

Sascha Matern

**Ultraschneller Infrarot-Konverter auf der Basis eines
planaren Halbleiter-Gasentladungssystems**

2003

Experimentelle Physik

Ultraschneller Infrarot-Konverter auf der Basis eines
planaren Halbleiter-Gasentladungssystems

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von

Sascha Matern
aus Troisdorf

– 2003 –

Dekan:	Prof. Dr. H. Zacharias
Erster Gutachter:	Prof. Dr. H.-G. Purwins
Zweiter Gutachter:	Prof. Dr. C. Denz
Tag der mündlichen Prüfung:	29.01.2004, 02.02.2004, 04.02.2004
Tag der Promotion:	04.02.2004

Zusammenfassung

Heutzutage gibt es eine Reihe ultraschneller Kameras für sichtbares (VIS-)Licht zur Erfassung schnell veränderlicher Phänomene. Moderne Systeme erreichen Bildwiederholraten bis zu einigen 100 MHz. Dagegen werden im infraroten (IR-)Spektralbereich mit derzeit verfügbaren IR-Kameras nur Bildfrequenzen bis zu einigen wenigen kHz abgedeckt. Allerdings existieren technisch bedeutsame Bereiche, bei denen eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung im IR-Spektralbereich notwendig ist. In der vorliegenden Arbeit wird ein ultraschneller IR-Konverter auf der Basis eines planaren Halbleiter-Gasentladungssystems vorgestellt, der diese Lücke gewissermaßen abbauen kann. Der untersuchte IR-Konverter, der einfallende IR-Strahlungsfelder ultraschnell in ein zweidimensionales VIS-Lumineszenzbild der Gasschicht umsetzt, kann in Verbindung mit einer VIS-Kamera ultraschnell IR-Strahlungsfelder bildhaft erfassen.

Thematisch lässt sich die Arbeit in zwei Schwerpunkte aufteilen. Der erste liegt auf der Charakterisierung und Optimierung dieses IR-Konverters, der zweite widmet sich der Erprobung verschiedener IR-Kamerasysteme auf der Basis des IR-Konverters und unterschiedlicher VIS-Kameras in einem sehr breiten Anwendungsspektrum. Dabei umspannen die in wesentlichen Teilen experimentellen Untersuchungen zur Systemcharakterisierung die Themenbereiche der Konversionseffizienz, der spektralen Empfindlichkeit der verwendeten Halbleiterwafer, der Langzeitstabilität, des zeitlichen Auflösungsvermögens und der räumlichen Auflösung. Die erzielten Ergebnisse dieser Systemcharakterisierung ermöglichen es schlussendlich, einen bezüglich des räumlichen Auflösungsvermögens optimierten IR-Konverter vorzustellen sowie wichtige Systemparameter von zu entwickelnden Bildwandlungsmodulen im Voraus abzuschätzen. Die Implementierung des IR-Konverters als IR-Bilderfassungssystem wird im zweiten Teil in anwendungsnaher Umgebung demonstriert. Die Applikationsbeispiele lassen sich in die Themenbereiche der Laserstrahlprofilanalyse und der Thermographie einordnen. Es wurden Profilanalysen an einem Nd:YAG-, Er:YAG-, Er:YSGG- und einem abstimmbaren MIR-Laser durchgeführt. Die Beispiele der Thermographie umfassen die Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen und die Analyse einer über einen kurzen Strompuls aufgeheizten Metallfolie. Besonders bei den ultraschnellen Anwendungsfeldern zeigt sich, dass mit einem IR-Konverter basierten IR-Kamerasystem Prozesse raumzeitlich aufgelöst werden können, die gegenwärtig mit anderen IR-Kamerasystemen gar nicht oder nur sehr eingeschränkt zugänglich sind.

Desiderata

Go placidly amid the noise and haste and remember what peace there may be in silence. As far as possible without surrender be on good terms with all persons. Speak your truth quietly and clearly; and listen to others, even the dull and ignorant, they too have their story.

Avoid loud and aggressive persons, they are vexations to the spirit. If you compare yourself with others, you may become vain and bitter; for always there will be greater and lesser persons than yourself. Enjoy your achievements as well as your plans.

Keep interested in your own career, however humble, it is a real possession in the changing fortunes of time. Exercise caution in your business affairs; for the world is full of trickery. But let this not blind you to what virtue there is; many persons strive for high ideals; and everywhere life is full of heroism.

Be yourself. Especially, do not feign affection. Neither be cynical about love; for in the face of all aridity and disenchantment it is perennial as the grass.

Take kindly the counsel of the years, gracefully surrendering the things of youth. Nurture strength of spirit to shield you in face of sudden misfortune. But do not distress yourself with imaginings. Many fears are born of fatigue and loneliness.

Beyond a wholesome discipline, be gentle with yourself. You are a child of the universe, no less than the trees and the stars; you have a right to be here. And whether or not it is clear to you, no doubt the universe is unfolding as it should.

Therefore be at peace with God, whatever you conceive Him to be, and whatever your labors and aspirations, in the noisy confusion of life keep peace with your soul. With all its sham, drudgery and broken dreams, it is still a beautiful world.

Be careful. Strive to be happy.

Max Ehrmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	IR-Kamerasysteme	3
1.1.1	Focal Plane Arrays	5
1.1.2	Thermische Detektoren	6
1.1.3	Quantendetektoren	7
1.2	VIS-Kamerasysteme	9
1.2.1	Intensivierte Kameras	9
1.2.2	Ultraschnelle VIS-Kameras	10
1.3	Der IR-Konverter	11
1.4	Gliederung der vorliegenden Arbeit	12
2	Funktionsweise und physikalische Eigenschaften des IR-Konverters	15
2.1	Prinzipielle Funktionsweise	15
2.2	Physikalische Eigenschaften der Halbleiterwafer	16
2.2.1	Bändermodell von Si:Zn und Si:In	17
2.2.2	Kennlinien der unterschiedlichen Si-Halbleiterwafer	19
2.2.3	Weitere getestete Halbleiterwafer	20
2.3	Physikalische Eigenschaften einer Gasentladung	21
2.3.1	Allgemeine Bemerkungen	22
2.3.2	Die unselbstständige Gasentladung	23
2.3.3	Die selbstständige Gasentladung	23
2.3.4	Die TOWNSEND-Entladung	24
2.3.5	Raumladungen bei dünn-schichtigen Gasentladungssystemen	25
2.3.6	Stabilisierung einer dünn-schichtigen Gasentladung	27
2.4	Ausbreitung von angeregten Atomen	30
3	Systemcharakterisierung und -optimierung	33
3.1	Experimentelles System	33
3.1.1	Aufbau des IR-Konverters	34
3.1.2	Vakuumsystem	37
3.1.3	Bilderfassungssysteme	39
3.2	Konversionseffizienz	41
3.2.1	Theoretische Vorbemerkungen	41
3.2.2	Experimentelle Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit von Si:Zn und Si:In	48
3.2.3	Konversionseffizienz des Bildwandlungsmoduls	55
3.2.4	Kopplungseffizienz realer Systeme	65

3.2.5	Dynamischer Bereich des IR-Konverters	67
3.2.6	Zusammenfassung	73
3.3	Zeitliches Verhalten	75
3.3.1	Stabilität des IR-Konverters	75
3.3.2	Einfluss unterschiedlicher Gase auf die zeitliche Auflösung	82
3.3.3	Zeitliche Auflösung eines Si:Zn basierten IR-Konverters	83
3.3.4	Zeitliche Auflösung eines Si:In basierten IR-Konverters	91
3.3.5	Zusammenfassung	93
3.4	Räumliche Auflösung	95
3.4.1	Theoretische Vorbemerkungen	96
3.4.2	Versuchsaufbau und -durchführung	103
3.4.3	Experimentelle Ergebnisse	105
3.4.4	Auswertung	110
3.4.5	Berechnung der MTFen aus den experimentellen Daten	112
3.4.6	Maximale räumliche Auflösung des IR-Konverters	114
3.4.7	Effektive Pixelanzahl	117
3.4.8	Zusammenfassung	117
3.5	Optimierung der räumlichen Auflösung durch Diskretisierung der Gasentladung	119
3.5.1	Theoretische Vorbemerkungen	119
3.5.2	Versuchsaufbau und -durchführung	121
3.5.3	Experimentelle Ergebnisse des Abstandhalters mit kleinflächigem Entladungsraum	126
3.5.4	Experimentelle Ergebnisse des Mikrokanalarrays mit hexagonaler Lochanordnung	129
3.5.5	Experimentelle Ergebnisse des Mikrokanalarrays mit Verbindungsgräben zwischen den Löchern	134
3.5.6	Homogenität und dynamischer Bereich	136
3.5.7	Zeitliches Auflösungsvermögen	138
3.5.8	Räumliches Auflösungsvermögen	139
3.5.9	Zusammenfassung	140
4	Anwendungen	143
4.1	Benutzte Gesamtsysteme	143
4.1.1	Verwendete IR-Konverter	144
4.1.2	Verwendete VIS-Kamerasysteme	147
4.2	Laserstrahlprofilanalyse von IR-Lasern	149
4.2.1	Versuchsaufbau und -durchführung	149
4.2.2	Erfassung von Nd:YAG-Laserpulsen mit dem IR-Konverter und einer ultraschnellen Framingkamera	151
4.2.3	Erfassung von Erbium-Laserpulsen mit dem IR-Konverter und einer gatebaren ICCD-Kamera	153
4.2.4	Zusammenfassung	156
4.3	Schnelle Thermographie am Beispiel einer Metallfolie	157
4.3.1	Versuchsaufbau und -durchführung	158
4.3.2	Experimentelle Ergebnisse	158

4.4	Thermographie am Beispiel der Prozessüberwachung beim Laserstrahl- schweißen	160
4.4.1	Versuchsaufbau und -durchführung	160
4.4.2	Prozessüberwachung aufgenommen mit dem IR-Konverter und einer gatebaren ICCD-Kamera	161
4.4.3	Prozessüberwachung aufgenommen mit dem IR-Konverter und einer schnellen CMOS-Kamera	162
4.4.4	Schlussbemerkungen	164
4.5	Weitere Beispiele	164
4.6	Zusammenfassung	165
	Zusammenfassung	167
	A Marktübersicht Bilderfassungssysteme	171
	B Homogenität des Beleuchtungssystems	175
	C Transmission optischer Komponenten	177
	D Spezifikationen der verwendeten Halbleiterwafer	179
	Literaturverzeichnis	183

Kapitel 1

Einleitung

Alle Festkörper, Flüssigkeiten und Gase senden Wärmestrahlung aus, deren Wellenlängenspektrum von ihrer Temperatur, Struktur und Zusammensetzung abhängig ist. Je höher die Temperatur eines solchen Objektes ist, desto mehr Strahlung wird emittiert. Zusätzlich verschiebt sich das dabei ausgesandte Spektrum zu kürzeren Wellenlängen. Die Einteilung des elektromagnetischen Spektrums ist willkürlich und erfolgt in der Regel entweder durch die technische Bedeutung für den Menschen oder durch seine Sinneswahrnehmung, welche sich auch in der durch die DIN 5031 Teil 7 einheitlich festgelegten Einteilung widerspiegelt (vgl. dazu auch Abbildung 1.1). Von besonderer Bedeutung für den Menschen ist sicherlich der sichtbare (VIS-)Spektralbereich. Mit seinen Rezeptoren, den Augen, steht ihm ein leistungsstarkes Instrument zur Verfügung, Objekte visuell wahrzunehmen. Mit Hilfe dieser bildhaften Erfassung seiner Umwelt ist der Mensch in der Lage, sich in dieser zurecht zu finden und für ihn wichtige Informationen zu speichern. Sollen diese Wahrnehmungen eingehender analysiert oder anderen Menschen zugänglich gemacht werden, muss eine dauerhafte bildhafte Erfassung der Szene oder des Ereignisses erfolgen.

Deshalb hat der Mensch schon früh in seiner Geschichte begonnen, seine Umwelt in Bildern festzuhalten. Die ersten Darstellungen waren Höhlenzeichnungen, wie z.B. die Tierdarstellungen in den Höhlen des französischen LASCAUX, die ca. 15 000 Jahre alt sind [Bataille (1955)]. Erst Anfang des 19. Jahrhunderts (1826) gelang es JOSEPH-NICÉPHORE NIEPCE, ein Bild seines Gartens innerhalb 8 Stunden mit einer Lochkamera auf einer lichtempfindlichen Silberchloridschicht aufzunehmen und zu fixieren [Marignier (1999)], was erstmals die Möglichkeit bot, auf Zeichnungen oder künstlerische Darstellungen zu verzichten. Mit der Entwicklung sensitiverer photoempfindlicher Schichten konnte die Belichtungszeit weiter verkürzt werden. Die erste „Hochgeschwindigkeitsaufnahme“ mit einer Belichtungszeit von $1/25$ Sekunde wurde von EADWEARD MUYBRIDGE im Jahre 1887 durchgeführt. Er untersuchte mit einer Anordnung von 12 hintereinander geschalteten Kameras die Bewegungsabläufe von Menschen und Tieren [Muybridge (1887), Muybridge (1979)]. Neben der Entwicklung von speziellen Aufnahmegegeräten für Filme, die sich durch einen mechanischen Transport des photosensitiven Materials auszeichnen, setzte eine zweite Richtung, die der elektronischen Bildaufzeichnung und -übertragung, zur Weiterentwicklung der Film- undameratechnik ein. Im Jahre 1923 stellte VLADIMIR KOSMA ZWORYKIN das *Ikonoskop* vor, mit dem Bilder nicht nur aufgenommen, sondern auch übertragen werden konnten. Zu den Olympischen Spielen in Berlin 1936 wurde diese Röhre eingesetzt, um Bilder aus dem Stadion an verschiede-

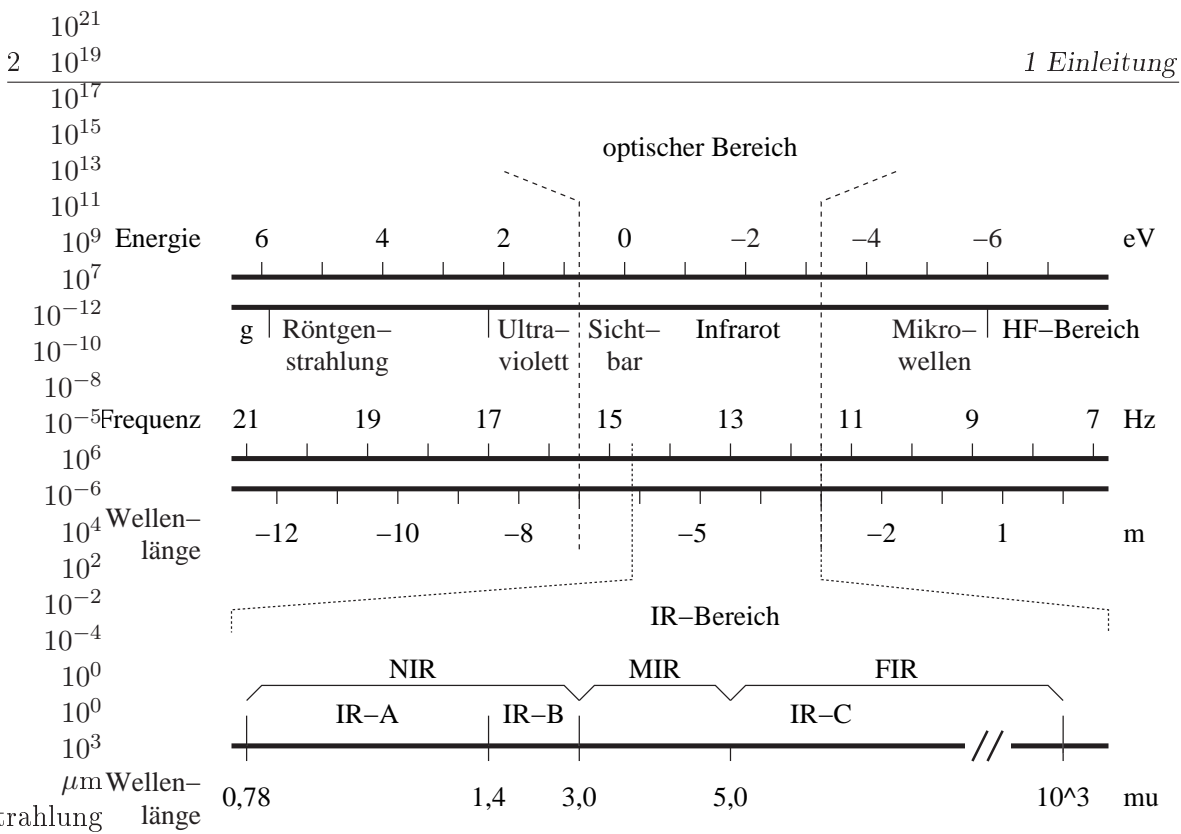


Abbildung 1.1: Frequenz- und Wellenlängenbereiche der elektromagnetischen Strahlung mit einer detaillierten Einordnung der Spektralbereiche im Infraroten. Die Klassifizierung erfolgt nach DIN 5031 Teil 7 mit den Bereichen des Nahen Infrarots (NIR), welcher sich in die Teilbereiche IR-A und IR-B gliedert, des Mittleren Infrarots (MIR) und des Fernen Infrarots (FIR), welche zusammen den Teilbereich IR-C abdecken.

ne Orte innerhalb der Stadt zu übertragen. Diese Technik entwickelte sich weiter zum *Vidikon*, doch spätestens seit den 60er Jahren wurden diese Kamertypen durch *Charge Coupled Devices*, CCDs, ersetzt [Boyle und Smith (1970)]. Die bereits in den 70er Jahren aufkommende Idee eines *Complementary Metal Oxide Semiconductor*, CMOS-, Bildsensors konnte erst mit der Entwicklung der entsprechenden Technologien Ende der 80er Jahre in erste Prototypen mit einigermaßen akzeptabler Bildqualität umgesetzt werden. Auf den aktuellen Stand der Forschung und Entwicklung bzw. auf die genaue Funktionsweise moderner VIS-Bilderfassungssysteme geht der Abschnitt 1.2 ein.

Zwar ist unsere visuelle Wahrnehmung auf den VIS-Spektralbereich beschränkt, aber — wie bereits zu Beginn der Einleitung erwähnt — sind die elektromagnetischen Eigenschaften aller Objekte mit einer endlichen Temperatur nicht auf diesen Ausschnitt des Spektrums beschränkt. Vielmehr besitzt der IR-Spektralbereich eine ausgezeichnete Rolle in diesem Zusammenhang und bietet eine Fülle an Informationen. Bereits FRIEDRICH WILHELM HERSCHEL erkannte im Jahre 1800, dass eine unsichtbare Strahlung jenseits des roten Lichts eine Wärmeempfindung auslöst, welche er als *Dunkle Wärme* bezeichnete; aber erst hundert Jahre später (1900) gelang es MAX PLANCK, mit der nach ihm benannten Strahlungsformel, die spektrale Leistungsdichte der elektromagnetischen Strahlung für jeden Körper in Abhängigkeit seiner Temperatur zu formulieren. Beim Studium dieser Gleichung zeigt sich, dass Objekte mit einer Temperatur bis etwa $400\text{ }^\circ\text{C}$ nur im IR-Spektralbereich emittieren. Erst darüber erreicht die ausgesandte Strahlung niedrigere Wellenlängen, die dann auch im VIS-Bereich liegen. Ein Großteil

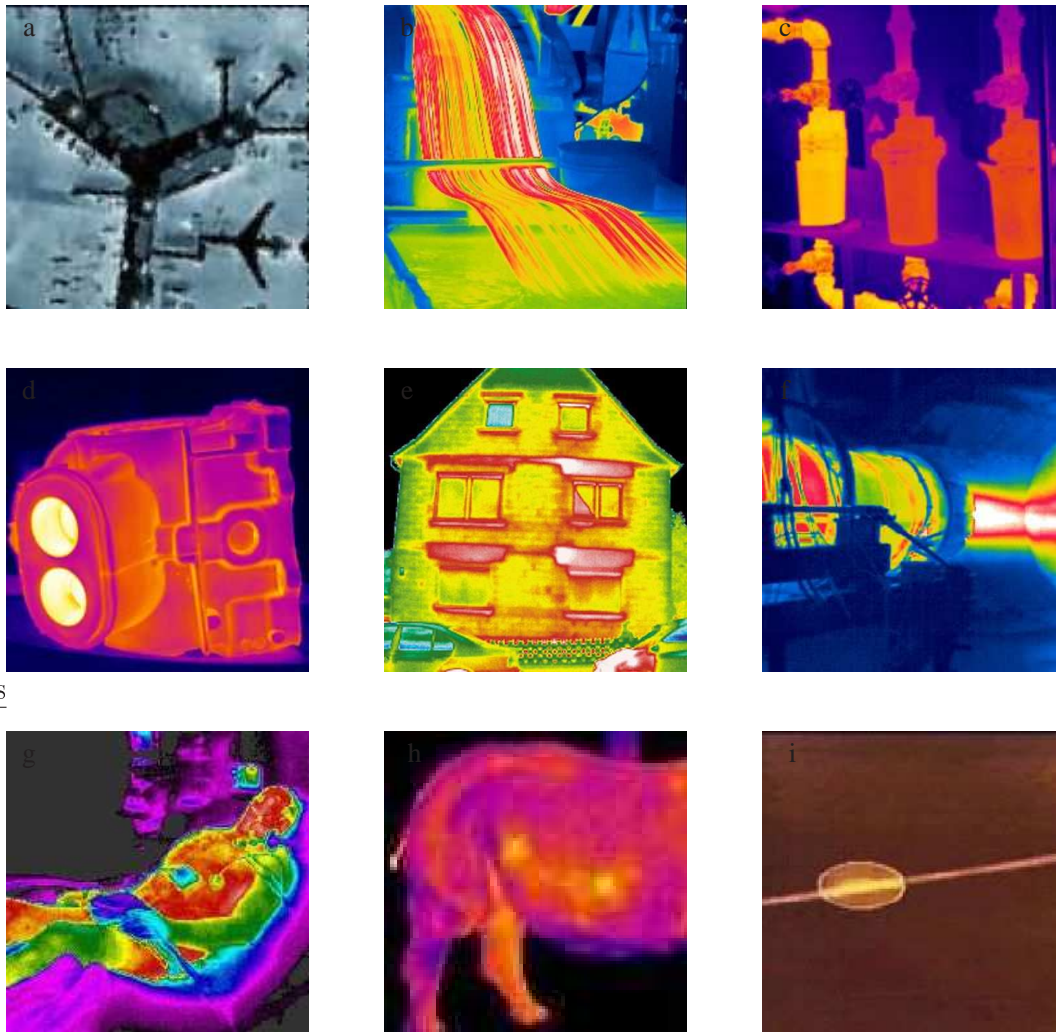
der Strahlung bleibt aber auch oberhalb dieser Temperatur im IR-Bereich. Das menschliche Auge ist beispielsweise erst ab Temperaturen von 600 °C in der Lage die Strahlung eines Objektes als rote Farben zu erkennen. Die höchste Empfindlichkeit besitzt das menschliche Auge bei einer Wellenlänge $\lambda = 550\text{ nm}$, was dem spektralen Maximum unserer Sonne entspricht ($T_{\text{Sonne}} \approx 6000\text{ °C}$). Physikalisch lässt sich die Verschiebung des Intensitätsmaximums der PLANKSCHEN Strahlungsformel durch das WIENSCHEN Verschiebungsgesetz beschreiben, welches der Physiker WILHELM WIEN bereits im Jahr 1893 formulierte. Der Großteil der Strahlung, welche von Materie mit typischen Temperaturen auf unserer Erde oder im Weltraum emittiert wird, liegt im Infraroten und bleibt für das menschliche Auge unsichtbar. Um diese unsichtbare Strahlung sichtbar zu machen, können nicht wie beim VIS-Licht photoempfindliche Materialien eingesetzt werden, da die Energie dieser Strahlung für die Belichtung nicht ausreicht. Da auch CCD-Kameras nur bis zu einer Wellenlänge $\lambda = 1,1\text{ }\mu\text{m}$ empfindlich sind und so der größte Teil des IR-Spektralbereichs nicht erfasst wird, müssen eigene Bilderfassungssysteme für den IR-Spektralbereich entwickelt werden. Mit speziellen IR-Kameras wird diese für Menschen nicht wahrnehmbare IR-Strahlung dann sichtbar und messbar. Durch die Analyse der IR-Strahlung können neben der Temperatur mit geeigneten Messverfahren auch die Wärmeleitfähigkeit, mechanische Spannungen, Materialzusammensetzung, Defekte und Inhomogenitäten verschiedener Art gemessen werden. Die moderne bildgebende IR-Messtechnologie ist berührungslos und zerstörungsfrei, und sie liefert räumlich und zeitlich aufgelöste Informationen, die mit anderen Messtechniken nicht zugänglich sind. Eine detaillierte Beschreibung der unterschiedlichen Systeme und des aktuellen Stands der Forschung von IR-Kamerasystemen wird in Abschnitt 1.1 gegeben.

Bevor nun im Folgenden auf die unterschiedlichen IR- bzw. VIS-Kamerasysteme eingegangen wird, muss eine einheitliche Beschreibung der Geschwindigkeit der Kamerasysteme eingeführt werden, die hier auf alle Kamerasysteme angewandt werden soll. In der Literatur existiert eine Diskrepanz zwischen IR- und VIS-Systemen, welche sich durch den unterschiedlichen Entwicklungsstand ergibt. Spricht man beispielsweise bei IR-Systemen bereits bei Bildwiederholraten von 100 Hz von schnellen bzw. bei einigen 1000 Hz von ultraschnellen Systemen, werden VIS-Kamerasysteme bei diesen Geschwindigkeiten nur als langsam bzw. schnell bezeichnet. Da ultraschnelle VIS-Systeme Geschwindigkeiten von mehreren hundert MHz erreichen können und der IR-Konverter wesentlich schneller als die schnellsten IR-Kameras ist, wird für die vorliegende Arbeit eine gemeinsame Definition der Geschwindigkeit für IR- bzw. VIS-Systeme eingeführt, die sich an der der VIS-Kameras orientiert:

- Normale Systeme besitzen Bildwiederholraten bis zu $0,1\text{ kHz}$,
- schnelle liegen zwischen $0,1$ und 100 kHz ,
- ultraschnelle Systeme sind oberhalb von 100 kHz anzusetzen.

1.1 IR-Kamerasysteme

Als erste Wärmebildkamera kann der in den 20er Jahren entwickelte *Evapograph* gelten [Schuster und Kolobrodov (2000)], der auf der Basis eines Thermoelements arbeitete. Bei Belichtungszeiten von 30 s konnten Temperaturauflösungen bis 1 K erreicht werden. Im 2. Weltkrieg wurden die 1930 von Gudden, Görlich und Kutscher entwickel-



Sfrag replacements

Abbildung 1.2: Beispiele für die bildhafte Erfassung von IR-Strahlungsfeldern aus unterschiedlichen Bereichen: (a) Luftraumüberwachung, (b) Extrudieren einer Kunststoffolie, (c) vorbeugende Instandhaltung eines defekten Dampfabscheiders, (d) Abkühlprozess beim Gießen eines Motorblocks, (e) Kontrolle einer Gebäudefassade, (f) Test eines Düsentriebwerks, (g) Untersuchung eines Schlaganfall-Patienten, (h) Schwangerschaftstest eines Nashorns, (i) Linienüberwachung beim Tennisspiel. Quellennachweis: (a) aus Raytheon (2001), (b) bis (h) aus FLIR Systems (2003) und (i) aus LOT Oriel (2003) entnommen.

ten Quantendetektoren zur Verlängerung des Sichtbereichs von Peilgeräten bis in den NIR (IR-B) eingesetzt. Die Weiterentwicklung dieser Systeme wurde maßgeblich durch das Militär vorangetrieben. Auch heutzutage ist ein großer Teil der IR-Kamerasysteme auf militärische Nutzung ausgelegt, allerdings bekommt die zivile Nutzung einen immer höheren Stellenwert [Tidrow et al. (1998); Lent (2003)]. In Abbildung 1.2 sind Wärmebilder aus unterschiedlichen Applikationsbereichen zusammengetragen, in denen IR-Kamerasysteme mit Erfolg eingesetzt werden. Die Anwendungsgebiete reichen vom Militär (a) über die wissenschaftliche Forschung (f), die Qualitätsüberwachung bei Fertigungsprozessen (b, d), dem Umweltschutz (c, e) bis hin zu medizinischen Untersuchungen in der Human- (g) und der Veterinärmedizin (h). Auch in Bereichen un-

seres täglichen Lebens werden IR-Systeme bereits eingesetzt [Karstädt et al. (1998)]. So wird beispielsweise der „thermische“ Abdruck eines Tennisballs bei Turnieren zur Linienüberwachung verwendet. In der Automobilindustrie wird über den Einsatz von IR-Systemen in Automobilen zur Sichtverbesserung bei widrigen Wetterverhältnissen nachgedacht [Potet (2001)]. Bei den unterschiedlichen Anwendungsfeldern zeigt sich, dass auch die Geschwindigkeit eine zunehmende Bedeutung bei der bildhaften Erfassung von IR-Strahlungsfeldern spielt. Allerdings dringen derzeit verfügbare Systeme nur in den schnellen bzw. sehr schnellen Bereich vor (vgl. Übersicht im Anhang A.1), wogegen zur ultraschnellen Bilderfassung keine kommerziellen Systeme verfügbar sind (die Angaben der Geschwindigkeiten beziehen sich auf die Definition von Seite 3).

Moderne IR-Kameras bestehen meistens aus einem *Focal Plane Array*, FPA, das sich aus einer Vielzahl einzelner Bildpunkte zusammensetzt. Jeder dieser Punkte besitzt einen IR-Detektor, der die einfallende IR-Intensität in ein elektrisches Signal umsetzt, und eine elektrische Einheit zur weiteren Verarbeitung dieses Signals. Eine genauere Beschreibung dieser Technik der FPAs erfolgt im folgenden Unterabschnitt. Die eigentliche Detektion der IR-Strahlung, welche vom IR-Detektor vollzogen wird, kann auf zwei verschiedene physikalischen Methoden erfolgen. Die erste basiert auf der thermischen Absorption von Energie, die zweite auf Absorption von Energiequanten. Die Detektoren, die auf der letzteren Methode basieren, werden auch als Quantendetektoren bezeichnet. Bei diesen wird durch ein einfallendes Photon direkt ein Ladungsträger im Sensorelement erzeugt. Da es sich dabei um diskrete Energieniveaus handelt, ist die Empfindlichkeit der Quantendetektoren von der einfallenden Wellenlänge abhängig. Man unterscheidet dabei intrinsische und extrinsische Detektoren. Zusätzlich gibt es neuerdings auch so genannte *Quantum-Well Infrared Photodetectors*, QWIPs, bei denen die Bandlücke derart eingestellt werden kann, dass das Maximum des Absorptionsspektrums bei jeder beliebigen Wellenlänge oberhalb von $2\ \mu\text{m}$ liegen kann. Dagegen ist die Empfindlichkeit der thermischen Detektoren im Prinzip unabhängig von der einfallenden Wellenlänge. Diese Detektoren bestehen aus zwei Elementen, einem Absorber und einem thermischen Detektionselement. Der Absorber der IR-Strahlung erwärmt das Detektionselement, das auf Grund der einfallenden Wärme seine physikalischen Eigenschaften ändert. Diese Änderung kann dann mit einem externen Gerät erfasst werden. Zu den wichtigsten Empfängern gehört neben dem *Bolometer*, bei dem die Erwärmung eine Widerstandsveränderung im Bauteil hervorruft, pyroelektrische Detektoren, die mit der einfallenden IR-Strahlung ihre elektrische Polarisation ändern. Daneben gibt es noch die *Thermosäule*, bei der die IR-Strahlung eine Spannungsänderung auslöst.

In den folgenden Abschnitten wird kurz auf die Funktionsweise und die Vor- bzw. Nachteile der jeweils wichtigsten Quantendetektoren und thermischen Detektoren eingegangen. Für eine ausführlichere Darstellung dieser und weiterer Elemente wird auf die Übersichtsartikel zur Entwicklung von IR-Kameras [Norton (1991), Rogalski (1997a), Rogalski (1997b), Norton (1998), Merken et al. (2000), Gupta (2000), Chatard (2000), Rogalski (2002)] und auf Standardliteratur zu IR-Detektoren verwiesen [Accetta und Shumaker (1993); Schuster und Kolobrodov (2000)].

1.1.1 Focal Plane Arrays

Ein *Focal Plane Array*, FPA, ist ein Detektor, der aus vielen kleinen in einer Matrix angeordneten Bildsensoren besteht. Jeder dieser Bildsensoren befindet sich in der Bildebe-

ne (Focal Plane) des optischen Systems. Typische Größen eines FPAs haben mindestens 256×256 Pixel. Die derzeit größten Arrays besitzen bis zu 4096×4096 Pixel bei einer Pixelgröße von nur $20 \mu\text{m}$ [Montroy et al. (2002)]. Dabei ist ein enormer Fortschritt der Miniaturisierung und der Steigerung der Pixelanzahl zu verzeichnen [Cabanski et al. (2000)]. Die Vorteile gegenüber Einzeldetektoren, bei denen das Bild beispielsweise über Spiegel abgerastert werden muss, sind, dass IR-Kameras auf der Basis eines FPAs wesentlich kompakter und leichter sind und einen wesentlich geringeren Stromverbrauch aufweisen. Moderne IR-FPA Systeme haben Abmessungen von Video-Camcordern.

Der einzelne Bildsensor eines FPAs besteht im Wesentlichen aus zwei Komponenten, einem IR-Detektor und einer sich daran anschließenden elektronischen Ausleseeinheit zur Signalverarbeitung und zur Erzeugung eines Standard-Videosignals. Zwischen den Spalten und Reihen der einzelnen Pixel befinden sich inaktive Zwischenräume, welche beispielsweise als elektrische Leitungsbahnen genutzt werden können. Das Verhältnis zwischen aktiver IR-sensitiver Fläche und den inaktiven Bereichen wird auch als Füllfaktor bezeichnet. Ein idealer Bildsensorarray besitzt einen möglichst hohen Füllfaktor, um eine möglichst hohe Quantenausbeute zu erzielen. Moderne FPAs erreichen einen Füllfaktor bis zu 90 %.

Es existieren zwei unterschiedliche Typen von IR-FPAs: Monolithische und Hybrid-Systeme. Bei monolithischen FPAs befinden sich das photoempfindliche Material und die Ausleseeinheit in einer Ebene. Zu den zentralen Vorteilen dieser Bauweise gehört, dass sie wesentlich einfacher und kostengünstiger als Hybrid-Systeme hergestellt werden können, da weniger Herstellungsschritte benötigt werden. Umgekehrt besitzen die monolithischen Systeme eine geringere Performance als das Pendant des Hybrid-Systems, da erstere einen wesentlich geringeren Füllfaktor aufweisen ($\approx 55\%$). Üblicherweise manifestiert sich der Unterschied in einer schlechteren Bildqualität und einer geringeren Temporauflösung. Bei einem Hybrid-FPA liegt das Detektorarray oberhalb der Ausleseeinheit. Beide Chips sind über schmale Indium-Beinchen verbunden. Wenngleich dieser Prozess einen wesentlich höheren technischen Aufwand bei der Fertigung bedeutet und dadurch die FPAs wesentlich teurer als monolithische Systeme sind, gehört der höhere Füllfaktor ($\approx 75 - 90\%$) und die damit verbundene höhere Empfindlichkeit zu den wesentlichen Vorteilen. Einige Hybrid-FPAs erreichen eine Temporauflösung bis zu 20 mK.

Als IR-Detektoren kommen bei FPAs sowohl thermische Detektoren als auch Quantendetektoren in Frage, welche in den beiden folgenden Unterabschnitten beschrieben werden. Die Ausleseeinheit wird entweder auf der Basis von CCD- oder CMOS-Einheiten hergestellt.

1.1.2 Thermische Detektoren

Bildsensoren auf Basis thermischer Detektoren werden in erster Linie im zivilen Bereich eingesetzt, da diese Lösungen sehr kostengünstig und einfach in ihrer Handhabung sind [Lerner (2001)]. Die einfachere Handhabung und die geringeren Kosten beruhen auf der Tatsache, dass thermische Detektoren nicht gekühlt werden müssen [Balcerak (2000)]. In den letzten Jahren wurde ein enormer Fortschritt bei der Temporauflösung von thermischen Detektoren erzielt [Norton (1998)]. Wie bereits erwähnt, ändert ein thermischer Sensor mit der einfallenden IR-Strahlung seine physikalischen Eigenschaften. Zu den wichtigsten Sensoren gehören das Bolometer (Widerstandsänderung) und der py-

roelektrische Detektor (Änderung der elektrischen Polarisierung). Beide Systeme sollen kurz vorgestellt werden. Eine detaillierte Beschreibung beider Systeme kann der Literatur entnommen werden [Rogalski (1997a,b); Norton (1998)]. Generell zeichnen sich thermische Detektoren durch relativ hohe Zeitkonstanten aus, so dass diese Detektoren nicht für den Einsatz in sehr schnellen und ultraschnellen IR-Kamerasystemen geeignet sind.

Bolometer

Bei einem Bolometer-Detektor wird durch die thermische Bestrahlung des Materials der Widerstand verändert, der dann an einer Vorspannung gemessen werden kann. Ein thermischer Detektor auf der Basis eines Bolometers enthält drei wesentliche Teile: einen IR-Absorber, einen Temperatursensor und einen thermischen Isolator. Dazu wird üblicherweise eine Mikrobrücke verwendet, die Absorber und Sensor voneinander trennt. Typische Abmessungen eines Mikrobolometers für ein FPA liegen bei $50 \times 50 \mu\text{m}$. Besonders im Bereich der Miniaturisierung und der technischen Weiterentwicklung dieser Materialien sind in den letzten Jahren enorme Fortschritte zu verzeichnen [Rogalski (1997b), Lent (2003), Tezcan et al. (2003)]. Einer der größten Vorteile dieser Systeme ist, dass es auch ohne Kühlung betrieben werden kann. Somit kann auf kostspielige kryogenische Kühler verzichtet werden, wodurch der Preis deutlich reduziert und die Handhabung vereinfacht wird.

Pyroelektrischer Detektor

Bei pyroelektrischen Detektoren, PEDen, ändert sich mit der einfallenden Strahlung die elektrische Polarisierung eines dielektrischen Materials. Die pyroelektrischen Detektoren sind im Prinzip strahlungsempfindliche Kondensatoren, denn eine Temperaturänderung erzeugt eine Änderung der Polarisierung, die wiederum eine Änderung der Potentialdifferenz am Kondensator zur Folge hat. Bei PED-FPAs muss aber beachtet werden, dass nur eine Änderung der Temperatur detektiert werden kann [Petersen (1976)]. Daher muss das Eingangssignal periodisch unterbrochen werden. Dies hat zur Folge, dass die meisten PED-FPAs relativ langsam sind und die Bildwiederholraten deutlich unterhalb von 100 Hz liegen. Typische Zeitkonstanten des Detektors betragen etwa 15 ms [Rogalski (1997b)]. Erste neuere Prototypen erreichen inzwischen eine räumliche Auflösung von 384×288 Pixel bei einem Pixeldurchmesser von $40 \mu\text{m}$. Die Temperaturauflösung liegt bei 30 mK bei 50 Hz [Capper et al. (2000)].

1.1.3 Quantendetektoren

Im Gegensatz zu den thermischen Detektoren ist die Empfindlichkeit von Quantendetektoren von der einfallenden Wellenlänge abhängig, so dass diese nur für einen bestimmten Wellenlängenbereich einsetzbar sind. Zu den wesentlichen Vorteilen des Systems gehört die deutlich kürzere Integrationszeit. Typischerweise erreicht man in Quantendetektoren eine Lebenszeit der Ladungsträger im Halbleiter zwischen einer und einigen hundert Mikrosekunden, wogegen die Zeitkonstanten der thermischen Detektoren im Bereich einiger 10 ms oder mehr liegen. Auch die Empfindlichkeit und der Signal-Rauschabstand ist bei den Quantendetektoren größer. Allerdings müssen diese Materialien üblicherweise gekühlt werden, so dass auf Grund der zusätzlichen Kühlung die Kosten höher sind

und auch die Handhabung schwieriger ist. Die in dieser Arbeit verwendeten Detektoren sind ebenfalls Quantendetektoren, die die extrinsischen Eigenschaften des Halbleitermaterials ausnutzen. Eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Wafer, erfolgt in Abschnitt 2.2, der sich mit der physikalischen Funktionsweise des IR-Konverters befasst. Der Entwicklungsstand der Quantendetektoren für die bildhafte Erfassung von IR-Intensitätsfeldern kann den Arbeiten von Gunapala et al. (2000) und Capper et al. (2000) entnommen werden. Es folgt ein Überblick über die wichtigsten Entwicklungen im Bereich der Quantendetektoren.

HgCdTe

Quecksilber-Cadmium-Tellurid, HgCdTe, stellt den fast idealen Detektor für IR-Systeme dar. Die Quantendetektoren werden aus Halbleiterwafern hergestellt, die entweder aus einer flüssigen Phasen-Epitaxie oder Molekularstrahl-Epitaxie hergestellt werden. Der Bandabstand und die spektrale Charakteristik dieses Materials kann bei der Herstellung des Präparats eingestellt werden. Das Maximum der spektralen Empfindlichkeitskurve kann ebenfalls durch die Wahl der Legierung für den jeweiligen Anwendungszweck angepasst werden. Darüber hinaus weist HgCdTe einen sehr hohen optischen Absorptionskoeffizienten auf, der eine sehr hohe Quanteneffizienz ermöglicht. Die spektrale Empfindlichkeit der Detektoren erreicht beinahe den theoretischen Wert. Im Wesentlichen werden HgCdTe-Detektoren für drei unterschiedliche Wellenlängenbereiche hergestellt. Üblicherweise wird die Wahl der spektralen Empfindlichkeit entsprechend der atmosphärischen Transmission gewählt ($0,9 - 2,5 \mu\text{m}$, $0,9 - 5,0 \mu\text{m}$ und $0,9 - 16 \mu\text{m}$). Derzeit können Arrays mit einer Pixelanzahl bis zu 4096×4096 Pixel hergestellt werden [Cabelli et al. (2000), Montroy et al. (2002)].

Weitere Materialien

Neben HgCdTe werden noch weitere Materialien als Quantendetektoren eingesetzt. Zu den bedeutendsten Vertretern zählen PtSi und InSb. Letztere besitzen im Wellenlängenbereich zwischen $1 - 5,5 \mu\text{m}$ ihre besten elektro-optischen Eigenschaften. Auf Grund der sehr guten technischen Produktionsmöglichkeiten können von diesem Material großflächige Arrays hergestellt werden. Moderne IR-Kamerasysteme erreichen inzwischen bis zu 2048 Pixel. Es werden bereits erste Prototypen mit einer Auflösung bis zu $4\text{k} \times 4\text{k}$ Pixel getestet. InSb-Detektoren werden bevorzugt bei astronomischen Applikationen eingesetzt, denn die Detektoren zeichnen sich durch einen sehr niedrigen Dunkelstrom aus ($j_{\text{dk}} \leq 0,02$ Elektronen/s bei einer Belichtungszeit bis zu 1000 s und einer Temperatur des Detektors von 35 K). PtSi-FPAs sind seit nun mehr als 10 Jahren verfügbar und zeichnen sich durch eine sehr hohe Zuverlässigkeit, Langzeitstabilität und eine hohe Temperaturlösung (bis 0,05 K bei Raumtemperatur) aus. Ihre spektrale Empfindlichkeit liegt im Wellenlängenbereich zwischen $1 - 5 \mu\text{m}$. Moderne Bilderfassungssysteme auf Basis dieser Detektoren werden besonders in den Bereichen der präventiven Instandhaltung und in der wissenschaftlichen IR-Bilderfassung eingesetzt.

