Hydrogenated Amorphous Silicon-Germanium Alloys, *Phys. Rev. B*, 47 (15), 9435-9448, 1993.
- [Weis92] R. L. Weisfield, High Performance Input Scanning Arrays Using Amorphous Silicon Photodiodes and Thin-Film Transistors, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 258, 1105-1114, 1992.
- [Wiec87] H. Wiczorek, Transiente Photoleitung an optoelektronischen Bauelementen aus amorphem Silizium, Dissertation, Philipps-Universität Marburg, 1987.
- [Wiec89] H. Wiczorek, W. Fuhs, Deep Trapping of Carriers in $a\text{-Si:H}$ Solar Cells Studied by Transient Photocurrents, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 114, 413-418, 1989.
- [Wiec91] H. Wiczorek, Transient Currents in $a\text{-Si:H}$ Diodes, *J. Non-Cryst. Solids*, 137/138, 1309-1312, 1991.

- [Wiec95] H. Wiczorek, Effect of Trapping in *a*-Si:H Diodes, *Solid State Phen.*, 44-46, 957-972, 1995.
- [Winer90] K. Winer, Defect Formation in *a*-Si:H, *Phys. Rev. B*, 41 (17), 12150-12161, 1990.
- [Wolf86] R. F. Wollfenbuttel, P. P. L. Regtien, A Novel Approach to Solid-State Colour Sensing, *Sensors and Actuators*, 9, 199-211, 1986.
- [Wolf87] R. F. Wollfenbuttel, Color Filters Integrated with the Detector in Silicon, *IEEE El. Dev. Lett.*, 8 (1), 13-15, 1987.
- [Wolf88] R. F. Wollfenbuttel, Method and Circuit for Determining the Wave-Length of Light, US Patent 4749851, 1988.
- [Wron81] C. R. Wronski, R. E. Daniel, Photoconductivity, Trapping, and Recombination in Discharge-Produced, Hydrogenated Amorphous Silicon, *Phys. Rev. B*, 23 (2), 794-804, 1981.
- [Wron89] C. R. Wronski, S. Lee, M. Hicks, S. Kumar, Internal Photoemission of Holes and the Mobility Gap of Hydrogenated Amorphous Silicon, *Phys. Rev. Lett.*, 63 (13), 1420-1423, 1989.
- [Wu85] B. S. Wu, C. Y. Chang, Y. Y. Fang, R. H. Lee, Amorphous Silicon Phototransistor on a Glass Substrate, *IEEE Trans. El. Dev.*, 32 (11), 2192-2196, 1985.
- [Wyr91] N. Wyrsh, F. Finger, T. J. McMahon, M. Vaněček, How to Reach More Precise Interpretation of Subgap Absorption Spectra in Terms of Deep Defect Density in *a*-Si:H, *J. Non-Cryst. Solids*, 137/138, 347-350, 1991.
- [Wysz82] G. Wyszecki, W. S. Stiles, *Color Science: Concepts and Methods, Quantitative Data and Formulae*, 2nd ed., John Wiley & Sons, New York, 1982.
- [Yan95] B. Yan, G. J. Adriaenssens, Electron Emission from Deep States and Evaluation of the Density of States in *a*-Si:H, *J. Appl. Phys.*, 77 (11), 5661-5668, 1995.
- [Yang88] D. Yang, K. S. Ambo, J. W. Holm-Kennedy, Four-Color Discriminating Sensor Using Amorphous Silicon Drift-Type Photodiode, *Sensors and Actuators*, 14, 69-77, 1988.
- [Yang91] L. Yang, L. Chen, A. Catalano, The Effect of Hydrogen Dilution on the Deposition of SiGe Alloys and the Device Stability, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 219, 259-264, 1991.
- [Zanz77] 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.
- [Zhu94] Q. Zhu, H. Stiebig, P. Rieve, J. Giehl, M. Sommer, M. Böhm, New Type of Thin Film Color Image Sensor, *SPIE Proc.*, 2247, 301-310, 1994.

[Zhu97] Q. Zhu, Entwicklung eines Farbsensors auf der Basis von *a*-Si(C):H Multi-spektraldioden, Dissertation, Universität-GH Siegen, 1997.

11.2 Publikationen

J. Giehl, H. Stiebig, P. Rieve, M. Böhm, Thin Film on ASIC (TFA)-Color Sensors - New Applications of Optical Thin Film Detectors, Hrsg. G. Hecht, F. Richter, J. Hahn, Thin Films, DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 560-563, 1994.

Q. Zhu, H. Stiebig, P. Rieve, H. Fischer, M. Böhm, A Novel *a*-Si(C):H Color Sensor Array, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 336, 843-848, 1994.

H. Fischer, J. Schulte, P. Rieve, M. Böhm, Technology and Performance of TFA (Thin Film on ASIC)-Sensors, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 336, 867-872, 1994.

Q. Zhu, H. Stiebig, P. Rieve, J. Giehl, M. Sommer, M. Böhm, New Type of Thin Film Color Image Sensor, SPIE Proc., 2247, 301-310, 1994.

J. Giehl, P. Rieve, Q. Zhu, M. Böhm, NIPIN-Farbsensoren auf der Basis amorphen Siliziums, 4. Zwei-Jahrestreffen „Amorphe Halbleiter“, Holzhau/Sachsen, 1994.

H. Stiebig, J. Giehl, D. Knipp, P. Rieve, M. Böhm, Amorphous Silicon Three Color Detector, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 377, 815-826, 1995.

P. Rieve, J. Giehl, Q. Zhu, M. Böhm, *a*-Si:H Photo Diode with Variable Spectral Sensitivity, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 420, 135-140, 1996.

J. Giehl, Q. Zhu, P. Rieve, M. Böhm, Transient Behavior of Color Diodes, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 420, 159-164, 1996.

T. Lulé, H. Fischer, S. Benthien, H. Keller, M. Sommer, J. Schulte, P. Rieve, M. Böhm, Image Sensor with Per-Pixel Programmable Sensitivity in TFA Technology, Hrsg. H. Reichl, A. Heuberger, Micro System Technologies '96, VDE-Verlag, Berlin, 675-680, 1996.

P. Rieve, M. Böhm, Farbsensoren auf der Basis amorphen Siliziums, Eingeladener Vortrag anlässlich des 5. Zwei-Jahrestreffens „Amorphe und Mikrokristalline Halbleiter“, Eitorf, 1996.

P. Rieve, J. Schulte, M. Böhm, Optische Dünnschicht-Detektoren für TFA-Sensoren, in: Optische Sensorsysteme in Thin Film on ASIC (TFA)-Technologie, Innovationen in der Mikrosystemtechnik, VDI/VDE Technologiezentrum Informationstechnik GmbH, Teltow, 1997.

S. Benthien, H. Fischer, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, J. Schulte, M. Sommer, M. Böhm, Optische Bildsensoren in TFA-Technologie, in: Optische Sensorsysteme in Thin Film on ASIC (TFA)-Technologie, Innovationen in der Mikrosystemtechnik, VDI/VDE Technologiezentrum Informationstechnik GmbH, Teltow, 1997.