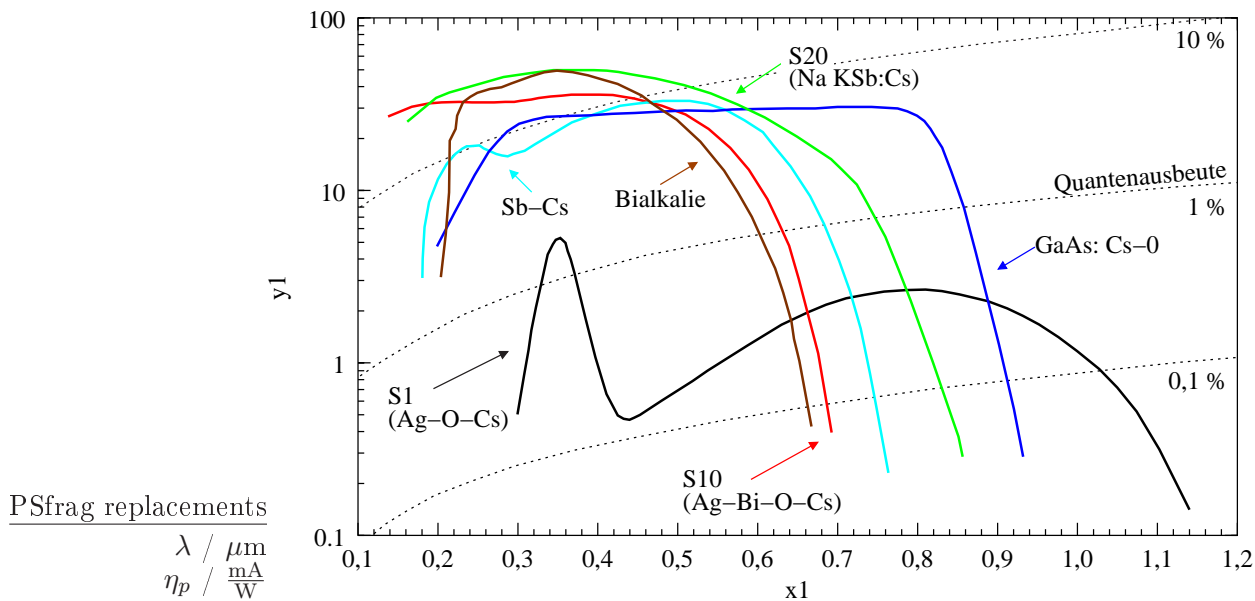


Abbildung 1.3: Spektrales Elektronen-Emissionsvermögen verschiedener Photokathodenmaterialien. Bialkali steht für binäre Mischungen aus K, Cs und Sb. Für den UV/VIS-Bereich werden auch Multialkali-Photokathoden des Typs Na-K-Cs-Sb, für den nahen IR-Bereich auch Ga-In-As- und Cs-Te-Kathoden eingesetzt. Die Abkürzungen S1, S10 und S20 sind technische Bezeichnungen für standardisierte Photokathodenmaterialien. Wesentliche Teile der Abbildung sind aus Schmidt (1994) entnommen.

1.2 VIS-Kamerasysteme

Im Bereich des VIS-Spektrums gibt es im Wesentlichen zwei Systeme zur digitalen bildhaften Erfassung von elektromagnetischer Strahlung. Neben dem CCD-Sensor, der in den meisten hochwertigeren Systemen zum Einsatz kommt, werden CMOS-Sensoren zur bildhaften Erfassung eingesetzt. Da letztere derzeit noch eine schlechtere Bildqualität aufweisen, werden sie zu überwiegenden Teilen im Bereich der Unterhaltungselektronik eingesetzt. Zu den wesentlichen Vorteilen der CMOS-Bildsensoren gehören der niedrigere Stromverbrauch, der sehr hohe dynamische Umfang und die Möglichkeit, elektrische Schaltungen bereits im eigentlichen Bildsensor zu integrieren. Vor allem die letzten beiden Punkte machen CMOS-Sensoren auch für den professionellen und wissenschaftlichen Bereich interessant [Witters und Walschap (2003)]. Eine Beschreibung der beiden Systeme entnehme man der Standardliteratur [Schmidt (1996); Holst (1998a)].

Da sich die vorliegende Arbeit mit einem ultraschnellen Bildwandlungsmodul beschäftigt und dessen VIS-Leuchtdichtevertelung mit einer VIS-Kamera erfasst werden soll, wird nun kurz die Technik dieser ultraschnellen VIS-Kameras beschrieben. Dazu bietet sich zunächst an, die Funktionsweise von intensivierten VIS-Kameras zu erläutern.

1.2.1 Intensivierte Kameras

Bei kurzen Belichtungszeiten tritt das Problem auf, dass auf Grund der begrenzten Quantenausbeute des CCD-Bildsensors geringe Eingangintensitäten nicht mehr mit

einer CCD-Kamera detektiert werden können. Wenn das Eigenleuchten eines Objektes bildhaft erfasst werden soll, muss in diesem Fall ein Bildverstärker eingesetzt werden. Am Eingang eines Bildverstärkers werden die einfallenden Photonen mit Hilfe einer Photokathode in ein „Elektronenbild“ umgesetzt. In Abbildung 1.3 sind die spektralen Empfindlichkeitskurven für die wichtigsten Materialien zusammengetragen. Es zeigt sich, dass der äußere Photoeffekt nur bis zu Wellenlängen von etwa $1,1 \mu\text{m}$ eine Umsetzung der Leuchtdichteverteilung in ein elektrisches Signal ermöglicht. Da keine Materialien existieren, die oberhalb dieser Wellenlänge arbeiten, kommen Photokathoden nur sehr stark eingeschränkt für die Erfassung von IR-Strahlungsfeldern in Frage. Um nun die einfallenden Photonen zu vervielfachen, werden die Elektronen im Bildverstärker der „1. Generation“ in einem elektrischen Feld auf eine Anode beschleunigt, die mit einer Phosphorschicht versehen ist. Die Lumineszenzstrahlung des Phosphorschirms kann dann mit einer herkömmlichen CCD-Kamera ausgelesen werden. Die Verstärkung eines solchen Bildverstärkers liegt in der Größenordnung bis zu etwa 10^7 . Nachteilig bei diesen Systemen ist, dass sie nur beschränkt gatebar sind, da die angelegte Spannung zur Beschleunigung der Elektronen mehrere kV betragen muss. Diesen Nachteil besitzen Bildverstärker der „2. Generation“ nicht mehr, da bei diesen das aus der Photokathode austretende „Elektronenbild“ mit einer niedrigen Vorspannung ($\approx 200 \text{ V}$) auf einer *Micro Channel Plate*, MCP, abgebildet wird. Die MCP, welche aus einer Vielzahl kleiner Photomultiplier besteht (typische Durchmesser eines Kanals liegen im Bereich von $10 - 20 \mu\text{m}$ bei einer Länge von etwa $0,5 \text{ mm}$), verstärkt die eintreffenden Elektronen orts aufgelöst, bevor diese schlussendlich mit einer sich an die MCP anschließenden Hochspannung auf einen Phosphorschirm beschleunigt werden. Dieser kann dann wieder mit einem CCD-Bildsensor ausgelesen werden. Da die Versorgungsspannung zwischen Photokathode und MCP relativ niedrig ist, kann der Verschluss über diese Spannung schneller und technisch einfacher geregelt werden. Die eigentliche Verstärkung wird über den Spannungsabfall an der MCP eingestellt und liegt je nach Wert zwischen 0 und 10^{14} für einen Bildverstärker der „2. Generation“. Leistungsfähige „Hochspannungs“-Pulsgeneratoren erreichen Verschlussöffnungszeiten von wenigen Nanosekunden. Sie können die kapazitive Last (ca. 100 pF) der Photokathode mit einer Flankensteilheit von $1 - 2 \text{ ns}$ schalten. Neue Bildverstärker der so genannten „3. Generation“ unterscheiden sich von der „2. Generation“ durch eine andere Photokathode. Hier wird durch Verwendung von GaAs eine höhere Lichtempfindlichkeit in einem bestimmten Spektralbereich erreicht. Nachteile dieses Typs sind eine relativ hohe Kathodenspannung von 800 V (gegenüber 200 V bei Bildverstärkern der „2. Generation“), schlechte Gatebarkeit und ein hoher Preis. Einsatz findet dieser Bildverstärker v.a. in Nachtsichtgeräten mit einem spektralen Empfindlichkeitsbereich zwischen $600 - 900 \text{ nm}$ (bis zu 20% Quantenwirkungsgrad). Die Zahlenangaben und weiterführende Informationen zu Bildverstärkern findet man bei Holst (1998a) und Ott (2002).

1.2.2 Ultraschnelle VIS-Kameras

Von besonderer Wichtigkeit für das in dieser Arbeit untersuchte IR-Bildwandlungsmodul sind so genannte ultraschnelle VIS-Framingkameras, da sich der IR-Konverter durch seine extrem hohe zeitliche Auflösung auszeichnet. Um diese Geschwindigkeiten voll auszuschöpfen, muss die Lumineszenzstrahlung der Gasentladung mit ultraschnellen VIS-Kameras erfasst werden. Bei kurzen Belichtungszeiten können wegen der relativ

geringen Intensität der Gasentladung des IR-Konverters derzeit nur intensiviert VIS-Framingkameras verwendet werden.

Im Wesentlichen gibt es in dem Bereich der Bilderfassung geringer VIS-Strahlungsfelder nur zwei Möglichkeiten, um Bildwiederholraten oberhalb von 1000 kHz zu erreichen. Die erste Typ der VIS-Framingkameras besteht darin, mehrere gatebare ICCD-Kameras hintereinander zu schalten und durch eine kurze Verzögerung den zu beobachtenden Prozess aufzuzeichnen. Nachteilig bei diesem System ist, dass die einfallende Sequenz über einen Strahlteiler auf die jeweiligen Kameras aufgeteilt werden muss. Als wesentlicher Vorteil bei diesen Systemen gilt, dass sehr hohe Bildfolgen erzielt werden können (> 100 MHz), da der zeitliche Abstand zwischen den Bildern bei diesen Systemen beliebig gewählt werden kann. Bei einigen Systemen besteht sogar die Möglichkeit, einen zeitlichen Überlapp zwischen den Bildern zu haben. Diese Funktion existiert bei dem anderen Typ der Framingkameras nicht. Bei diesem wird das „Photonenbild“ mit Hilfe einer Photokathode zunächst in ein elektrisches Bild umgesetzt, welches dann über elektrische Ablenkplatten über eine MCP auf unterschiedliche Bereiche eines Phosphorschirms abgebildet wird. Da ein solches System zur Beobachtung ultraschneller IR-Prozesse mit dem IR-Konverter verwendet wurde, wird im Abschnitt 4.1.2 auf Seite 147 die Funktionsweise dieses Kamerasystems ausführlich beschrieben. Dieses System erreicht eine Bildwiederholrate bis zu 3 MHz, welche durch die Totzeit von 300 ns zwischen den einzelnen Bildern festgelegt wird. Die minimale Belichtungszeit dieser Kamera liegt bei 50 ns. Eine Übersicht über die derzeit verfügbaren ultraschnellen VIS-Framingsysteme, die die gerade beschriebenen Anforderungen erfüllen, ist in der Tabelle A.2 im Anhang A zusammengestellt.

1.3 Der IR-Konverter — Bildwandlungsmodul von IR-Intensitätsfeldern für VIS-Kameras

Wie in den beiden vorangegangenen Abschnitten gezeigt wurde, gibt es heutzutage eine Reihe an ultraschnellen Kameras für den VIS-Spektralbereich zur Erfassung schnell veränderlicher Phänomene. Moderne Systeme erreichen Bildwiederholraten bis zu einigen 100 MHz. Solche Frequenzen sind im IR-Spektralbereich mit derzeit verfügbaren IR-Kameras dagegen nicht erreichbar. Allerdings gewinnt die bildhafte Erfassung von IR-Strahlungsfeldern immer mehr an Bedeutung. Steht die sehr schnelle und/oder ultraschnelle Erfassung dieses Spektralbereichs im Vordergrund, so zeigt sich, dass dafür keine IR-Kamerasysteme zur Verfügung stehen. In der vorliegenden Arbeit wird ein ultraschnelles IR-Kamerasystem auf der Basis eines planaren Halbleiter-Gasentladungssystems vorgestellt, das diese Lücke gewissermaßen abbauen kann. Das untersuchte IR-Kamerasystem besteht aus einem Bildwandlungsmodul, welches einfallende IR-Strahlungsfelder in eine zweidimensionale Lumineszenzstrahlungsverteilung in einer Gasschicht umsetzt. Das VIS-Spektrum dieser Gasentladung kann dann mit einer VIS-Kamera bildhaft erfasst werden. Somit lassen sich diese Geschwindigkeitsbereiche mit vorhandenen sehr schnellen und/oder ultraschnellen VIS-Kameras in Verbindung mit dem IR-Konverter im IR-Spektralbereich abdecken.

Als eine der ersten Ideen für einen solchen IR-Konverter kann das Patent von Lengnick (1933) betrachtet werden. Ähnliche Systeme zur Bilderfassung sind Systeme auf der Basis einer Corona-Entladung [Boyers und Tiller (1973), Kim (1974), Chuda-

cek und Matousek (1987)], die allerdings in der vorliegenden Arbeit nicht weiter untersucht wurden. Die ersten Implementierungen des hier untersuchten IR-Konverters gehen auf die Arbeiten Kasimov und Paritskii (1973), Kasimov et al. (1974), Kasimov und Paritskii (1975) und Astrov et al. (1977) zurück. In der Arbeit von Astrov et al. (1977) wurde ein GaAs:Cr-Halbleiterwafer als Detektor vorgeschlagen, der im Wellenlängenbereich $0,8 - 1,7 \mu\text{m}$ empfindlich ist. In der Arbeit von Astrov (1988) wurden dann auch Halbleiterwafer auf der Basis von Si als Elektroden vorgeschlagen. Je nach Dotierung des Substrats können dann unterschiedliche Wellenlängenbereiche abgedeckt werden. Zu den für den IR-Konverter bedeutendsten gehört neben Si:Zn ($\lambda = 1,1 - 3,8 \mu\text{m}$) auch Si:In ($\lambda = 1,1 - 10,6 \mu\text{m}$). Daneben sind auch Si:Au und Si:Pt im IR-Spektralbereich sensitiv, allerdings ist ihre Empfindlichkeit wesentlich geringer und Halbleiter-Gasentladungssysteme auf der Basis dieser Detektoren neigen zu raumzeitlicher Destabilisierung, die den Einsatz dieser Materialien erschweren bzw. unmöglich machen.

Auch bei Si:Zn- und Si:In-Halbleiter-Gasentladungssystemen existiert nur ein sehr kleiner Parameterraum, in dem der IR-Konverter als Bildwandlungsmodul einsetzbar ist. Erst durch das Wechselspiel einer sehr dünnenschichtigen DC-Gasentladung mit der sehr hohen Hochohmigkeit des Halbleiterwafers und passender Parameter für das Füllgas der Gasentladung kann das System als Bildwandlungsmodul eingesetzt werden [Lebedeva et al. (1994)]; in diesem Parameterraum tritt eine Stabilisierung der TOWNSEND-Entladung ein [Salamov et al. (1996), Salamov et al. (1998)]. Außerhalb dieses Parameterraums neigt der IR-Konverter — wie die meisten Halbleiter-Gasentladungssysteme — zur Strukturbildung [Willebrand et al. (1994); Astrov und Purwins (2001); Strümpel (2001); Gurevich et al. (2003b)]. Die Nichtlinearität dieser Systeme kann dabei entweder durch die Charakteristik des Halbleiterwafers und/oder durch die Charakteristik der Gasentladung verursacht werden. Strukturbildungsphänomene sind nicht zentraler Gegenstand der vorliegenden Arbeit, so dass diese nur zur Abgrenzung des Parameterraums tangiert wurden. Üblicherweise trat keine Strukturbildung bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen auf.

In erster Linie zeichnet sich der IR-Konverter durch ein hohes zeitliches Auflösungsvermögen [Astrov et al. (1993); Portsel et al. (1997); Matern (1999); Kim et al. (2001)] und einen großen dynamischen Umfang mit einem sehr geringen Rauschanteil aus [Marchenko et al. (2002a,b)]. In verschiedenen Applikationen konnte außerdem die Funktionstüchtigkeit des IR-Konverters nachgewiesen werden [Willebrand et al. (1995); Portsel et al. (1999); Matern et al. (2002a,b); Träger et al. (2003)].

1.4 Gliederung der vorliegenden Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Teile. Im ersten Teil erfolgt eine Systemcharakterisierung und -optimierung (Kapitel 2 und 3); im zweiten (Kapitel 4) erfolgt die Erprobung des IR-Konverters in Applikationen, bei denen eine sehr schnelle oder ultraschnelle Erfassung von IR-Strahlungsfeldern gefordert ist.

Das zweite Kapitel beschreibt die allgemeinen Grundlagen des experimentellen Systems. Nach der Darlegung der physikalischen Eigenschaften der verwendeten Halbleiterwafer wird der IR-Konverter in den gasentladungsphysikalischen Zusammenhang eingeordnet. Auch werden die charakteristischen Eigenschaften des verwendeten Systems

eingehend erörtert, um den IR-Konverter von den klassischen Gasentladungssystemen abgrenzen zu können.

Im dritten Kapitel werden nach der Beschreibung des experimentellen Aufbaus (Abschnitt 3.1) die wichtigsten Systemeigenschaften des IR-Konverters charakterisiert. Dazu werden zunächst die absoluten spektralen Empfindlichkeiten der verwendeten Halbleiterwafer, die Konversionsfaktoren am Eingang und am Ausgang des IR-Konverters und dessen dynamischer Bereich bestimmt (Abschnitt 3.2). Daran schließen sich Untersuchungen zum zeitlichen Antwortverhalten des IR-Konverters an (Abschnitt 3.3). Ausgehend von experimentellen Ergebnissen zum räumlichen Auflösungsvermögen (Abschnitt 3.4), wird im letzten Abschnitt des dritten Kapitels ein bezüglich der räumlichen Auflösung optimiertes System vorgestellt (Abschnitt 3.5).

Im vierten Kapitel erfolgt die Erprobung des IR-Konverters in unterschiedlichen Anwendungsfeldern, bei denen ein sehr hohes raumzeitliches Auflösungsvermögen gefordert ist. Zu diesem Zweck wurde ein kompaktes Bildwandlungsmodul entwickelt, das mit Hilfe eines kompakten elektrischen Kühlers betrieben werden kann (Abschnitt 4.1). Die zentralen Anwendungen, die im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden, umspannen die Laserstrahlprofilanalyse verschiedener IR-Laser (Abschnitt 4.2) und die schnelle Thermographie (Abschnitt 4.3 und 4.4).

Kapitel 2

Funktionsweise und physikalische Eigenschaften des IR-Konverters

Der IR-Konverter besteht aus einem Bildwandlungsmodul, das in einem Kryostaten thermisch und elektrisch isoliert wird. Das Bildwandlungsmodul ist ein planares, gleichspannungsbetriebenes Halbleiter-Gasentladungssystem, das je nach den Eigenschaften des Halbleiterwafers unterschiedliche Wellenlängenbereiche und Strahlungsintensitäten in ein sichtbares, zweidimensionales Lumineszenzbild umwandelt. Die Erfassung und Digitalisierung der Lumineszenzstrahlung im Sichtbaren erfolgt mit einer nachgeschalteten VIS-Kamera.

In diesem Kapitel wird das Bildwandlungsmodul des IR-Konverters vorgestellt. Die physikalischen Grundlagen und die prinzipielle Realisierung des Bildwandlungsmoduls werden in Abschnitt 2.1 dargelegt. Das Verhalten des Bildwandlungsmoduls wird im Wesentlichen durch die Eigenschaften des Halbleiterwafers und der sich daran anschließenden Gasentladungsschicht geprägt. Die wichtigsten Aspekte des Halbleiterwafers werden in Abschnitt 2.2 diskutiert. In Abschnitt 2.3 wird neben einem allgemeinen Überblick über verschiedene Gasentladungsregime auf die besonderen Eigenschaften des in dieser Arbeit verwendeten Halbleiter-Gasentladungssystems eingegangen. Die optischen Eigenschaften einer Gasentladung werden im letzten Abschnitt (Abschnitt 2.4) betrachtet. Dabei steht die Frage der räumlichen Ausbreitung angeregter Atome im Vordergrund.

2.1 Prinzipielle Funktionsweise

Der schematische Aufbau des IR-Konverters ist in Abbildung 2.1 skizziert. Der Halbleiterwafer (2) hat typischerweise einen Durchmesser von 30 mm. Als Halbleitermaterialien kommen nur Wafer mit einem spezifischen Widerstand von mindestens $10^7 \Omega \text{ cm}$ in Frage. In der vorliegenden Arbeit wurde ausschließlich mit Si:Zn und Si:In Wafern gearbeitet. Diese besitzen auf der Eingangsseite eine homogene elektrische Kontaktierung (1), die für die einfallende IR-Strahlung transparent ist. Als elektrische Kontaktierung werden entweder implantierte Borschichten oder aufgedampfte Goldschichten benutzt. An den Halbleiter grenzt eine Gasschicht (4) an, deren Dicke durch den Distanzhalter (3) zwischen 10 und 100 μm gehalten wird. Der Distanzhalter beschränkt die aktive Fläche auf einen Durchmesser von etwa 25 mm. Als Gase kommen He, Ne, Ar, N_2 sowie deren Mischungen bei einem Druck von 50 bis 1000 hPa zum Einsatz. Den elektrischen Kon-

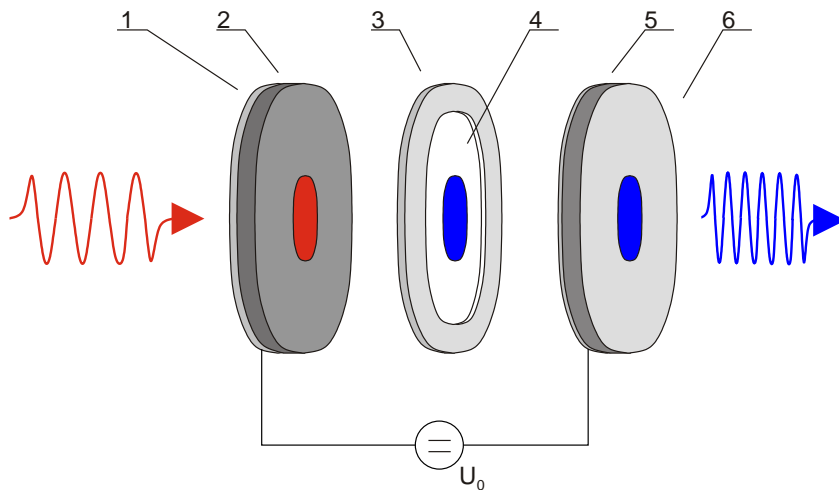


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des in dieser Arbeit untersuchten Bildwandlungsmoduls: (1) für IR-Strahlung transparente elektrische Kontaktschicht, (2) Halbleiterwafer, (3) dielektrischer Distanzhalter, (4) Gasentladungsschicht, (5) für sichtbares Licht transparente Kontaktschicht, (6) Glasscheibe. Das System wird über eine gleichspannungsbetriebene Hochspannungsquelle U_0 versorgt.

takt auf der Ausgangsseite bildet eine für VIS-Licht transparente Schicht (5), die auf eine Glasscheibe (6) aufgebracht ist. Die transparente Elektrode ist eine ITO-Schicht (Indium-Zinn-Oxid). Das System wird typischerweise mit Gleichspannung zwischen 400 und 1000 V versorgt. Üblicherweise wird der elektrische Kontakt auf dem Halbleiterwafer als Kathode und die ITO-Schicht der Glasscheibe als Anode beschaltet.

Grundsätzlich arbeitet der IR-Konverter wie folgt: von links einfallende IR-Strahlung führt auf Grund des inneren Photoeffekts zu einer Modulation des Leitwertes des Halbleiterwafers. Dies hat wiederum zur Folge, dass im Entladungsraum der Gasentladungsschicht die Stromdichte und die Lumineszenz der Gasentladung im Sichtbaren dementsprechend moduliert werden. Auf diese Weise werden IR-Bilder mit hoher Genauigkeit und breitem dynamischen Bereich proportional ins Sichtbare umgesetzt. Die beschriebene Konversion vom IR ins Sichtbare erfolgt auf Grund sehr schneller physikalischer Prozesse auf einer Zeitskala von 10^{-5} bis 10^{-8} s.

2.2 Physikalische Eigenschaften der Halbleiterwafer

Wesentlicher Bestandteil des Bildwandlungsmoduls ist der Halbleiterwafer, welcher für die Umsetzung der einfallenden IR-Strahlung in ein elektrisches Signal verantwortlich ist. Auf Grund der physikalischen Eigenschaften der nachgeschalteten Gasentladungsschicht muss der als Elektrode verwendete Halbleiterwafer sehr hochohmig sein. In den bisher durchgeführten Experimenten hat sich herausgestellt, dass der spezifische Widerstand des Wafers für einen sinnvollen Betrieb des IR-Konverters deutlich oberhalb von $10^7 \Omega\text{cm}$ liegen sollte. Ansonsten kann das Halbleiter-Gasentladungssystem zur raumzeitlichen Destabilisierung und zur Strukturbildung neigen. Ein weiterer Grund für die erforderliche Hochohmigkeit der Halbleiterwafer ist, die damit erzielte Begrenzung des

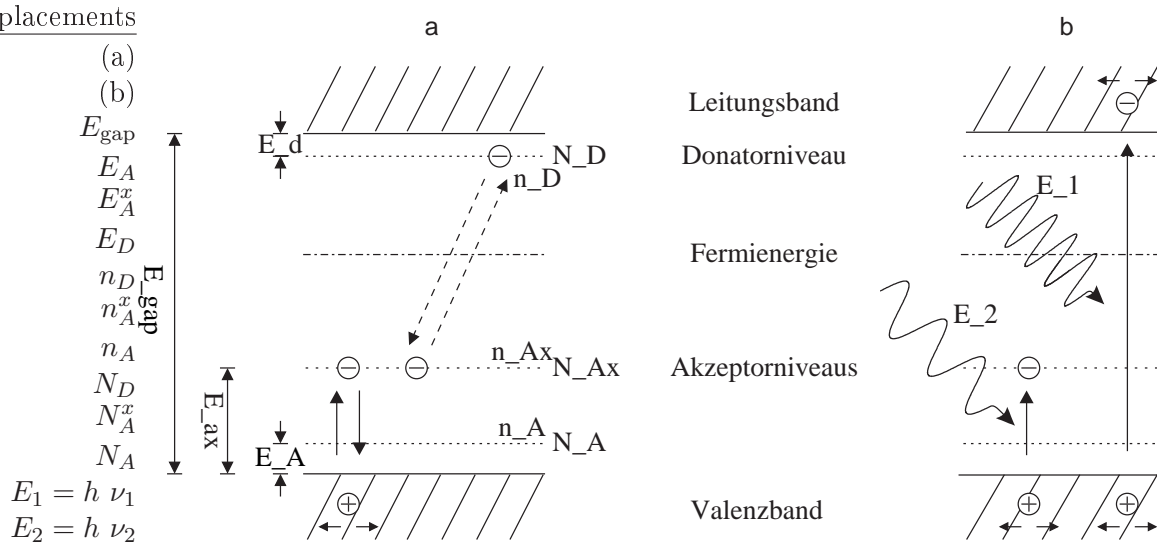


Abbildung 2.2: Vereinfachtes Bändermodell der Halbleiterwafer Si:Zn und Si:In. (a) Funktionsweise der Halbleiter. (b) Wechselwirkung mit IR-Strahlung. Die Variable x steht für die beiden unterschiedlichen Halbleitertypen, die entweder mit $x = \text{Zn}$ oder $x = \text{In}$ dotiert sind.

Stromes. Bei zu hohen Strömen, was höheren Leitwerten entspricht, steigt der Dunkelstrom des Bildwandlungsmoduls zu stark an. Durch die dadurch entstehende thermische Belastung kann der IR-Konverter zerstört werden.

2.2.1 Bändermodell von Si:Zn und Si:In

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei unterschiedliche Typen von Halbleiterwafern verwendet. Beide werden auf der Basis von Silizium hergestellt, welches mit verschiedenen Störstellen dotiert wird. Je nach Dotierungsart können diese extrinsischen Halbleiter Wellenlängen zwischen $\lambda = 1,1 - 3,8 \mu\text{m}$ (Si:Zn) bzw. $\lambda = 1,1 - 10,6 \mu\text{m}$ (Si:In) detektieren. Um die notwendige Hochohmigkeit zu erreichen, müssen beide Typen allerdings auf mindestens $T = 100 \text{ K}$ gekühlt werden.

Das zu den beiden Halbleiterwafern dazugehörige Bänderschema ist in Teil a und die Wechselwirkung zwischen einfallender elektromagnetischer Strahlung und den Halbleiterwafern in Teil b der Abbildung 2.2 vereinfacht dargestellt. Die Bandlücke von Si beträgt $E_{\text{gap}} = 1,1 \text{ eV}$, womit ein reiner Si-Halbleiterwafer für Photonen bis zur einer Wellenlänge von $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$ empfindlich ist. Durch die Dotierung mit so genannten tiefen Störstellen, welche Energieabstände E_A^x vom Valenzband aufweisen, wird eine Anregung durch niedrigere Quantenenergien möglich. Die Niveaus haben einen Abstand zum Valenzband von $E_A^{\text{Zn}} = 0,31 \text{ eV}$ [Fuller und Morin (1957)] bzw. $E_A^{\text{In}} = 0,156 \text{ eV}$ [Newman (1955)]. Die Dotierungskonzentration beider Niveaus liegt in der Größenordnung von $N_A^x = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Dagegen stammt das Niveau $E_A \approx 0,04 \text{ eV}$ von natürlichen Verunreinigungen, welche durch eine entsprechende Besetzungsdichte des Donatorniveaus bei $E_D \approx 0,04 \text{ eV}$ derart eingestellt werden, dass die Konzentrationsdifferenz zwischen beiden Niveaus bei $N_D - N_A \cong 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ liegt. Durch diese Kompensation wird sichergestellt, dass bei einer Temperatur von etwa $80 - 100 \text{ K}$ nur rund 1 % der Zn- bzw. In-Akzeptorplätze besetzt sind und der Halbleiterwafer die geforderte Hochohmigkeit besitzt, welche bei den Si:Zn-Halbleiterwafern in der Größenordnung von etwa $10^9 \Omega \text{ cm}$

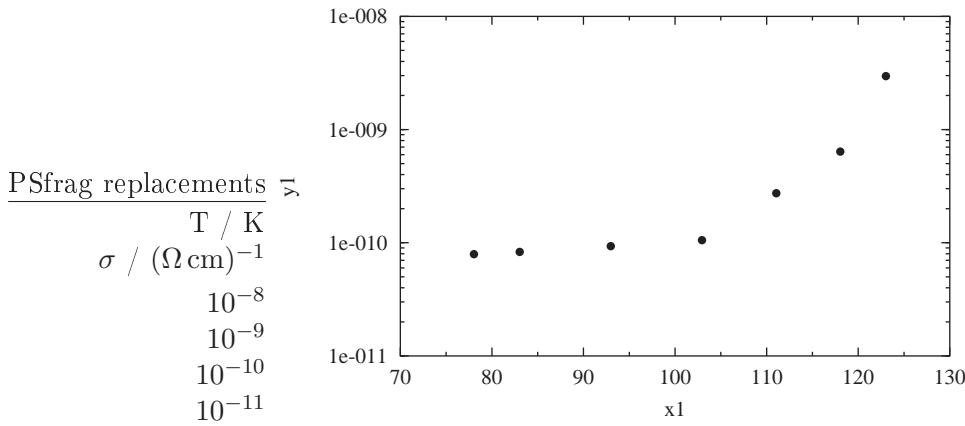


Abbildung 2.3: Abhängigkeit des Leitwerts eines Si:Zn-Halbleiterwafers von dessen Temperatur. Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer N-19, elektrische Schicht Bor-Si:Zn-Gold.

liegt (vgl. mit den experimentellen Daten aus Abbildung 2.3).

Durch den inneren Photoeffekt werden je nach Wellenlänge der einfallenden elektromagnetischen Strahlung unterschiedliche Niveaus mit Ladungsträgern besetzt. Bei Wellenlängen kürzer als $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$ findet eine Band-Band-Anregung statt. Bei längeren Wellenlängen werden Ladungsträger aus dem Valenzband in das Akzeptorniveau E_A^x angehoben. Je nach dessen Lage wird die Cutoff-Wellenlänge festgelegt. Mit den oben angegebenen Werten erreicht der Si:Zn eine Wellenlänge von $\lambda = 4,0 \mu\text{m}$ bzw. Si:In eine Wellenlänge von $\lambda = 7,9 \mu\text{m}$. Wie die experimentellen Untersuchungen in Abschnitt 3.2.2 zeigen, ist es mit einem Si:In-Detektor sogar möglich, Wellenlängen oberhalb der angegebenen zu erreichen. Die Ursache dafür kann das Vorhandensein weiterer tiefliegender Akzeptorniveaus sein. Experimentelle Untersuchungen an Si:In-Halbleitern haben gezeigt, dass neben dem Hauptniveau noch weitere Störstellen existieren, die bei $E_A^{\text{In}} = 0,11 \text{ eV}$ liegen [Thomas et al. (1977)] und einer Wellenlänge $\lambda = 10,8 \mu\text{m}$ entsprechen.

Spezifische Empfindlichkeit von Si:Zn

Die spezifische Empfindlichkeit R_{in} ist das Verhältnis zwischen der durch den Wafer fließende Stromdichte j_{HL} und der einfallenden Bestrahlungsstärke $E_{\text{in},\lambda}$. Die Stromdichte j_{HL} lässt sich durch

$$j_{\text{HL}} = \eta \cdot q \cdot \phi_{\text{in},\lambda} \cdot \frac{\tau}{T_t} \quad (2.1)$$

beschreiben. Die Größe η beschreibt die Absorption der einfallenden Quanten, q ist die Elementarladung, $\phi_{\text{in},\lambda}$ ist der Photonenflussdichte, τ ist die Lebenszeit der Löcher und T_t ist Übergangszeit. Unter Vernachlässigung von Reflexionen an der Waferoberfläche kann die Absorption im Halbleiterwafer durch

$$\eta = 1 - \exp\{-\sigma_{\text{ph}} \cdot N_A \cdot d_{\text{HL}}\} \quad (2.2)$$

berechnet werden. N_A ist die Dotierungskonzentration der Akzeptorniveaus und σ_{ph} ist der Wirkungsquerschnitt der Photoionisation. Mit dem Spannungsabfall U_{HL} und der

Dicke d_{HL} des Halbleiterwafers lässt sich die Übergangszeit durch

$$T_t \approx \frac{d_{\text{HL}}}{2 \cdot v} = \frac{d_{\text{HL}}}{2 \cdot \mu_p E_{\text{HL}}} = \frac{d_{\text{HL}}^2}{2 \cdot \mu_p U_{\text{HL}}} \quad (2.3)$$

ausdrücken. Da die Absorption klein ist und die Photonen entlang der gesamten Dicke d_{HL} des Wafers gleichmäßig absorbiert werden, wird bei der Berechnung der Übergangszeit die zurückgelegte Strecke durch den Ausdruck $d_{\text{HL}}/2$ angenähert. Wenn c_{p1} die Einfangrate der Elektronen beschreibt, lässt sich die Lebenszeit der Löcher durch

$$\tau = \frac{1}{N_A c_{p1}} \quad (2.4)$$

beschreiben. Setzt man die Gleichungen 2.3 und 2.4 in die Gleichung 2.1 ein, ergibt sich für die spezifische Empfindlichkeit

$$R_{\text{in}} = \frac{j_{\text{HL}}}{E_{\text{in}, \lambda}} = (1 - \exp\{-\sigma_{\text{ph}} \cdot N_A \cdot d_{\text{HL}}\}) \cdot \frac{2 \cdot q}{h \nu} \cdot \frac{\mu_p U_{\text{HL}} \cdot N_A c_{p1}}{d_{\text{HL}}^2} \quad (2.5)$$

der verwendeten Si-Halbleiterwafer. Die Bestrahlungsstärke wird über $\phi_{\text{in}, \lambda} = \frac{E_{\text{in}, \lambda}}{h \nu}$ in eine Photonenflussdichte umgerechnet werden.

Bei einer Wellenlänge $\lambda = 2,3 \mu\text{m}$, einer Dicke $d_{\text{HL}} = 0,01 \text{ cm}$, einem Spannungsabfall $U_{\text{HL}} = 500 \text{ V}$ und einer Temperatur des Halbleiterwafers von $\approx 100 \text{ K}$ lassen sich die übrigen Größen aus der Literatur [Milnes (1973); Wang et al. (1984)] durch $\sigma_{\text{ph}} = 2,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2$, $\mu_p = 1340 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$, $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $c_{p1} = 1,0 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$ beschreiben. Mit diesen Werten ergibt sich eine spezifische Empfindlichkeit für Si:Zn von

$$R_{\text{in}} \approx 0,3 \text{ A/W.}$$

2.2.2 Kennlinien der unterschiedlichen Si-Halbleiterwafer

Für den Betrieb der Halbleiterwafer in einem IR-Konverter zur IR-Bilderfassung muss sichergestellt sein, dass die verwendeten Detektoren eine monoton steigende Charakteristik aufweisen. Dafür wurde ein Halbleiterwafer mit einer implantierten Borschicht auf der anderen Seite mit einer Goldschicht bedampft, so dass der Halbleiterwafer zwei Kontakte besitzt. Die Abbildung 2.4 zeigt exemplarisch die Kennlinien für einen Si:Zn-Halbleiterwafer, die sich bei unterschiedlicher Beleuchtung einstellen. Als Strahlquelle wurde ein schwarzer Strahler benutzt, dessen abgestrahlte Intensität über die Temperatur T_{BB} geregelt wurde. Es zeigt sich, dass der Si:Zn-Halbleiterwafer über einen sehr großen Bereich einen fast linearen Verlauf aufweist, und sich somit für den Einsatz als IR-Detektor im IR-Konverter eignet. Ein ähnliches Verhalten von Si:Zn-Halbleiterwafern, allerdings bei unterschiedlichen Betriebstemperaturen des Materials, wurde auch von Maher et al. (1969) beobachtet.

Auch der Si:In-Halbleiterwafer zeichnet sich durch einen monotonen und nahezu linearen Verlauf der Strom-Spannungskennlinie aus. In der Arbeit Preier (1968) wurde bei 80 K für einen Wafer mit ähnlichen Parametern die Kennlinie experimentell bestimmt. Der Verlauf der Kurve weist eine ähnliche Charakteristik wie die in Abbildung 2.4 auf. Wird der Wafer mit IR-Licht beleuchtet, verschiebt sich die Kurve ebenfalls wie die des hier verwendeten Si:Zn-Halbleiterwafers zu höheren Stromwerten.

PSfrag replacements

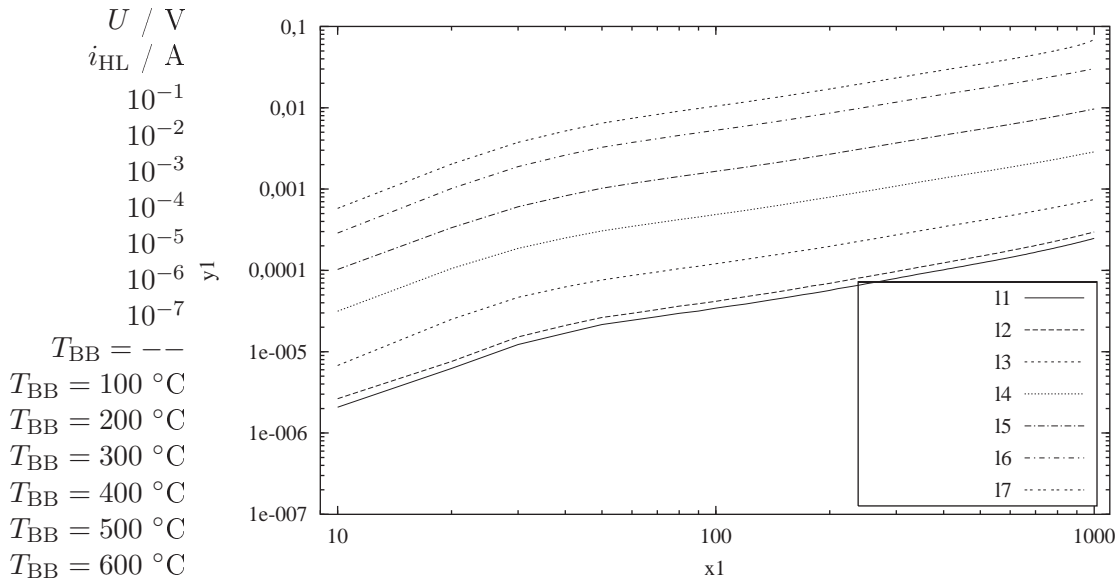


Abbildung 2.4: Experimentelle Kennlinien eines mit einem schwarzen Strahler illuminierten gekühlten Si:Zn-Halbleiterwafers für unterschiedliche Temperaturen T_{BB} . Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-70, elektrische Schicht Bor-Si:Zn-Gold, $T_{HL} \approx 100 \text{ K}$, Aperturdurchmesser des schwarzen Strahlers 12,7 mm, BaF₂-Optik, Abbildungsmaßstab 1:1.

2.2.3 Weitere getestete Halbleiterwafer

Neben den beschriebenen Materialien, die über das loffe Institut St. Petersburg bezogen wurden, wurden weitere Halbleiterwafer im IR-Konverter getestet. Die Auswahl erfolgte nach zwei Gesichtspunkten. Einerseits musste das Material für IR-Strahlung empfindlich sein, andererseits sollte der spezifische Widerstand möglichst hoch sein, um die fließenden Ströme möglichst klein zu halten und die Gasentladung zu stabilisieren (vgl. Abschnitt 2.3.6). Idealerweise sollte die geforderte Hochohmigkeit bereits bei hohen Temperaturen ($T \leq 300 \text{ K}$) vorhanden sein, um auf eine Kühlung verzichten zu können.

Sämtliche Wafer wurden in einer IR-Konverter typischen Konfiguration getestet. Die Eingangsseite des Halbleiterwafers wurde zunächst mit einer für IR-Strahlung transparenten Elektrode versehen, welche aus einer aufgedampften dünnen Goldschicht bestand. Die Dicke der Gasschicht wurde auf $d_{\text{gap}} = 100 \text{ } \mu\text{m}$ gesetzt und mit Ar befüllt. Als Gegenelektrode diente eine auf Glas aufgebrachte ITO-Schicht, die für VIS-Licht transparent ist. Über eine DC-Spannungsquelle wurde das Bildwandlungsmodul derart elektrisch versorgt, dass der Halbleiterwafer die Kathode war.