- S. Benthien, H. Fischer, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, J. Schulte, M. Sommer, M. Böhm, Lokaladaptives intelligentes Sensormodul in TFA-Technologie, Technische Informationsbibliothek Hannover, 1997.
- P. Rieve, M. Böhm, Elektrisch Steuerbare Farbsensoren, Hrsg. R.-J. Ahlers, Bildverarbeitung '97: Forschen, Entwickeln, Anwenden, Eigenverlag Technische Akademie Esslingen, Ostfildern, 17-39, 1997.
- B. Schneider, H. Fischer, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, J. Schulte, M. Böhm, TFA Image Sensors: From the One Transistor Cell to a Locally Adaptive High Dynamic Range Sensor, IEEE Int. El. Dev. Meet., Washington, Tech. Dig., 209-212, 1997.
- M. Böhm, F. Blecher, A. Eckhardt, B. Schneider, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, R. C. Lind, L. Humm, M. Daniels, N. Wu, H. Yen, U. Efron, High Dynamic Range Image Sensors in Thin Film on ASIC Technology for Automotive Applications, Hrsg. D. E. Ricken, W. Gessner, Advanced Microsystems for Automotive Applications, Springer-Verlag, Berlin, 157-172, 1998.
- M. Böhm, F. Blecher, A. Eckhardt, K. Seibel, B. Schneider, J. Sterzel, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, B. van Uffel, F. Librecht, R. C. Lind, L. Humm, U. Efron, E. Roth, Image Sensors in Thin Film on ASIC Technology - Status and Future Trends, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 507, 327-338, 1998.
- B. Schneider, F. Blecher, A. Eckhardt, K. Seibel, J. Sterzel, M. Böhm, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, F. Librecht, B. van Uffel, TFA Image Sensors - A Survey with Regard to Possible Applications, Proc. OPTO '98, Erfurt, 233-238, 1998.
- M. Böhm, T. Lulé, H. Fischer, J. Schulte, B. Schneider, S. Benthien, F. Blecher, S. Coors, A. Eckhardt, H. Keller, P. Rieve, K. Seibel, M. Sommer, J. Sterzel, Design and Fabrication of a High Dynamic Range Image Sensor in TFA Technology, IEEE Symp. VLSI Circuits, Honolulu, Tech. Dig., 202-203, 1998.
- Q. Zhu, S. Coors, B. Schneider, P. Rieve, M. Böhm, Bias Sensitive a -Si(C):H Multispectral Detectors, IEEE Trans. El. Dev., 45 (7), 1393-1398, 1998.
- B. Schneider, P. Rieve, M. Böhm, Silicon Detectors - Hybrid Design Targets Advanced Imaging Needs, Laser Focus World, 99-104, July 1998.
- A. Eckhardt, B. Schneider, F. Blecher, J. Sterzel, K. Seibel, M. Böhm, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, Image Sensors in TFA Technology and their Applications for Image Pre-Processing, Proc. ESSDERC '98, Bordeaux, 208-211, 1998.
- F. Blecher, A. Eckhardt, F. Mütze, B. Schneider, K. Seibel, J. Sterzel, M. Böhm, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, M. Wagner, TFA Technology and its Application for Machine Vision, Int. Conf. Mechatronics and Machine Vision in Practice, Nanjing, 253-258, 1998.

A. Eckhardt, F. Blecher, B. Schneider, J. Sterzel, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, K. Seibel, F. Mütze, M. Böhm, Image Sensors in TFA (Thin Film on ASIC) Technology with Analog Image Pre-Processing, Hrsg. E. Reichl, E. Obermeier, Micro System Technologies '98, VDE-Verlag, Berlin, 165-170, 1998.

B. Schneider, P. Rieve, M. Böhm, Image Sensors in TFA (Thin Film on ASIC) Technology, Hrsg. B. Jähne, H. Haußecker, P. Geißler, Handbook of Computer Vision and Applications, Academic Press Inc., San Diego, 237-270, 1999.

F. Mütze, K. Seibel, B. Schneider, M. Hillebrand, F. Blecher, T. Lulé, H. Keller, P. Rieve, M. Wagner, M. Böhm, UV Imager in TFA Technology, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 557, 1999.

M. Sommer, P. Rieve, M. Verhoeven, M. Böhm, B. Schneider, B. van Uffel, F. Librecht, First Multispectral Diode Color Imager with Three Color Recognition and Color Memory in Each Pixel, IEEE Workshop on CCDs and Advanced Image Sensors, Nagano, 187-190, 1999.