Es wurden zunächst reines GaAs- und GaAs:Cr-Halbleiterwafer unterschiedlicher Hersteller getestet. Trotz praktisch identischer Spezifikationen seitens der Hersteller sind nur GaAs:Cr-Halbleiterwafer des loffe Instituts St. Petersburg für den Betrieb im IR-Konverter tauglich. Zwar besitzen alle Wafer (sowohl reines GaAs als auch GaAs:Cr) einen spezifischen Widerstand von mindestens $10^8 \text{ } \Omega \text{ cm}$ bei $T = 300 \text{ K}$ [Levinshtein und Rumyantsev (1996)], dennoch sind sowohl die übrigen Cr dotierten Wafer als auch sämtliche getestete GaAs-Halbleiterwafer für den Betrieb im IR-Konverter ungeeignet. Die Strukturbildung bei GaAs kann teilweise durch die nichtlineare Kennlinie der Halblei-

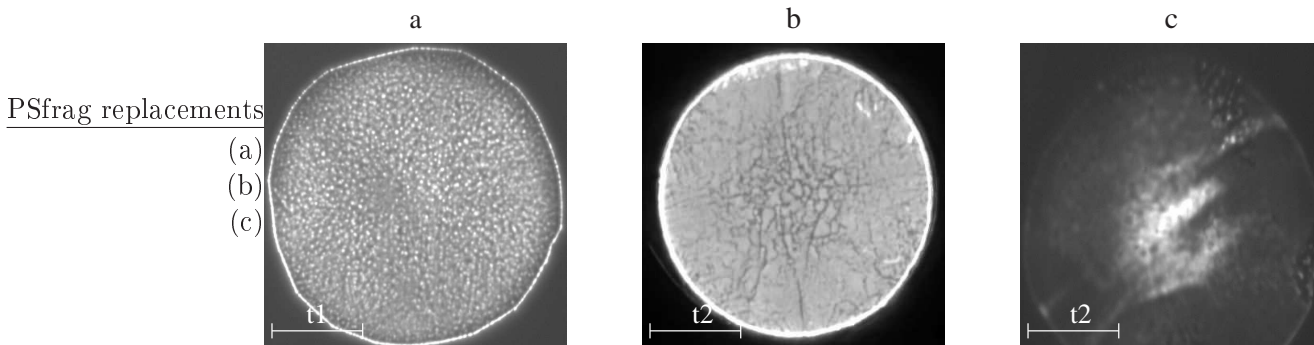


Abbildung 2.5: Homogenität verschiedener Halbleiterwafer, die unter typischen IR-Konverter Bedingungen getestet wurden. Die Inhomogenitäten in (a) sind raumzeitliche Strukturbildungsphänomene, die abhängig von der einfallenden IR-Strahlung sind. In (b) handelt es sich um stationäre räumliche Inhomogenitäten, die mit einfachen Bildverarbeitungsalgorithmen beseitigt werden können, so dass dieses Material für den IR-Konverter tauglich ist. Im Fall (c) zündete weder eine homogene Gasentladung, noch konnte eine Intensitätsmodulation der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung durch IR-Bestrahlung erzielt werden. Die Wafer aus (a) und (c) sind nicht für den IR-Konverter geeignet. Parameter (a): GaAs:Cr der Firma CrysTec, $U_0 = 700$ V, $p = 155$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100$ μm , $i_{\text{IRK}} = 0,96$ mA. Parameter (b): GaAs:Cr vom loffe Institut St. Petersburg, $U_0 = 600$ V, $p = 250$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100$ μm . Parameter (c): InP:Fe der Firma Matec, $U_0 = 400$ V, $p = 345$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100$ μm .

terwafer begründet werden [Gurevich et al. (2003a), Gurevich et al. (2003b)]. Außerdem reagierten die GaAs-Halbleiterwafer der Firmen CrysTec und Freiburger kaum bis gar nicht auf einfallende IR-Strahlung. Ein ähnliches Szenario ergab sich mit InP:Fe als Elektrodenmaterial. Sowohl die Stabilisierung der Gasentladung als auch die Modulation der Leuchtdichte der Gasentladung durch einfallende IR-Bestrahlung war erfolglos, obwohl auch dieses Material einen spezifischen Widerstand von knapp 10^8 Ω cm bei $T = 300$ K besitzt [Dargys und Kundrotas (1994)]. In Abbildung 2.5 sind exemplarisch drei Ergebnisse zusammengetragen. Nur der GaAs:Cr-Halbleiterwafer in (b), der vom loffe Institut St. Petersburg stammt, ist für den IR-Konverter tauglich.

2.3 Physikalische Eigenschaften einer Gasentladung

Die Gasentladungsschicht des IR-Konverters setzt die Widerstandsmodulation des Halbleiterwafers in eine zweidimensionale Leuchtdichteverteilung um. Die folgende, kurz gehaltene Beschreibung einer Gasentladung zwischen zwei metallischen Elektroden beschreibt nur die zentralen Zusammenhänge zur Charakterisierung des verwendeten Systems dieser Arbeit. Im Wesentlichen sind das die Strom-Spannungskennlinie im Bereich der TOWNSEND- bis Glimmentladung, sowie die damit verbundenen durch den im Gas fließenden elektrischen Strom verursachten Leuchterscheinungen. Die detaillierten Darstellungen in den Lehrbüchern und Nachschlagewerken zu diesem Thema beziehen sich typischerweise auf klassische Aufbauten. Im Fall der gleichspannungsbetriebenen Gasentladung handelt es sich um Entladungen, welche einen Elektrodenabstand von üblicherweise einigen Zentimetern bis hin zu einigen Dezimetern aufweisen. Der Durchmesser der Elektroden ist typischerweise bis zu einigen Zentimetern lang. Somit ist bei solchen Systemen die laterale Ausdehnung des Entladungsraums gegenüber der longi-

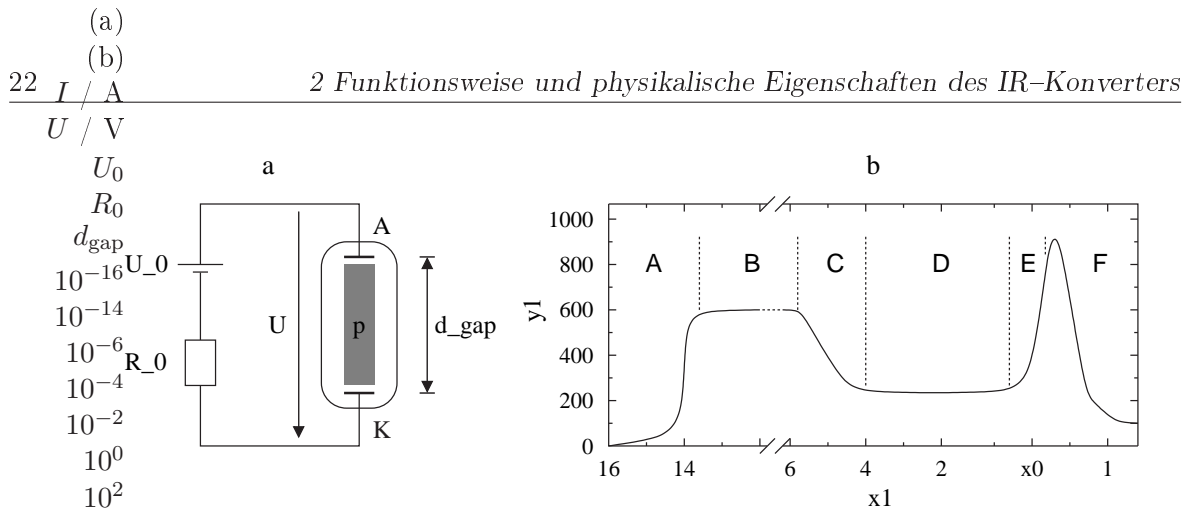


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau einer typischen Gasentladung (a) mit der dazugehörigen Strom–Spannungs–Kennlinie (b). Die eingezeichneten Strom- bzw. Spannungswerte entsprechen typischen Größenordnungen einer Gasentladung, wobei die genauen Werte stark vom verwendeten System abhängig sind. Die gekennzeichneten Bereiche entsprechen verschiedenen Zuständen der Entladung. A: unselbstständige Entladung, B: TOWNSEND–Entladung, C: subnormale Glimmentladung, D: Glimmentladung, E: abnormale Glimmentladung, F: Bogenentladung.

tudinalen klein. Dies entspricht einem kleinen Aspektverhältnis. Da sich das in der vorliegenden Arbeit verwendete System grundlegend von dieser Geometrie unterscheidet, denn es besitzt ein großes Aspektverhältnis, wird auf die damit verbundenen Besonderheiten im Anschluss an die Beschreibung der klassischen Gasentladung eingegangen.

2.3.1 Allgemeine Bemerkungen

Unter normalen Bedingungen stellen Gase einen guten Isolator dar. Bei hinreichend großen elektrischen Feldern können sie in einen leitenden Zustand überführt werden. Abbildung 2.6.a stellt schematisch den Versuchsaufbau einer klassischen Gasentladung dar. Dieser besteht aus einem mit Gas gefüllten Gefäß und zwei metallischen Elektroden im Abstand d_{gap} , welche durch eine äußere Beschaltung ein elektrisches Feld im Gasentladungsraum erzeugen. Die positive Elektrode ist die Kathode K und die negativ geladene die Anode A. Der Widerstand R_0 beschränkt den Strom, der durch das System fließt, und definiert den Arbeitspunkt der Strom–Spannungskennlinie. Üblicherweise handelt es sich bei solchen Systemen um Entladungen mit einem Abstand der Elektroden von $d_{\text{gap}} \approx 10 - 100$ cm und einem Durchmesser der Elektroden von $D \approx 1$ cm [Raizer (1991)]. Somit besitzen diese Systeme ein Aspektverhältnis, das deutlich kleiner als eins ist. Der Druckbereich liegt typischerweise zwischen $p \approx 10^{-2} - 10^2$ hPa.

Der primäre Prozess zur Erzeugung einer Gasentladung beruht auf der Ionisation eines zunächst neutralen Atoms oder Moleküls durch z.B. eine äußere Quelle oder durch einen im Gas erzeugten Ladungsträger. Auf Grund des elektrischen Feldes driften die Elektronen zur Anode A und die ionisierten Atome bzw. Moleküle zur Kathode. Dieser Teilchenstrom im Gasraum ruft einen elektrischen Stromfluss in der äußeren Beschaltung hervor. Die Klassifizierung der Gasentladung erfolgt im Allgemeinen durch die Strom–Spannungs–Charakteristik. Die Einteilung in Abbildung 2.6.b stellt die wesentlichen Regime dar. Die eingezeichneten Werte sind sowohl für den Strom als auch für die Spannung sehr stark von dem verwendeten System und seinen Parametern abhängig und spiegeln in der gewählten Darstellung typische Werte für einen klassischen Aufbau

wider. Generell nennt man den ersten Bereich der Strom–Spannungs–Charakteristik unselbstständige Entladung. Oberhalb dieses Bereiches spricht man von einer selbstständigen Entladung, welche sich in weitere Typen einteilen lässt. Die Entstehung einer selbstständigen Entladung etabliert sich durch die Erzeugung von Elektronen und Ionen, wobei diese im Gasraum selbst erzeugt werden und der Strom auch ohne Mitwirkung einer äußeren Quelle unterhalten werden kann. Dabei haben die Regime oberhalb der so genannten TOWNSEND–Entladung (Bereich B) für das in der vorliegenden Arbeit verwendete System keine besondere Bedeutung mehr, so dass auf eine detaillierte Darstellung dieser Bereiche verzichtet wird. Ebenfalls wird die Beschreibung des TOWNSEND Regimes mit dem Verweis auf die Standardliteratur [Flügge (1956b); Wiesemann (1976); Chen (1984); Raizer (1991)] kurz gehalten und soll sich auf die wesentlichen Aspekte des verwendeten Bereichs beschränken.

2.3.2 Die unselbstständige Gasentladung

Die Bewegung der Ladungsträger im Gasraum kann im Allgemeinen als die Überlagerung zweier Bewegungstypen angesehen werden. Zunächst tritt eine ungeordnete thermische Bewegung der einzelnen Ladungsträger auf, da diese durch Stöße mit neutralen Atomen bzw. untereinander eine Temperatur annehmen. Auf Grund des elektrischen Feldes ist die stochastisch verteilte Bewegung durch eine Drift entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes überlagert. Die unselbstständige Entladung (Bereich A in Abbildung 2.6.b) zeichnet sich dadurch aus, dass die Ladungsträger durch äußere Quellen erzeugt werden. Die z.B. durch eine radioaktive Quelle oder durch UV–Strahlung erzeugten Ionen und Elektronen driften auf Grund der ausgeübten Kraft durch das elektrische Feld auf die Elektroden, deren Polarität der ihrer Ladung entgegengesetzt ist, zu und werden beim Auftreffen absorbiert (Elektronen) oder entladen (Ionen) und somit dem Entladungsraum entzogen. Durch Rekombination oder Diffusion zu den Wänden werden ebenfalls Ladungsträger der Gasentladung entzogen. Bei einer konstanten Rate zur Ladungsträgererzeugung steigt der Strom bei kleinen Versorgungsspannungen zunächst linear an. Dieser Bereich der unselbstständigen Entladung wird auch Proportionalitätsbereich genannt. Danach erreicht der Stromfluss eine Sättigung, da die Anzahl der erzeugten Ladungsträger auf Grund der äußeren Ionisationsrate konstant ist und sämtliche Ladungsträger aus dem Entladungsraum entfernt werden. Üblicherweise erreicht eine unselbstständige Entladung Stromdichten in der Größenordnung von 10^{-10} A/cm². Ein weiterer Anstieg des Stromes ohne Erzeugung weiterer Ladungsträger ist nicht mehr möglich. Erst beim Übergang zur selbstständigen Entladung kann der Strom sprunghaft ansteigen, da nun im Gasraum selber neue Ladungsträger erzeugt werden können.

2.3.3 Die selbstständige Gasentladung

Geht die unselbstständige Entladung in eine selbstständige Entladung über, spricht man auch von der „Zündung einer Gasentladung“. Dieser Begriff zur Beschreibung des Übergangs aus dem fast stromlosen Zustand in einen stromführenden umfasst eine Vielzahl verschiedenartiger Phänomene. Äußerlich ist dieser Übergang durch das Auftreten einer durch Anregung der Gasatome bzw. Gasmoleküle hervorgerufenen Lumineszenzerscheinung im Gasentladungsraum zu erkennen. Die Einteilung der unterschiedlichen Regime erfolgt an Hand der Strom–Spannungs–Kennlinie (vgl. Abbildung 2.6), auf die — mit

Ausnahme der für die vorliegende Arbeit bedeutenden TOWNSEND-Entladung — nicht weiter eingegangen wird.

Physikalisch betrachtet wird für eine selbstständige Entladung eine konstante Erzeugungsrate an Ladungsträgern im Entladungsraum benötigt, die durch im Entladungsraum erzeugte Elektronen bzw. Ionen generiert wird. Diese Generation von Elektronen kann in einen Primärprozess, bei dem durch direkte Ionisation der Gasatome bzw. Gas-moleküle Ladungsträger erzeugt werden, und in weitere Sekundärprozesse unterteilt werden.

2.3.4 Die TOWNSEND-Entladung

Der Zündmechanismus ist von der Ladungsträgerverteilung innerhalb der Gasentladung abhängig. Die Zündung erfolgt über den so genannten TOWNSEND-Mechanismus. Da es sich bei dem IR-Konverter um ein Gasentladungssystem mit einer kalten Kathode handelt, wird der wichtigste Sekundärprozess durch das Auslösen von Elektronen aus der Kathode durch die Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen mit dieser Kathode beschrieben.

Die Erzeugung von Ladungsträgern durch Stoßionisation im Gasvolumen wird durch

$$\frac{dN}{dx} = \alpha N \quad (2.6)$$

beschrieben. Die Proportionalitätskonstante α ist der erste TOWNSEND-Koeffizient, der für Edelgase durch die vom reduzierten elektrischen Feld E/p abhängige empirische Formel

$$\alpha(E/p) = Ap \exp\left(\frac{-Bp}{E}\right) \quad (2.7)$$

beschrieben werden kann. Die Konstanten A und B sind Größen, die von der Art des verwendeten Gases abhängen. Die Größe N in Gleichung 2.6 bezeichnet die Elektronenanzahl. Wenn N_0 die Anzahl der Elektronen an der Kathode ($x = 0$) beträgt, dann entwickelt sich zur Anode eine Elektronenlawine, die sich durch

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x} \quad (2.8)$$

beschreiben lässt. Um nun eine selbstständige Gasentladung aufrecht zu erhalten, muss für eine TOWNSEND-Entladung mit einer Dicke d_{gap} die Zündbedingung

$$\gamma \left(e^{\alpha d_{\text{gap}}} - 1 \right) = 1 \quad (2.9)$$

erfüllt sein. α ist der bereits eingeführte erste und γ der zweite TOWNSEND-Koeffizient, der den Bruchteil der Elektronen angibt, die beim Auftreffen der Ionen oder anderer Teilchen auf die Kathode ausgelöst werden. Der Wert für γ ist sowohl vom Kathodenmaterial und ihrer Beschaffenheit als auch von der reduzierten Feldstärke abhängig [Flügge (1956a), von Ardenne (1964)]. In der Arbeit von Phelps und Petrovic (1999) wird zusätzlich gezeigt, welchen Einfluss angeregte Atome und hochenergetische Photonen auf den zweiten TOWNSEND-Koeffizienten besitzen. Auf diesen Sachverhalt wird noch in Abschnitt 2.4 näher eingegangen.

Setzt man Gleichung 2.7 in Gleichung 2.9 ein, kann die Zündspannung U_z bei $U_z = E_z d_{\text{gap}}$ durch

$$U_z = \frac{B(p d_{\text{gap}})}{C + \ln p d_{\text{gap}}} \quad (2.10)$$

mit

$$C = \ln \frac{A}{\ln(\gamma^{-1} + 1)} \quad (2.11)$$

berechnet werden. Die Zündspannung U_z ist vom Produkt $p d_{\text{gap}}$ abhängig, das auch als Ähnlichkeitsparameter bezeichnet wird. Die Kurve $U_z(p d_{\text{gap}})$ wird als Paschenkurve bezeichnet und ist nur abhängig vom Kathodenmaterial und der Zusammensetzung des Gases.

Genauso wie die bisherigen Beschreibungen sich auf Entladungen beziehen, bei denen der Elektrodenabstand nicht zu gering ist, sind auch die Literaturwerte für die gasentladungsspezifischen Parameter für eine Ar-Entladung ausschließlich für Entladungen mit moderaten Abständen und Temperaturen zu finden sind [Dodokhov und Zhukov (1981), Lagushenko und Maya (1984), Puech und Torchin (1986), Sharma und Sauli (1992), Rodrigues und Mahajan (1993), Nagorny und Drallos (1997), Bogaerts und Gijbels (2000)]. Diese Literaturwerte sind somit nur sehr beschränkt auf den IR-Konverter übertragbar.

Besonderheiten der Gasentladung im IR-Konverter

Beim IR-Konverter zeigt sich, dass das Ähnlichkeitsgesetz für $p d_{\text{gap}}$ für das in dieser Arbeit verwendete dünnsschichtige Halbleiter-Gasentladungssystem jedoch nur bedingt gültig ist. In Abbildung 2.7 sind die Paschenkurven des IR-Konverters für unterschiedlich breite Gasentladungen d_{gap} dargestellt. Nach dem Paschengesetz ist die Zündspannung nur vom Ähnlichkeitsparameter $p d_{\text{gap}}$ abhängig. Es zeigt sich aber bei dem verwendeten System, dass der Abstand der Elektroden einen zusätzlichen Einfluss auf die Zündspannung ausübt. Die Verschiebung der Kurve zu geringeren Werten bei Abnahme des Abstands wurde schon in einem GaAs-Halbleiter-Gasentladungssystem von Strümpel (2001) beobachtet. Sogar in dünnsschichtigen Gasentladungen, bei denen beide Elektroden aus Cu sind, wurde ebenfalls eine Abhängigkeit der Paschenkurve vom Elektrodenabstand nachgewiesen [Auday et al. (1998)]. Zusätzlich zu der Abhängigkeit von der Schichtdicke der Gasentladung sind die Paschenkurven des IR-Konverters — verglichen mit der theoretischen Paschenkurve — parallel zur x -Achse verschoben. Mögliche Ursachen dafür könnten sein, dass zum einen der zweite TOWNSEND-Koeffizient γ für dieses System unbekannt ist und es sich zum anderen um ein gekühltes System handelt. In der Arbeit von Phelps und Petrovic (1999) wird gezeigt, dass bereits geringfügige Veränderungen an der Beschaffenheit des Kathodenmaterials enorme Auswirkungen auf den zweiten TOWNSEND-Koeffizienten haben können. So ist es beim IR-Konverter möglich, dass auf Grund der gekühlten Halbleiterkathode Atome auf dieser auskondensieren bzw. sich anlagern und so die Oberflächeneigenschaften verändern.

2.3.5 Raumladungen bei dünnsschichtigen Gasentladungssystemen

Das in der vorliegenden Arbeit untersuchte System unterscheidet sich bezüglich der Abmessungen der Gasschicht wesentlich von den in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen.

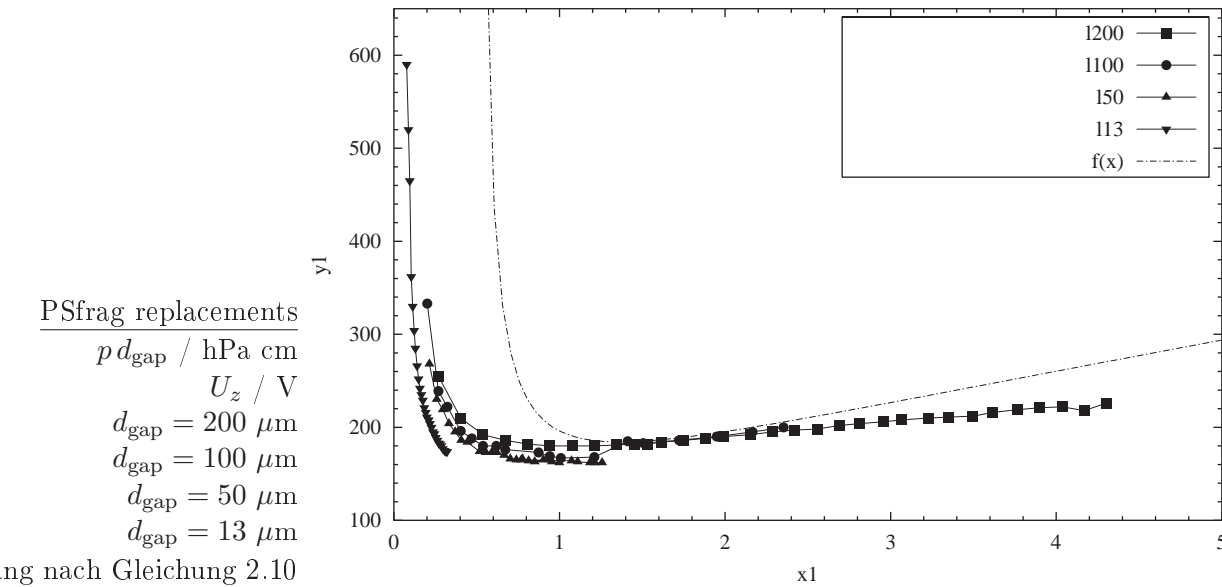


Abbildung 2.7: Experimentelle Paschenkurven des gekühlten planaren Halbleiter-Gasentladungssystems für unterschiedliche Elektrodenabstände d_{gap} und theoretische Kurve mit Werten aus der Literatur. Bei der Berechnung von $p d_{\text{gap}}$ wurde der Druck im gekühlten Zustand gemessen. Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-68, Füllgas Argon, $R_0 = 220 \Omega$, $D = 20 \text{ mm}$, Fitparameter: $A = 9$, $B = 135$, $\gamma = 0,011$ (Parameter aus Dutton (1975) entnommen).

In erster Linie muss die extreme Dünnschichtigkeit berücksichtigt werden. Unter der Berücksichtigung dieser besonderen Konfiguration der Gasentladungsschicht sind die in Abschnitt 2.3 beschriebenen Überlegungen nur noch teilweise richtig. Der sicherlich wichtigste Unterschied besteht darin, dass eine laterale Strukturierung entlang der Stromrichtung in dem vorliegenden dünnenschichtigen System nicht mehr aufrechterhalten werden kann und dass Verzerrungen des elektrischen Feldes durch Raumladungen vernachlässigt werden können [Ward (1958)].

Außerdem hat die Dünnschichtigkeit zur Folge, dass sich von den Strukturen entlang der Entladungsstrecke nur der Kathodenfall etablieren kann, der TOWNSEND-Bereich dehnt sich aus und es sind Stromdichten bis zu $0,2 - 0,4 \text{ A/cm}^2$ möglich [Astrov et al. (1993), Strümpel (2001)]. Auf Grund der hohen Stromdichten können Lumineszenz-Erscheinungen auftreten und die sonst auch übliche Bezeichnung der TOWNSEND-Entladung als so genannte „Dunkelentladung“ trifft auf das in der vorliegenden Arbeit verwendete System nicht mehr zu.

Kennlinie des verwendeten Systems

Ein schematischer Verlauf der Kennlinien der Gasentladung und des Halbleiterwafers und die daraus resultierenden Arbeitspunkte des IR-Konverters sind in Abbildung 2.8.a dargestellt. Zunächst ist der charakteristische Verlauf der Kennlinie der Gasentladung (j_{gas}) zu nennen, welcher bei einer Zündspannung von $U_z \approx 100 - 200 \text{ V}$ von der unselbstständigen Entladung zur einer selbstständigen übergeht und einen nahezu vertikalen Anstieg über mehrere Größenordnungen aufweist. Bei diesem Wert (und auch den

(a)

(b)

 j_{gas} A_1 j_{A1}

2.3 Physikalische Eigenschaften einer Gasentladung

27

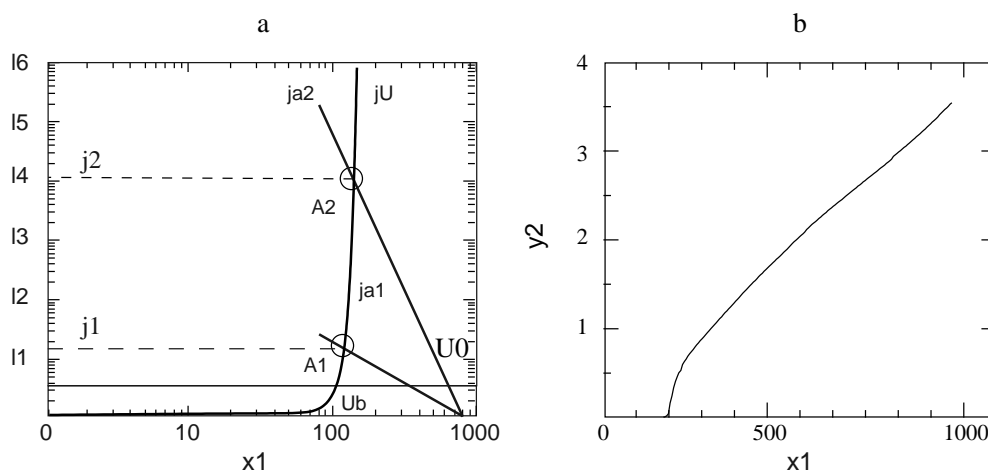
 A_2 U_z U_0 j_1 j_2 U / V $j / \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ $j / \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}$ y_1 10^{-6} 10^{-5} 10^{-4} 10^{-3} 10^{-2} 10^{-1} 

Abbildung 2.8: Schematische Funktionsweise (a) und experimentelle Kennlinie (b) des verwendeten dünn-schichtigen Halbleiter-Gasentladungssystems. Die Größenangaben der Achsenbeschriftung in (a) sind typische Werte für den IR-Konverter auf Basis eines Si:Zn-Halbleiterwafers. Parameter (b): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, $p = 100$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100$ μm .

folgenden) handelt es sich um typische Werte des IR-Konverters. Die Position der Lastgeraden des Halbleiterwafers im unbeleuchteten Zustand wird über den spezifischen Widerstand derart eingestellt, dass sich der Arbeitspunkt des gesamten Systems im unteren Bereich des TOWNSEND-Regimes etabliert. In dem hier gewählten Beispiel beträgt die angelegte Spannung am Gesamtsystem $U_0 = 800$ V, deren größter Teil an der Halbleiterschicht und nur die Zündspannung U_z an der Gasschicht abfällt. Durch Veränderung der Versorgungsspannung kann die daraus resultierende Dunkelstromdichte, die hier j_1 entspricht nur schwach beeinflusst werden, denn die Lastgerade j_{A1} mit dem Arbeitspunkt A_1 des Halbleiterwafers verschiebt sich nur parallel zur x-Achse.

Durch Beleuchtung des Halbleiterwafers vergrößert sich auf Grund des inneren Photoeffekts der Leitwert des Halbleiterwafers. Dadurch wird die Arbeitsgerade des Halbleiterwafers steiler und es stellt sich ein neuer Arbeitspunkt A_2 mit einer Stromdichte $j_2 > j_1$ ein. Mit der Änderung der Stromdichte geht auch eine Modulation der Lumineszenzstrahlung der Gasschicht einher. Eine typische experimentelle Kennlinie der Dunkelstromdichte des IR-Konverters ist in Abbildung 2.8.b dargestellt. Der Nachweis der Linearität der Konversion einfallender IR-Intensitätsfelder in eine VIS-Leuchtdichte-Verteilung der Gasentladung wird in Abschnitt 3.2 ausführlich behandelt.

2.3.6 Stabilisierung einer dünn-schichtigen Gasentladung

Üblicherweise neigt ein Gasentladungssystem mit metallischen Elektroden und einem kleinem Aspektverhältnis zur räumlichen Destabilisierung der Lumineszenzverteilung. Ein möglicher Mechanismus zur Destabilisierung kann durch die so genannte „Thermische Instabilität“ verursacht werden. Halbleiter-Gasentladungssysteme können dagegen ein anderes Verhalten aufweisen. Die zugrunde liegenden Mechanismen sind teilweise mit denen von Lasersystemen identisch [Raizer (1991)]. Auch bei Lasersystemen kann z.B. durch Ersetzen einer Elektrode durch einen Halbleiterwafer die Entladung stabilisiert werden, wie die experimentellen Untersuchungen von Meisel und Langhoff (1997) zeigen.

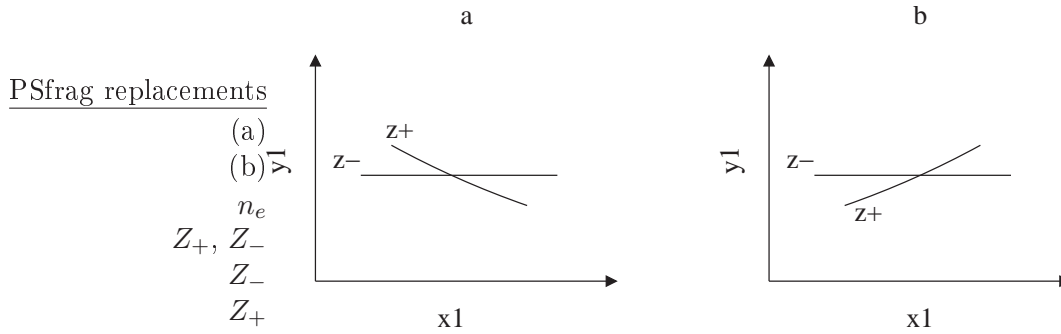


Abbildung 2.9: Qualitative Beschreibung der Elektronenerzeugungs- bzw. -vernichtungsraten in der Nähe eines (a) stabilen und eines (b) instabilen Bereichs (Abbildung in Anlehnung an Raizer (1991)).

Da die Lumineszenzerscheinungen in der Entladung an die Elektronenverteilung gebunden sind, sind die Prozesse der Inhomogenitäten ebenfalls an die Prozesse gebunden, welche die Dichteverteilung der Elektronen, deren räumlichen Transfer, deren Erzeugung und Vernichtung beschreiben. Die Kinematik der Elektronen lässt sich phänomenologisch durch

$$\frac{dn_e}{dt} = Z_+ - Z_-$$

beschreiben. Im Gleichgewichtszustand sind Erzeugungs- (Z_+) und Vernichtungsrate (Z_-) gleich. Die Raten hängen nicht nur von n_e sondern auch von anderen Parametern, wie z.B. der Elektronentemperatur, dem elektrischen Feld, der Dichte negativer Ionen und angeregter Atome, ab. Zur qualitativen Beschreibung des funktionalen Zusammenhangs zwischen Z_+ , Z_- und n_e reicht es völlig aus, einen allgemein gültigen Fall zu skizzieren. Die Stabilität des Gleichgewichtszustands ($n_e^{(0)}$) kann durch die Wechselwirkung der beiden Kurven in der Nähe dieses Punktes abgeleitet werden (vgl. dazu Abbildung 2.9). Der Zustand ist stabil, wenn die Vernichtungskurve Z_- für $n_e > n_e^{(0)}$ oberhalb der Erzeugungskurve liegt. Entsprechend muss Z_- für $n_e < n_e^{(0)}$ unterhalb von Z_+ liegen (Abbildung 2.9.a), denn in diesem Fall will das System wieder zurück in den Gleichgewichtszustand. Andernfalls ist der Zustand instabil (Abbildung 2.9.b), weil eine durch Fluktuation hervorgerufene Steigerung von n_e die Erzeugungsrate zu- bzw. die Vernichtungsrate abnimmt und sich so immer weiter vom Gleichgewichtszustand entfernt. Entscheidend für die beschriebenen Prozesse ist dabei das gegenseitige Wechselspiel von Z_+ und Z_- und nicht deren absolute Position.

Im Fall eines dünn-schichtigen Systems lässt sich der zuvor beschriebene Prozess wie folgt übertragen: Die Leitfähigkeit des Gases ist unter anderem abhängig vom Druck des Gases bzw. von der Gasdichte. Wenn nun auf Grund einer Fluktuation die Gasdichte abnimmt, dann steigt die Leitfähigkeit des Gases, da die Elektronen auf ihrem Weg durch den Entladungsraum leichter Atome ionisieren können. Dies bedeutet wiederum, dass der Stromfluss zunimmt. Wenn nun die angelegte Spannung konstant ist, nimmt das System mehr Leistung auf, welche in Form von Wärme freigesetzt wird. Dadurch wärmt sich das Gas auf, was schlussendlich dazu führt, dass die Gasdichte weiter abnimmt und der Prozess sich fortsetzen kann. In einem solchen System gibt es also zunächst keinen Regelmechanismus, welcher den Anstieg des Stromes begrenzt. Wird nun eine Elektrode

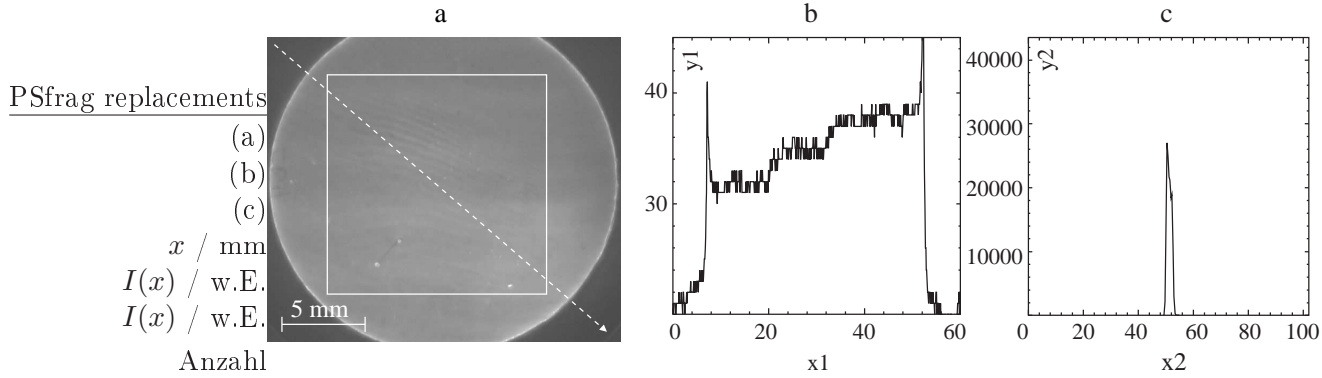


Abbildung 2.10: Typische zweidimensionale Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung des IR-Konverters (a) ohne zusätzliche Beleuchtung. Die Aufnahme wurde über 100 Einzelbilder gemittelt. Der Graph (b) zeigt das Profil entlang der eingezeichneten Linie in Bild (a) und der Graph (c) ist das Histogramm des weiß umrandeten Bildausschnitts. Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, $U_0 = 400$ V, $p = 100$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100$ μm , $j_{\text{irk}} = 5,7$ $\mu\text{A}/\text{cm}^2$, $t_{\text{exp}} = 40$ ms.

gegen einen hochohmigen Halbleiterwafer ausgetauscht, dann besitzt das System eine Möglichkeit, die fließenden Ströme zu stabilisieren. Falls der Strom durch Fluktuationen der Gasdichte ansteigt, fällt nun das elektrische Feld in der Gasentladung auf Grund des äußeren Widerstands ab und der Prozess der thermischen Instabilität ist unterbrochen. Die Stabilisierung der Gasentladung ist von dem Wechselspiel des spezifischen Widerstands des Halbleiterwafers und der Dicke der Gasentladungsschicht abhängig, denn nur bei $R_{\text{HL}} \gg R_{\text{gas}}$ greift der Mechanismus zur Stabilisierung der Gasentladung. Ist der Widerstand des Halbleiterwafers für einen gegebenen Elektrodenabstand groß genug, kann sich durch Vergrößerung der Entladungsstrecke diese Relation umkehren und eine Strukturierung auftreten. Weil mit Erhöhung des Elektrodenabstands die Anzahl der Atome in der Gasentladung zunimmt, steigt auch der Widerstand dieser Schicht an. Dieses führt ab einer bestimmten Dicke dazu, dass die Entladung nicht mehr in einem stabilen Bereich arbeitet und zur Strukturierung neigt.

Handelt es sich bei dem Halbleiterwafer um einen Si:Zn-Detektor mit den für den IR-Konverter typischen Parametern der Gasentladung, dann wird der Mechanismus der thermischen Instabilität unterdrückt. Wird der Detektor gegen einen Si:In-Halbleiterwafer ausgetauscht, können bei niedrigen Spannungen einzelne Filamente auftreten, die sich mit zunehmender Versorgungsspannung vermehren. Auf Grund des im Vergleich zum Si:Zn-Detektor geringeren spezifischen Widerstands (bei LN_2 -Temperaturen) des Si:In-Halbleiterwafers verschwinden diese Filamente erst, wenn die Spannung einen bestimmten Wert überschritten hat.

In Abbildung 2.10 ist eine typische zweidimensionale Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung dargestellt, welche sich bei einem mit LN_2 gekühlten Si:Zn-Halbleiterwafer ohne zusätzliche Beleuchtung einstellt. Die hellen Punkte im unteren Bereich des Gasentladungsraums sind auf Inhomogenitäten des präparierten Systems zurückzuführen. Dagegen beruht der Gradient des Profils in Abbildung 2.10.b auf den Eigenschaften des Halbleiterwafers. Trotz dieser Inhomogenitäten ist die Gasentladung über den gesamten Entladungsraum auch bei Änderung des Leitwertes des Halbleiterwafers stabil. Der hier gezeigte Gradient ist für den Betrieb des IR-Konverters keine Einschränkung,

denn Inhomogenitäten lassen sich mit einfachen Bildverarbeitungsmethoden aus Bildern entfernen (Abschnitt 3.2.4).

2.4 Ausbreitung von angeregten Atomen

Im vorangegangenen Abschnitt widmeten sich die Beschreibungen ausschließlich den Ladungsträgern innerhalb einer Gasentladung, ohne angeregte bzw. metastabile Zustände zu betrachten. Diese sind aber für Lumineszenzerscheinungen innerhalb einer Gasentladung existenziell.

In diesem Abschnitt folgen ausschließlich grundlegende Betrachtungen zum resonanten Strahlungstransport, da Diffusionsprozesse bei hohen Drücken — wie dies der Fall in der vorliegenden Arbeit ist — vernachlässigt werden können [Phelps (1960)]. Nach einer kurzen Einführung in den resonanten Strahlungstransport wird an einem Beispiel aus der Literatur gezeigt, welchen Einfluss der resonante Strahlungstransport auf die räumliche Verteilung der VIS-Übergänge angeregter Atome besitzen kann.

Resonanter Strahlungstransport

Die Betrachtung angeregter Zustände der Atome in einer Gasentladung stellt eines der wichtigsten Probleme der Gasentladungs-Physik dar. Je länger die Lebensdauer eines solchen Zustandes und je höher die Dichte der in diesem Zustand angeregten Atome ist, desto mehr Energie wird von diesen Atomen akkumuliert. Im Regelfall gehen angeregte Zustände sehr schnell in einen niedrigeren über, wobei infolge der spontanen Abstrahlung und ihrer kurzen Lebenszeit die Lebensdauer eines solchen Zustandes nicht 10 ns übersteigt. Wenn nun die Abstrahlung eines Photons mit dem Übergang in den Grundzustand des Atoms einhergeht, ist die Absorption des gerade frei gewordenen Photons durch ein anderes Atom sehr effektiv. Deswegen ist es für ein Photon während eines solchen Prozesses sehr schwierig, aus dem entsprechenden Gasvolumen zu entkommen. Diese Abstrahlung wird auch als resonante Strahlung und die korrespondierenden Zustände als resonante Zustände beschrieben. Die Lebensdauer dieser Zustände ist wesentlich länger als die der normalen angeregten Zustände. Es ist durchaus möglich, dass die Lebensdauer der resonanten Zustände um einige hundertmale länger ist als die der normalen. Die lange Lebensdauer dieser Zustände hat wiederum zur Folge, dass die Dichte der resonanten Zustände in der Größenordnung von strahlungslosen metastabilen Zuständen liegt, da die metastabilen Zustände sich ebenfalls durch eine lange Lebensdauer auszeichnen. Eine besondere Rolle spielt die resonante Strahlung in Gasentladungs-Systemen mit verhältnismäßig hohen Drücken, denn in diesen Entladungen verringert sich der Einfluss der Diffusionsprozesse und die resonante Strahlung wird zum primären Mechanismus des Energietransfers im Gas.

Im Unterschied zu Diffusionsprozessen ist die Lebensdauer τ eines resonanten Photons wesentlich länger als die Zeit zwischen den Stößen τ' . Da zusätzlich die Quanten sehr Frequenz-selektiv sind, kann keine Aussage über die freie Weglänge der Photonen gemacht werden, und somit ist eine Beschreibung des resonanten Strahlungstransports über Diffusionsprozesse nicht möglich [Holstein (1947)]. Möge $G(\underline{r}', \underline{r}) d\underline{r}$ die Wahrscheinlichkeit sein, dass ein Quant im Abstand \underline{r}' im Volumen $d\underline{r}$ um den Punkt \underline{r} ab-

sorbiert wird und dass $n(\underline{r})$ die Atomdichte der angeregten Atome ist, dann beschreibt

$$dt \cdot d\underline{r} \frac{\delta n(\underline{r})}{\delta t} = a - b \quad (2.12)$$

die Erhaltung der Teilchen innerhalb der Gasentladung, wenn a die Zunahme bzw. b die Abnahme an angeregten Atomen beschreibt. Letztere ist direkt zugänglich und kann durch

$$b = \gamma \cdot n(\underline{r}) \cdot d\underline{r} \cdot dt \quad (2.13)$$

beschrieben werden, denn die Abnahme der angeregten Atome hängt nur von der Atomdichte, dem Volumen und der Zeit ab.

Dagegen ist die Bestimmung von a schwieriger, da bei dieser Größe über alle übrigen Volumenelemente $d\underline{r}'$ aufintegriert werden muss. Zunächst lässt sich feststellen, dass die Zunahme der angeregten Atome abhängig von den emittierten Quanten innerhalb der Zeit dt und $\gamma n(\underline{r}') d\underline{r}' dt$ ist. Zusätzlich ist a von der $G(\underline{r}', \underline{r})$ abhängig, die die Wahrscheinlichkeit angibt, eines der emittierten Quanten wieder innerhalb von $d\underline{r}$ einzufangen. Somit kann die Zunahme a durch

$$a = \gamma dt d\underline{r} \int_V n(\underline{r}') G(\underline{r}', \underline{r}) d\underline{r}' \quad (2.14)$$

beschrieben werden. Das Integral erstreckt sich über das gesamte Volumen V der Gasentladung. Setzt man nun die Gleichungen 2.13 und 2.14 in Gleichung 2.12 ein, erhält man die HOLSTEIN–BIBERMANN–Gleichung

$$\frac{\delta n(\underline{r}')}{\delta t} = -\gamma n(\underline{r}) + \gamma \int_V n(\underline{r}') G(\underline{r}', \underline{r}) d\underline{r}' \quad (2.15)$$

zur Beschreibung des Transports von angeregten Zuständen durch resonante Strahlung.

Da mit dem Modell des resonanten Strahlungstransports der Einfluss der räumlichen Auflösung des IR-Konverters diskutiert werden soll, muss zunächst noch die Bedeutung der resonanten Strahlung auf VIS-Übergänge innerhalb eines angeregten Atoms geklärt werden. Resonante Übergänge zeichnen sich durch sehr kurze Wellenlängen aus, liegen typischerweise im UV-Spektralbereich und können somit nicht direkt zu einer räumlichen Verschmierung der VIS-Lumineszenzstrahlung führen. In der Arbeit von Phelps (1958) wird in einer He-Entladung der Einfluss der resonanten Strahlung auf angeregte Zustände untersucht. Es werden die resonanten Zustände in einem Atom betrachtet, die in den Grundzustand und zusätzlich in mehrere angeregte übergehen können. Entscheidend dabei ist, dass die resonanten Zustände nicht nur in den Grundzustand übergehen können, sondern auch mit weiteren Energieniveaus wechselwirken können. Die Energien, die beim Übergang zwischen den Niveaus frei werden, können dann im VIS- oder IR-Spektralbereich liegen. In der Arbeit von Phelps (1958) konnte mit experimentellen und numerischen Untersuchungen unter anderem nachgewiesen werden, dass auf diese Weise eine räumliche Verbreiterung der VIS-Lumineszenzstrahlung in einer He-Entladung beschrieben werden kann. Bei He sind es die $(1s np)^1P$ Zustände, die diese Bedingung erfüllen.

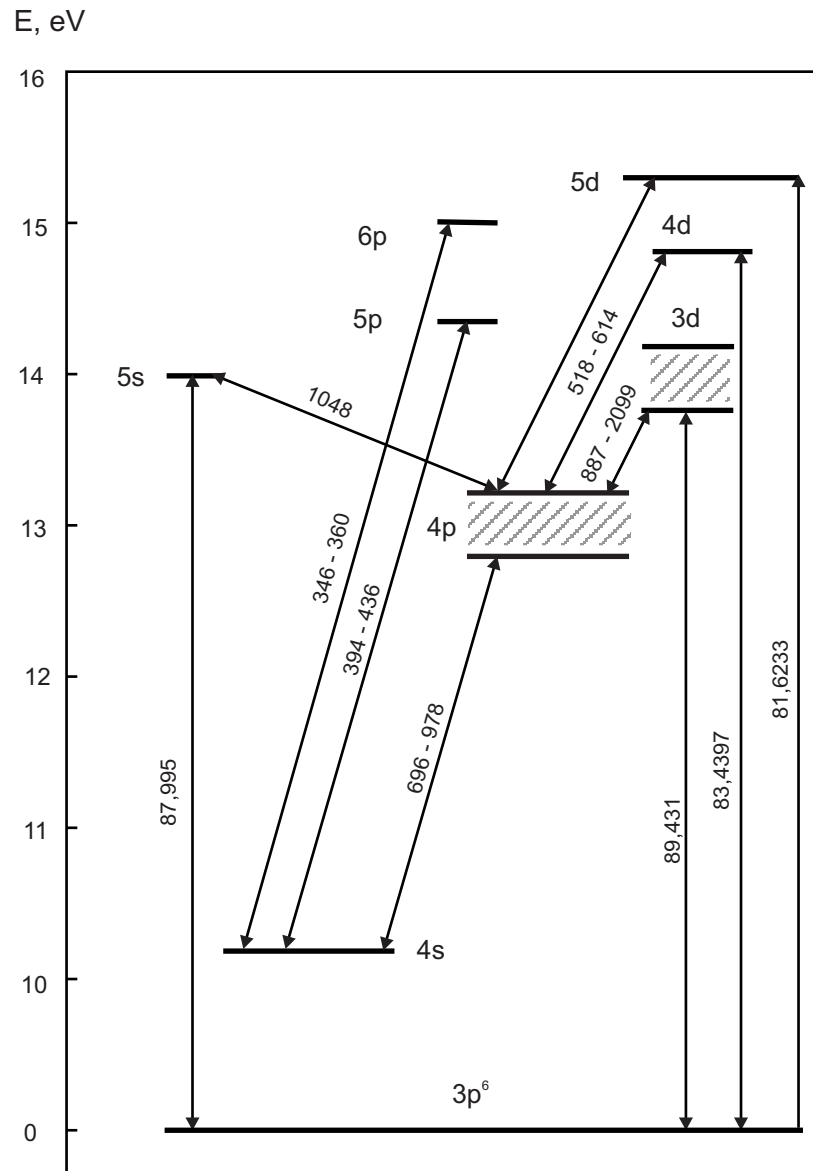


Abbildung 2.11: Vereinfachtes Energieschema für Ar. Die Zahlenangaben innerhalb des Schemas sind die Wellenlängen (nm) der Photonen, die zum Übergang eines Elektrons benötigt werden. Daten entnommen aus Vlcek (1989); Bogaerts und Gijbels (1999).

Betrachtet man nun das Energieschema von Ar, zeigt sich, dass dieses dem von He bezüglich resonanter Übergänge ähnlich ist. In Abbildung 2.11 ist zur Veranschaulichung dieses Sachverhalts ein stark vereinfachtes Energieschema für Ar dargestellt. Aus dem Grundzustand existieren mehrere resonante Übergänge zu angeregten Zuständen, bei denen auch ein VIS-Übergang zu einem weiteren Zustand möglich ist. Somit kann mit Hilfe des resonanten Strahlungstransports in einer Ar-Entladung von ähnlichen Phänomenen bezüglich der räumlichen Verteilung von angeregten Zuständen ausgegangen werden.

Kapitel 3

Systemcharakterisierung und –optimierung

Im vorliegenden Kapitel 3 werden die Untersuchungen am IR–Konverter vorgestellt, welche die Charakterisierung und Optimierung des Systems beinhalten. Das experimentelle System wird in Abschnitt 3.1 vorgestellt. In Abschnitt 3.2 wird auf die Konversionseffizienz des Bildwandlungsmoduls, das eine einfallende IR–Strahlungsintensitätsverteilung in eine zweidimensionale Lumineszenzstrahlung der Gasschicht umsetzt, auf die Kopplungseffizienz realer Kamerasysteme, welche aus dem IR–Konverter und verschiedenen VIS–Kameras bestehen, und auf den dynamischen Umfang des IR–Konverters eingegangen. Der Abschnitt 3.3 beschreibt das zeitliche Verhalten des IR–Konverters auf unterschiedlichen Zeitskalen, welche sich vom Langzeitverhalten (bis zu einigen Stunden) über den μs –Bereich bis hin zu ns–Skalen erstrecken. Mit dem räumlichen Auflösungsvermögen des Bildwandlungsmoduls befasst sich Abschnitt 3.4. Im letzten Abschnitt (Abschnitt 3.5) wird ein modifiziertes Bildwandlungsmodul vorgestellt. Durch Austausch des großflächigen Entladungsraums durch einen mit Löchern durchsetzten Abstandhalter wird der IR–Konverter in ein diskretes System überführt. Diese Diskretisierung der Gasentladung steigert das räumliche Auflösungsvermögen deutlich.

3.1 Experimentelles System

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten die wesentlichen physikalischen Eigenschaften des Halbleiterwafers und der Gasentladungsschicht beschrieben wurden, widmet sich dieser Abschnitt der konkreten Realisierung eines IR–Konverters und dem dazugehörigen Messaufbau. Der IR–Konverter, der in den experimentellen Untersuchungen verwendet wurde, zeichnet sich durch seinen modularen Aufbau aus, der ohne großen technischen Aufwand einen Austausch einzelner Komponenten erlaubt. Der Messaufbau umfasst eine Vakuumanlage, eine IR–Lichtquelle, eine IR–Optik und verschiedene Systeme zur Erfassung der Messgrößen des IR–Konverters. Die beiden wesentlichen Größen sind dabei die Stromdichte j , welche durch den IR–Konverter fließt, und die Lichtemission der Gasentladungsschicht. Letztere ist für die experimentellen Untersuchungen von besonderer Bedeutung, da der IR–Konverter als Bilderfassungssystem eingesetzt werden soll. Ein Großteil der Messdaten wurde visuell erfasst, so dass die dazu verwendeten Kamerasysteme und die nachfolgende Verarbeitung der aufgenommenen Bilder in die

Beschreibung des experimentellen Aufbaus mit eingeschlossen werden.

3.1.1 Aufbau des IR-Konverters

Der IR-Konverter besteht aus einem Bildwandlungsmodul, das in einem Kryostaten thermisch und elektrisch isoliert wird. Das Bildwandlungsmodul ist ein planares gleichspannungsbetriebenes Halbleiter-Gasentladungssystem, das entsprechend der Eigenschaften des Halbleiterwafers unterschiedliche Wellenlängenbereiche und Strahlungsinintensitäten in ein sichtbares zweidimensionales Gasentladungsbild umwandelt. Das Bildwandlungsmodul ist das zentrale Element des IR-Konverters. Es umfasst die Halbleiterelektrode, die Gasentladungsschicht und die für VIS-Licht transparente Elektrode. Der angestrebte Entladungszustand des Bildwandlungsmoduls liegt üblicherweise in einem Druckbereich unterhalb des Atmosphärendrucks. Außerdem wird das Volumen mit einem anderen Gas als Luft befüllt. Aus diesen Gründen muss sich das Bildwandlungsmodul in einem Vakuumgefäß befinden. Falls der IR-Konverter noch gekühlt werden muss, ist ein weiteres Vakuumgefäß zur thermischen Isolierung notwendig. Diese Aufgabe übernimmt der bereits erwähnte Kryostat.

Bildwandlungsmodul

Die technische Umsetzung des Bildwandlungsmoduls gibt es in zwei grundsätzlich unterschiedlichen Ausführungen. Die eine ist eine geschlossene Version, welche sich durch Kompaktheit auszeichnet und sich aus diesem Grund besonders gut für den industriellen Einsatz eignet. Eine detaillierte Beschreibung der geschlossenen Variante erfolgt in Abschnitt 4.1.1. Die andere Ausführung ist eine offene Version, die sich durch ihre Modularität vor allem in den experimentellen Untersuchungen als sinnvoll erweist. Diese Modularität wird unter anderem durch das Weglassen des Vakuumgefäßes des Bildwandlungsmoduls erzielt, dessen Funktion dann zusätzlich vom Kryostaten übernommen werden muss. Auf Grund der Bauart können daher problemlos einzelne Komponenten, wie z.B. der Halbleiterwafer, der Druck oder die Art des Gases geändert werden. Dies ist insbesondere für systematische experimentelle Untersuchungen und für die Optimierung der Systemparameter vorteilhaft. Aus diesen Gründen ist fast ausschließlich das offene Bildwandlungsmodul für die im vorliegenden Kapitel beschriebenen Untersuchungen zum Einsatz gekommen. Der zentrale Nachteil dieses Bildwandlungsmoduls ist, dass der Kryostat auch gleichzeitig der Rezipient des Bildwandlungsmoduls sein muss. Somit ist das komplette Volumen des Kryostaten mit dem Arbeitsgas des Bildwandlungsmoduls befüllt. Da der im Inneren liegende Halbleiterwafer gekühlt werden muss, besteht innerhalb des Gefäßes ein Temperaturgradient, welcher einen Druckgradienten und einen Teilchenstrom verursacht. Gerade diese beiden Eigenschaften erschweren Messungen, bei denen ein hohes Maß unveränderlicher Parameter erforderlich ist.

In Abbildung 3.1.a sind die Einzelkomponenten des offenen Bildwandlungsmoduls dargestellt, wobei die linke Spalte die aktiven Komponenten des Gasentladungssystems zeigt. Sie bestehen aus dem Halbleiterwafer (8), dem Abstandhalter (6) und der für VIS-Licht transparenten ITO-Elektrode (4). Die rechte Spalte zeigt den Halter mit den elektrischen Anschlüssen für das Gasentladungssystem. Den Zusammenbau dieser einzelnen Komponenten veranschaulicht Skizze (b) der Abbildung 3.1. Innerhalb des Rahmens (10), welcher auf den Kühlfinger (11) aufgeschraubt ist, befindet sich eine elektrisch isolierende Wärmeleitfolie (9). Diese trennt den Kryostaten elektrisch von

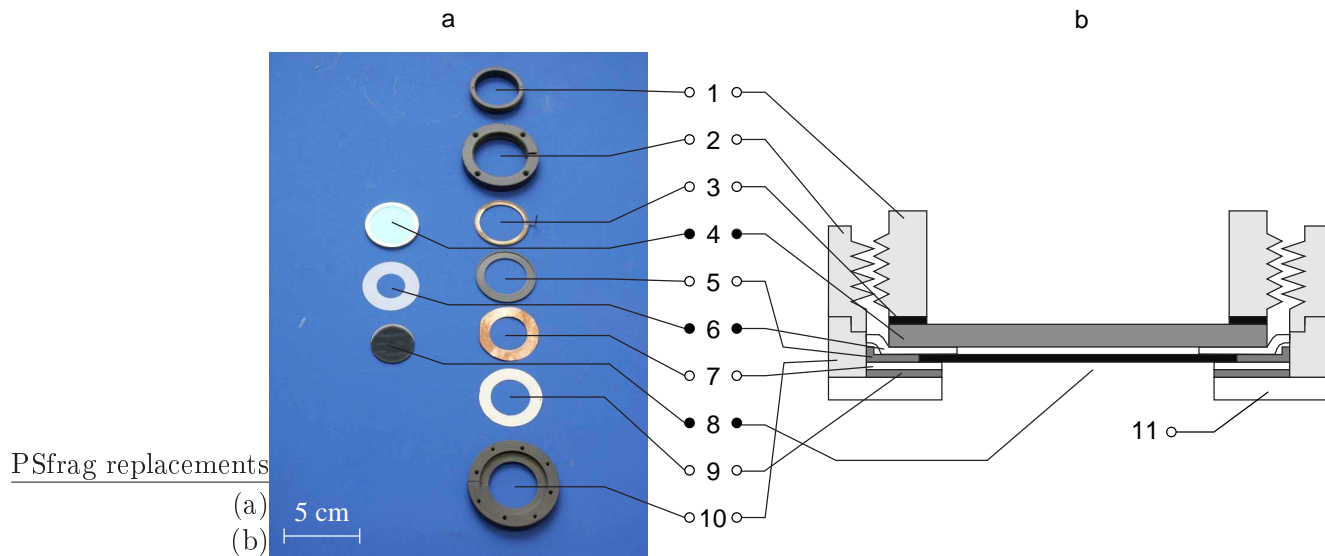


Abbildung 3.1: Offenes Bildwandlungsmodul. Teil (a) zeigt die Einzelteile eines in seine Bestandteile zerlegten Bildwandlungsmoduls und Teil (b) den Querschnitt einer schematischen Darstellung des Bildwandlungsmoduls. Die Skizze ist nicht maßstabsgetreu. Die mit dem Kreis versehenen Ziffern beziehen sich auf die Einzelteile des Halters. Die ausgefüllten Punkte (Ziffern 4, 6 und 8) zeigen das eigentliche Bildwandlungsmodul. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten erfolgt im Text.

dem Gasentladungssystem und gewährleistet gleichzeitig die Kühlung des Halbleiterwafers. Die elektrische Kontaktierung zur implantierten Borschicht des Halbleiterwafers wird über die darüberliegende Kupferfolie (7) hergestellt. Die Kante am Rand des Zentrierings (5) verhindert Umwegentladungen, da der Abstandhalter (6) zwischen den beiden Elektroden verkeilt wird. Zusätzlich erleichtert dieser Ring eine mittige Installation des Halbleiterwafers innerhalb des Halters. Die Kontaktierung der oberen Elektrode (4) erfolgt über den Metallring (3). Das gesamte Gasentladungssystem wird über einen Gewindingering (1), welcher in den oberen Rahmen des Halters (2) eingeschraubt wird, fixiert. Diese Art des Zusammenbaus stellt sicher, dass die beiden Elektroden plan-parallel aufeinander aufliegen und dass sie nur mit minimalen mechanischen Verspannungen aufeinander gedrückt werden. Besonders bei der Abkühlung des Systems auf niedrige Temperaturen können die Halbleiterwafer oder die Glaselektrode sonst leicht bersten.

Kryostat

Neben den bereits genannten Anforderungen an den Kryostaten, welche die thermische und elektrische Isolierung des Bildwandlungsmoduls beinhalten, ist die Bauweise abhängig vom verwendeten Kühlmittel. Das Bildwandlungsmodul kann entweder mit flüssigem Stickstoff (LN_2) oder einem STIRLING-Kühler arbeiten. Derzeit sind auf der Basis einer LN_2 -Kühlung zwei und auf der Basis einer mit einer STIRLING-Maschine betriebenen Kühlung ein Kryostat entwickelt worden. Letzterer und ein weiterer auf LN_2 basierender Kryostat werden in Kapitel 4.1 beschrieben, da sie sich ausschließlich zur Kühlung eines geschlossenen Bildwandlungsmoduls eignen.

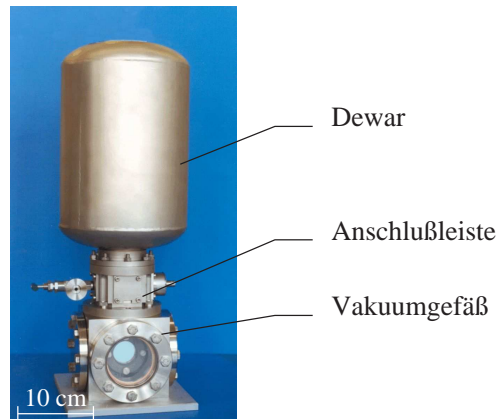


Abbildung 3.2: Laborkryostat mit flüssiger Stickstoff-Kühlung (LN_2) bestehend aus einem Dewar-Gefäß mit einem Volumen von etwa 5 l, einer Anschlussleiste und dem Vakuumpfäß, in dem sich das Bildwandlungsmodul aus Abbildung 3.1 befindet.

Der mit LN_2 -Kühlung arbeitende Kryostat für das offene Bildwandlungsmodul muss zusätzlich als Rezipient dienen, da die offene Version kein eigenes Vakuumpfäß besitzt. Dadurch wird zum Betrieb des IR-Konverters eine wesentlich höhere Kühlleistung als beim geschlossenen Bildwandlungsmodul benötigt. Diese Anforderungen erfüllt momentan nur der in Abbildung 3.2 gezeigte Kryostat, mit dem sowohl das offene als auch das geschlossene Bildwandlungsmodul betrieben werden kann.

Im oberen Teil befindet sich das Dewar mit einem Reservoir von etwa 5 l, mit dem der IR-Konverter gekühlt wird. Je nach Beanspruchung ist eine unabhängige Arbeitsweise bis zu 6 h möglich. Daran schließt sich im mittleren Teil eine so genannte Anschlussleiste an, welche elektrische Durchführungen für die Hochspannung und weitere Komponenten wie z.B. ein Ventil zur Belüftung des Kryostaten bereit hält. Im unteren Teil befindet sich der eigentliche Rezipient, der das Bildwandlungsmodul aufnimmt. Dazu reicht ein mit flüssigem Stickstoff gefluteter Kupfertorus in den Kryostaten hinein, auf dem der Halbleiterwafer des Bildwandlungsmoduls aufliegt. Der Rezipient besteht aus einem Edelstahlkubus, dessen sechs Seiten aufgebohrt sind. Die dem Halbleiterwafer zugewandte Seite wird durch ein IR-Fenster begrenzt; auf der gegenüberliegenden Seite dient ein Quarzfenster zur visuellen Erfassung der Gasentladungsschicht. Die beiden seitlichen Öffnungen des Kubus sind mit Blenden verschlossen, von denen eine einen Anschluss zum Vakuumsystem aufweist.

Präparation des IR-Konverters

Vor jedem Experiment wird der Halbleiterwafer gereinigt, da dieser durch den Beschuss von Ionen der Gasentladung beschädigt werden kann. Dazu wird die der Gasschicht zugewandte Seite des Halbleiterwafers mit Diamantpaste der Firma Stuer poliert. Bei normaler Benutzung reicht dabei eine von Hand durchgeführte Politur mit einer Körnungstärke von $0,25 \mu\text{m}$ aus. Sind die Verunreinigungen größer, wird mit einer maschinellen, mehrstufigen Politur der Halbleiterwafer aufbereitet. Die in dieser Arbeit verwendete Abstufung der Körnung betrug 6, 4, 2, 1 und $0,25 \mu\text{m}$. Die Polierzeit verlängerte sich von anfänglich jeweils etwa 5 Minuten für die ersten drei Stufen über 10 min für die $1 \mu\text{m}$ -Diamantpaste bis hin zu 15 Minuten für die Diamantpaste mit der kleinsten Körnung.

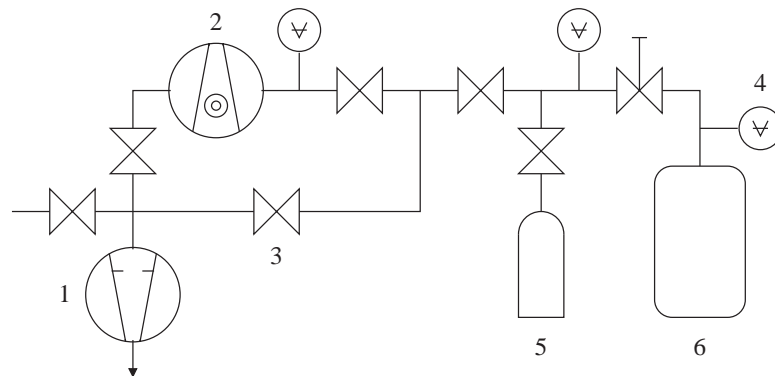


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Vakuumsystems zur Evakuierung, zum Befüllen und zur Kontrolle des Drucks des Kryostaten. Das System setzt sich aus einer Drehschieberpumpe (1), einer Turbomolekularpumpe (2), verschiedenen Faltenbalkventilen (wie z.B. 3), Mess- und Anzeigegeräten für den Druck (4), einer Gasversorgung (5) und dem Rezipienten (6) zusammen.

von $0,25 \mu\text{m}$. Nach der Politur wurden sowohl die mit der Hand als auch die maschinell polierten Halbleiterwafer nacheinander mit Aceton und Propanol gereinigt. Auf das Entfernen möglicher Oxidschichten mittels Säuren wurde verzichtet. Der Abstandhalter wurde aus Polymerfolien des Typs Mylar der Firma DuPont zurecht geschnitten. Die Dicke dieser Folie, die den Abstand d_{gap} zwischen Halbleiterwafer und ITO-Schicht festlegt, lag zwischen 13 und $100 \mu\text{m}$. Ein Großteil der Experimente wurde bei einer Schichtdicke von $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$ durchgeführt. Die Gegenelektrode zur Halbleiterelektrode ist eine ITO-Schicht, welche auf einen Glasträger aufgebracht wird. Die Dicke der ITO-Schicht liegt in der Größenordnung von einigen 100 nm . Der Schichtwiderstand der verwendeten Materialien betrug etwa $20 \Omega/\square$. Die auf diese Weise präparierten Komponenten des Bildwandlungsmoduls wurden dann in in Abbildung 3.1 dargestellten Halter eingesetzt. Nach der Befestigung des Bildwandlungsmoduls am Kühlfinger des Kryostaten erfolgte das Evakuieren und Befüllen des Rezipienten. Die sich daran anschließende Abkühlung des Systems auf LN_2 -Temperaturen dauerte etwa 30 Minuten. Messungen der Temperatur des Halbleiterwafers und des Kupferhalters ergaben, dass nach der angegebenen Abkühlzeit beide eine Temperatur von etwa $T = 100 \text{ K}$ aufwiesen. Ein Temperaturgradient konnte nicht nachgewiesen werden.

3.1.2 Vakuumsystem

Zum Evakuieren des Bildwandlungsmoduls bzw. des Kryostaten wird eine zweistufige Vakuumanlage verwendet. Üblicherweise wird das Bildwandlungsmodul auf Grobvakuumdrücke ($p \leq 10^{-2} \text{ hPa}$) abgepumpt und anschließend mit dem Arbeitgas befüllt. Wird der Kryostat in Verbindung mit dem geschlossenen Bildwandlungsmodul betrieben, wird dieser bis auf Hochvakuum ($p \leq 10^{-5} \text{ hPa}$) abgepumpt. Falls der Rezipient des Kryostaten in Verbindung mit dem offenen Bildwandlungsmodul arbeitet, dann wird dieser ebenfalls wie das Bildwandlungsmodul nur bis Vorvakuum abgepumpt, um ihn anschließend mit Gas zu befüllen. Die verwendeten Gase weisen eine Reinheit von mindestens 9.4 ($99,9999\%$) auf.

Der in dieser Arbeit verwendete Pumpstand ist in Abbildung 3.3 schematisch skiz-

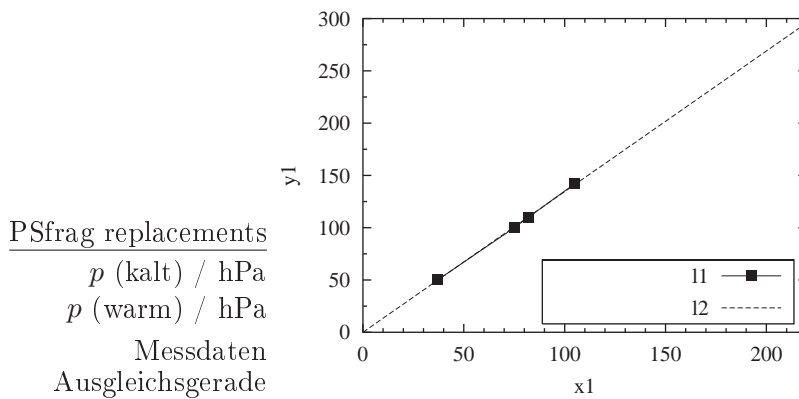


Abbildung 3.4: Umrechnung des Drucks von LN_2 -Temperatur auf Raumtemperatur für den Laborkryostaten.

ziert. Wie bereits erwähnt, kann der Aufbau wahlweise als Grobvakuum- oder Hochvakuumanlage betrieben werden. Je nach Bedarf wird dazu durch Umlegen der entsprechenden Ventile die Turbomolekular-Pumpe (2) des Typs ATS-200 der Firma Alcatel der Vakuumanlage zugeschaltet. Liegt der angestrebte Druck bei $p \approx 10^{-2}$ wird nur die zweistufige Standard-Drehschieberpumpe (1) verwendet. Über verschiedene Messgeräte (4) kann an unterschiedlichen Stellen innerhalb des Pumpstandes der Druck der Anlage kontrolliert werden. Die Messungen des Drucks im Bereich bis 1000 hPa erfolgte durch einen piezoelektrischen Sensor mit einer Genauigkeit von etwa 1% des jeweils eingestellten Drucks. Die genauere Kontrolle des Drucks beim Betreiben des Pumpstandes mit der Turbomolekular-Pumpe erfolgte mit einem PIRANI- und einem PENNING-Messkopf. Mit beiden Sensoren wird der Druck im Bereich zwischen 1 und 10^{-3} hPa (PIRANI) bzw. zwischen 10^{-2} und 10^{-8} hPa (PENNING) gemessen. Nachdem der jeweilige Enddruck sich im Rezipienten (6) eingestellt hat, werden die Pumpen vom restlichen Aufbau abgeklemmt. Mit der Gasversorgung (5) kann dann das Bildwandlungsmodul mit dem Arbeitsgas befüllt werden. Abschließend wird das vom Rezipienten aus gesehen erste Ventil verschlossen. Sei $\Delta p(t)$ der Druckanstieg in der Zeit t und V das Volumen des Rezipienten, dann ist die Leckrate $L = \Delta p(t) \cdot V/t$ des auf diese Weise präparierten Kryostaten maximal $2 \text{ hPa} \cdot 21 / (12 \cdot 60^2 \text{ s}) = 9,3 \cdot 10^{-5} \text{ hPa} \cdot \text{l s}^{-1}$.

Falls nicht anders angegeben, bezieht sich in der vorliegenden Arbeit die Druckangabe auf Raumtemperatur. Eine Umrechnung des Drucks des offenen Bildwandlungsmoduls ist nur begrenzt möglich, denn oberhalb von 200 hPa (kalt) weicht die Druckänderung von einem linearen Zusammenhang ab. Aus diesem Grund wurde der Kryostat bei Experimenten, bei denen der Druck im abgekühlten Zustand oberhalb von 200 hPa liegen sollte, vor dem jeweiligen Abkühlen mit Gas befüllt. Bei Druckänderungen im gekühlten Zustand unterhalb von 200 hPa erfolgte die Umrechnung des Drucks mit dem aus Abbildung 3.4 experimentell ermittelten Proportionalitätsfaktor $m = 1,34$. Der Grund für das Abweichen des linearen Zusammenhangs oberhalb von 200 hPa (kalt) ist auf den Temperaturgradienten von etwa 200 K zurückzuführen, welcher sich zwischen den Wänden des Kryostaten und dem Kühlfinger einstellt.

3.1.3 Bilderfassungssysteme

Ein wesentlicher Bestandteil bei den meisten experimentellen Untersuchungen zur Charakterisierung und Optimierung des IR-Konverters war die räumliche und zeitliche Erfassung der zweidimensionalen Lumineszenzstrahlungsverteilung der Gasentladung und deren anschließende quantitative Auswertung. Die raumzeitliche Akkumulation der VIS-Intensitätsverteilung erfolgte mit unterschiedlichen Kamerasystemen, welche im Folgenden kurz beschrieben werden. Die dabei verwendeten Systeme lassen sich zunächst durch ihr jeweiliges zeitliches Auflösungsvermögen charakterisieren. Stand die Beobachtung von stationären oder nicht schnell veränderlichen Prozessen im Vordergrund, ist eine schwarzweiß CCD-(Video-)Kamera zum Einsatz gekommen.

Stehen schnell veränderliche VIS-Intensitätsverteilungen im Mittelpunkt des Interesses, ist in Verbindung mit dem IR-Konverter der Einsatz von so genannten intensivierten CCD-Kameras (ICCD-Kameras) sinnvoll, da bei kürzerer Belichtungszeit die Zeit zur Akkumulation von ausreichend vielen Photonen zur Generierung eines Signals innerhalb eines Bildsensors nicht mehr ausreicht. Auch ist eine externe Beleuchtung, wie dies oft bei Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Fall ist, der Szenerie beim IR-Konverter nicht möglich, da ja das „Eigenleuchten“ der Gasentladung erfasst werden soll. Für eine derartige Anwendung muss daher das Bild zunächst verstärkt werden, um es anschließend mit einem CCD-Sensor zu erfassen.

Die Digitalisierung und Auswertung der Kamerabilder erfolgte über ein rechnergestütztes Bilderfassungssystem, welches sich aus einem handelsüblichen PC, einem Framegrabber Pulsar der Firma Matrox und einem Softwareprogramm TGS [Marchenko (2002)] zusammensetzt. Eine Ansteuerung des Framegrabbers und eine Auswertung der digitalisierten Bilder ist mit dem Softwareprogramm TGS möglich. Einen Überblick über die Funktionen und die Bedienung des Programms ist der Arbeit von Flothkötter (2001) zu entnehmen.

CCD-Kameras

Die Video-Kamera, Modell FK 7512-IQ, der Firma Pieper wurde für räumliche Aufnahmen verwendet, bei denen stationäre oder langsame dynamische Leuchtdichteverteilungen beobachtet wurden. Der Bildsensor dieser Kamera besitzt eine räumliche Auflösung von 752×582 Pixel mit einer Pixelgröße von $8,6 \times 8,6 \mu\text{m}$ und arbeitet intern nach dem „Interline Transfer“-Prinzip. Das von der Kamera erzeugte Signal entspricht dem CCIR-Standard mit einer Bildwiederholrate von 50 Hz (bezogen auf Halbbilder) im 2:1 „Interlace“-Verfahren. Die Kamera bietet zur Helligkeitsanpassung neben einer automatischen Helligkeitsregelung (AGC) auch eine Gammakorrektur. Um eine quantitative Aussagekraft der Aufnahmen bei allen Untersuchungen zu haben, wurde die AGC ausgeschaltet und die Gammakorrektur auf „1“ gesetzt. Zusätzlich besitzt die CCD-Kamera weitere optionale Einstellungen wie z.B. einen achtstufigen elektronischen Shutter und eine Autofokus-Funktion; keiner dieser Funktionen wurde bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten verwendet.

ICCD-Kameras

Für raumzeitliche Aufnahmen mit einer Belichtungszeit zwischen 1 ms und 5 ns stand eine gatebare ICCD-Kamera vom Typ DiCAM-2 der Firma PCO zur Verfügung. Diese

setzt sich aus einem Nahfokus-Bildverstärker der „2. Generation“ und einem Interline CCD-Bildsensor mit „Lens on Chip“-Technologie zusammen. Die Kopplung der beiden Komponenten erfolgt über eine Glasfaserplatte. Die S20-Photokathode des Bildverstärkers besitzt eine absolute Empfindlichkeit von 80 mA/W bei einer Wellenlänge von 400 nm. Die eigentliche Verstärkung wird über die Versorgungsspannung der MCP (Micro Channel Plate) geregelt. Mit Hilfe eines 10-Gang-Potentiometers wird der Verstärkungsfaktor des Bildverstärkers eingestellt. Die Einstellung des Potentiometers entspricht linear einer MCP-Versorgungsspannung von 0 bis 900 V. Die resultierende Verstärkung erreicht Werte bis zu 10^4 . Danach treffen die nochmals mit etwa 6 kV beschleunigten Elektronen auf den Phosphorschirm. Der verwendete P20 Phosphor besitzt eine Abklingzeit von 80 ms (1 % der anfänglichen Leuchtdichte), welcher auch die Aufnahme­frequenz auf maximal 8 Hz begrenzt. Über ein externes Steuergerät (DiTEC) erfolgt die Steuerung der Belichtungsdauer und eine mögliche Verzögerung des Belichtungszeitpunktes zu einem optionalen externen Triggerpuls. Der Nachweis der Linearität der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Kamera wurde von Ammelt (1995) erbracht.

3.2 Konversionseffizienz

Der IR-Konverter setzt in der Gasentladungsschicht eine einfallende IR-Bestrahlungsintensität in eine Ausstrahlung um, welche im VIS- und nahen IR-Spektralbereich liegt. Der vorliegende Abschnitt beschäftigt sich mit der Effizienz dieser Konversion und der Kopplungseffizienz realer Systeme, welche aus einem IR-Konverter und einer VIS-Kamera bestehen. Die Bestimmung der Konversionseffizienz setzt sich beim IR-Konverter aus zwei Teilen zusammen, da es sich bei dem System um einen Strahlungsempfänger und Strahlungssender handelt. Der Halbleiterwafer repräsentiert den Strahlungsempfänger und die Gasentladungsschicht den Strahlungssender, wobei der erste Teil im Folgenden als Eingangsseite und der zweite Teil als Ausgangsseite definiert wird. Sowohl für die Eingangsseite als auch für die Ausgangsseite kann ein Konversionsfaktor bestimmt werden. Die Konversion am Eingang des IR-Konverters wird durch den Konversionsfaktor R_{in} beschrieben, welche das Verhältnis zwischen der elektrischen Stromdichte des IR-Konverters und der auf die Detektorfläche treffenden IR-Bestrahlungsleistung beschreibt. Der zweite Konversionsfaktor R_{out} am Ausgang des IR-Konverters ist durch die Umsetzung der elektrischen Stromdichte in eine spezifische Ausstrahlung der Gasentladungsschicht definiert. Das Produkt beider Faktoren ergibt die Konversionseffizienz η_p des IR-Konverters. Sowohl bei der Konversionseffizienz als auch bei den Konversionsfaktoren R_{in} und R_{out} handelt es sich um Leistungsgrößen, welche zudem in eine Photonenzahl umgerechnet werden. Da der IR-Konverter in Verbindung mit einer VIS-Kamera als IR-Kamera betrieben wird, wurden aus den experimentellen Ergebnissen der Konversionseffizienzen Kopplungseffizienzen realer IR-Systeme berechnet. Es zeigt sich, dass der IR-Konverter bei entsprechender Wahl der Eingangsoptik und der nachgeschalteten VIS-Kamera in der Lage ist, Objekte zu detektieren, deren Temperatur nur marginal oberhalb der Umgebungstemperatur liegt.

Der erste Unterabschnitt 3.2.1 definiert die notwendigen Variablen und leitet die allgemein gültigen Gleichungen zur Berechnung der gesuchten Größen her. Diese schließen sowohl Betrachtungen der experimentellen Aufbauten zur Bestimmung der Konversionsfaktoren am Eingang und am Ausgang des IR-Konverters als auch Beschreibungen zur Kopplungseffizienz realer Systeme, welche aus dem IR-Konverter und einem Bildsensor der VIS-Kamera bestehen, ein. An diese theoretischen Vorbemerkungen schließen sich experimentelle Untersuchungen zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit der verwendeten Halbleiterwafer (Unterabschnitt 3.2.2) und zur Bestimmung der Konversionseffizienz an (Unterabschnitt 3.2.3). Unterabschnitt 3.2.4 widmet sich der Kopplungseffizienz realer Systeme. Daran schließen sich Betrachtungen zum dynamischen Bereich und dessen Grenzen an (Unterabschnitt 3.2.5). Mit der abschließenden Zusammenfassung in Unterabschnitt 3.2.6 endet der Abschnitt.

3.2.1 Theoretische Vorbemerkungen

Die in diesem Unterabschnitt beschriebenen theoretischen Vorbemerkungen dienen zur Charakterisierung der verwendeten Größen. Grundlage ist die Radiometrie (Strahlungsphysik), welche sich mit der Messung elektromagnetischer Strahlung beschäftigt. Bei der Notation der Variablen wurde versucht, möglichst die aus der Literatur bekannten Größen zu verwenden [Pedrotti et al. (1996); Kühlke (1998)].

In den theoretischen Betrachtungen werden die notwendigen Gleichungen für das in

den experimentellen Untersuchungen verwendete System eingeführt. Am Eingang handelt es sich um einen schwarzen Strahler, dessen Apertur über ein Linsensystem auf die Vorderseite des Halbleiterwafers abgebildet wird. Auf der Ausgangsseite wird die Leuchtdichteverteilung der Gasentladungsschicht mittels einer kalibrierten Photodiode detektiert. Die theoretische Herleitung der benutzten Formeln umfasst sowohl die experimentelle Situation, als auch Überlegungen zur Kopplung des IR-Konverters mit einem VIS-Bildsensor. Die optische Kopplung zwischen der Gasentladungsschicht und dem Detektor der nachgeschalteten Kamera erfolgt dabei entweder über ein Linsensystem oder ein Glasfasertaper.

Konversion auf der Eingangsseite des Bildwandlungsmoduls

Der Konversionsfaktor am Eingang des IR-Konverters ist über

$$R_{\text{in}}(\lambda) = \frac{\overbrace{j}^{=: \frac{I}{A_{\text{in}}}}}{\underbrace{E_{\text{in}}(\lambda)}_{=: \frac{\phi_{\text{in}}(\lambda)}{A_{\text{in}}}}} = \frac{I}{\phi_{\text{in}}(\lambda)} \quad \left[\frac{\text{A}}{\text{W}} \right] \quad (3.1)$$

definiert, wobei j die durch den IR-Konverter fließende Stromdichte ist. Da die Fläche A_{in} sowohl für die Stromdichte als auch für die Bestrahlungsstärke E_{in} am Eingang des IR-Konverters die selbe ist, kann der Konversionsfaktor über das Verhältnis des Stromes I und des Strahlungsflusses ϕ_{in} berechnet werden. Die Bestrahlungsstärke $E_{\text{in}}(\lambda)$ beschreibt die Strahlungsflussdichte in einem sehr schmalen Spektralbereich mit der mittleren Wellenlänge λ . Je nachdem ob E_{in} in Watt oder in Anzahl der einfallenden Photonen angegeben wird, handelt es sich bei dem Konversionsfaktor um eine Leistungs- oder Quantengröße. Mit

$$R_{\text{in,q}}(\lambda) = \frac{1}{q} \cdot \frac{j}{E_{\text{in,q}}(\lambda)} = \frac{1}{q} \cdot \frac{I}{\phi_{\text{in,q}}} \quad \left[\frac{\text{e}}{\text{phtn}} \right] \quad (3.2)$$

wird der Konversionsfaktor am Eingang des IR-Konverters in einer von Photonen ([phtn]) abhängigen Größe ausgedrückt und stellt eine Quanteneffizienz dar. Auch bei dieser Gleichung handelt es sich bei der Bestrahlungsstärke um eine Strahlungsflussdichte in einem sehr schmalen Spektralbereich mit der mittleren Wellenlänge λ . Die Division der „elektrischen“ Stromdichte j durch die Elementarladung q ergibt die Elektronenflussdichte ($[e/\text{cm}^2 \text{ s}]$) in der Gasentladungsschicht. Über die Gleichung

$$E_{\text{in,q}}(\lambda) = \frac{E_{\text{in}}(\lambda) \lambda}{h c} \quad (3.3)$$

ist eine Umrechnung der Leistungsgröße E_{in} in eine Photonenflussdichte möglich. Die Konstanten c und h sind die Lichtgeschwindigkeit und das PLANKSCHE Wirkungsquant.

Bei den folgenden Experimenten wurden neben der expliziten Abhängigkeit der Konversionsfaktoren von der Wellenlänge auch mittlere Größen für R_{in} und $R_{\text{in,q}}$ gemessen, bei denen statt $E_{\text{in}}(\lambda)$ und $E_{\text{in,q}}(\lambda)$ entsprechend mittlere Größen E_{in} und $E_{\text{in,q}}$ in Gleichung 3.1 bzw. 3.2 eingesetzt werden müssen. Diese Bestrahlungsstärken lassen sich

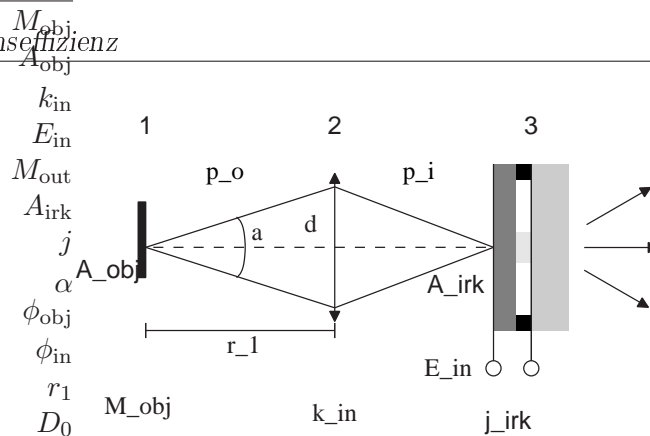


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau zur experimentellen Bestimmung des Konversionsfaktors am Eingang des IR-Konverters, bestehend aus einer Strahlungsquelle (1), einem Objektiv (2) und dem IR-Konverter (3). Eine detaillierte Beschreibung der Variablen erfolgt im Text.

über

$$E_{\text{in}} \stackrel{!}{=} \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} E_{\text{in}}(\tilde{\lambda}) d\tilde{\lambda} \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right] \quad (3.4)$$

$$E_{\text{in,q}} \stackrel{!}{=} \frac{h}{c} \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} \frac{E_{\text{in}}(\tilde{\lambda})}{\tilde{\lambda}} d\tilde{\lambda} \quad \left[\frac{\text{phntn}}{\text{cm}^2} \right] \quad (3.5)$$

in eine mittlere Größe umrechnen. Die Wahl der unteren und oberen Grenze des Integrals muss sämtliche Wellenlängen einschließen, die zur Widerstandsmodulation des Halbleiterwafers beitragen. Bei den folgenden Herleitungen werden nur noch mittlere Größen betrachtet.

Zur experimentellen Bestimmung der eingestrahnten Leistung E_{in} gibt es verschiedene Möglichkeiten. Im einfachsten Fall wird diese direkt mit einem kalibrierten IR-Detektor gemessen. Bei den vorliegenden Experimenten stand allerdings ein solcher Messkopf nicht zu Verfügung, so dass die Bestrahlungsstärke berechnet werden musste. Dazu diente ein schwarzer Strahler als Quelle, dessen Spektrum bei gegebener Temperatur durch das PLANKSCHE Strahlungsgesetz wohl definiert ist. Unter Berücksichtigung des experimentellen Aufbaus kann dann die auf den Halbleiterwafer einfallende Bestrahlungsstärke berechnet werden. Die zur Bestimmung der Bestrahlungsstärke am Eingang des IR-Konverters notwendigen Gleichungen werden nun im Folgenden kurz hergeleitet und diskutiert.

Ein auf der Achse liegendes Objekt wird über eine Linse auf den Halbleiterwafer abgebildet (Abbildung 3.5). Die Fläche A_{obj} des Gegenstandes (1), der als ein LAMBERT-Strahler mit konstanter Strahldichte L_{obj} angenommen wird, wird über ein Objektiv (2) auf den Halbleiterwafer (3) mit einer Fläche A_{irk} abgebildet. Die Begrenzung mit einem Durchmesser D_0 der Linse (2) stellt die Öffnungsblende dar, die vom Objekt unter dem Öffnungswinkel α erscheint. Die auf den Halbleiterwafer einfallende Bestrahlungsstärke E_{in} verursacht eine elektrische Stromdichte j im IR-Konverter (3).