P. Rieve, M. Sommer, M. Wagner, K. Seibel, M. Böhm, *a*-Si:H Color Imagers and Colorimetry, Int. Conf. Amorphous and Microcrystalline Semiconductors, Snowbird, J. Non-Cryst. Solids, 2000.

11.3 Patentanmeldungen

M. Böhm, P. Rieve, Variospektral-Vielfarbensensor,
Deutsche Patentanmeldung 196 37 126.0, 1996.

M. Böhm, T. Lulé, P. Rieve, Farbbildsensor für Kurzzeitbelichtung,
Deutsche Patentanmeldung 196 43 972.8, 1996,
Internationale Patentanmeldung PCT/EP97/05978, 1997.

M. Böhm, P. Rieve, Variospektraldiode,
Deutsche Patentanmeldung 197 10 134.8, 1997.

M. Böhm, T. Lulé, P. Rieve, J. Schulte, Farbbildsensor in Ladungsverschiebetechnik,
Internationale Patentanmeldung PCT/EP97/06380, 1997.

M. Böhm, P. Rieve, Elektromagnetischer Strahlungssensor für hohen Lokalkontrast,
Deutsche Patentanmeldung 197 15 432.8, 1997,
Internationale Patentanmeldung PCT/EP98/02130, 1998.

M. Böhm, P. Rieve, Hybride TFA-Sensoren mit photoempfindlichen ASIC-Bauelementen,
Deutsche Patentanmeldung, 197 26 910.9, 1997,
Internationale Patentanmeldung PCT/EP98/03876, 1998.

Danksagung

Mein Dank gilt an erster Stelle Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Böhm für die Überlassung des Dissertationsthemas und die Bereitstellung der erforderlichen Mittel. Seine zahlreichen Ideen und Anregungen sowie seine konstruktive und motivierende Kritik waren mir bei der Bearbeitung eine wertvolle Hilfe.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-G. Wagemann danke ich für seine freundliche Bereitschaft zur Übernahme des Koreferates sowie für sein wohlwollendes Interesse an dieser Arbeit.

Mein Dank gilt ferner Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Ehrhardt für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Dank sei auch Jürgen Giehl und Michael Wagner ausgesprochen, die sich der zeitraubenden Aufgabe des Korrekturlesens des Manuskriptes unterzogen haben.

Für zahlreiche Diskussionen vielfältiger Fragen und Probleme physikalischer und technologischer Natur sowie einen regen fachlichen Austausch danke ich Jürgen Giehl, Michael Wagner, Konstantin Seibel, Markus Scholz, Jürgen Schulte und Helmut Fischer.

Aus dem Kreis der Mitarbeiter der Silicon Vision GmbH möchte ich Stephan Benthien, Holger Keller, Tarek Lulé und Michael Sommer hervorheben, mit denen mich eine mehrjährige Zusammenarbeit auf dem Gebiet der TFA-Technologie verbindet. Gerade die Verschiedenartigkeit der Tätigkeitsbereiche hat nicht selten zu einer kreativen Atmosphäre beigetragen.

Besonderer Dank gilt Marcus Verhoeven, dessen unermüdlichem Einsatz die Aufnahme der TFA-Farbbilder zu verdanken ist.

Nicht unerwähnt lassen möchte ich Dierk Schäfer und Gangolf Hermann, die mir dank ihrer Erfahrungen auf dem Gebiet der Halbleitertechnologie und Meßtechnik eine wichtige Hilfe gewesen sind.

Allen Mitarbeitern des Instituts für Halbleiterelektronik und der Silicon Vision GmbH, insbesondere auch den Damen der Sekreteriate, sowie allen Studenten gilt mein Dank für ihr Interesse und vielfältige Mitarbeit.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken für ihre Unterstützung während der Zeit meines Studiums und im Zusammenhang mit der Abfassung dieser Arbeit.

Dattenfeld, im Januar 2000

Peter Rieve