Der Strahlungsfluss ϕ_{obj} des Objektes (1), den das Objektiv (2) einsammelt, ist gerade der Strahlungsfluss in einem Kreiskegel mit dem Öffnungswinkel α und kann bei

dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau nach Kühlke (1998) durch

$$\phi_{\text{obj}} = \pi \cdot A_{\text{obj}} \cdot L_{\text{obj}} \cdot \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right) \quad (3.6)$$

beschrieben werden. L_{obj} ist die Strahldichte des Objektes, welche bei einem LAMBERT-Strahler mit der spezifischen Ausstrahlung über $M_{\text{obj}} = \pi \cdot L_{\text{obj}}$ verknüpft ist. Da das Objektiv den Transmissionsgrad τ_{in} besitzt, ist $\phi_{\text{in}} = \tau_{\text{in}} \cdot \phi_{\text{obj}}$. Mit der Definition $M_{\text{obj}} =: \phi_{\text{obj}}/A_{\text{obj}}$ lässt sich die Bestrahlungsstärke am Eingang des IR-Konverters durch die kompakte Gleichung

$$E_{\text{in}} = \frac{\phi_{\text{in}}}{A_{\text{irk}}} = k_{\text{in}} \cdot M_{\text{obj}} \quad (3.7)$$

beschreiben. Dabei fasst k_{in} sowohl τ_{in} als auch die geometrischen Eigenschaften des experimentellen Aufbaus zusammen und kann in dem vorliegenden Fall durch

$$k_{\text{in}} = \tau_{\text{in}} \cdot \frac{A_{\text{obj}}}{A_{\text{irk}}} \cdot \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right) = \tau_{\text{in}} \cdot \frac{1}{m^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\arctan \left(\frac{D_0}{2 \cdot r_1} \right)}{2} \right) \quad (3.8)$$

beschrieben werden. Die Größe m ist der Abbildungsmaßstab des optischen Aufbaus. Der Öffnungswinkel α wurde im letzten Teil der Gleichung durch die gegebenen geometrischen Abmessungen des Versuchsaufbaus ersetzt. Die Transmissionseigenschaften der Optik werden durch τ_{in} beschrieben.

Mit den Gleichungen 3.7 und 3.8 stehen die prinzipiell notwendigen Formeln zur Berechnung des Konversionsfaktors am Eingang des IR-Konverters zur Verfügung. Bei der experimentellen Umsetzung gilt es zu beachten, dass das Hinzufügen von zusätzlichen optischen Komponenten berücksichtigt werden muss. Wenn beispielsweise der Strahlungsfluss durch verschiedene optische Fenster abgeschwächt wird, muss dieser Sachverhalt in Gleichung 3.7 – bei gegebener Transmission τ_i jeder zusätzlichen optischen Komponente (Gesamtanzahl N) – berücksichtigt werden. Man erhält schließlich eine Gleichung für die Bestrahlungsstärke am Eingang des IR-Konverters, in der $E_{\text{in}} = \left(\prod_{i=1}^N \tau_i \right) \cdot k_{\text{in}} \cdot M_{\text{obj}}$ ist.

Konversion auf der Ausgangsseite des Bildwandlungsmoduls

Der Konversionsfaktor am Ausgang des IR-Konverters berechnet sich über

$$R_{\text{out}}(\lambda) = \frac{M_{\text{out}}(\lambda)}{j} \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{A}} \right]. \quad (3.9)$$

Genau wie beim Konversionsfaktor auf der Eingangsseite handelt es sich bei $M_{\text{out}}(\lambda)$ um eine Strahlungsflussdichte innerhalb eines sehr schmalen Wellenlängenbereichs mit der mittleren Wellenlänge λ . Durch Integration der spezifischen Ausstrahlung innerhalb der Grenzen λ_{min} und λ_{max} erhält man eine mittlere Größe, die sich mit

$$M_{\text{out}} \stackrel{!}{=} \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} M_{\text{out}}(\tilde{\lambda}) \, d\tilde{\lambda} \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right] \quad (3.10)$$

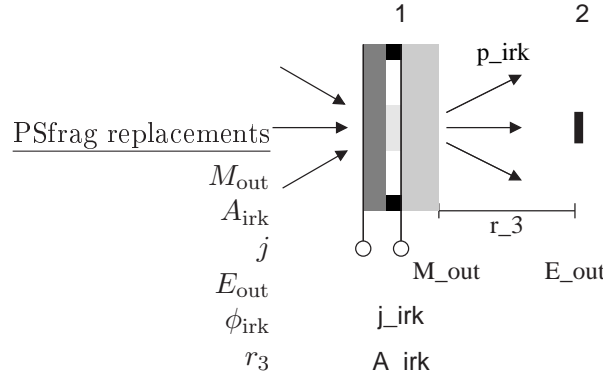


Abbildung 3.6: Schematischer Versuchsaufbau zur experimentellen Bestimmung des Konversionsfaktors am Ausgang des IR-Konverters, bestehend aus dem IR-Konverter (1) und einer kalibrierten Photodiode (2) im Abstand r_3 . Eine detaillierte Beschreibung der Variablen erfolgt im Text.

beschreiben lässt. Die untere und obere Grenze des Integrals sind durch das emittierte Spektrum der Gasladungsschicht definiert. Entsprechend der Gleichung 3.2 kann der Konversionsfaktor am Ausgang mit

$$R_{\text{out},q}(\lambda) = q \cdot \frac{M_{\text{out},q}(\lambda)}{j} \quad \left[\frac{\text{phtn}}{e} \right] \quad (3.11)$$

als eine von Photonen ([phtn]) abhängige Größe bestimmt werden. Auch die Berechnung der mittleren spezifischen Ausstrahlung M_{out} lehnt sich an Gleichung 3.5 an und ist

$$M_{\text{out},q} \stackrel{!}{=} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \frac{M_{\text{out}}(\tilde{\lambda}) \tilde{\lambda}}{h c} d\tilde{\lambda} \quad \left[\frac{\text{phtn}}{\text{cm}^2} \right]. \quad (3.12)$$

Zur experimentellen Bestimmung des Konversionsfaktors wurde ein Aufbau auf Grundlage von Abbildung 3.6 verwendet, bei dem die emittierte Strahlung mit einer kalibrierten Photodiode detektiert wurde. Neben der einfachen Realisierung des experimentellen Aufbaus ist es ein weiterer wesentlicher Vorteil, dass die detektierte Intensitätsverteilung über die gesamte Fläche gemittelt wird.

Die aus der Lumineszenzerscheinung resultierende Strahlungsflussdichte soll als homogener LAMBERT-Strahler mit der Fläche A_{irk} und mit konstanter Strahldichte L_{irk} approximiert werden. Die Fläche der Photodiode (2) und auch die der Lumineszenzstrahlung soll eine punktförmige Ausdehnung im Vergleich zum Abstand der beiden Objekte aufweisen. Mit diesen Näherungen ergibt sich die spezifische Ausstrahlung (Kühlke, 1998, Seite 171) zu

$$M_{\text{out}} = \pi \cdot \frac{r_3^2 \cdot E_{\text{out}}}{\tau_o \cdot A_{\text{irk}}}, \quad (3.13)$$

wobei E_{out} die Bestrahlungsstärke der Photodiode ist. Der Faktor τ_o umfasst sämtliche Transmissionswerte der radiometrischen Kette. Sowohl bei M_{out} als auch bei E_{out} handelt es sich um mittlere Größen, die nicht mehr von der Wellenlänge abhängig sind. Zusätzlich wird die spezifische Ausstrahlung über A_{irk} gemittelt. Zur experimentellen Bestimmung der spezifischen Ausstrahlung M_{out} muss die die Bestrahlungsstärke E_{pd}

gemessen werden. Letztere Größe kann über $E_{\text{out}} = \frac{I_{\text{pd}}}{R_{\text{pd}} \cdot A_{\text{pd}}}$ berechnet werden, wobei I_{pd} der Strom, A_{pd} die Fläche und R_{pd} die Empfindlichkeit der Photodiode ist.

Konversionseffizienz des Bildwandlungsmoduls

Die Effizienz der Konversion η_p berechnet sich aus dem Produkt der Konversionsfaktoren am Eingang und am Ausgang des IR-Konverters und ist

$$\eta_p = R_{\text{in}} \cdot R_{\text{out}} = \frac{M_{\text{out}}}{E_{\text{in}}} \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{W}} \right]. \quad (3.14)$$

Die Angabe der Maßeinheit [W/W] veranschaulicht, dass die bisherigen Größen Leistungsgrößen sind. Physikalisch interessant ist es auch, die Angabe der Konversionseffizienz als Verhältnis der Photonenanzahl zu berechnen [phtn/phtn], somit wird aus der Leistungseffizienz η_p eine Quanteneffizienz η_q . Bei Detektoren ist diese definiert über das Verhältnis der mittleren Zahl der Photoelektronen zur mittleren Zahl der einfallenden Photonen. Im Fall des IR-Konverters bedeutet dies, dass die Zahl der aus der Gasschicht austretenden und auf den IR-Konverter einfallenden Photonen bestimmt werden muss. Dazu kann man sich der bisher bestimmten Größen bedienen, indem man die Quanteneffizienz des IR-Konverters als

$$\eta_q = R_{\text{in,q}} \cdot R_{\text{out,q}} = \frac{M_{\text{out,q}}}{E_{\text{in,q}}} \quad \left[\frac{\text{phtn}}{\text{phtn}} \right] \quad (3.15)$$

definiert. Der Index „q“ gibt an, dass es sich jeweils um eine in Quanten umgerechnete Variable handelt.

Die beiden Konversionseffizienzen des IR-Konverters η_p und η_q sind für dessen Charakterisierung wichtige Größen, da sie eine quantitative Aussage über die Umsetzung der einfallenden Strahlung machen. Für den Entwickler sind darüber hinaus auch die Zwischengrößen R_{in} und R_{out} interessant, da sie die Empfindlichkeiten am Eingang und am Ausgang des IR-Konverters unabhängig voneinander charakterisieren und so mögliche Schwachstellen des IR-Konverters aufzeigen können.

In den experimentellen Untersuchungen wurden die Konversionsfaktoren an Ein- und Ausgang und anschließend daraus die Gesamteffizienz berechnet. Mit Hilfe der Ergebnisse und den folgenden theoretischen Betrachtungen wurde die Effizienz eines realen Gesamtsystems abgeschätzt.

Kopplungseffizienzen realer Systeme

Die Kopplungseffizienz einer IR-Kamera auf der Basis des IR-Konverters und einer nachgeschalteten VIS-Kamera wird maßgeblich durch die Abbildung der Gasentladungsschicht auf den Bildsensor der VIS-Kamera bestimmt. Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten, den Ausgang des IR-Konverters mit einem Bildsensor zu koppeln. Entweder erfolgt die Kopplung über ein Linsensystem oder über ein Glasfaserbündel.

In den schematischen Aufbauten (a) und (b) der Abbildung 3.7 wird der IR-Konverter mit einem VIS-Bildsensor über ein Linsensystem bzw. Glasfaserbündel gekoppelt. Mit der aus diesen letzten beiden Aufbauten resultierenden Kopplungseffizienz und der Kenntnis der Konversionseffizienz des IR-Konverters kann die Empfindlichkeit des Gesamtsystems bestimmt werden.

PSfrag replacements

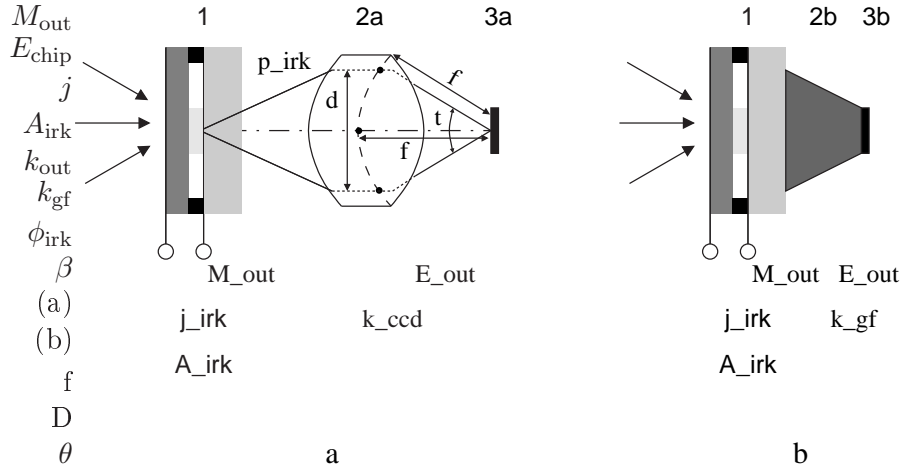


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau zweier IR-Kamerasysteme auf der Basis des IR-Konverters und eines Bildsensors zur Bestimmung der Kopplungseffizienz. Die optische Kopplung der Gasentladungsschicht mit dem Sensor kann entweder über ein Objektiv (a) oder aber über ein Glasfaserbündel (b) erfolgen. Eine detaillierte Beschreibung der Variablen erfolgt im Text.

Die Kopplungseffizienz k_{pow} ist über

$$k_{pow} = \frac{E_{chip} \cdot A_{pix, chip}}{M_{out} \cdot A_{pix, irk}} = k_{out} \cdot m^2 \quad (3.16)$$

definiert, wobei M_{out} die spezifische Ausstrahlung mit der Fläche $A_{pix, irk}$ des IR-Konverters und E_{chip} die Bestrahlungsstärke auf der Fläche $A_{pix, chip}$ des Bildsensors darstellt.

In Gleichung 3.16 entspricht der Term k_{out} einer so genannten Beleuchtungstransfer-Effizienz, welche durch das bereits bekannte Verhältnis der Beleuchtungsstärke des Bildes (E_{chip}) und der Ausstrahlung des Objektes (M_{out}) beschrieben wird (vgl. Gleichung 3.7). Im vorliegenden Fall ist es im Hinblick auf das erzeugte Signal jedes einzelnen Pixels sinnvoller, die Kopplungseffizienz durch eine Leistungstransfer-Effizienz (k_{pow}) zu beschreiben. Ein Signal, welches durch die einfallende Strahlung in einem Pixel des Bildsensors generiert wird, ist proportional zu der Anzahl der auf dieses Pixel einfallenden Photonen und zu der Fläche des bestrahlten Pixels. Die Leistungstransfer-Effizienz k_{pow} ist direkt mit der Beleuchtungstransfer-Effizienz k_{out} über die bereits oben eingesetzte Beziehung $k_{pow} = k_{out} \cdot m^2$ verknüpft [Marchenko et al. (2002b)].

Linsensystem (Abbildung 3.7.a): Nach Kinglake (1992) kann für reale Linsensysteme mit der Blendenzahl (F -Zahl)

$$F = \frac{f}{D} = \frac{1}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (3.17)$$

die Beleuchtungstransfer-Effizienz k_{out} dann durch

$$k_{out} = \frac{E_{chip}}{M_{out}} = \frac{\pi \cdot \tau_o}{4 F^2 \cdot (1 + m)^2} \quad (3.18)$$

berechnet werden.

In der Gleichung 3.17 wurde das Verhältnis D/f nicht gleich $\tan\theta$ gesetzt, da der Tangens nur im Fall einer wirklich planen Hauptebene richtig ist. Die ABBESCHE Sinusbedingung zeigt, dass für eine komatisch und sphärisch korrigierte Linse die zweite Hauptebene ein um die optische Achse zentrierter Teilkreis mit dem Radius f wird. In diesem Fall ist $D/2f = \sin\theta$ [Kinglake (1992)].

Im zweiten Teil der Gleichung 3.18 berücksichtigt der Ausdruck $(1+m)$ die Vergrößerung des Objektes, während τ_o sämtliche Transmissionswerte des Aufbaus beinhaltet. Dabei ist die Bestrahlungsstärke proportional zum Quadrat der F-Zahl und unabhängig von der Brennweite bzw. Apertur der Linse, denn bei der Bestrahlungsstärke handelt es sich um eine Strahlungsflussdichte, welche vom Verhältnis des Öffnungswinkels zum Durchmesser der Linse abhängig ist. Genau genommen müsste der Ausdruck $(1+m)$ durch $(1+m/m_p)$ ersetzt werden, wobei m_p die Vergrößerung der Pupille ist. Für die in dieser Arbeit verwendeten Objektive kann $m_p = 1$ gesetzt werden. In der Regel ist diese Näherung für „normale“ Objektive gültig, einzig für Tele- und Makroobjektive ist $m_p \neq 1$ (Kinglake, 1992, Seite 108, Fußnote).

Glasfaserbündel (Abbildung 3.7.b): Die Kopplungseffizienz im Fall einer direkten optischen Kopplung der Gasentladungsschicht des Bildwandlungsmoduls mit dem Bildsensor über ein Glasfaserbündel lässt sich durch

$$k_{\text{out}} = \frac{E_{\text{chip}}}{M_{\text{out}}} = \sin^2 \frac{\theta}{2} \cdot \tau_o \quad (3.19)$$

beschreiben. Dabei ist θ der Öffnungswinkel, unter dem das Glasfaserbündel die emittierte Strahlung der Gasentladungsschicht aufnimmt. Der Faktor m beschreibt den Abbildungsmaßstab, mit dem das Bild vergrößert oder verkleinert auf den Bildsensor abgebildet wird.

Sowohl bei der Kopplung über ein Linsensystem als auch über ein Glasfaserbündel ist die Kopplungseffizienz abhängig vom Abbildungsmaßstab m . Somit kann k_{pow} durch ein größeres m gesteigert werden. Die bedeutet, dass unter sonst konstanten Bedingungen ein großflächiger Bildsensor vorteilhaft für die Systemempfindlichkeit ist [Marchenko et al. (2002b)].

3.2.2 Experimentelle Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit von Si:Zn und Si:In

Die Halbleiterwafer des IR-Konverters sind Quantendetektoren, deren Empfindlichkeit von der Intensität und der Wellenlänge der einfallenden Strahlungsflussdichte abhängig ist. Die Untersuchungen, welche in diesem Unterabschnitt dargestellt werden, widmen sich der spektralen Empfindlichkeit der verwendeten Detektoren. Als Strahlquelle am Eingang des IR-Konverters dient ein abstimmbarer, gepulster IR-Laser, welcher den spektralen Wellenlängenbereich zwischen $1 - 30 \mu\text{m}$ bei gleichzeitig schmalbandiger Abstrahlung abdeckt [Finsterbusch et al. (2002)]. Mit dieser Lichtquelle wurde die spektrale Empfindlichkeit eines Si:Zn- und eines Si:In-Wafers ausgemessen.

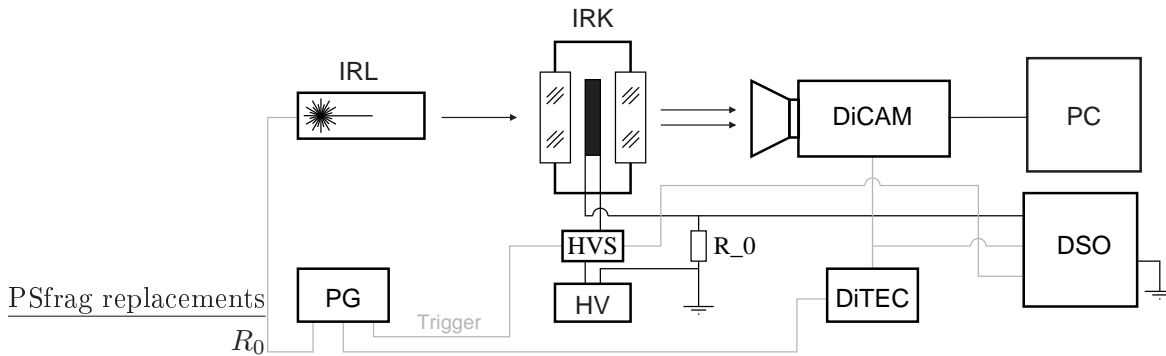


Abbildung 3.8: Schematischer Versuchsaufbau zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit eines Si:In-Halbleiterwafers. Der experimentelle Aufbau setzt sich aus einem abstimmbaren IR-Laser (IRL), dem IR-Konverter (IRK), einem Pulsgenerator (PG), einer Hochspannungsquelle (HV), einem Hochspannungsschalter (HVS), einem Messwiderstand (R_0), einem digitalen Speicheroszilloskop (DSO) und einem Bilderfassungssystem, welches aus einer ICCD-Kamera (DiCAM-2), einer Steuereinheit (DiTEC) und einem Computer (PC) besteht, zusammen. Die schwarzen Verbindungslinien skizzieren die elektrische Beschaltung des Bildwandlungsmoduls. Die grauen Linien zeigen den Verlauf der Steuerungssignale zur Synchronisation des Experiments.

Versuchsaufbau und –durchführung

Der für die Untersuchungen notwendige Aufbau ist in Abbildung 3.8 schematisch dargestellt. Als Strahlungsquelle dient ein schmalbandiger, abstimmbarer, gepulster IR-Laser (IRL), mit dem die auf den IR-Konverter einfallende Wellenlänge im Spektralbereich zwischen $1 - 30 \mu\text{m}$ mit einer Bandbreite von $12,7 \text{ GHz}$ variiert werden kann. Bei einer Pulsdauer von 100 ps und einer Repetitionsrate von 1 kHz besitzt dieser Laser eine Energie bis zu einigen hundert μJ [Finsterbusch et al. (2002)]. Diese Energie ist stark abhängig von der emittierten Wellenlänge, so dass für die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen bei jeder Messung die Energie mit Hilfe einer Thermosäule bestimmt wurde. Der so kalibrierte Laserstrahl wurde über ein Linsensystem aufgeweitet und auf die Eingangsseite des IR-Konverters (IRK) abgebildet. Sowohl der Messkopf zur Kalibrierung der Laserenergie als auch das Linsensystem sind in Abbildung 3.8 nicht dargestellt, da sie zum Verständnis des prinzipiellen Aufbaus nicht benötigt werden. Die Lumineszenzstrahlungsverteilung der Gasentladungsschicht wird mit der ICCD-Kamera (DiCAM-2) erfasst, mit dem rechnergestützten System (PC) digitalisiert und für die weitere Bearbeitung der Bilder gespeichert. Die Erfassung der Bilder ist für die Empfindlichkeitsmessung des Si:In-Halbleiterwafers notwendig, da eine direkte Messung der Stromdichte auf Grund experimenteller Gegebenheiten nicht möglich war. Auf die genaueren Ursachen dafür wird bei der Beschreibung der Ergebnisse für das entsprechende System eingegangen.

Der untere Teil der Abbildung 3.8 zeigt die elektrische Beschaltung des Bildwandlungsmoduls (schwarze Verbindungslinien) und den Verlauf der Steuerungssignale zur Synchronisation des Experiments (graue Verbindungslinien) für die experimentelle Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit für den Si:In-Halbleiterwafer. Der dazugehörige zeitliche Ablauf zur Synchronisierung und Steuerung des Experiments ist zusätzlich in Abbildung 3.9 schematisch illustriert. Über den Pulsgenerator (PG) werden der

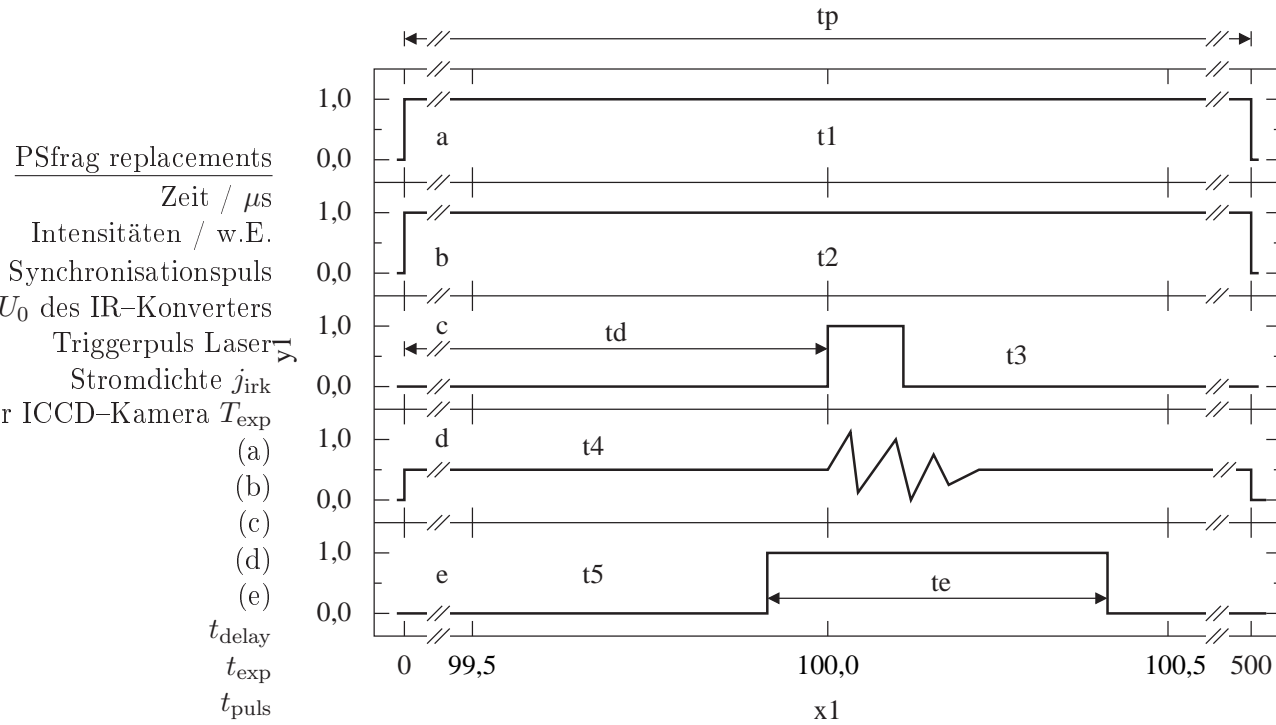


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der elektrischen Signale zur Steuerung des Experiments und zur Erfassung der Lumineszenzstrahlung des IR-Konverters nach dem in Abbildung 3.8 verwendeten Versuchsaufbau. Über den Synchronisationspuls (a) wird der gesamte zeitliche Ablauf des Versuchs gesteuert. Zunächst wird über diesen die Hochspannungsquelle des IR-Konverters (b) bezüglich des Zeitpunktes und der Länge des Pulses geschaltet. Nach einer Verzögerung von t_{delay} erfolgt die Triggerung des abstimmbaren IR-Lasers (c). Die Kurve in Graph (d) zeigt schematisch den zeitlichen Verlauf der Stromdichte j_{irk} , welche die Antwort auf den etwa 100 ps langen einfallenden IR-Puls darstellt. Die Triggerung der ICCD-Kamera erfolgt über den in Graph (e) gezeigten Puls, welcher kurz vor der Triggerung des IR-Lasers (einige wenige ns) startet, und über dessen Länge die Belichtungszeit t_{exp} eingestellt wird.

Laser, der Hochspannungsschalter (HVS) und die Steuereinheit (DiTEC) der ICCD-Kamera synchronisiert. Dabei wird zunächst über einen Triggerpuls des Pulsgenerators der Hochspannungsschalter angesteuert, wobei die Länge dieses Pulses die Dauer der angelegten Hochspannung vorgibt. In den vorliegenden Experimenten betrug die Länge der Pulse typischerweise $500 \mu\text{s}$. Die Höhe der angelegten Spannung wird dabei durch die an den Hochspannungsschalter angeschlossene Hochspannungsquelle (HV) vorgegeben. Der globale Strom, welcher durch das Bildwandlungsmodul fließt, wird über einen gegen Masse liegenden Messwiderstand $R_0 = 12,7 \Omega$ mit Hilfe eines Oszilloskops (DSO) gemessen. Mit einer Verzögerung von etwa $t_{\text{delay}} = 100 \mu\text{s}$ auf den Puls des Hochspannungsschalters bekommt der abstimmbare IR-Laser (IRL) seinen Triggerpuls. Die Synchronisation der Steuereinheit (DiTEC) wurde zeitgleich mit dem Triggerpuls für den Hochspannungsschalter gewählt, da die genaue zeitliche Position der Belichtungszeit der ICCD-Kamera mit der Steuereinheit vorgenommen werden konnte. Neben dem Spannungsabfall am Messwiderstand wurde ebenfalls der Triggerpuls des Hochspannungsschalters und die Belichtungszeit der ICCD-Kamera mit dem Oszilloskop gemessen.

Der bisher beschriebene Aufbau diente in erster Linie zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit des Si:In-Halbleiterwafers. Der Aufbau für den IR-Konverter auf der Basis eines Si:Zn-Wafers vereinfacht sich insofern, als dieser kontinuierlich betrieben werden kann. In diesem Zusammenhang kann auf die gepulste Hochspannungsversorgung verzichtet werden, womit der Hochspannungsschalter bei diesen Experimenten weggelassen wurde. Damit ist auch eine Synchronisation der elektrischen Versorgung des Bildwandlungsmoduls hinfällig. Außerdem wurde bei der Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit des Si:Zn-Halbleiterwafers auf eine bildhafte Erfassung der Gasentladungsschicht verzichtet, da die Empfindlichkeit direkt über die Stromdichte gemessen werden konnte. Eine genauere Begründung folgt bei der Beschreibung der Auswertung der Messergebnisse im nächsten Unterabschnitt.

Bei dem Si:In-Halbleiterwafer handelte es sich um einen Wafer mit der internen Bezeichnung 9-14. Dieser zeichnet sich durch eine relativ geringe Dunkelstromdichte aus, welche bei einer Kühlung mit flüssigem Stickstoff 28 mA/cm^2 beträgt. Die $100 \mu\text{m}$ Dicke der Gasentladungsschicht war mit 100 hPa Argon gefüllt. Die angelegte Versorgungsspannung betrug $U_0 = 700 \text{ V}$. Die Spannungspulse hatten eine Länge von $t_{\text{exp}} = 500 \mu\text{s}$. Die Repetitionsrate wurde bei den Experimenten an die der nachgeschalteten ICCD-Kamera angepasst und betrug 8 Hz , so dass dieses aus IR-Konverter und ICCD-Kamera bestehende System jeden $125.$ Puls des abstimmbaren IR-Lasers detektierte ($t_{\text{rep}} = 1 \text{ kHz}$). Die Bilder wurden mit einer Belichtungszeit von 500 ns und einer Verstärkung von $7,02$ aufgenommen. Mit der Wahl der relativ kurzen Belichtungszeit wurde der Untergrund, welcher maßgeblich durch die Dunkelstromdichte verursacht wird, größtenteils unterdrückt.

Das Bildwandlungsmodul auf der Basis des Si:Zn-Halbleiterwafers bestand aus einem Wafer mit der internen Bezeichnung 13-3, die $100 \mu\text{m}$ dicke Gasentladungsschicht war mit 100 hPa Argon gefüllt. Die Versorgungsspannung betrug bei sämtlichen Messungen $U_0 = 600 \text{ V}$. Bei beiden Systemen wurde der globale Strom aus dem Spannungsabfall über den Messwiderstand $R_0 = 12,7 \Omega$ gemessen.

Experimentelle Ergebnisse des Si:Zn-Halbleiterwafers

Die spektrale Empfindlichkeit für den Si:Zn-Halbleiterwafer kann bei den gegebenen experimentellen Bedingungen direkt aus der Stromdichte j und der auf den IR-Konverter einfallenden Bestrahlungsstärke nach Gleichung 3.1 bestimmt werden. Zwar handelt es sich bei der IR-Lichtquelle um einen gepulsten Laser, welcher eine pulsförmige Antwort im Stromsignal des IR-Konverters hervorruft, aber auf Grund des relativ niedrigen Dunkelstroms und der ausreichend hohen Empfindlichkeit des Detektormaterials kann die spektrale Empfindlichkeit über mittlere Größen berechnet werden. Dazu wurde die mittlere Stromdichte j über den Spannungsabfall am Messwiderstand R_0 eines Voltmeters ermittelt. Die Mittelung der einfallenden Leistungsdichte E_{in} erfolgte durch die große Trägheit der verwendeten Thermosäule.

Die Auswertung der Messergebnisse der durchgeführten Experimente ist in Abbildung 3.10.a dargestellt. Dazu ist die spektrale Empfindlichkeit in Abhängigkeit der einfallenden Wellenlänge aufgetragen. In dem untersuchten Wellenlängenbereich liegt die maximale Empfindlichkeit von $0,36 \text{ A/W}$ bei einer Wellenlänge von $2,85 \mu\text{m}$. Oberhalb dieses Punkts fällt die Empfindlichkeit ab, bis sie bei $3,83 \mu\text{m}$ einen Wert von $0,05 \text{ A/W}$ erreicht. Darüber hinaus war kein Stromfluss bei der zu Verfügung stehenden Laserleis-

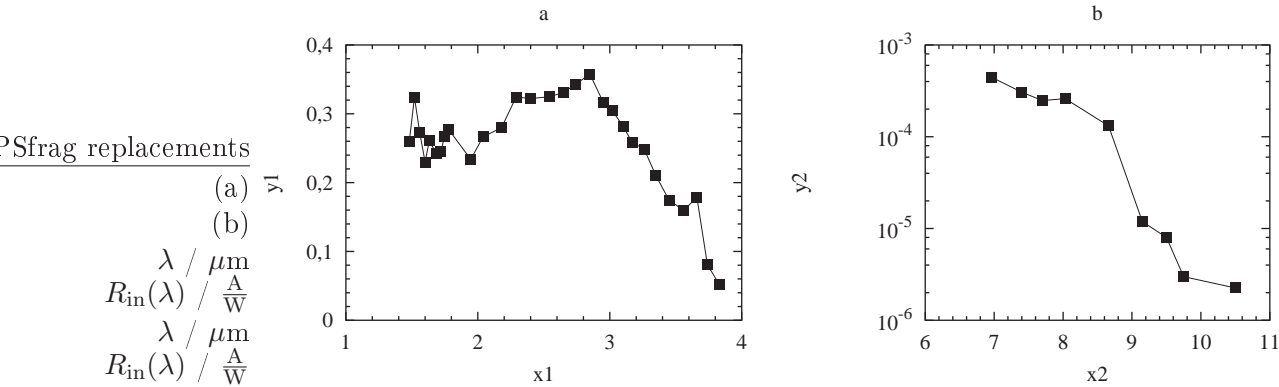


Abbildung 3.10: Spektrale Empfindlichkeit des IR-Konverters auf der Basis eines Si:Zn-Halbleiterwafers (a) und eines Si:In-Halbleiterwafers (b). Parameter (a): Si:Zn-Halbleiterwafer 13–3, $U_0 = 600$ V, $p = 100$ hPa Ar, $d_{gap} = 100 \mu m$; Parameter (b): Si:In-Halbleiterwafer 9–14, $U_0 = 700$ V, $p = 100$ hPa Ar, $d_{gap} = 100 \mu m$, $t_{puls} = 500 \mu s$, $t_{rep} = 0,125$ s.

tung nachweisbar. Unterhalb des Maximums bei $2,85 \mu m$ weist die Empfindlichkeit einen nicht gleichmäßigen Verlauf auf. Bereits an dieser Stelle soll auf den fast monotonen Anstieg der Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich zwischen $1,95$ und $2,29 \mu m$ hingewiesen werden, denn bei der Diskussion der Ergebnisse im nächsten Abschnitt lässt sich ein Teil der dort gefundenen Beobachtung mit diesem Verlauf erklären.

Experimentelle Ergebnisse des Si:In-Halbleiterwafers

Eine direkte Messung der Stromdichte j bei dem IR-Konverter auf der Basis eines Si:In-Detektors ist nicht möglich, denn dieser weist eine wesentlich höhere Dunkelstromdichte auf und besitzt eine wesentlich niedrigere Empfindlichkeit als ein System, welches mit einem Si:Zn-Wafer arbeitet. In Verbindung mit der relativ geringen mittleren Leistung des verwendeten Lasers, ist eine direkte Messung der mittleren Stromdichte in der vorliegenden experimentellen Umsetzung unmöglich. Außerdem kann aus dem Antwortverhalten des IR-Konverters auf einen einzelnen Puls ebenfalls die Stromdichte nicht gemessen werden, da diese ein starkes oszillatorisches Verhalten aufweist. Zur Illustration dieses Sachverhalts ist in Abbildung 3.11 ein typisches Antwortverhalten der Stromdichte und der integralen Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung grafisch dargestellt. Zwar erreicht das System kurzzeitig eine sehr hohe Stromdichte von über $0,2 \text{ A/cm}^2$, dennoch ist auf Grund der hohen Dunkelstromdichte von rund 28 mA/cm^2 eine Messung der mittleren Stromdichte, wie dies bei dem Si:Zn-System der Fall war, nicht möglich. Dagegen ist der Verlauf der Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung nicht solchen Schwankungen unterworfen. Vielmehr zeichnet sich das Leuchten der Gasschicht durch einen sehr schnellen Anstieg der Intensität mit einem exponentiellen Abfall aus. Eine quantitative Auswertung dieses Antwortverhaltens erfolgt in Abschnitt 3.3.4, wo die zeitliche Auflösung eines Si:In-Systems in Verbindung mit dem hier verwendeten Laser untersucht und diskutiert wird.

Aus diesen Gründen muss die Stromdichte über einen anderen Weg ermittelt werden. Im vorliegenden Fall ist dieses durch die Auswertung der Bilddaten geschehen. Daher schließen die folgenden Betrachtungen neben der Diskussion der Ergebnisse ebenfalls

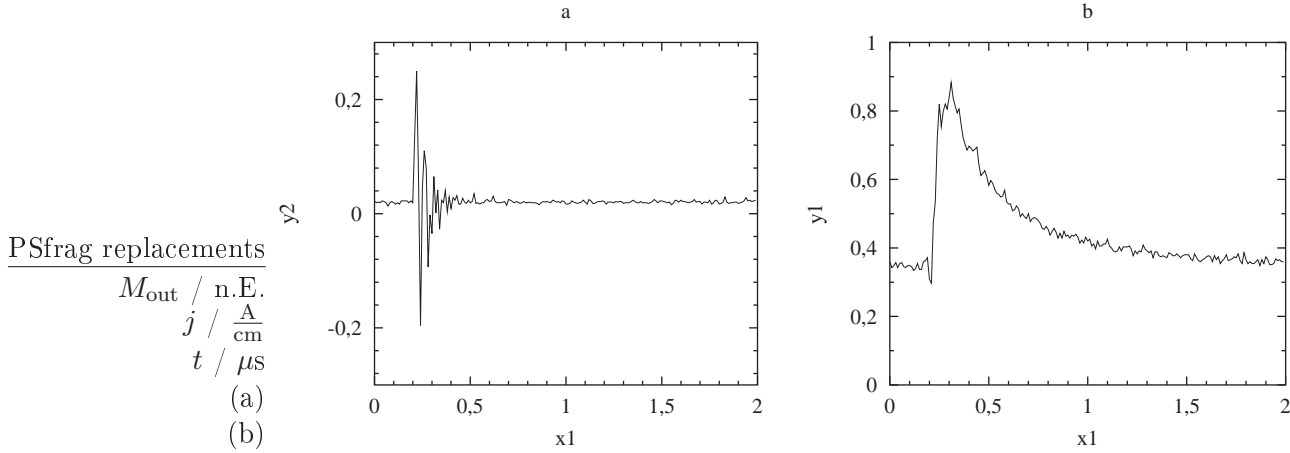


Abbildung 3.11: Beispielhaftes Antwortverhalten des IR-Konverters auf der Basis eines Si:In-Halbleiterwafers auf einen 100 ps langen Laserpuls. Graph (a) stellt die zeitliche Auflösung der Stromdichte j gemessen am Widerstand R_0 bzw. Graph (b) die integrale Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung gemessen mit einem Photomultiplier dar. Parameter (a) und (b): Si:In-Halbleiterwafer 9–14, 100 hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$, $U_0 = 700\text{V}$, $t_{\text{puls}} = 500 \mu\text{s}$, $R_0 = 12,7 \Omega$, $\lambda = 6,3 \mu\text{m}$.

die Beschreibung der Methode zur Bestimmung der Stromdichte aus den Bilddaten ein.

Die Bestimmung der Stromdichte aus den Bilddaten basiert auf den Bedingungen, dass das Bildsignal der Kamera $h(x',y')$ eines Bildpixels (x',y') proportional zur Stromdichte $j(x,y)$ und der dazugehörigen abgebildeten Fläche a_{irk} in der Gasschicht ist. Ferner sei die gesamte Fläche der Gasschicht $\sum a_{\text{irk}} = A_{\text{irk}}$. Das Signal der Stromdichte setzt sich aus einem Dunkelstromdichteanteil $j_{\text{dk}}(x,y)$ und einem Signalstromdichteanteil $j_{\phi}(x,y)$ zusammen. Außerdem ist die Helligkeit proportional zur Belichtungsdauer t_{exp} . Wenn k die Proportionalitätskonstante ist, dann lässt sich die Helligkeit eines Pixels durch

$$h(x',y') = k \cdot t_{\text{exp}} \cdot \underbrace{j(x,y)}_{=j_{\text{dk}}(x,y)+j_{\phi}(x,y)} \cdot a_{\text{irk}} \quad (3.20)$$

beschreiben. Durch Aufsummieren sämtlicher Helligkeitswerte des Bereichs des Interesses ($= A_{\text{irk}}$) erhält man die integrale Helligkeit

$$H := \sum_N h(x',y'), \quad (3.21)$$

wobei N die gesamte Anzahl der Punkte innerhalb des Bereichs des Interesses beschreibt. Setzt man nun Gleichung 3.20 in 3.21 ein und sei die gesamte Stromdichte $J = \sum a_{\text{irk}} j(x,y)$ bzw. der globale Stromfluss $I = J \cdot A_{\text{irk}}$, dann ergibt sich folgender Zusammenhang für die integrale Helligkeit

$$H(t_{\text{exp}}, I) = k \cdot t_{\text{exp}} \cdot \underbrace{I}_{=: I_{\text{dk}} + I_{\phi}}, \quad (3.22)$$

wobei sich entsprechend der Stromdichte j auch der Strom aus einem Dunkelstrom I_{dk} und aus dem Signalstrom I_{ϕ} zusammensetzt.

Zur Kalibrierung des Meßsystems, die eigentlich die Bestimmung von k bedeutet, wurde der Dunkelstrom I_{dk} ($I_\phi = 0$) mit unterschiedlichen Belichtungszeiten erfasst. Im Fall des IR-Konverters auf der Basis eines Si:In-Halbleiterwafers eignet sich besonders gut der Dunkelstrom zur Bestimmung des Proportionalitätsfaktors k , da der Dunkelstrom bei diesem System eine experimentell leicht zugängliche Größe darstellt und da der Signalstrom ein oszillatorisches Verhalten aufweist. Es zeigt sich eine lineare Abhängigkeit der integralen Intensität $H(t_k, I)$ von der Belichtungszeit t_k , welche durch die lineare Gleichung $H(t_k, I_{\text{dk}} = \text{const}) = k \cdot t_k + b$ beschrieben werden kann. Der Faktor k wird sowohl durch die Kameraeigenschaften (z.B.: Optik, Verstärkung) als auch durch die Parameter der Gasentladung beeinflusst. Der Achsenabschnitt b spiegelt das Untergrundsignal der Kamera wieder. Der Proportionalitätsfaktor ergibt bei den gegebenen experimentellen Bedingungen einen Wert von $k = 1,9 \cdot 10^{10} \frac{\text{d.c.}}{\text{A}\cdot\text{s}}$. Dabei wurde sowohl der integrale Intensitätswert H für den Dunkelstrom als auch die Auswertung sämtlicher übriger Bilder mit dem Softwareprogramm TGS berechnet.

Bei Messungen von $I_\phi > 0$ muss auch der oben genannte Untergrund abgezogen werden. Die Formel zur Berechnung des Stromes I ist dann schlussendlich

$$I = \frac{1}{k} \left(\frac{H_\phi}{t_\phi} - \frac{H_{\text{dk}}}{t_k} \right). \quad (3.23)$$

Die Helligkeit H_ϕ entspricht dem Helligkeitswert, der aus dem beleuchteten Bild genommen wird. Die Korrektur des Untergrunds erfolgt mit dem Helligkeitswert H_{dk} , der aus dem „Dunkelstrombild“ über die gleiche Fläche wie H_ϕ ermittelt werden muss. Bei beiden Größen ist das Untergrundsignal b bereits abgezogen. Die Zeiten t_ϕ und t_k sind die jeweiligen Belichtungszeiten. Mit dieser Gleichung ist es möglich, jeden Helligkeitswert einer beliebig großen Fläche in einen Strom umzurechnen.

Die Kurve in Abbildung 3.10.b ist das Ergebnis der Auswertung, welche auf der gerade beschriebenen Methode beruht. Die Kurve zeigt den Verlauf der oberen Grenze der spektralen Empfindlichkeit des Si:In-Halbleiterwafers. Besonders auffällig ist, dass die Empfindlichkeit dieses Waferstyps um etwa 2 Größenordnungen geringer ist als die des Si:Zn-Halbleiterwafers. Dies liegt wahrscheinlich nicht generell an dem Material, sondern ist auf die Eigenschaften des an dieser Stelle verwendeten Si:In-Wafers zurückzuführen, denn der verwendete Detektor zeichnet sich durch eine sehr geringe Dunkelstromdichte für Si:In-Halbleiterwafer aus. Normalerweise ist die Dunkelstromdichte dieser Wafer bei LN₂-Temperaturen um etwa eine Größenordnung größer. Die relativ geringe Dunkelstromdichte des verwendeten Halbleiterwafers ist ein Hinweis für die geringe Empfindlichkeit, die durch die Herstellung und Dotierung verursacht wurde. In dem in dieser Arbeit untersuchten Wellenlängenbereich zeigt sich ein fast kontinuierlicher Abfall der Empfindlichkeit des Si:In-Halbleiterwafers. Bei einer Wellenlänge von 6,96 μm besitzt das untersuchte System eine Empfindlichkeit von knapp $4,5 \cdot 10^{-4}$ A/W. Dieser Wert ist auch gleichzeitig der größte Wert, welcher mit dem verwendeten System gemessen wurde. Danach fällt die Empfindlichkeit auf etwa $2,3 \cdot 10^{-6}$ A/W bei einer Wellenlänge von 10,6 μm ab. Oberhalb dieser Wellenlänge war ein Nachweis der Konversion der einfallenden Strahlung nicht mehr möglich. Selbst bei größtmöglicher Verstärkung der ICCD-Kamera und Integration von einigen hundert Bildern konnte kein Signal nachgewiesen werden.

Schlussbemerkungen

Die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchungen zeigen die absolute spektrale Empfindlichkeit zweier ausgewählter Halbleiterwafer, bei denen es sich um einen Si:Zn- und einen Si:In-Detektor handelt. Mit den hier dargestellten Messungen wurde erstmals die spektrale Empfindlichkeit für die mit dem IR-Konverter verwendbaren Halbleiterwafern experimentell bestimmt. Die obere Grenze der spektralen Empfindlichkeit liegt beim Si:Zn-Halbleiterwafer mit der internen Bezeichnung 13-3 bei $3,84 \mu\text{m}$ (bei rund 14 % vom Maximalwert). In dem untersuchten Spektralbereich besitzt dieser Wafer eine maximale Empfindlichkeit von fast $0,36 \text{ A/W}$ bei $\lambda = 2,85 \mu\text{m}$. diesem Wafermaterial ist es möglich, ab einer Wellenlänge von $1,1 \mu\text{m}$ bis in den mittleren IR-Spektralbereich Intensitätsverteilungen zu detektieren. Bei dem Si:In-Halbleiterwafer mit der internen Bezeichnung 9-14 liegt die obere Grenze der spektralen Empfindlichkeit bei $10,6 \mu\text{m}$ (bei rund 0,5 % vom Maximalwert). Somit ist dieses Material zur Detektion von CO_2 -Laserstrahlprofilen einsetzbar. Bei dem verwendeten Wafer liegt die Empfindlichkeit deutlich unterhalb der des Si:Zn-Detektors. Dieser erreicht eine maximale Empfindlichkeit von etwa $4,5 \cdot 10^{-4} \text{ A/W}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 6,96 \mu\text{m}$.

Der Verlauf der gemessenen Kurven und die Absolutwerte können nicht ohne weiteres auf andere Wafer des gleichen Typs übertragen werden, da die spektrale Empfindlichkeit sowohl von der Präparation des Materials als auch von den Eigenschaften der verwendeten Kontaktschicht abhängig ist. In der Arbeit von Astrova et al. (1999a) wurde beispielsweise gezeigt, dass die Empfindlichkeit eines Detektors durch thermische Nachbehandlung weiter gesteigert werden kann. Allerdings kann es bei der Wahl falscher Parameter zur Strukturbildung kommen [Astrova et al. (1999b)]. Auch die elektrische Kontaktschicht auf der Eingangsseite des Halbleiterwafers übt einen zusätzlichen Einfluss auf die Absolutwerte der spektralen Empfindlichkeit aus. Zwar ist die verwendete Borschicht transparent für die einfallende IR-Strahlung, aber durch Änderung der Dicke der elektrischen Kontaktschicht ändern sich auch ihre Transmissionseigenschaften und damit die auf den Wafer einfallende Strahlungsflussdichte. Allerdings ist beim Si:Zn-Halbleiterwafer ein deutlicher Anstieg der Empfindlichkeit unwahrscheinlich, da die theoretischen Überlegungen auf Seite 19 ähnliche Maximalwerte wie die hier gefundenen experimentellen Werte ergeben.

3.2.3 Konversionseffizienz des Bildwandlungsmoduls

Im vorangegangenen Unterabschnitt wurde die Empfindlichkeit der Halbleiterwafer in Abhängigkeit der einfallenden Wellenlänge bestimmt. Prinzipiell kann aus dieser Größe ein mittlerer Konversionsfaktor R_{in} berechnet werden, die nun folgenden Untersuchungen ermöglichen darüber hinaus auch die Bestimmung der Konversionseffizienz in einem breiten dynamischen Bereich. Dazu muss der Konversionsfaktor am Eingang und am Ausgang des IR-Konverters bestimmt werden. Im Gegensatz zu den vorangegangenen experimentellen Untersuchungen zur spektralen Empfindlichkeit, bei denen ein schmalbandiger, abstimmbarer IR-Laser als Strahlquelle benutzt wurde, dient nun ein schwarzer Strahler als Strahlungsquelle. Mit Hilfe des PLANKSCHEN Strahlungsgesetzes wurde die Bestrahlungsstärke am Eingang des IR-Konverters berechnet, aus der dann anschließend der Konversionsfaktor am Eingang des IR-Konverters bestimmt werden konnte. Auf der Ausgangsseite wurde die Abhängigkeit der spezifischen Ausstrahlung von der Stromdichte des Bildwandlungsmoduls untersucht. Aus dem Zusammenhang dieser bei-

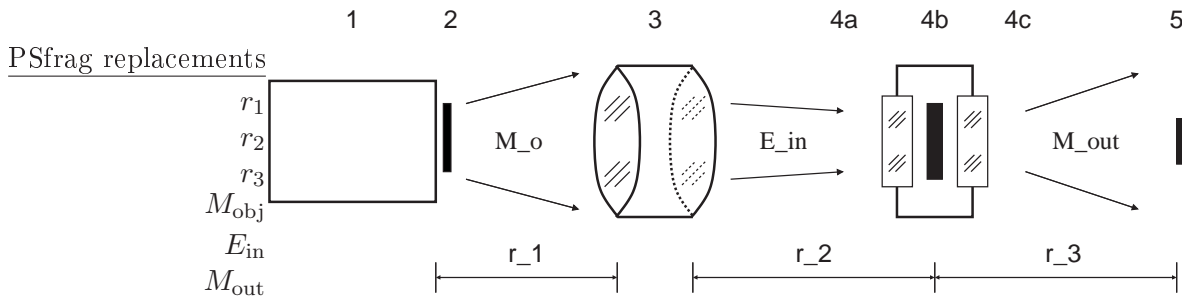


Abbildung 3.12: Schematischer Versuchsaufbau zur experimentellen Bestimmung der Konversionsfaktoren des IR-Konverters. Der verwendete Versuchsaufbau besteht aus einem schwarzen Strahler (1), einem Schmalbandfilter (2), einem BaF₂-Linsensystem (3), dem IR-Konverter (4b) mit einem ZnSe-Fenster am Eingang (4a) und einem Quartz-Fenster am Ausgang (4c) und einer Photodiode (5).

den Größe wurde der Konversionsfaktor am Ausgang des IR-Konverters ermittelt. Mit den beiden Faktoren wurde abschließend die Konversionseffizienz berechnet.

Versuchsaufbau und -durchführung

Die experimentelle Umsetzung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Konversionseffizienz des IR-Konverters ist in Abbildung 3.12 schematisch dargestellt. Als IR-Strahlungsquelle dient ein schwarzer Strahler (1), dessen Ausgangsstrahlung mittels eines schmalbandigen Filters (2) begrenzt wird. Die Apertur des schwarzen Strahlers wird über ein BaF₂-Linsensystem (3) durch das ZnSe-Fenster (4a) auf die Vorderseite des Halbleiterwafers des Bildwandlungsmoduls (4b) abgebildet. Die durch die Bestrahlung verursachte Lumineszenzstrahlung der Gasentladungsschicht tritt durch das Quartz-Fenster (4b) aus dem Kryostaten aus und wird mit einer kalibrierten Photodiode (5) erfasst. Neben den Abmessungen für die Abstände r_1 , r_2 und r_3 sind in Tabelle 3.1 auch sämtliche übrigen Größen, welche zur Bestimmung der Konversionsfaktoren am Ein- und Ausgang benötigt werden, zusammengetragen.

Der am Eingang eingesetzte schwarze Strahler kann in guter Näherung als ein LAMBERT-Strahler beschrieben werden (Kühlke, 1998, Seite 185). Während der Versuchsdurchführung lässt sich mit dieser Quelle durch Änderung der Temperatur des schwarzen Strahlers die Bestrahlungsstärke E_{in} auf einfache Weise variieren. Nachteilig ist dabei allerdings, dass sich mit Änderung der Temperatur auch das emittierte Spektrum verändert. Diese Verschiebung der spektralen Verteilung muss bei der Bestimmung des Konversionsfaktors am Eingang berücksichtigt werden, da die Empfindlichkeit des Halbleiterwafers von der Wellenlänge der einfallenden IR-Strahlung abhängig ist. Um diesen Effekt zu minimieren, wurde in den Strahlverlauf auf der Eingangsseite ein Filter hinzugefügt, welches die einfallende Strahlung auf einen wohl definierten Wellenlängenbereich beschränkt. Die Transmissionskurven $\tau_f(\lambda)$ der verwendeten Filter sind im Anhang C zusammengefasst. Es handelt sich dabei um zwei Bandpassfilter mit unterschiedlichen Transmissionsbereichen und -breiten. Das breitere Filter von beiden, das die Bezeichnung W02486 besitzt, hat eine mittlere Transmission von $\tau_f = \tau_{w02486} = 0,8$ im spektralen Fenster von $1,6 - 3,4 \mu\text{m}$. Das andere Filter mit der Bezeichnung W02253 weist eine mittlere Transmission von $\tau_f = \tau_{w02253} = 0,75$ im spektralen Fenster von

Parameter	Wert	Parameter	Wert	Parameter	Wert
r_1	185 mm	A_{obj}	127 mm ²	τ_{w02253}	0,75
r_2	139 mm	A_{irk}	127 mm ²	τ_{w02486}	0,8
r_3	39 mm			τ_{BaF_2}	0,8
D_0	48,5 mm	τ_{ZnSe}	0,70	τ_{SiO_2}	0,95

Tabelle 3.1: Parameter des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Konversionsfaktoren R_{in} und R_{out}

2,0 – 2,5 μm auf. Die angegebenen mittleren Transmissionswerte sollen unabhängig von der Wellenlänge sein und für den gesamten Transmissionsbereich als konstant angenommen werden. Ebenfalls müssen die Transmissionseigenschaften des Eingangsfensters (4a) des Kryostaten berücksichtigt werden. Das bei den Experimenten verwendete Fenster bestand aus ZnSe, welches eine Transmission von $\tau_{\text{ZnSe}} = 0,7$ besitzt (vgl. Anhang C). Ebenfalls handelt es sich bei dieser Angabe um eine mittlere Größe, welche nicht von der Wellenlänge abhängig ist. In den durchgeführten Experimenten ist diese Näherung gerechtfertigt, wenn man den spektralen Verlauf der Transmissionskurven aus Anhang C zu Grunde legt.

Auch auf der Ausgangsseite soll die Strahlungsquelle durch einen LAMBERT–Strahler beschrieben werden. Die Gasentladungsschicht erfüllt diese Eigenschaft, da die Lumineszenzstrahlung in alle Raumrichtungen gleichmäßig diffus abstrahlt. Die in den theoretischen Vorbemerkungen geforderte punktförmige Ausdehnung der Strahlungsquelle und des Strahlungsempfängers gegenüber dem Abstand beider Objekte zueinander ist, wie man Tabelle 3.1 entnehmen kann, ebenfalls in guter Näherung gegeben. Als Strahlungsempfänger kam eine kalibrierte Photodiode OL 730-5A der Firma Optronic Laboratories zum Einsatz, welche eine Empfindlichkeit von 0,55 A/W bei einer Wellenlänge von 0,8 μm besitzt. Die Wellenlänge bezieht sich dabei auf das Maximum der mittleren spezifischen Ausstrahlung M_{out} der Argon-Gasentladungsschicht [Marchenko et al. (2002b)].

Konversionsfaktor am Eingang

Zur Berechnung des Konversionsfaktors R_{in} benötigt man die Bestrahlungsstärke E_{in} am Eingang des Bildwandlungsmoduls und die Stromdichte j (vgl. dazu Abbildung 3.12 und Gleichung 3.1). Letztere ist durch eine direkte Messung des Stromes bei bekannter Fläche A_{irk} ohne Probleme experimentell zu bestimmen. Sie kann entweder mit einem kalibrierten IR–Detektor, welcher im entsprechenden Spektralbereich empfindlich ist, gemessen werden oder aber über den Ausdruck

$$E_{\text{in}} = k_{\text{in}} \tau_i \cdot \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} M_o(\tilde{\lambda}, T) \tau_f(\tilde{\lambda}) d\tilde{\lambda} \quad (3.24)$$

berechnet werden, wobei k_{in} die Eigenschaften des Linsensystems beschreibt und τ_i im vorliegenden Versuchsaufbau der Transmission des Eingangsfensters entspricht. Im vorangegangenen Unterabschnitt wurde gezeigt, dass die Transmission der optischen Filter $\tau_f(\tilde{\lambda})$ für die gegebene experimentelle Umsetzung unabhängig von der Wellenlänge angenommen werden kann ($\tau_f(\tilde{\lambda}) = \tau_f = \text{const}$). Die Grenzen des Integrals sind dabei

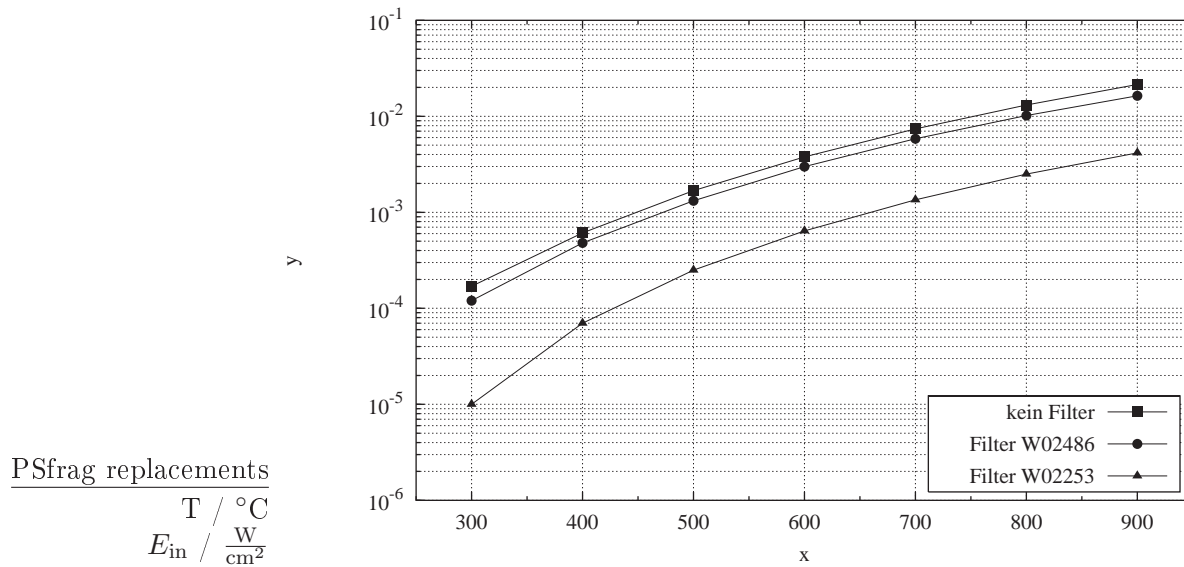


Abbildung 3.13: Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke E_{in} von der Temperatur des schwarzen Strahlers.

durch die Grenzfrequenzen des jeweils verwendeten Filters fest vorgegeben. Die Temperatur T des schwarzen Strahlers wurde zwischen 300 und 900 °C mit einer Schrittweite von 100 °C variiert.

Zur endgültigen Bestimmung von E_{in} muss noch k_{in} für die gegebene experimentelle Situation bestimmt werden. In den theoretischen Vorbemerkungen wurde die Gleichung 3.8 hergeleitet, mit deren Hilfe dieser Faktor berechnet werden kann. Mit der gegebenen Konfiguration aus Abbildung 3.12 und den Werten aus Tabelle 3.1 ist $k_{in} = 1,34 \cdot 10^{-2}$. Im Gegensatz dazu haben experimentelle Messungen einen Wert von $k_{in} = 0,89 \cdot 10^{-2}$ ergeben [Marchenko (2003)]. Für die weiteren Berechnungen wurde der experimentelle Wert verwendet, da dieser aus direkten Messungen am Linsensystem gewonnen wurde und daher als genauer angesehen werden kann.

Die Umrechnung der Temperatur des schwarzen Strahlers in die Bestrahlungsstärke E_{in} für unterschiedliche experimentelle Bedingungen ist in Abbildung 3.13 zu sehen. Die oberste Kurve zeigt die spezifische Ausstrahlung des schwarzen Körpers ohne spektrale Begrenzung durch einen Filter im Strahlengang ($\tau_f = 1$). Bei der Berechnung dieser Kurve sind nur die Koeffizienten der Eingangsoptik und die des Eingangsfensters eingeflossen (vgl. Tabelle 3.1). Die Grenzen des Integrals wurden auf $\lambda_{min} = 1,1 \mu m$ und $\lambda_{max} = 3,5 \mu m$ gesetzt, da der verwendete Si:Zn-Halbleiterwafer nur in diesem spektralen Wellenlängenbereich empfindlich ist. Die darunter liegenden Kurven berücksichtigen die spektrale Begrenzung durch jeweils ein Filter. Das Filter W02486 ist im Bereich zwischen 1,6–3,4 μm transparent (vgl. Anhang C, Abbildung C.4). Die unterste Kurve in Abbildung 3.13, die mit dem Filter W02253 berechnet wurde, liegt im mittleren Spektralbereich 2,0 – 2,5 μm des verwendeten Halbleiterwafers (vgl. Anhang C, Abbildung C.3).

Mit den berechneten Kurven ist es nun möglich den Konversionsfaktor am Eingang des IR-Konverters zu bestimmen. Es zeigt sich, dass mit Änderung der Temperatur des

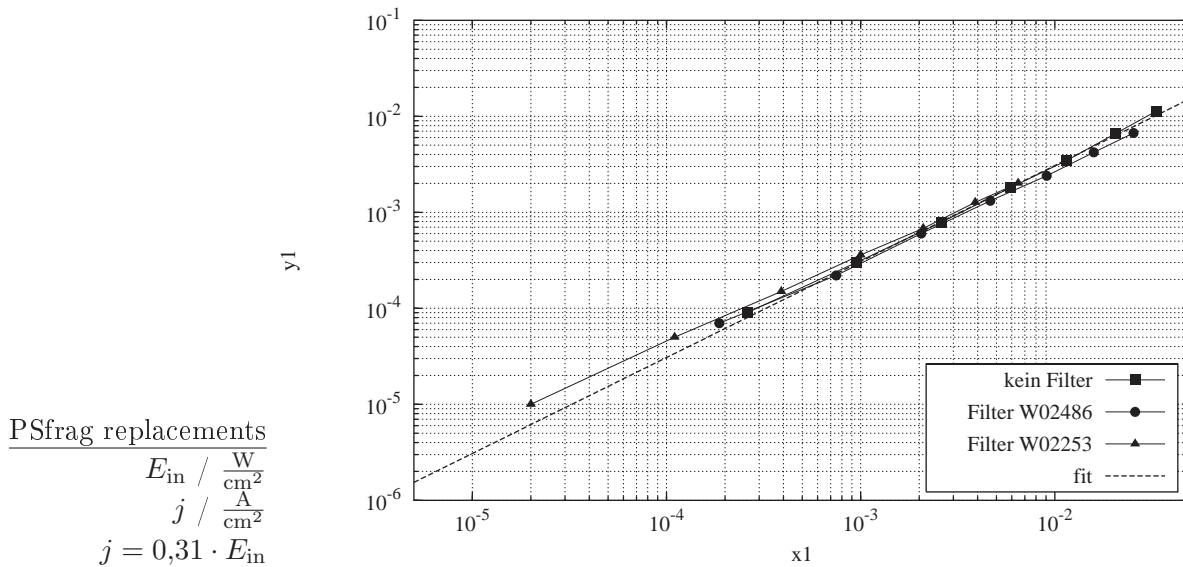


Abbildung 3.14: Stromdichte j in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke E_{in} . Der Anstieg m des linearen Fits der Form $f(x) = m \cdot x$ entspricht dem Konversionsfaktor am Eingang des IR-Konverters. Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-70, $U_0 = 800 \text{ V}$, $p = 100 \text{ hPa Ar}$, $d_{\text{gap}} = 100 \text{ }\mu\text{m}$.

schwarzen Strahlers von 300 auf 900 °C die spezifische Ausstrahlung E_{in} am Eingang des IR-Konverters über mehr als 3 Zehnerpotenzen variiert werden kann. Mit diesem Umfang lässt sich die Konversionseffizienz in einem umfangreichen dynamischen Bereich bestimmen.

In der Abbildung 3.14 ist der Zusammenhang zwischen der Stromdichte j des IR-Konverters und der einfallenden Bestrahlungsstärke E_{in} grafisch gegeneinander aufgetragen. Dabei wurde die Bestrahlungsstärke E_{in} durch Änderung der Temperatur des schwarzen Strahlers variiert (Abbildung 3.13). Die daraus resultierende Stromdichte j wurde für die drei Wellenlängenbereiche (ohne spektrale Begrenzung und mit spektraler Begrenzung durch Filter W02486 bzw. W02253) gemessen. Ohne spektrale Begrenzung und mit dem relativ breitbandigen Filter W02486 zeigt sich ein sehr guter linearer Zusammenhang durch den Ursprung über den gesamten Umfang von E_{in} . Einzig für das schmalbandige Filter W02253 weicht die Stromdichte j von diesem Zusammenhang ab. Der Anstieg der Geraden ergibt den Konversionsfaktor am Eingang des IR-Konverters. Bei den durchgeführten experimentellen Untersuchungen ist $R_{\text{in}} = 0,31 \text{ A/W}$ mit einem mittleren Fehler von 2,5%. Zur Berechnung wurden sämtliche Messpunkte aus Abbildung 3.14 verwendet. Die gestrichelte Linie zeigt das Resultat des linearen Fits.

Konversionsfaktor am Ausgang

Um die Konversionseffizienz des IR-Konverters zu berechnen, muss neben dem gerade bestimmten Konversionsfaktor am Eingang des IR-Konverters auch der entsprechende Faktor am Ausgang bestimmt werden. Dazu wird neben der Stromdichte j die spezifische Ausstrahlung M_{out} des IR-Konverters benötigt. Der experimentelle Zugang zu j stellt kein Problem dar, wohingegen zur Bestimmung von M_{out} ein paar Näherungen gemacht

PSfrag replacements

$$j / \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$$

$$M_{\text{out}} / \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$$

$$M_{\text{out}} = 0,30 \cdot j$$

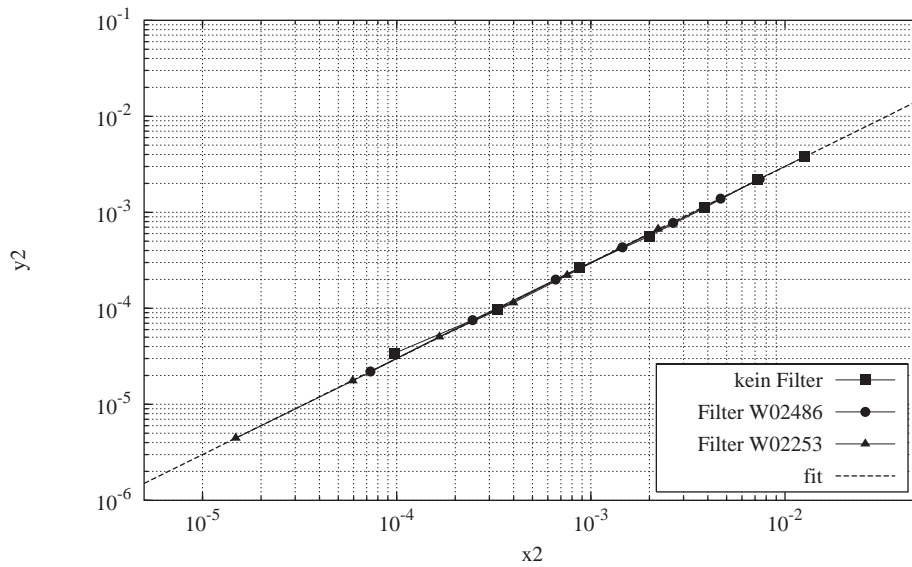


Abbildung 3.15: Zusammenhang zwischen der Stromdichte j_{irk} und der spezifischen Ausstrahlung M_{out} des IR-Konverters. Der Anstieg $m = 0,30$ des linearen Fits der Form $f(x) = m \cdot x$ ist der gesuchte Konversionsfaktor R_{out} am Ausgang des IR-Konverters. Parameter: wie in Abbildung 3.14.

werden müssen. Um die spezifische Ausstrahlung der Gasentladungsschicht zu bestimmen, muss die spektrale Verteilung der emittierten Lumineszenzstrahlung bekannt sein (vgl. Gleichung 3.10). Erste Untersuchungen zur spektralen Verteilung der Lumineszenzstrahlung einer Ar-Gasentladung haben gezeigt, dass etwa 90 % des emittierten Spektrums im Wellenlängenbereich zwischen $0,7$ und $0,9 \mu\text{m}$ liegen [Marchenko et al. (2002a)]. Zur Berechnung der Bestrahlungsstärke wurde daher eine mittlere Wellenlänge von $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$ zu Grunde gelegt. Bei dieser Wellenlänge besitzt die Photodiode eine Empfindlichkeit von $0,55 \text{ A/W}$ (vgl. Seite 57). Mit diesen Näherungen kann der Strom der Photodiode in eine Bestrahlungsstärke umgerechnet werden. Da die Abmessungen der Photodiode und die der Lumineszenzerscheinung klein gegenüber ihrem Abstand sind, gilt zur Berechnung von M_{out} Gleichung 3.13 mit hinreichender Genauigkeit.

Mit den dargelegten Näherungen kann nun der Konversionsfaktor R_{out} am Ausgang bestimmt werden. Dazu ist in Abbildung 3.15 der Zusammenhang zwischen der Stromdichte j und der spezifischen Ausstrahlung M_{out} grafisch gegeneinander aufgetragen. Die Stromdichte wurde über die Bestrahlungsstärke E_{in} variiert. Dabei beziehen sich die drei Messgeraden auf die bereits diskutierten spektralen Begrenzungen aus dem vorangegangenen Unterabschnitt zur Bestimmung des Konversionsfaktors am Eingang des IR-Konverters. Dabei gilt es anzumerken, dass die Ausgangsintensität vom Spektrum der Eingangsstrahlung unabhängig ist. Mit der Benutzung der Messdaten für die drei unterschiedlichen Spektralregionen lässt sich ein größerer dynamischer Bereich abdecken. Die Gerade mit den Quadraten stammt aus der Beleuchtung ohne spektrale Begrenzung durch ein Filter. Die beiden anderen Geraden resultieren durch die Beleuchtung mit spektraler Begrenzung durch die Filter W02486 und W02253. Die gestrichelte Linie ist die lineare Ausgleichsgrade durch sämtliche Messpunkte. Bei dem linearen Fit handelt

es sich um eine Ursprungsgerade, deren Anstieg den gesuchten Konversionsfaktor R_{out} am Ausgang liefert.

Alle drei Geraden liegen in sehr guter Näherung auf einer Ursprungsgeraden mit dem gemeinsamen Anstieg $m = 0,30$ und einem mittleren Fehler von $0,3\%$. Der lineare Zusammenhang zwischen der spezifischen Ausstrahlung des IR-Konverters und dessen Stromdichte kann als Indiz dafür angesehen werden, dass das Spektrum der Gasentladung bei Stromänderung praktisch konstant bleibt, da die Empfindlichkeit der Photodiode stark von der Wellenlänge abhängig ist. In der vorliegenden Konfiguration besitzt der IR-Konverter einen dynamischen Umfang von etwa 3 Größenordnungen. Dies stellt allerdings noch nicht die Grenze des dynamischen Bereichs dar. Eine ausführliche Diskussion bezüglich des dynamischen Bereichs des IR-Konverters befindet sich in Unterabschnitt 3.2.5.

Diskussion von R_{in} und R_{out}

Aus den Ergebnissen der vorangegangenen Unterabschnitte kann die Konversionseffizienz η_p des IR-Konverters ermittelt werden. Mit den Werten $R_{\text{in}} = 0,31$ und $R_{\text{out}} = 0,30$ ergibt sich eine mittlere Konversionseffizienz von $\eta_p = 0,092$. Es handelt sich dabei um eine durchschnittliche Größe, da bei der Bestimmung von η_p sämtliche Messdaten eingeflossen sind. Dies lässt sich durch die Tatsache rechtfertigen, dass sowohl R_{in} als auch R_{out} sich gut aus einem linearen Fit berechnen lassen. Dieses gemittelte Ergebnis für die Konversionseffizienz η_p zeigt, dass bei den in dem Experiment verwendeten Parametern rund 9% der einfallenden IR-Strahlungsflussdichte in eine entsprechende Größe im VIS-Spektralbereich umgesetzt werden. Ein direkter Vergleich mit anderen IR-Kameras ist allerdings erst möglich, wenn der IR-Konverter mit einer VIS-Kamera gekoppelt wird und für ein solches Gesamtsystem die Konversionseffizienz berechnet wird. Mit Kenntnis von η_p (bzw. η_q) für den IR-Konverter ist dies möglich und erfolgt in Unterabschnitt 3.2.5.

Bevor die Konversionseffizienz näher untersucht und erörtert wird, sollen zunächst die Konversionsfaktoren am Ein- bzw. Ausgang des IR-Konverters eingehender diskutiert werden. Zu diesem Zweck sind die beiden Größen in Abbildung 3.16 in Abhängigkeit von der Stromdichte j aufgetragen. In der ersten Spalte befinden sich die Konversionsfaktoren der Eingangsseite und in der zweiten Spalte entsprechend die Faktoren der Ausgangsseite. Zusätzlich sind die beiden Faktoren sowohl als Leistungsgröße (1. Zeile) als auch als Quantengröße (2. Zeile) angegeben. Die Umrechnung der Werte der zweiten Zeile erfolgte mit den Gleichungen 3.2 (Eingang) und 3.11 (Ausgang). Entsprechend der Berechnung der spezifischen Ausstrahlung der Gasentladungsschicht wurde bei dieser Berechnung ebenfalls eine mittlere Wellenlänge von $0,8\ \mu\text{m}$ zu Grunde gelegt. Mit dieser Näherung kann eine direkte Umrechnung der beiden Faktoren ohne Integration über das gesamte Spektrum erfolgen.

Schon bei der Bestimmung des Konversionsfaktors am Eingang des IR-Konverters zeigte sich bei kleineren Stromdichten im Fall der schmalbandigen Bestrahlung des Halbleiterwafers eine systematische Abweichung vom linearen Fit (Kurve für Filter W02253 in Abbildung 3.14). Diese Abhängigkeit von der Stromdichte j ist in den Graphen 3.16.a bzw. 3.16.c deutlich zu erkennen. Besonders die Kurve für das Filter W02253 zeigt eine deutliche Abhängigkeit von j bei kleinen Stromdichten.

Die Ursache für diese Abhängigkeit liegt darin, dass j über die IR-Bestrahlungs-

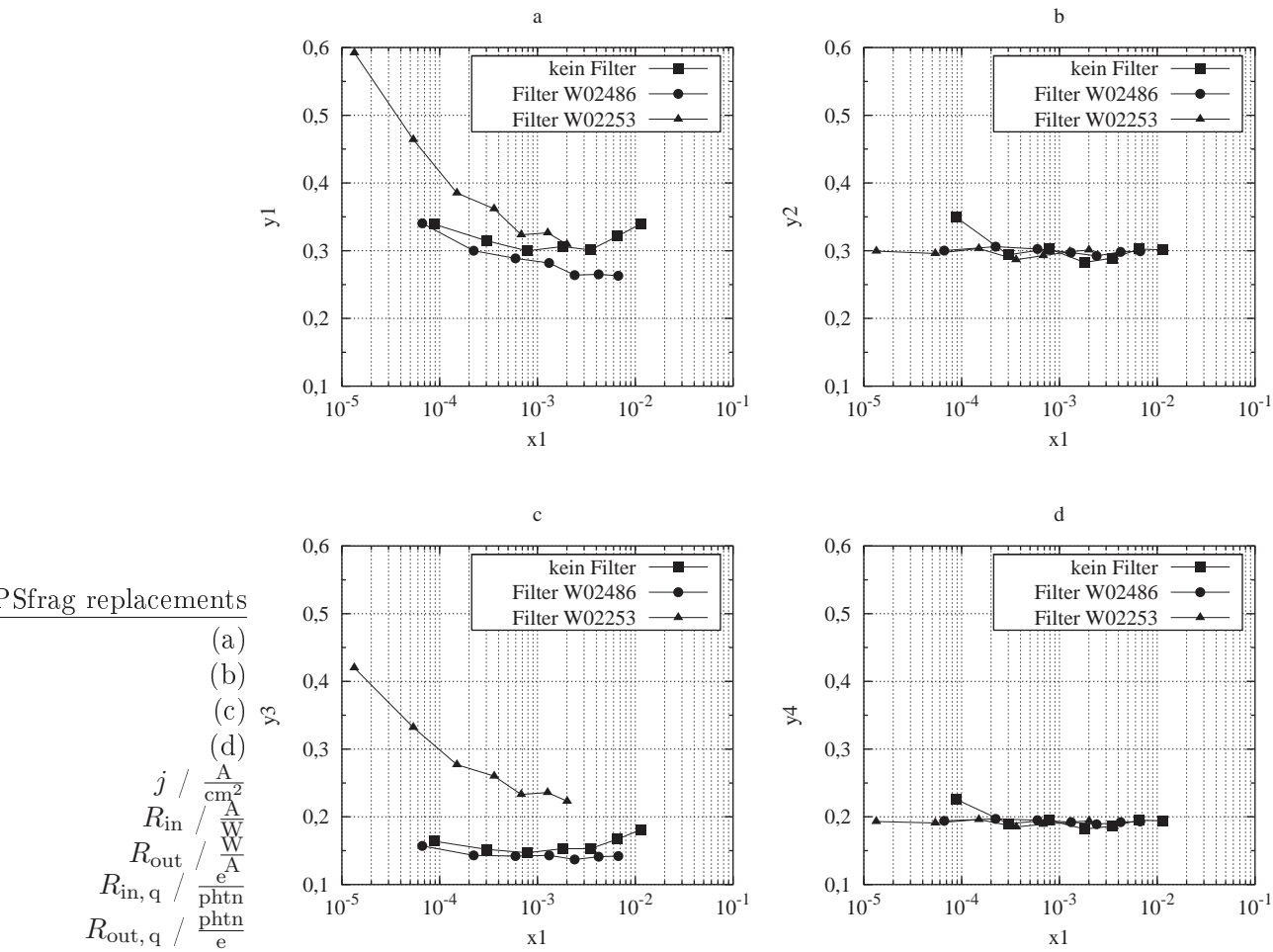


Abbildung 3.16: Konversionsfaktoren am Ein- und Ausgang des IR-Konverters als Leistungsgröße (1. Zeile) bzw. Quantengröße (2. Zeile). Parameter: wie in Abbildung 3.14.

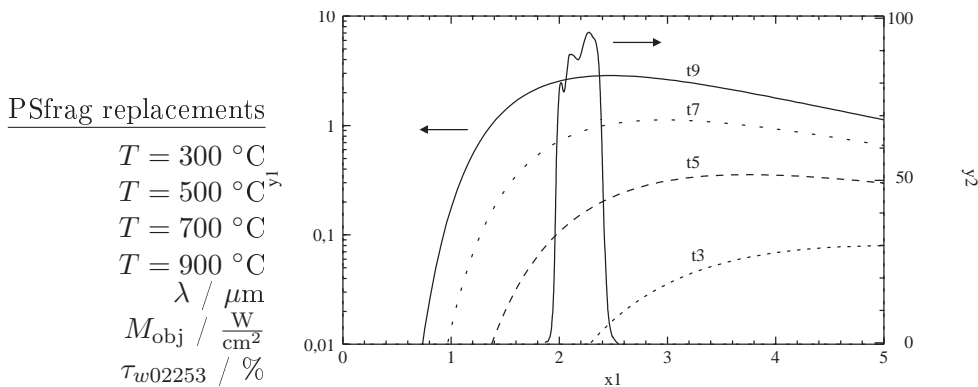


Abbildung 3.17: Spektrale Begrenzung der einfallenden Strahlungsflussdichte eines schwarzen Strahlers durch das Filter W02253.

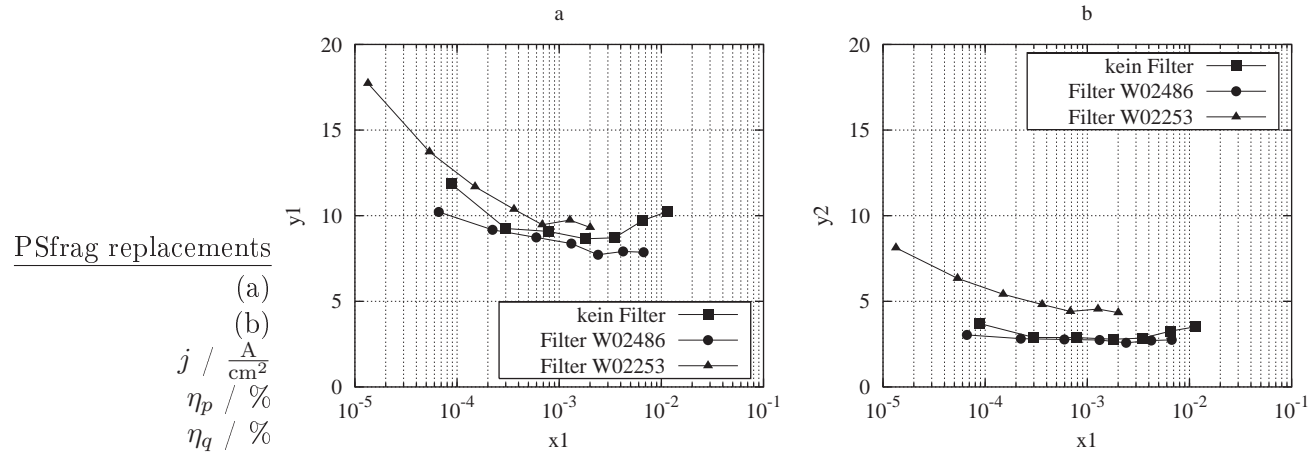


Abbildung 3.18: Konversionseffizienzen η_p und η_q des IR-Konverters. Die Kurven wurden aus den Werten der Abbildung 3.16 berechnet.

stärke E_{in} variiert wird und es sich bei der Strahlquelle um einen schwarzen Strahler handelt, bei dem sich mit zunehmender Temperatur das Spektrum zu kürzeren Wellenlängen verschiebt. Somit entsprechen kleine Stromdichten einer niedrigen Temperatur des schwarzen Strahlers. Mit Erhöhung der Temperatur stellen sich also auch die entsprechenden höheren Stromdichten ein. Betrachtet man die spektrale Begrenzung durch das Filter W02253 bei den verwendeten Temperaturen des schwarzen Strahlers, stellt man fest, dass sich die mittlere Wellenlänge, welche den IR-Konverter bestrahlt, von etwa 2,5 nach ungefähr 2,2 μm verschiebt. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.17 grafisch veranschaulicht. Für vier ausgewählte Temperaturen wurde die spezifische Ausstrahlung des schwarzen Strahlers über das PLANKSCHE Strahlungsgesetz berechnet. Bei $T = 300^\circ\text{C}$ liegt die mittlere Wellenlänge auf Grund der spektralen Begrenzung des Filters an der rechten Grenze des Filters. Mit steigender Temperatur verschiebt sich diese zu kürzeren Wellenlängen. Innerhalb des spektralen Fensters zwischen 2,0–2,5 μm weist der Si:Zn-Halbleiterwafer eine steigende Empfindlichkeit auf (vgl. Abbildung 3.10), mit deren Hilfe sich die fallende Empfindlichkeit R_{in} bei Stromerhöhung erklären lässt. Bei den beiden übrigen Fällen ist die Abhängigkeit des Konversionsfaktors R_{in} von der Stromdichte j nicht so deutlich ausgeprägt, da der gerade diskutierte Effekt durch die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit des Wafers teilweise kompensiert wird.

Konversionseffizienzen η_p und η_q

Aus den Kurven der Abbildung 3.16 wurden nun die Konversionseffizienzen des IR-Konverters berechnet, welche in Abbildung 3.18 zusammengefasst sind. Graph (a) zeigt die Konversionseffizienz als Leistungsgröße, wogegen Kurve (b) eine Quantengröße darstellt. Die nicht konstante Abhängigkeit von R_{in} bzw. $R_{\text{in,q}}$ spiegelt sich ebenfalls in diesen beiden Größen wieder, so dass die Leistungseffizienz zwischen 7,7 – 17,7% bzw. die Quanteneffizienz zwischen 2,8 – 8,1% liegt.

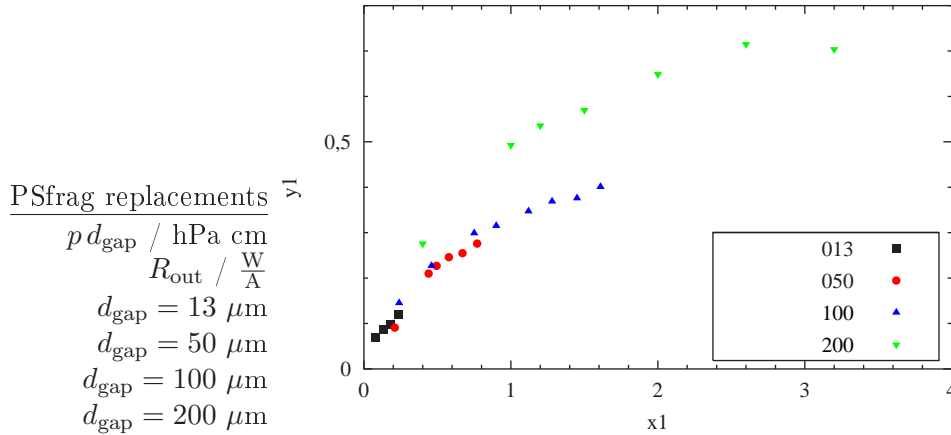


Abbildung 3.19: Konversionsfaktor R_{out} am Ausgang des Bildwandlungsmoduls in Abhängigkeit des Ähnlichkeitsparameters $p d_{\text{gap}}$. Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, $U_0 = 700 \text{ V}$, Füllgas Argon, $R_0 = 220 \Omega$.

Schlussbemerkungen

Die bisher diskutierten Ergebnisse beziehen sich auf einen einzigen festen Parametersatz des IR-Konverters. Auf der Eingangsseite ist die Größe des Konversionsfaktors von der Empfindlichkeit des Halbleiterwafers abhängig, die durch die Herstellung des Materials festgelegt und im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht veränderbar ist. Der Konversionsfaktor auf der Ausgangsseite ist von den Eigenschaften der Gasentladung abhängig, welche auf mannigfaltige Art und Weise variiert werden können. Der Zusammenhang zwischen R_{out} und dem Ähnlichkeitsparameter $p d_{\text{gap}}$ ist in Abbildung 3.19 dargestellt. Bei diesen Messungen wurde der Konversionsfaktor R_{out} für unterschiedliche Abstände und Drücke für eine Argon-Gasentladung systematisch untersucht. Dabei umfassen die präsentierten Ergebnisse sowohl für den IR-Konverter technische relevante Parameterbereiche als auch Messpunkte, welche typischerweise außerhalb des normalen Arbeitsbereichs des Bildwandlungsmoduls liegen.

Die einzelnen Kurven der Abbildung 3.19 beziehen sich auf unterschiedliche Elektrodenabstände d_{gap} . Der Druck wurde bei sämtlichen Abständen zwischen 10 – 300 hPa variiert. Die Druckangaben beziehen sich dabei auf Raumtemperatur, wobei die Messungen bei LN₂-Temperatur durchgeführt und anschließend nach der auf Seite 38 beschriebenen Methode auf Druckwerte bei Raumtemperatur umgerechnet wurden. Zur Bestimmung des Konversionsfaktors R_{out} wurde jeder einzelne Punkt der Abbildung 3.19 nach der auf Seite 59 (Konversionsfaktor am Ausgang) bereits beschriebenen Methode berechnet. Um dazu die Messunsicherheit zu minimieren, ist für jeden Punkt der Konversionsfaktor, welcher dem Anstieg des linearen Fits $j = R_{\text{out}} \cdot E_{\text{in}}$ entspricht, aus jeweils mindestens fünf Messpunkten berechnet. Damit ergibt sich ein mittlerer Fehler der Ausgleichsgeraden von 2,5 %.

Für die Abstände $d_{\text{gap}} = 13, 51$ und $100 \mu\text{m}$ besteht bis zu einem Druck von etwa 100 hPa ein linearer Zusammenhang zwischen dem Konversionsfaktor R_{out} und dem Ähnlichkeitsparameter $p d_{\text{gap}}$. Dabei liegen die Messpunkte der einzelnen Abstände im Rahmen der Messunsicherheit auf einer gemeinsamen Geraden. Dennoch ist eine Ten-

denz erkennbar, bei der bei gleichem $p d_{\text{gap}}$ mit zunehmendem Abstand R_{out} ebenfalls größer wird. Oberhalb von $p d_{\text{gap}} = 1 \text{ hPa cm}$ weicht die Kurve für $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$ von dem linearen Zusammenhang ab und steigt wesentlich geringer an. Der Anstieg m der Ausgleichsgerade sämtlicher bisher diskutierter Messpunkte bis einschließlich $p d_{\text{gap}} = 1 \text{ hPa cm}$ ist $0,40 \frac{\text{W}}{\text{A}\cdot\text{hPa cm}}$ mit einer Messunsicherheit von 4,2%.

Für $d_{\text{gap}} = 200 \mu\text{m}$ liegt die Kurve oberhalb der bisherigen und weist in dem untersuchten Bereich keinen linearen Zusammenhang zwischen R_{out} und $p d_{\text{gap}}$ auf. Die Verschiebung der Kurve zu höheren Werten bezüglich des Konversionsfaktors ist ein Hinweis darauf, dass sich die physikalischen Eigenschaften der Gasentladung verändern. Bereits bei der Bestimmung der Paschenkurve auf Seite 26 hatte sich gezeigt, dass eine Abhängigkeit vom Elektrodenabstand d_{gap} existiert. Dabei verschob sich ebenfalls die Kurve mit steigendem Abstand zu höheren Werten. Eine mögliche Ursache ist unter anderem die Abhängigkeit des zweiten TOWNSEND-Koeffizienten γ von der Dicke des Entladungsraums, welcher für die Aufrechterhaltung der Gasentladung im Regime der selbstständigen Entladung zuständig ist. Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass durch Änderung von $p d_{\text{gap}}$ die Empfindlichkeit um fast eine Größenordnung gesteigert werden kann.

3.2.4 Kopplungseffizienz realer Systeme

Die Kopplung des Ausgangs des IR-Konverters mit dem Bildsensor der nachgeschalteten Kamera kann entweder über ein Linsensystem oder über ein Glasfasertaper erfolgen. Zu den wesentlichen Vorteilen einer Kopplung des IR-Konverters über ein Linsensystem zählt der leichtere Austausch des Bildsensors, das niedrigere Gewicht und die Tatsache, dass IR-Konverter und Bildsensor der VIS-Kamera nicht im direkten mechanischen Kontakt stehen. Allerdings können mit dem Glasfaserbündel höhere Kopplungseffizienzen erzielt werden. Auf Grund des höheren Gewichts und der Tatsache, dass sich das Glasfaserbündel im direkten thermischen Kontakt mit dem Bildwandlungsmodul befindet, sind höhere Kühlleistungen notwendig. Im Fall einer elektrischen Kühlung hat das zur Folge, dass das Gewicht deutlich ansteigt, während sich im Fall einer Kühlung mit LN_2 die Standzeit wesentlich verkürzt. Zusätzlich verliert eine solche IR-Kamera ihren modularen Charakter, da eine Demontage von IR-Konverter und VIS-Kamera mit einem höheren technischen Aufwand verbunden ist als im Fall einer optischen Kopplung über ein Linsensystem.

Linsensystem

Mit derzeit verfügbaren Linsensystemen können Transfereffizienzen der Beleuchtungsstärke k_{out} bis zu 20% erreicht werden [Marchenko et al. (2002b)]. Bei diesen Linsensystemen handelt es sich um spezielle Entwicklungen, welche bei ICCD-Kameras eingesetzt werden. Dabei wird mit einem solchen Objektiv das Ausgangsbild eines Bildverstärkers auf den Bildsensor abgebildet. Auf Grund der ähnlichen Abmessungen der aktiven Fläche der Bildverstärker verglichen mit der des IR-Konverters eignen sich solche Systeme ebenfalls hervorragend für den IR-Konverter. Solche Objektive werden für eine fixierte Vergrößerung ausgelegt und zeichnen sich im Vergleich mit herkömmlichen Objektiven durch eine sehr hohe räumliche Auflösung bei gleichzeitiger hoher Effizienz der Lichttransmission aus.

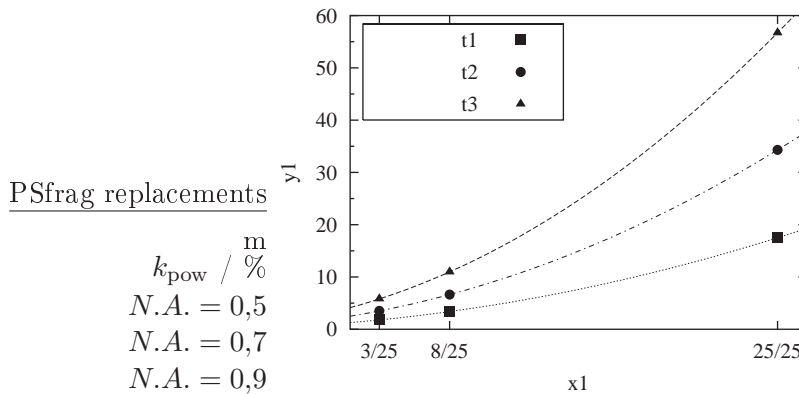


Abbildung 3.20: Berechnete Abhängigkeit der Kopplungseffizienz k_{pow} vom Abbildungsmaßstab für drei unterschiedliche Aperturen nach Gleichung 3.19. Parameter: $\tau_0 = 0,7$.

Bereits bei der theoretischen Herleitung zur Berechnung der Kopplungseffizienz wurde darauf hingewiesen, dass zur Bestimmung der Kopplungseffizienz die Beleuchtungstransfer-Effizienz k_{out} durch eine Leistungstransfer-Effizienz k_{pow} zu ersetzen ist. Mit der Gleichung $k_{\text{pow}} = k_{\text{out}} \cdot m^2$ und den hier angegebenen Werten für $k_{\text{out}} = 20\%$ und $m = 8/25 \approx 0,32$ (Abbildung der Gasentladungsschicht auf einen handelsüblichen $1/2''$ CCD-Bildsensor) ergibt sich für die relevante Leistungstransfer-Effizienz ein Wert von etwa 2%.

Glasfasertaper

Zur Bestimmung der Kopplungseffizienz über ein Glasfasertaper müssen die numerische Apertur $N.A. = \sin \frac{\Theta}{2}$, der Abbildungsmaßstab m und die Transmission τ_0 bekannt sein (vgl. Unterabschnitt 3.2.1), wobei die letztere Größe unter senkrechtem Einfallswinkel zur Oberfläche angeben wird. Nach Herstellerangaben erreichen moderne Glasfaserkomponenten eine numerische Apertur von $N.A. \approx 1$ und Transmissionswerte von $\tau_0 = 0,5 - 0,9$, wobei der Transmissionswert abhängig von der Dicke und dem verwendeten Material ist. Eigene Messungen an einem Glasfaserbolzen haben gezeigt, dass die Herstellerangabe von $N.A. \approx 1$ in Verbindung mit dem IR-Konverter nicht erreicht werden kann ($N.A. = 0,5$). Eine mögliche Ursache dafür könnte der hohe Brechungsindexunterschied zwischen der Gasschicht und dem Ausgangsfenster sein. Vielleicht ist es möglich, mit einer dünnen Phosphorschicht zwischen Gasschicht und dem Glasfaserbolzen diesen Effekt zu minimieren, da durch Hinzufügen dieser Schicht der Brechungsindex an der Grenzschicht am Glasfaserbolzen herabgesetzt wird.

Mit den beschriebenen Parametern ergeben sich nach der Gleichung 3.19 für die Kopplungseffizienz k_{pow} die in Abbildung 3.20 berechneten Werte. Dazu wurden unterschiedliche $N.A.$ -Werte, die den Bereich der gemessenen Apertur ($N.A. = 0,5$), einen mittleren Wert ($N.A. = 0,7$) und den Herstellerwert ($N.A. = 0,9$) abdecken, und typische Abbildungsmaßstäbe m ausgewählt. Bei einer Abbildung der Gasentladungsschicht auf einen $1/2''$ CCD-Chip bei einer Apertur von 0,5 eines faseroptischen Bündels erreicht die Kopplungseffizienz einen Wert von rund 1,9%, womit sie nur knapp unterhalb der Linsen-Kopplungseffizienz liegt, welche ebenfalls nur rund 2% beträgt. Danach erreicht man mit einer Kopplung über ein Glasfaserbündel Werte, welche im Idealfall

($NA := 0,9$ und $m = 1$) bis 56,7% reichen. Eine weitere Steigerung des Abbildungsmaßstabs ist nicht sinnvoll, da dazu CCD-Chips mit einer Diagonalen von mehr als 25 mm benötigt werden und bei $m > 1$ die effektive numerische Apertur wieder fällt.

3.2.5 Dynamischer Bereich des IR-Konverters

Zur Bestimmung des dynamischen Umfangs müssen die untere Grenze und die obere Grenze des Systems bestimmt werden, innerhalb derer der IR-Konverter eine einfallende IR-Intensitätsverteilung proportional in eine Lumineszenzerscheinung M_{out} der Gasschicht umsetzt. In den vorangegangenen Untersuchungen zur Bestimmung des Konversionsfaktors am Ausgang des IR-Konverters hatte sich gezeigt, dass ein linearer Zusammenhang zwischen M_{out} und der Stromdichte j besteht. Somit ist es möglich, den dynamischen Bereich des IR-Konverters über die fließenden Stromdichten zu berechnen.

Die untere Grenze ist durch den Signal-Rauschabstand bei $S/N = 1$ festgelegt. Wie die nachfolgenden Untersuchungen zeigen, ist es mit dem IR-Konverter möglich, auch einfallende IR-Intensitäten zu detektieren, deren resultierende Stromdichten unterhalb der Dunkelstromdichte des Bildwandlungsmoduls liegen. Eine genaue Begründung für dieses Verhalten wird in den folgenden theoretischen und experimentellen Untersuchungen erfolgen. Dagegen ist die obere Grenze des dynamischen Bereichs in erster Linie durch die thermische Beanspruchung und der damit verbundenen mechanischen Beschädigung festgelegt, welche durch die dissipierten Stromdichten verursacht wird. Daneben ist es möglich, dass der IR-Konverter bei geeigneter Wahl der Parameter zur Strukturbildung neigt. Aus diesem Grund wird im letzten Unterabschnitt dieses Abschnittes ein System exemplarisch vorgestellt, dessen obere Grenze des dynamischen Bereichs durch Strukturbildungsphänomene charakterisiert ist. Ein wesentlicher Unterschied zu den sonst typischen Parametern für den IR-Konverter besteht darin, dass dem Füllgas Argon geringe Spuren von Stickstoff beigemischt sind.

Die folgenden Betrachtungen gliedern sich dabei wie folgt: Nach einer kurzen Herleitung der notwendigen Gleichung zur Bestimmung des Signal-Rauschabstands wird dieser für typische Parameter berechnet und der maximal mögliche dynamische Umfang abgeschätzt. Ausgehend von den erzielten Ergebnissen wird dann für ein reales System, welches aus einem IR-Konverter und einer CCD-Kamera besteht, der dazugehörige Signal-Rauschabstand ermittelt. Um einen Eindruck der Leistungsfähigkeit eines solchen Systems zu vermitteln, werden im Anschluss daran experimentelle Untersuchungen vorgestellt, bei denen es gelang, eine menschliche Hand bei Raumtemperatur mit einer Integrationszeit bis hinunter zu 200 ms zu detektieren. Dieses Ergebnis wurde in Verbindung mit einer relativ lichtschwachen IR-Optik am Eingang des IR-Konverters erzielt. In Verbindung mit lichtstärkeren Objektiven sollte es auch möglich sein, solche Thermographie-Aufnahmen mit dem IR-Konverter in Echtzeit (Belichtungszeit $t_{\text{exp}} = 40$ ms) durchzuführen. Die Betrachtungen zum dynamischen Umfang enden, wie oben erwähnt, mit Betrachtungen zur Strukturbildung oberhalb des dynamischen Bereichs des IR-Konverters.

Signal-Rauschabstand des IR-Konverters

In der Arbeit von Marchenko et al. (2002a) wurde gezeigt, dass das Rauschen des IR-Konverters praktisch durch eine POISSON-Verteilung der von der Gasentladung emit-

tierten Photonen definiert wird. Aus diesen Ergebnissen wurde in der Arbeit von Marchenko et al. (2002b) das Signal-Rauschverhältnis

$$S/N = \sqrt{\frac{E_{\text{in}} \eta_p k_{\text{pow}} \eta_{\text{ccd}} \cdot A_{\text{pix}} t_{\text{exp}}}{h \nu} \cdot \left(1 + \frac{j_{\text{dk}}}{E_{\text{in}} R_{\text{in}}} + \frac{N_{\text{ro}}^2 \cdot h \nu}{E_{\text{in}} \eta_p k_{\text{out}} \eta_{\text{ccd}} \cdot A_{\text{pix}} t_{\text{exp}}}\right)^{-1}} \quad (3.25)$$

für ein System abgeleitet, welches aus einem an den IR-Konverter gekoppelten Bildsensor besteht. Dabei ist:

- E_{in} einfallende Bestrahlungsstärke,
- R_{in} Konversionsfaktor am Eingang des IR-Konverters,
- η_p Konversionseffizienz des IR-Konverters,
- j_{dk} Dunkelstromdichte des IR-Konverters,
- ν effektive Frequenz der emittierten Strahlung der Gasentladungsschicht,
- k_{pow} Leistungstransfer-Effizienz zwischen IR-Konverter und Bildsensor,
- η_{ccd} Quanteneffizienz des Bildsensors,
- N_{ro} Ausleserauschen des Bildsensors,
- A_{pix} Pixelgröße in der Gasentladungsebene und
- t_{exp} Belichtungszeit des Bildsensors.

Es ist von großem praktischen Interesse, das Signal-Rauschverhältnis S/N und die Grenzen des dynamischen Bereichs des Systems für den Fall abzuschätzen, wenn diese nur vom IR-Konverter limitiert sind. Im Falle eines idealen Bildsensors ($N_{\text{ro}} = 0$) aber auch für einen realen Bildsensor, wenn N_{ro} wesentlich geringer als das Photonenrauschen ist, kann die Gleichung 3.25 weiter vereinfacht werden. Zusätzlich mit $E_{\text{in}} = j/R_{\text{in}}$ und $\eta_p = R_{\text{in}} \cdot R_{\text{out}}$ kann die Bestrahlungsstärke durch die im IR-Konverter fließende Stromdichte ausgedrückt werden. Man erhält schlussendlich für den Signal-Rauschabstand

$$S/N = \sqrt{\frac{R_{\text{out}} \cdot k_{\text{pow}} \cdot \eta_{\text{ccd}} A_{\text{pix}} t_{\text{exp}}}{h \nu} \cdot \frac{j^2}{j + j_{\text{dk}}}}, \quad (3.26)$$

wodurch S/N nur noch von Parametern der Gasentladung, der Kopplungseffizienz zwischen IR-Konverter und Bildsensor und der Empfindlichkeit, der Pixelfläche und der Belichtungszeit des anzukoppelnden Bildsensors abhängig ist.

Mit den Parametern und den Ergebnissen des Konversionsfaktors und der Kopplungseffizienzen wird zunächst der dynamische Umfang des eigentlichen IR-Konverters untersucht (mit der Bedingung $\eta_{\text{ccd}} = 1$). In Abbildung 3.21 wurde für typische Werte sämtlicher Größen der Signal-Rauschabstand berechnet. Dabei spielt die Wahl des Halbleiterwafers keine direkte Rolle, denn — wie bereits bei der Herleitung der Gleichung erwähnt — S/N ist nur noch von Parametern der Gasentladung abhängig. Der einzige indirekte Einfluss des Halbleiterwafers besteht darin, dass er auf Grund seines Leitwertes unterschiedliche Dunkelstromdichten verursacht. Aber z.B. durch Variation der Temperatur des Wafers kann die Dunkelstromdichte ebenfalls wieder verändert werden, so dass prinzipiell die Wahl des Halbleiters keinen direkten Einfluss auf den dynamischen Bereich besitzt. Aus diesem Grund wurde in Graph 3.21.(a) der dynamische Umfang für Dunkelstromdichten berechnet, welche typisch für einen Si:Zn- ($j_{\text{dk}} \approx 1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$) bzw. Si:In-Detektor ($j_{\text{dk}} \approx 100 \text{mA}/\text{cm}^2$) bei einer Temperatur von $T \approx 100 \text{K}$ sind. Für beide Werte zeigt sich, dass sich die Kurven mit Abnahme von R_{out} und k_{pow} zu kleineren

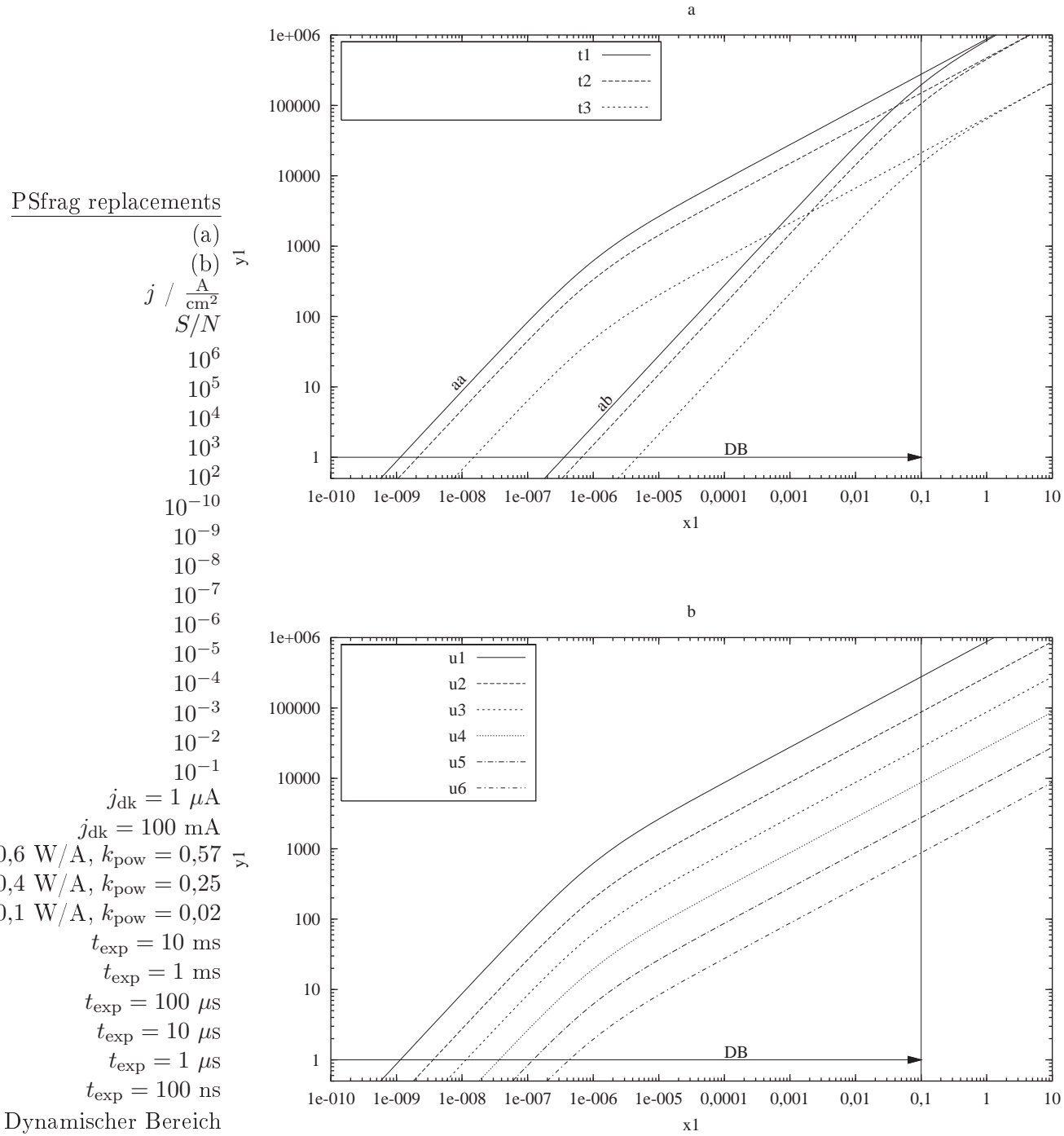


Abbildung 3.21: Berechneter Signal-Rauschabstand des IR-Konverters angekoppelt an einen idealen Bildsensor in Abhängigkeit der Stromdichte für unterschiedliche Parametersätze. Parameter (a): $\lambda_{\text{eff}} = 810 \text{ nm}$, $A_{\text{pix}} = 74 \times 74 \mu\text{m}^2$, $t_{\text{exp}} = 10 \text{ ms}$, $\eta_{\text{ccd}} = 1$. Parameter (b): $\lambda_{\text{eff}} = 810 \text{ nm}$, $j_{\text{dk}} = 1 \mu\text{A}$, $R_{\text{out}} = 0,6 \text{ W/A}$, $k_{\text{pow}} = 0,57$, $A_{\text{pix}} = 74 \times 74 \mu\text{m}^2$, $t_{\text{exp}} = 10 \text{ ms}$, $\eta_{\text{ccd}} = 1$.

Werten verschieben. Bereits an Gleichung 3.26 sieht man, dass bei Stromdichten, welche wesentlich kleiner als die Dunkelstromdichte sind, der Signal-Rauschabstand zunächst linear mit j anwächst. Danach flacht der Verlauf ab und wächst nur noch mit der Quadratwurzel des Arguments an ($j \gg j_{\text{dk}}$). Bei den Kurven für $j_{\text{dk}} = 1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ist der lineare Anstieg deutlich zu erkennen. Bei höheren Stromdichten flacht der Verlauf der Kurve ab und wächst wie bereits diskutiert nur noch mit der Quadratwurzel von j an. Dieses Abknicken des Verlaufs ist im Fall $j_{\text{dk}} = 100 \text{ mA}/\text{cm}^2$ erst ab einer Stromdichte von $0,1 \text{ A}/\text{cm}^2$ am oberen Rand des Graphen zu erkennen. Aus diesen Kurven für den Signal-Rauschabstand lässt sich in einfacher Weise der dynamische Umfang des IR-Konverters bestimmen. Dabei ist die untere Grenze durch den Signal-Rauschabstand charakterisiert, welcher durch den Schnittpunkt der jeweiligen Kurve mit der horizontalen Linie bei $S/N = 1$ liegt. Der dazugehörige Wert für die Stromdichte j liegt deutlich unterhalb der Dunkelstromdichte j_{dk} , wobei der Unterschied zwischen diesen beiden Stromdichten zwischen 3 und 4 Größenordnungen variieren kann. Die obere Grenze des dynamischen Bereichs wird, wie bereits zu Beginn des vorliegenden Abschnitts beschrieben, in erster Linie durch die dissipierte Wärme und die damit verbundenen elektrischen und mechanischen Belastungen des Bildwandlungsmoduls auf Grund der fließenden Stromdichten festgelegt. Übliche maximale Stromdichten bei einem Si:Zn-basierten IR-Konverter erreichen Größenordnungen bis zu einigen $100 \text{ mA}/\text{cm}^2$. Mit einer solchen maximal zulässigen Stromdichte von $j = 100 \text{ mA}/\text{cm}^2$ erreicht der IR-Konverter einen Signal-Rauschabstand zwischen $2 \cdot 10^4$ und $1 \cdot 10^5$. Damit erstreckt sich der dynamische Umfang zwischen 4 bis 8 Größenordnungen. Da ein Anwender eines gegebenen Systems in erster Linie nur noch die Belichtungszeit ändern kann, wurde in Graph 3.21.b für sonst feste Werte der Signal-Rauschabstand untersucht. Die Kurven verschieben sich mit Abnahme der Belichtungszeit zu kleineren Werten und der dynamische Umfang erreicht bei den hier gewählten Parametern einen Wert von mindestens 10 bit ($j_{\text{max}} = 100 \text{ mA}/\text{cm}^2$).

Berechnung des dynamischen Umfangs eines realen Systems

Ausgehend von den vorangegangenen Ergebnissen wird nun der dynamische Umfang eines realen Systems berechnet. Als Grundlage dient eine Argon-Gasentladung ($p = 100 \text{ hPa}$) mit einem Si:Zn-Halbleiterwafer (interne Bezeichnung: Z-70) und einem Elektrodenabstand von $100 \mu\text{m}$, bei der die Hauptenergie (etwa 90 %) des emittierten Spektrums zwischen 700 und 930 nm mit einem Maximum bei etwa 810 nm [Marchenko et al. (2002b)] liegt. Die angelegte Versorgungsspannung U_0 betrug 700 V. Der Konversionsfaktor eines solchen Systems ist $R_{\text{out}} = 0,30 \text{ W}/\text{A}$. Als Pixelfläche des Bildsensors wird eine Fläche von $74 \times 74 \mu\text{m}^2$ zugrunde gelegt, was 270 Pixel entlang der aktiven Fläche des IR-Konverters mit einem Durchmesser von 25 mm entspricht. Bei der Kamera handelt es sich um eine rauscharme CCD-Kamera SIS1-S285M der Firma Theta System Elektronik mit einem 2/3" CCD-Chip als Bildsensor. Die Kopplung erfolgt über ein Standard-Objektiv. Mit einem Wert von $k_{\text{pow}} \cdot \eta_{\text{ccd}} = 0,0016$ dieser beiden Komponenten ergibt sich der in Abbildung 3.22 berechnete dynamische Umfang. Je nach Wahl der Belichtungszeit besitzt dieses System einen Dynamikumfang zwischen 10 und 18 bit. Die untere Grenze j_{min} liegt bei etwa $2 \text{ nA}/\text{cm}^2$ ($t_{\text{exp}} = 2 \text{ s}$).

Um einen Eindruck zu vermitteln, welche Temperaturdifferenzen mit einem solchen System noch detektiert werden können, wurden Aufnahmen einer menschlichen Hand

$$j / \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$$

$$S/N$$

3.2 Konversionseffizienz

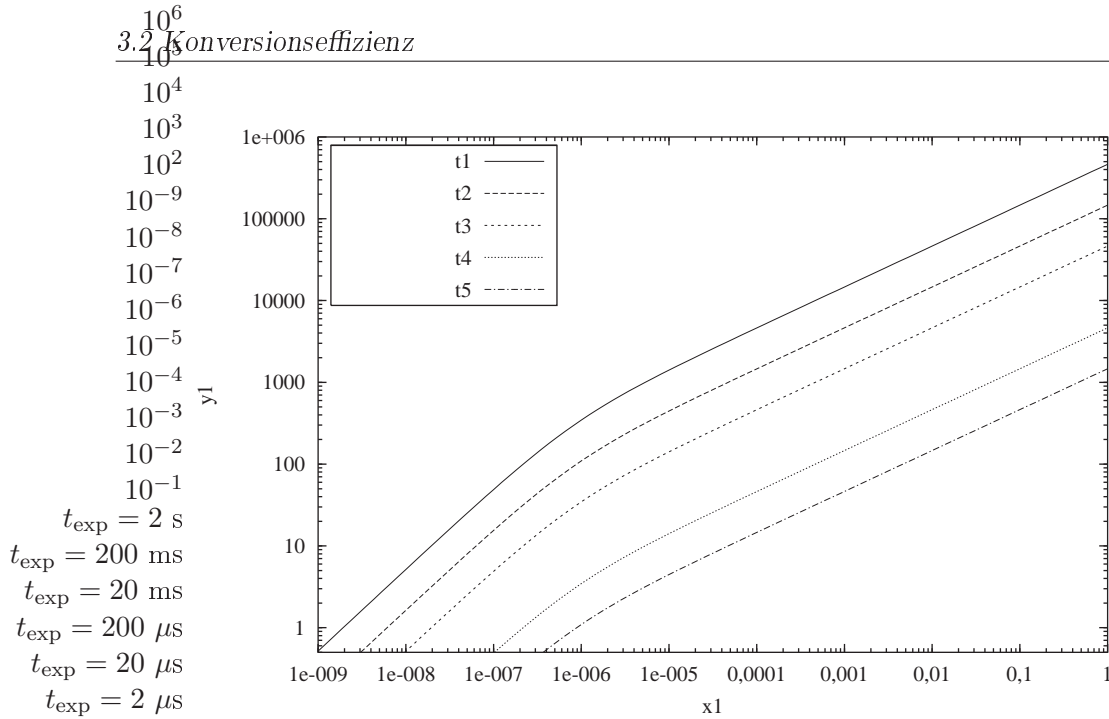


Abbildung 3.22: Berechneter dynamischer Umfang eines realen Systems bestehend aus IR-Konverter und einer CCD-Kamera in Abhängigkeit der Stromdichte. Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-70, $U_0 = 700 \text{ V}$, $p = 100 \text{ hPa Ar}$, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$, $R_{\text{out}} = 0,30 \text{ W/A}$, $\lambda_{\text{max}} = 810 \text{ nm}$, $j_{\text{dk}} = 0,8 \mu\text{A/cm}^2$, $k_{\text{pow}} \cdot \eta_{\text{ccd}} = 0,0016$.

(etwa $32 - 34 \text{ }^\circ\text{C}$) bei Zimmertemperatur (etwa $20 \text{ }^\circ\text{C}$) durchgeführt. Dazu wurde die Hand über ein einfaches BaF_2 -Linsensystem auf den IR-Konverter abgebildet, dessen Parameter mit denen zur Berechnung des dynamischen Umfangs des realen Systems aus Abbildung 3.22 übereinstimmen. Auch die übrigen Parameter der Optik und der CCD-Kamera entsprechen denen der vorangegangenen Berechnung. Bei der IR-Optik handelt es sich um ein recht einfaches Linsensystem, welches sich aus zwei BaF_2 Linsen zusammensetzt. Dieses besitzt eine Kopplungseffizienz von etwa 0,025, was einer effektiven Apertur von ungefähr $F/3,2$ entspricht [Marchenko et al. (2002b)].

Die Abbildung 3.23 zeigt eine Originalaufnahme (a), bei der das durch das zu untersuchende Objekt generierte Signal wesentlich kleiner als die Dunkelstromdichte ist, und zwei korrigierte Bilder ((b) bzw. (c)). Zur Unterdrückung des Rauschens der CCD-Kamera wurde durch ein 4×4 Binning das Ausleserauschen der Kamera minimiert. Zur besseren Darstellung wurden die 16 bit tiefen Bilder der CCD-Kamera auf 256 Grauwerte herunter skaliert. Dabei wurde die Skala jedes einzelnen Bildes auf den jeweiligen Maximalwert normiert. Bei der Aufnahme in Bild (a) handelt es sich um ein Originalbild, bei dem das durch die Wärmestrahlung der Hand generierte Signal wesentlich geringer als die Dunkelstromdichte des IR-Konverters ist. Bei dieser Aufnahme ist die Hand nicht zu erkennen, da das von der Hand erzeugte Signal knapp 2 Größenordnungen unter dem Signal der Dunkelstromdichte liegt. Allerdings ist auf der Aufnahme deutlich eine Inhomogenität zu erkennen, welche sich durch ringförmige Streifen auszeichnet. Durch Abzug eines korrespondierenden Untergrundbilds mit gleicher Belichtungszeit ergibt sich die Aufnahme, welche in Bild (b) zu sehen ist. Deutlich zu erkennen ist das Thermographiebild der Hand, welches bei der hier gewählten Belichtungszeit von $t_{\text{exp}} = 2 \text{ s}$ einen Signal-Rauschabstand von $S/N = 15$ aufweist. Ein weiterer Vorteil der

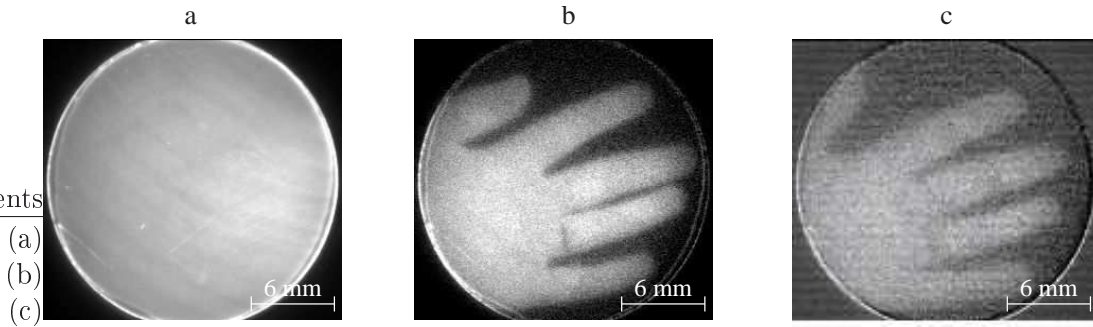


Abbildung 3.23: Thermographiebilder einer Hand aufgenommen mit dem IR-Konverter in Verbindung mit einer CCD-Kamera. Bild (a) zeigt eine Aufnahme vor der Untergrundkorrektur, (b) entspricht dem zu (a) gehörenden Bild, bei dem der Untergrund abgezogen wurde. Das Bild dieser Hand hat einen Signal-Rauschabstand von $S/N = 15$ bei einer Belichtungszeit von $t_{\text{exp}} = 2$ s. Bild (c) zeigt eine entsprechend korrigierte Aufnahme bei einer Belichtungszeit von $t_{\text{exp}} = 200$ ms. Durch die verkürzte Belichtungszeit verringert sich der Signal-Rauschabstand auf $S/N = 5$. Parameter (a), (b) und (c): effektive Apertur der IR-Eingangsoptik ist etwa $F/3,2$, Si:Zn Halbleiterwafer Z-70, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$, $p = 100$ hPa Ar, $U_0 = 700$ V, $A_{\text{pix}} = 74 \times 74 \mu\text{m}^2$, $k_{\text{pow}} \cdot \eta_{\text{ccd}} = 0,0016$.

Untergrundkorrektur wird ebenfalls sichtbar. Die in dem Originalbild auftretenden Streifen der Inhomogenität wurden mit dieser einfachen Bildbearbeitungsmethode ebenfalls eliminiert. Da die in diesem Bild gewählte Belichtungszeit von $t_{\text{exp}} = 2$ s relativ lang ist und das Signal-Rauschverhältnis noch deutlich oberhalb der unteren Grenze von $S/N = 1$ liegt, wurde eine Messung mit kürzerer Belichtungszeit durchgeführt. Die korrigierte Aufnahme ist in Bild (c) der Abbildung 3.23 dargestellt. Bei einer Belichtungszeit von $t_{\text{exp}} = 200$ ms erreicht das verwendete System einen Signal-Rauschabstand von $S/N = 5$. Bei beiden Bildern reicht die Temperaturauflösung nicht aus, um Temperaturverteilungen innerhalb der Hand aufzulösen. In Bild (b) reicht sie aber aus, um den Ring am Ringfinger zu detektieren. Abschließend soll nochmals auf die geringe Kopp lungseffizienz am Eingang des IR-Konverters hingewiesen werden. Durch ihre Steigerung sollte es möglich sein, bei gleichem Signal-Rauschabstand kürzere Belichtungszeiten zu verwenden, als dies der Fall in den hier gezeigten Experimenten ist. Schon mit einer Steigerung der Kopplungseffizienz um eine Größenordnung, wären diese Aufnahmen in Echtzeit ($t_{\text{exp}} = 40$ ms) möglich.

Strukturbildung oberhalb des dynamischen Bereichs

Die obere Grenze des dynamischen Bereichs des IR-Konverters ist stark abhängig von der Wahl der Parameter. Erfolgt der Betrieb des Bildwandlungsmoduls bei typischen Parametern für Halbleiter, Abstand der Elektroden und Gasart, ist die obere Grenze in erster Linie durch mechanische Zerstörung der Zelle auf Grund der thermischen Beanspruchung, welche auf die fließenden Stromdichten zurückzuführen ist, gekennzeichnet. Bereits in der Einleitung (vgl. Seite 11) wurde eine Vielzahl von auftretenden Phänomenen in den unterschiedlichsten Systemen diskutiert, welche sich in ihrem experimentellen Aufbau nur marginal von dem des IR-Konverters unterscheiden.

Das nachfolgende Beispiel zeigt ein System, welches sich in seiner Konfiguration nur geringfügig von dem IR-Konverter unterscheidet. Einziger wesentlicher Unterschied ist,

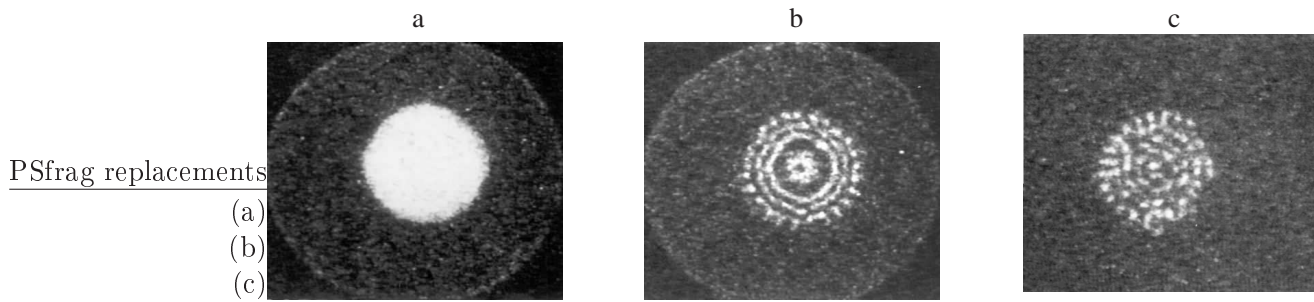


Abbildung 3.24: Strukturbildung oberhalb des dynamischen Bereichs [Willebrand et al. (1994)], Bilder entnommen aus Gauselmann (1993), Seite 78 ff.). Die Aufnahmen zeigen das Antwortverhalten des IR-Konverters zu unterschiedlichen Verzögerungszeiten t_{delay} relativ gemessen zum einfallenden IR-Puls, welcher eine Länge von $t_{\text{puls}} = 5 \mu\text{s}$ besitzt. Dabei betragen die Verzögerungszeiten bei Bild (a): $t_{\text{delay}} = 11 \mu\text{s}$, Bild (b): $t_{\text{delay}} = 19,31 \mu\text{s}$ und Bild (c): $t_{\text{delay}} = 24,7 \mu\text{s}$. Parameter: Si:In-Halbleiterwafer, $U_0 = 1000 \text{ V}$, $p = 20 \text{ hPa Ar}$, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$, $t_{\text{exp}} = 200 \text{ ns}$.

dass dem System leichte Spuren von N_2 beigefügt wurden [Portsel (2003a)]. In einem solchen Fall und bei zu hoher Eingangsleistung bzw. zu niedrigem spezifischen Widerstand der Halbleiterschicht neigt das Bildwandlungsmodul dann zur Strukturbildung. Ein solches Verhalten ist in Abbildung 3.24 gezeigt. Bei diesem Experiment [Willebrand et al. (1994)] wurde der IR-Anteil einer Stroboskop-Blitzlampe über eine Silicalinse auf die Eingangsseite des IR-Konverters abgebildet. Die Lumineszenzstrahlung der Gasentladung wurde mit der ICCD-Kamera DiCAM-2 der Firma PCO aufgenommen, wobei über einen Pulsgenerator die Synchronisation zwischen Blitzlampe, IR-Konverter und ICCD-Kamera erfolgte. Über die Steuereinheit DiTEC konnte zusätzlich der Belichtungszeitpunkt der ICCD-Kamera relativ zum Pulsbeginn der Blitzlampe verschoben werden. Die zeitliche Entwicklung zeigt, dass mit fortschreitender Verzögerungsdauer die Intensität abnimmt, wobei gleichzeitig eine zunehmende Strukturierung auftritt, welche auf die intrinsischen Eigenschaften des IR-Konverters und nicht auf das Abklingverhalten der Blitzlampe zurückzuführen sind [Gauselmann (1993)]. Dabei reichen die auftretenden Strukturen von laufenden konzentrischen Ringen bis hin zu filamentären Strukturen. Für eine detaillierte Diskussion des zeitlichen Verlaufs sei auf die Arbeit von Willebrand et al. (1994) verwiesen. Entscheidend für den Einsatz des IR-Konverters als Bildwandlungsmodul ist, dass ein solches System als Bilderfassungssystem nicht einsetzbar ist.

3.2.6 Zusammenfassung

In dem vorliegenden Abschnitt wurde neben der Konversionseffizienz des IR-Konverters auch die Kopplungseffizienz realer Systeme und der dynamische Bereich des Bildwandlungsmoduls untersucht. Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen zur Konversionseffizienz wurden die absoluten spektralen Empfindlichkeiten eines Si:Zn- und Si:In-Halbleiterwafers ermittelt (Abschnitt 3.2.2). Dabei stellte sich heraus, dass der Si:Zn-Detektor bis $3,66 \mu\text{m}$ und der Si:In-Wafer bis $10,6 \mu\text{m}$ empfindlich ist. Somit eignet sich letzterer zur Erfassung von CO_2 -Laserstrahlung, welche u.a. im Bereich des Laserstrahlschweißens eingesetzt wird und eine enorme technische Bedeutung besitzt [Poprawe und Schulz (2003)]. Die experimentellen Untersuchungen zur mittleren Kon-

versionseffizienz am Eingang und Ausgang des IR-Konverters wurden in einem breiten dynamischen Bereich für einen Si:Zn-Halbleiterwafer durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, dass der IR-Konverter eine Leistungseffizienz zwischen 7,7 – 17,7 % bzw. eine Quanteneffizienz zwischen 2,8 – 8,1 % aufweist.

Da der IR-Konverter mit einer VIS-Kamera gekoppelt werden soll, wurden im Abschnitt 3.2.4 mit den Ergebnissen der Konversionseffizienzen mögliche Kopplungseffizienzen realer Systeme berechnet. Die Kopplung zwischen Ausgang des IR-Konverters und dem Bildsensor der VIS-Kamera kann entweder über ein Linsensystem oder aber über ein Glasfasertaper erfolgen. Mit einem Linsensystem sollten Kopplungseffizienzen bis zu einem Wert von etwa 2 % möglich sein. Wesentlich höhere Werte sind erwartungsgemäß mit einem Glasfasertaper möglich. Bei geeigneter Präparation der Verbindung zwischen IR-Konverter und Bildsensor können im Idealfall Kopplungseffizienzen bis zu 56,7 % erreicht werden.

Die Betrachtungen zum dynamischen Verhalten des IR-Konverters in Abschnitt 3.2.5 haben gezeigt, dass das Bildwandlungsmodul sich durch einen sehr großen dynamischen Bereich auszeichnet, welcher mindestens 4 Größenordnungen umfasst. Unter geeigneter Parameterwahl kann der IR-Konverter sogar einen dynamischen Bereich bis zu 8 Größenordnungen aufweisen. Darüber hinaus haben die berechneten Ergebnisse gezeigt, dass die untere Grenze des dynamischen Bereichs deutlich unterhalb der Dunkelstromdichte j_{dk} liegt. Somit ist es mit dem IR-Konverter möglich, sehr schwache IR-Strahlungsfelder zu detektieren. Am Beispiel einer menschlichen Hand bei normaler Raumtemperatur wird dieses berechnete Verhalten eindrucksvoll experimentell nachgewiesen. Ausgehend von diesen experimentellen Ergebnissen haben weitere Berechnungen ergeben, dass es mit einer besseren Kopplung des IR-Konverters mit dem Bildsensor der VIS-Kamera möglich sein sollte, in Echtzeit Thermographie bei niedrigen Temperaturen durchzuführen.

Der vorliegende Abschnitt schließt mit Betrachtungen zur oberen Grenze des dynamischen Bereichs, welche entweder durch eine thermische Zerstörung oder durch Strukturbildung gekennzeichnet ist.

3.3 Zeitliches Verhalten

In dem vorliegenden Abschnitt wird das zeitliche Antwortverhalten des IR-Konverters auf unterschiedlich lange IR-Intensitätspulse experimentell untersucht. Dabei erstreckt sich die Dauer dieser Pulse von einigen wenigen ps bis hin zu mehreren Minuten. Während im Bereich der ultrakurzen Pulse Fragen wie das zeitliche Auflösungsvermögen des Bildwandlungsmoduls im Vordergrund stehen, wird im Bereich der zeitlich langen Pulse das Langzeitverhalten bzw. die Stabilität des Systems untersucht. Von besonderer Bedeutung sind dabei sicherlich die Experimente auf kurzen Zeitskalen, denn sie zeigen, dass der IR-Konverter eine zeitliche Auflösung bis zu 50 ns aufweist [Portsel et al. (1999)]. Ein Vergleich mit IR-Kamerasystemen (Abschnitt 1.1 bzw. Anhang A) zeigt, dass im Bereich der IR-Bilderfassung der IR-Konverter Belichtungszeiten und Bildwiederholraten ermöglicht, welche derzeit mit handelsüblichen Systemen nicht zugänglich sind. Beispielsweise erreicht eines der derzeit schnellsten, kommerziell verfügbaren IR-Kamerasysteme (Radiance HS der Firma Raytheon) eine Bildwiederholrate bis zu 3000 fps mit einer minimalen Belichtungszeit von 2 μ s [Raytheon (2001)], wobei die räumliche Auflösung bei dieser Bildwiederholrate nur 32×32 Pixel² beträgt. Dagegen unterliegt der IR-Konverter keinerlei derartigen Beschränkung. Sein zeitliches Auflösungsvermögen bis zu 50 ns kann dieser theoretisch bis zu einer Auflösung von 400 Pixel entlang der Diagonalen erreichen (vgl. Abschnitt 3.4). Eine physikalische Beschreibung des zeitlichen Verhaltens des IR-Konverters konnte bereits von Portsel et al. (1997) mit einem vereinfachten Drift-Diffusions-Modell numerisch gezeigt werden.

Die Aufteilung der folgenden Unterabschnitte orientiert sich an der Länge der einfallenden IR-Pulse bzw. an der Länge des Antwortverhaltens des IR-Konverters. Im Unterabschnitt 3.3.1 wird das Antwortverhalten des IR-Konverters auf langen Zeitskalen untersucht. Es handelt sich dabei um Zeitspannen, die sich von einigen wenigen Sekunden bis hin zu mehreren Stunden erstrecken. Innerhalb dieser Zeiträume wird das Verhalten sowohl eines unbeleuchteten als auch eines mit unterschiedlichen Intensitäten angeregten Bildwandlungsmoduls studiert. Das zeitliche Antwortverhalten des IR-Konverters auf ms- und μ s-Zeitskalen wird in Unterabschnitt 3.3.2 und 3.3.3 vorgestellt. Dabei handelt es sich um die zentralen Ergebnisse der Arbeit von Matern (1999). Mit diesen Pulsen kann das zeitliche Auflösungsvermögen des Bildwandlungsmoduls auf der Basis eines Si:Zn-Halbleiterwafers hinreichend charakterisiert werden. Dagegen weist der Si:In-Detektor ein wesentlich kürzeres zeitliches Verhalten auf. Daher sind in Unterabschnitt 3.3.4 die experimentellen Ergebnisse für eine Si:In-Halbleiterwafer gezeigt, bei denen der IR-Konverter mit ultrakurzen ps-IR-Laserpulsen bestrahlt wird.

3.3.1 Stabilität des IR-Konverters

Bei den in diesem Unterabschnitt durchgeführten Experimenten handelt es sich um die ersten experimentellen Untersuchungen zur Bestimmung der Stabilität des IR-Konverters auf langen Zeitskalen, welche sich in der vorliegenden Arbeit bis zu einigen Stunden erstrecken. Auf Grund des hochdimensionalen Parameterraums und der Tatsache, dass die Messungen sehr zeitaufwendig sind, befasst sich die vorliegende Arbeit bei den vorgestellten Untersuchungen nur mit den zentralen Fragestellungen in diesem Zusammenhang. Diese befassen sich mit der zeitlichen Stabilität der Dunkelstromdichte und dem Verhalten des IR-Konverters bei hoher Eingangsleistung. Zu beiden Fragestel-

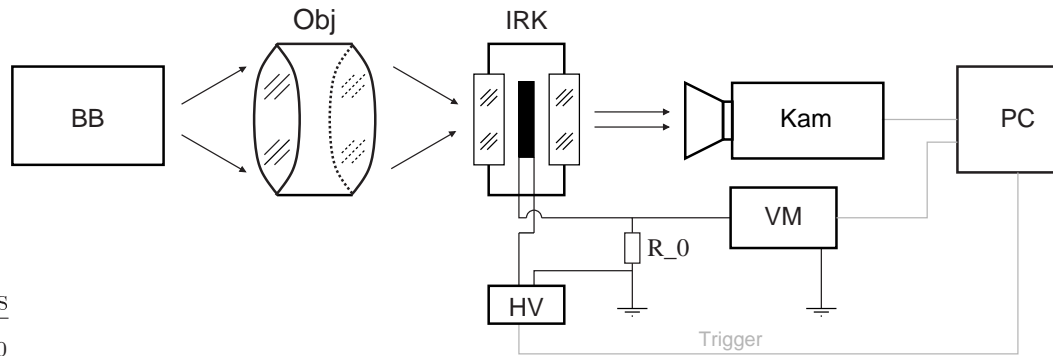


Abbildung 3.25: Schematischer Versuchsaufbau zur experimentellen Bestimmung der zeitlichen Auflösung auf langer Zeitskala. Die schwarzen Verbindungslinien zeigen schematisch die elektrische Beschaltung des IR-Konverters, wogegen mit den grauen Linien Steuersignale bzw. Messsignale angedeutet werden. Der verwendete Versuchsaufbau besteht aus einem schwarzen Strahler (BB), einer IR-Optik (Obj), einem IR-Konverter (IRK), einer CCD-Kamera (Kam), einem Bilderfassungssystem (PC), einer Hochspannungsquelle (HV), einem Messwiderstand (R_0) und einem Voltmeter (VM).

lungen wurden erste Messungen am offenen Bildwandlungsmodul durchgeführt. Trotzdem können bereits an Hand dieser Ergebnisse wichtige Rückschlüsse auf das Langzeitverhalten und die Einsatzfähigkeit des IR-Konverters als technisches Gerät angestellt werden.

Die durchgeführten Experimente lassen sich in zwei Bereiche einteilen. Es wurde das Verhalten der Dunkelstromdichte j_{dk} bei typischen Parametern des Bildwandlungsmoduls über einen längeren Zeitraum studiert (bis knapp 2 h). Außerdem wurde die Stabilität der Stromdichte bei unterschiedlichen Bestrahlungsintensitäten untersucht. Zeigte sich bei niedrigen Bestrahlungsintensitäten nach einer anfänglichen Vergrößerung ein kontinuierlicher Abfall der Dunkelstromdichte, traten bei zu hohen Eingangsleistungen deutliche Stromdichteschwankungen auf. Bei hohen Stromdichten treten sogar Beschädigungen der Oberfläche auf. Typische Erscheinungen sind dabei Sputtereffekte auf der der Gasentladung zugewandten Seite des Halbleiterwafers, welche einen Betrieb des IR-Konverters als Bilderfassungssystem nicht mehr ermöglichen. Die Gasentladung zeigt dann typischerweise raumzeitliche Strukturen, die auf die inhomogene Halbleiteroberfläche zurückzuführen sind.

Versuchsaufbau und -durchführung

Der verwendete Versuchsaufbau zur experimentellen Bestimmung des Antwortverhaltens des IR-Konverters auf langen Zeitskalen ist in Abbildung 3.25 schematisch dargestellt. Um über den gesamten zeitlichen Rahmen eine gleichmäßige und konstante Beleuchtung des IR-Konverters sicherzustellen, wurde als IR-Quelle ein schwarzer Strahler (BB) gewählt. Das verwendete Modell SR 2-SA der Firma CI Systems zeichnet sich dadurch aus, dass es nach einer Einschwingzeit von 30 min die angegebene Temperatur auf $\pm 0,4$ °C (innerhalb von 24 h) hält. Die Apertur, welche bei den vorliegenden Untersuchungen 6,4 mm betrug, wurde über ein BaF₂-Linsensystem (Obj) 1:1 auf die Eingangsseite des Bildwandlungsmoduls (IRK) abgebildet. Die Temperatur des Halbleiterwafers wurde über eine Temperaturregelung stabilisiert. Dazu wurde um den

Kühlfinger ein Heizdraht gewickelt und die Temperatur des Kupferhalters mittels eines Temperatursensors gemessen. Das Signal einer kalibrierten Si-Diode Modell 321-01 der Firma LakeShore, welche mit einem speziellen Wärmeleitkleber auf den Kupferhalter des Halbleiterwafers aufgeklebt war, wurde dazu benutzt, um mit dem Steuergerät Modell 321 der Firma LakeShore durch Variation des Stromes des Heizdrahtes die Temperatur des Halbleiterwafers auf $T = 105,0 \pm 0,1$ K zu halten. Vorabmessungen haben gezeigt, dass die Temperatur zwischen Halbleiterwafer und Kühlfinger nach einer Abkühlzeit von mindestens 30 min keinen Unterschied aufweist. Aus diesem Grund wurde auf eine direkte Messung der Halbleiterwafer verzichtet (vgl. Abschnitt 3.1.1). Die elektrische Versorgung des IR-Konverters erfolgte mit einer Hochspannungsquelle (HV), welche über einen GPIB-Anschluss verfügte. Neben dem globalen Strom, welcher über einen Spannungsabfall am Messwiderstand R_0 an einem Voltmeter (VM) mit GPIB-Schnittstelle gemessen wurde, wurde die Lumineszenzstrahlungsverteilung der Gasentladung mit einer Videokamera (Kam) aufgezeichnet. Bei der Kamera handelt es sich um die Standard Videokamera, welche in Abschnitt 3.1.3 beschrieben wird. Die Erfassung der Bilddaten dieser Kamera erfolgte mit einem Bilderfassungssystem (PC), welches aus einem Framegrabber Pulsar der Firma Matrox und einem Softwareprogramm TGS bestand. Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten Systems befindet sich in Abschnitt 3.1.3. Das dort beschriebene System musste für die experimentellen Untersuchungen dieses Unterabschnitts ergänzt werden, da der Versuchsaufbau über einen längeren Zeitraum automatisch betrieben werden sollte. Aus diesem Grund wurde ein in LabVIEW geschriebenes Programm entwickelt, welches zum einen über den GPIB-Port die Hochspannungsquelle und das Voltmeter und zum anderen auch über die DDE-Schnittstelle des WINDOWS-Betriebssystems das Softwareprogramm TGS steuern und die jeweiligen Daten der Geräte bzw. des Softwareprogramms automatisch abspeichern kann. Zu den wesentlichen Leistungsmerkmalen dieses Programms zählen u.a. die Möglichkeit, die Hochspannungsquelle entweder über die gesamte Dauer des Experiments einzuschalten oder in einem gepulsten Betrieb zu betreiben, wobei die Pulslänge von einigen wenigen Sekunden bis hin zu Tagen variiert werden kann. Ebenso ist das Auslesen des Voltmeters und das Abspeichern der Videokamerabilder zu jedem beliebigen Zeitpunkt möglich.

Mit diesem experimentellen Aufbau wurde das zeitliche Verhalten der Dunkelstromdichte j_{dk} , welche sich ohne äußere Bestrahlung des Systems einstellt, und der Stromdichte j bei unterschiedlichen Temperaturen des schwarzen Strahlers untersucht. In beiden Fällen wurde der IR-Konverter in einem kontinuierlichen und in einem gepulsten Betrieb untersucht. Dabei betrug die Pulsdauer typischerweise einige 10 s und die Gesamtlänge der Experimente sowohl beim kontinuierlichen als auch beim gepulsten Betrieb knapp 2 h.

Experimentelle Ergebnisse der Dunkelstromdichte j_{dk}

In Abbildung 3.26.a ist ein typischer Verlauf der Stromdichte über einen Zeitraum von fast 2 h grafisch dargestellt. Nach einer Abkühlzeit von 75 min und weiteren 15 min zur Stabilisierung der Temperatur mittels der installierten Heizung wurden die einzelnen Messreihen durchgeführt. Bei jeder Reihe wurde der IR-Konverter für 10 min eingeschaltet. Der Zeitabstand zwischen zwei Reihen betrug 5 min. Innerhalb dieser Zeit war die Versorgungsspannung abgeschaltet. Die Stromdichte wurde bei jeder Reihe alle 30 s

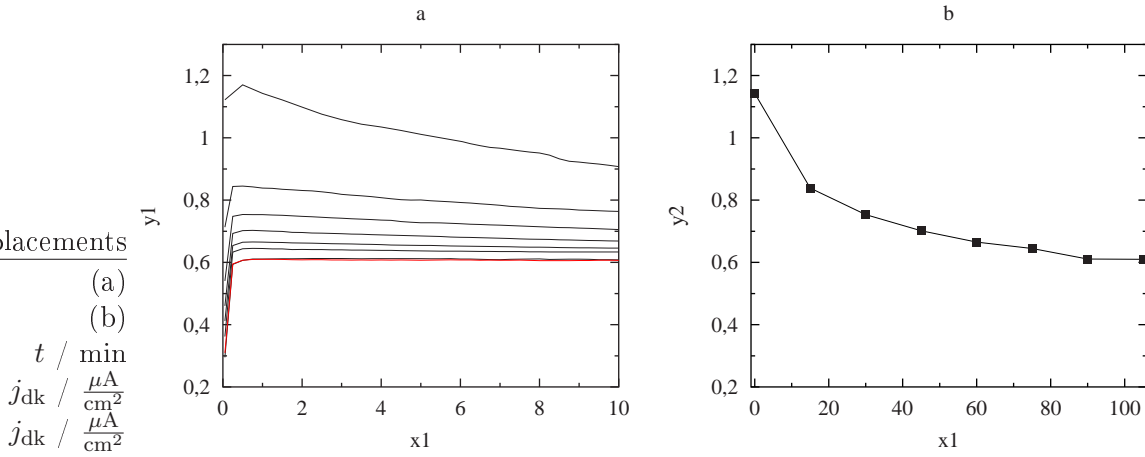


Abbildung 3.26: Der Graph (a) stellt die zeitliche Abhängigkeit der Dunkelstromdichte j_{dk} für aufeinander folgende Messungen dar, wobei die oberste die erste und die unterste Kurve die letzte Zeitreihe ist. Der Zeitabstand zwischen den einzelnen Messungen betrug 5 min. Da die letzten beiden Kurven fast identisch sind, ist die letzte Kurve rot eingefärbt. Der Graph (b) zeigt die zeitliche Entwicklung der Dunkelstromdichte, die aus Graph (a) bei 1 min nach dem Einschalten gemessen wurde. Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-70, $U_0 = 400$ V, $p = 100$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100$ μm , $T_{\text{BB}} = -$, $T_{\text{HL}} = 105$ K.

gemessen. Die oberste Kurve des Graphen (a) stellt die erste Messreihe und die unterste Kurve die letzte dar. Nach dem Einschalten steigt die Stromdichte bei jeder Reihe zunächst an, bevor sie dann abfällt. Der anfänglich verzögerte Anstieg fällt mit fortschreitender Zeit immer stärker aus, bis er bei den letzten Messreihen etwa 50 % ausmacht. Bei den letzten beiden Messreihen kann nach dem anfänglichen Anstieg der Dunkelstromdichte kein weiterer Abfall beobachtet werden. Dabei halbiert sich die Stromdichte von knapp $1,2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ auf etwa $0,6 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ innerhalb einer Zeitspanne von knapp 2 h. Dieser Zusammenhang ist in Graph (b) der Abbildung 3.26 in kompakter Form dargestellt. Der jeweilige Wert der Dunkelstromdichte 1 min nach dem Einschalten der Hochspannungsversorgung ist gegen die Gesamtzeit des Experiments aufgetragen. Ein ähnliches qualitatives Verhalten der Dunkelstromdichte zeigte sich auch für höhere Werte der Versorgungsspannung des Bildwandlungsmoduls, wobei dann die Kurven selbstverständlicherweise eine höhere Dunkelstromdichte aufwiesen. Die Leuchtdichteverteilung der Lumineszenzstrahlung des unbeleuchteten Bildwandlungsmoduls nimmt bei sämtlichen Experimente mit der zeitlichen Entwicklung der Dunkelstromdichte proportional mit dieser ab. Da eine räumliche Veränderung der Intensitätsverteilung nicht beobachtet wurde, wurde im Rahmen dieser Arbeit auf eine Darstellung und Auswertung der integralen Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung verzichtet. Das Verhalten dieser Größe wird qualitativ durch den Verlauf der Messreihen der Stromdichtekurve beschrieben. Der Nachweis der Proportionalität zwischen Stromdichte und Leuchtdichte der Lumineszenzstrahlung wird in Abschnitt 3.2 erbracht.

Eine mögliche Erklärung für die anfängliche Verzögerung der Stromdichte bei jeder Messreihe könnten Atome oder angeregte Moleküle sein, welche an der Oberfläche des Halbleiterwafers auskondensieren und sich dann auf diesem ablagern, denn der Wafer wird schließlich auf 105 K abgekühlt. Ein Einfluss von sich auf der Oberfläche des

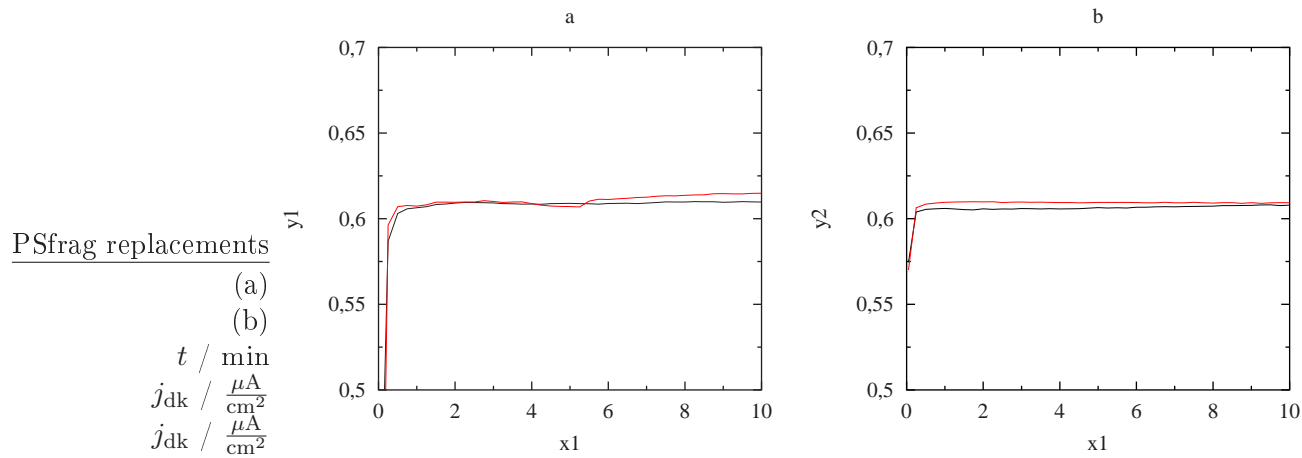


Abbildung 3.27: Zeitliches Verhalten der Dunkelstromdichte nach einmaligem Vertauschen der Polarität der Hochspannungsversorgung für 1 min (a) bzw. nach kurzem Stromfluss $j = 1 \text{ mA/cm}^2$ für 1 min (b). Die schwarze Kurve zeigt die Dunkelstromdichte vor, die rote Kurve die Dunkelstromdichte nach dem Eingriff in das System. Die Messungen wurden im direkten Anschluss an die Experimente aus Abbildung 3.26 durchgeführt. Parameter wie in Abbildung 3.26.

Halbleiterwafers anlagernden Ionen konnte nicht nachgewiesen werden. Um diese These zu überprüfen, wurde direkt im Anschluss der letzten Messreihe aus Abbildung 3.26 kurzzeitig die Polarität der Hochspannungsversorgung vertauscht und die Hochspannung für etwa 5 min eingeschaltet. Vorhandene angelagerte Ionen auf der Oberfläche des Halbleiterwafers wären so entfernt worden. Nach diesem gegenpoligen Betrieb wurde die Polarität wieder auf die ursprüngliche Konfiguration zurückgesetzt, so dass der Halbleiterwafer wieder die Kathode und die ITO-Schicht auf dem Glasträger die Anode war. Wie die experimentellen Ergebnisse in Graph (a) der Abbildung 3.27 belegen, ist eine Veränderung der Dunkelstromdichte nach einem kurzzeitigen Vertauschen der Polarität nicht nachweisbar. Ebenso verhält sich das System auch bei einer kurzzeitigen Belastung (Strompuls mit einer Stromdichte von $j = 1 \text{ mA/cm}^2$ für 1 min). In Graph (b) der Abbildung 3.27 ist das Verhalten der Dunkelstromdichte j_{dk} dargestellt, die sich vor und nach dem Strompuls einstellt. Auch unter diesen Bedingungen konnte keine negative Auswirkung auf j_{dk} nachgewiesen werden. Wie bei den Experimenten am unbeleuchteten IR-Konverter ist auch bei diesen Experimenten die Änderung der Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung proportional zur Stromdichte.

Experimentelle Ergebnisse der Stromdichte j bei unterschiedlichen Eingangsleistungen

Dieser Unterabschnitt zeigt Messungen der Stromdichte in Abhängigkeit eines mit einem schwarzen Strahler beleuchteten IR-Konverters. Die Graphen der Abbildung 3.28 zeigen das Ergebnis eines kontinuierlich (a) und eines gepulst (b) betriebenen IR-Konverters. In beiden Fällen zeigt sich, dass die Stromdichte mit fortschreitender Zeit abnimmt. Dabei ist die Abnahme der Stromdichte nicht so stark ausgeprägt wie dies bei der Dunkelstromdichte der Fall war. Allerdings ist der Verlauf der Kurven nicht so glatt. Zusätzlich wurde ein anfänglicher leichter Anstieg der Stromdichte nicht beobachtet.

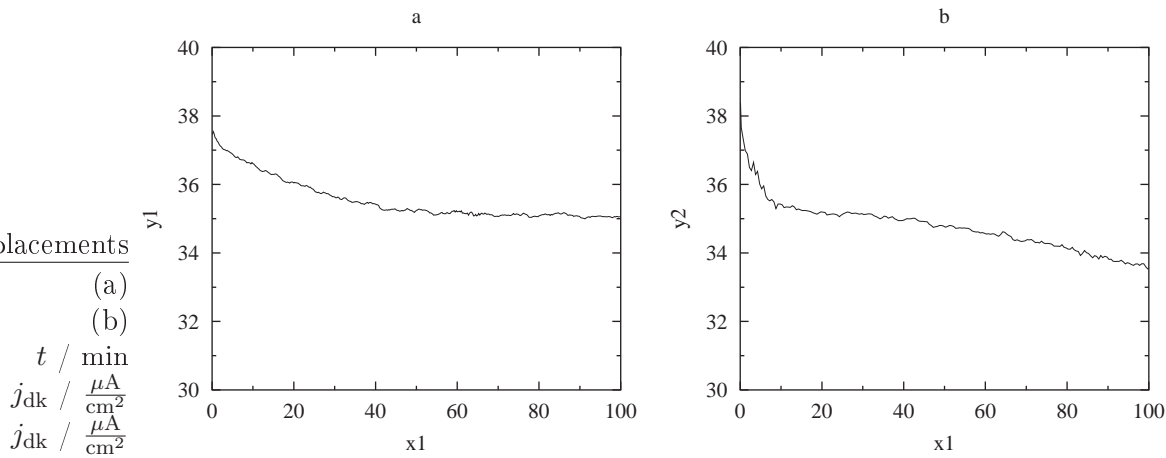


Abbildung 3.28: Zeitliches Verhalten der Stromdichte bei Bestrahlung des IR-Konverters im kontinuierlichen Betrieb (a) bzw. im gepulsten Betrieb (b). Im Fall (b) wurde die Hochspannungsversorgung alle 30 s jeweils für 15 s eingeschaltet. Parameter: $T_{BB} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ ansonsten wie in Abbildung 3.26.

Beim gepulsten Betrieb des IR-Konverters — im vorliegenden Fall wurde das Bildwandlungsmodul alle 30 Sekunden für jeweils 15 Sekunden eingeschaltet — stabilisiert sich die Stromdichte nicht, sondern fällt sogar bis zum Endpunkt des Experiments kontinuierlich ab.

Bei den bisher durchgeführten Experimenten konnte eine Beschädigung der der Gasentladung zugewandten Oberfläche des Halbleiterwafers nicht nachgewiesen werden. Erhöht man die Beleuchtungsichte jedoch weiter, zeigt sich, dass die Oberfläche durch das Auftreffen von positiv geladenen Teilchen beschädigt wird. In Abbildung 3.29 ist ein solches Szenario dargestellt. Der Graph zeigt den zeitlichen Verlauf der Stromdichte, welche sich bei Beleuchtung des IR-Konverters mit einer Temperatur des schwarzen Strahlers von $T = 600 \text{ }^\circ\text{C}$ einstellt. Während der gesamten Zeit $t = 180 \text{ min}$ war die Hochspannung am Bildwandlungsmodul durchgehend angelegt. Im Gegensatz zu den vorherigen Zeitreihen zeigt diese ein komplett anderes Verhalten. Verläuft die Stromdichte noch für die ersten 10 Minuten fast konstant, so steigt sie dann sogar zunächst an, bevor sie schließlich 70 Minuten nach Start des Experiments beginnt, kontinuierlich abzufallen. Bei sämtlichen vorherigen Experimenten ging mit der Abnahme der Stromdichte nur eine gleichmäßige Verringerung der Leuchtdichte der Lumineszenzstrahlung einher, welche aber keine räumlichen Veränderungen aufwies. Bei dem Experiment in Abbildung 3.29 verhält sich dies anders. In der rechten oberen Ecke des Graphen ist ein Bild der Leuchtdichteverteilung der Gasentladung zu sehen, die am Ende des Experiments aufgezeichnet wurde ($t = 180 \text{ min}$). Trotz homogener Beleuchtung durch den schwarzen Strahler ist das Bild nicht mehr homogen, sondern weist im Inneren einzelne hellere, stark lokalisierte Bereiche und einen hellen Ring im Randbereich auf. Zusätzlich zu der räumlichen Inhomogenität sind die hellen Bereiche auf einer Zeitskala im Subsekundenbereich instabil. Durch den Beschuss positiv geladener Teilchen wird im vorliegenden Fall die Oberfläche des Halbleiterwafers beschädigt, wie die lichtmikroskopische Aufnahme in der linken unteren Ecke des Graphen belegt. Bei den dunklen Bereichen muss es sich um Krater handeln, die auf den Beschuss mit positiv gelad-

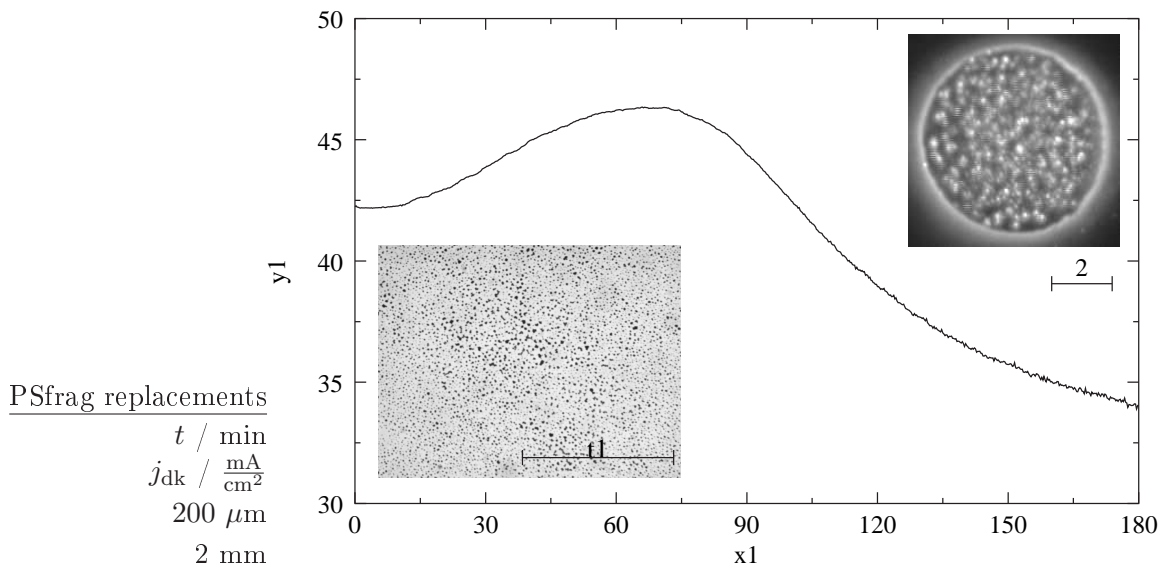


Abbildung 3.29: Zeitliches Verhalten der Stromdichte bei relativ hoher Eingangsintensität. Das Bild in der linken unteren Ecke zeigt eine mikroskopische Aufnahme der Halbleiterwafer-Oberfläche nach dem Experiment, wobei die dunklen Bereiche durch Ionenbeschuss verursachte Vertiefungen in der Oberfläche sind. In der rechten oberen Ecke zeigt das Bild die Lumineszenzstrahlung der Gasschicht am Ende des Experiments. Parameter: $T_{\text{BB}} = 600 \text{ }^\circ\text{C}$, ansonsten wie in Abbildung 3.26.

nen Teilchen zurückzuführen sind, da sie nur durch Polieren entfernt werden konnten. Eine Bildung von Oxid- bzw. Nitritschichten kann ausgeschlossen werden, da sich die Strukturen nicht durch Ätzen des Halbleiterwafers mit Phosphorsäure (H_3PO_4) und Flusssäure (HF) entfernen ließen.

Schlussbemerkungen

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente zum zeitlichen Verhalten des IR-Konverters auf langen Zeitskalen zeigen, dass sich die Dunkelstromdichten nach einer längeren Zeit ($t \approx 90 \text{ min}$) stabilisieren und sich nicht durch Umkehren der Polarität oder kurzzeitiges Beleuchten des Systems beeinflussen lassen.

Auch der beleuchtete IR-Konverter weist eine Drift der Stromdichte auf, welche sich beim kontinuierlich betriebenen Bildwandlungsmodul stabilisiert. Wird es dagegen in einem gepulsten Modus betrieben, war eine Stabilisierung der Stromdichte auch nach 100 min nicht möglich.

Eine bereits zuvor erwähnte Erklärungsmöglichkeit der Drift ist die Anlagerung von Teilchen auf der Oberfläche des Halbleiterwafers, so dass sich dessen gasentladungsspezifischen Eigenschaften ändern. Dazu zählt sicherlich der γ -Koeffizient, welcher extrem von der Beschaffenheit der Kathode abhängig ist. Bereits kleinste Verunreinigungen der Kathode haben einen großen Einfluss auf die Erzeugung von Elektronen an der Kathode wie die Arbeit von Phelps und Petrovic (1999) zeigt.

Wird der IR-Konverter dagegen beleuchtet, kann bei zu hoher Eingangsintensität das Bildwandlungsmodul derart beschädigt werden, dass es nicht mehr zur IR-Bilderfassung eingesetzt werden kann. Erst nach einer gründlichen Politur der der

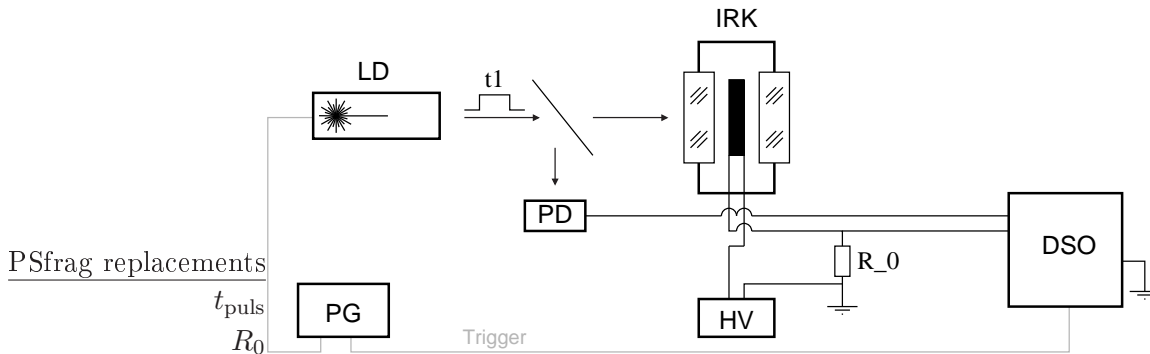


Abbildung 3.30: Schematischer Versuchsaufbau zur Bestimmung des Antwortverhaltens des IR-Konverters auf Pulse mit Pulslängen von einigen ms. Der Versuchsaufbau besteht aus einer IR-Laserdiode (LD) mit der Pulslänge t_{puls} , einer schnellen Photodiode (PD), dem IR-Konverter (IRK), einer Hochspannungsversorgung (HV), einem Messwiderstand R_0 , einem digitalen Speicheroszilloskop (DSO) und einem Pulsgenerator (PG).

Gasentladung zugewandten Oberfläche des Halbleiterwafers kann dieser wieder im IR-Konverter eingesetzt werden. Die Beschädigungen sind auf Sputtereffekte in einer Argon-Gasentladung zurückzuführen. Eine Möglichkeit die Beschädigung zu vermindern, bestünde im Austausch des Arbeitsgases. Außerdem könnte eine zusätzliche Schicht auf der Oberfläche des Halbleiterwafers solche unerwünschten Effekte minimieren.

3.3.2 Einfluss unterschiedlicher Gase auf die zeitliche Auflösung

Die Experimente auf einer Zeitskala im ms-Bereich haben sich in erster Linie mit dem Einfluss des Arbeitsgases auf das zeitliche Auflösungsvermögen beschäftigt. Neben Experimenten mit reinem Ar bzw. N_2 wurden auch Untersuchungen an Gemischen dieser beiden Gase durchgeführt.

Versuchsaufbau und -durchführung

Der Versuchsaufbau zur experimentellen Untersuchung des Antwortverhaltens des IR-Konverters auf Pulse, die eine Länge von einigen ms aufweisen, ist in Abbildung 3.30 schematisch dargestellt. Als schnelle IR-Quelle diente eine IR-Laserdiode ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$) mit einer speziell angefertigten Steuerung (Reil, 1995, Anhang A.1). Ein Teil der Strahlung wurde mittels eines Strahlteilers ausgekoppelt und mit einer schnellen IR-Photodiode (PD) detektiert. Der durch den Strahlteiler transmittierte Teil fiel auf den IR-Konverter (IRK), der über die Hochspannungsquelle (HV) versorgt wurde. In den folgenden experimentellen Untersuchungen wurde auf eine bildhafte Erfassung der Lumineszenzstrahlung verzichtet, so dass nur der durch den IR-Konverter fließende Gesamtstrom gemessen wurde. Die Bestimmung dieser Größe erfolgte über Messung des Spannungsabfalls am Messwiderstand R_0 . Die Erfassung der Zeitreihen der an R_0 abfallenden Spannung und des Signals der Photodiode erfolgte mit einem digitalen Speicheroszilloskop (DSO). Der Pulsgenerator (PD) diente zur Triggerung (graue Verbindungslinien) und zur Modulation der Eingangspulse des Experiments.

Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

In diesem Unterabschnitt werden nur die zentralen Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen vorgestellt, da der IR-Konverter eine wesentlich höhere zeitliche Auflösung unterstützt – wie die Ergebnisse in den Abschnitten 3.3.3 und 3.3.4 zeigen. Dennoch weisen auch die hier vorgestellten Experimente interessante Ergebnisse auf, da das zeitliche Antwortverhalten des IR-Konverters auf zwei kurz aufeinander folgende Pulse für ein mit Ar, N₂ und deren Mischung im Verhältnis 1:1 befülltes Bildwandlungsmodul untersucht wurde.

In Abbildung 3.31 sind die zentralen Ergebnisse des zeitlichen Antwortverhaltens zusammengefasst. Auf der linken Seite ist die integrale Eingangsleistung der Laserdiode dargestellt, welche mittels einer schnellen Photodiode gemessen wurde. Die Graphen auf der rechten Seite der Abbildung zeigen das Antwortverhalten des IR-Konverters für unterschiedliche Gaszusammensetzungen. Ein mit Argon betriebenes Bildwandlungsmodul setzt den einfallenden Doppelpuls formtreu um. Dagegen zeigt ein mit N₂ arbeitender IR-Konverter ein nichtlineares Antwortverhalten, was den Einsatz eines solchen Systems zur raumzeitlichen Bilderfassung nicht ermöglicht. Besonders ungünstig scheinen Gasgemische von N₂ und Ar zu sein, denn bei diesen Experimenten stellt sich neben dem nichtlinearen Antwortverhalten eine Art Gedächtnisfunktion ein, welche das Antwortverhalten sogar von der experimentellen „Vorgeschichte“ abhängig macht.

Im folgenden Abschnitt 3.3.3 zeigt sich, dass die zeitliche Auflösung abhängig von der Versatzstromdichte j_v ist. Beispielsweise lässt sich das nichtlineare Einschwingen zu Beginn des Pulses bei einem mit Argon betriebenen Bildwandlungsmodul deutlich minimieren. Die dabei verwendeten Pulslängen liegen um 3 Größenordnungen unterhalb der hier verwendeten. Für ein mit N₂ gefülltes Bildwandlungsmodul wurden solche Experimente auf der ms-Zeitskala ebenfalls durchgeführt. Zwar zeigt sich auch hier, dass sich das zeitliche Antwortverhalten auf ms-Pulse verbessern lässt, aber da mit Argon kürzere Antwortzeiten möglich sind und Stickstoff keine weiteren Vorteile besitzt, wurde auf eine grafische Darstellung der Ergebnisse und ihre Auswertung im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

3.3.3 Zeitliche Auflösung eines Si:Zn basierten IR-Konverters

Die in diesem Unterabschnitt vorgestellten Ergebnisse sind eine kurze Zusammenfassung der experimentellen Untersuchungen der Arbeit von Matern (1999). Es handelt sich dabei um Experimente, die mit einem mit Si:Zn-Halbleiterwafer betriebenen Bildwandlungsmodul gemacht wurden. Das zeitliche Auflösungsvermögen wurde in Abhängigkeit der Versatzstromdichte j_v , der einfallenden Laserintensität und dem Druck p für ein mit Argon befülltes Bildwandlungsmodul gemessen.

Versuchsaufbau und –durchführung

Zur Bestimmung des Antwortverhaltens des IR-Konverters auf μ s-Pulse wurde der Versuchsaufbau verwendet, welcher in Abbildung 3.32 schematisch dargestellt ist. Als Strahlquelle diente ein Nd:YAG-Laser (IRL) mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1,314 \mu\text{m}$ und einer Pulslänge von $300 \mu\text{s}$. Da der Laserpuls am Anfang keine hohe Flankensteilheit aufweist und sein zeitlicher Verlauf nicht sehr konstant ist, wurde mit Hilfe von elektro-optischen Modulatoren ein kurzer Puls aus diesem langen ausgeschnitten. Für

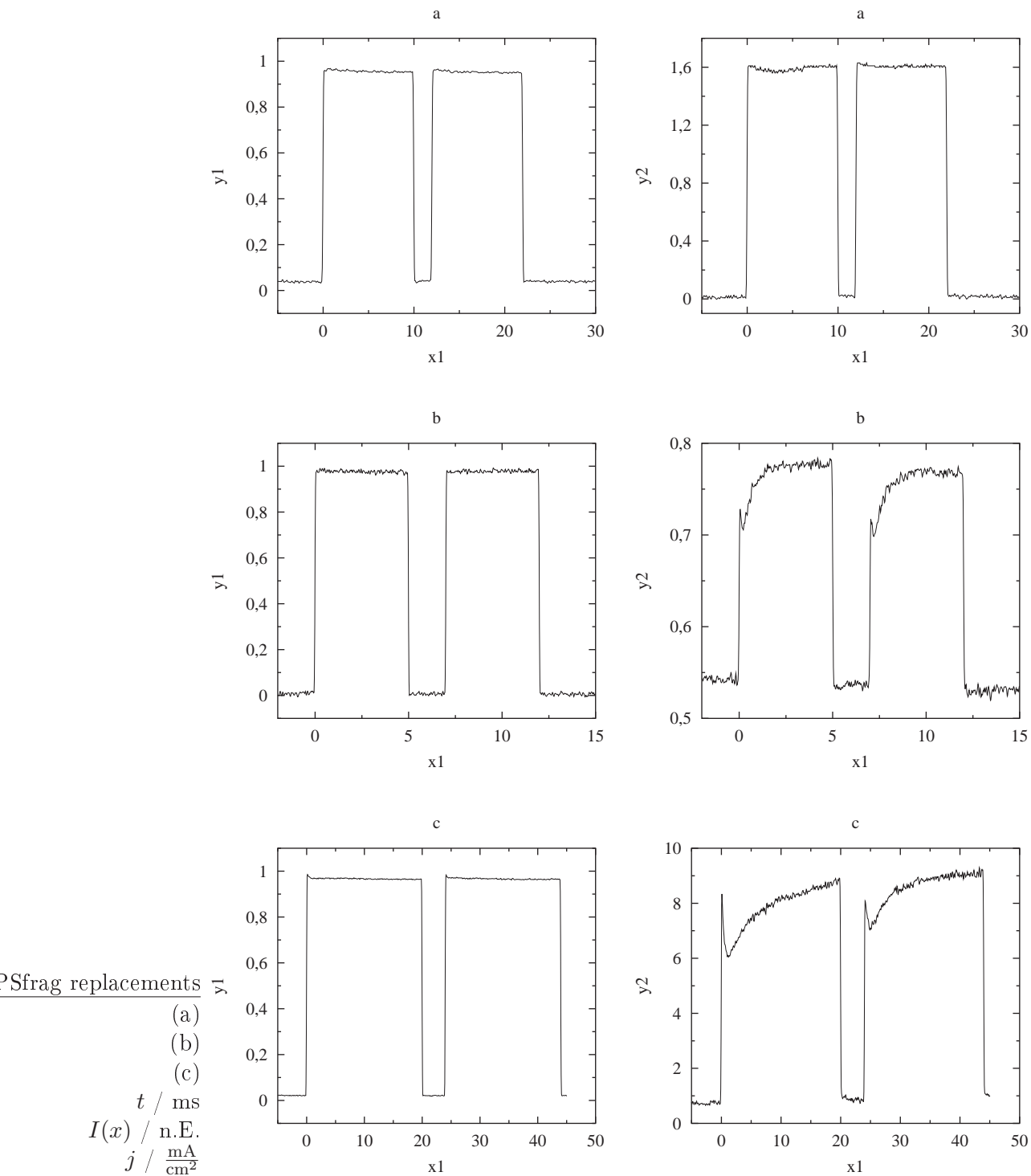


Abbildung 3.31: Antwortverhalten des IR-Konverters auf ms-Pulse für unterschiedliche Gaszusammensetzungen (Graphen auf der rechten Seite). Die linken Graphen zeigen die integrale normierte Eingangsleistung $I(x)$, welche mittels einer schnellen Photodiode gemessen wurde. Parameter (a): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, $U_0 = 800 \text{ V}$, $p = 60 \text{ hPa Ar}$, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$, $R_0 = 100 \text{ k}\Omega$; Parameter (b): wie (a), jedoch $p = 60 \text{ hPa N}_2$; Parameter (c): wie (a), jedoch $U_0 = 700 \text{ V}$, $p = 60 \text{ hPa N}_2\text{:Ar}$ im Verhältnis 1:1.

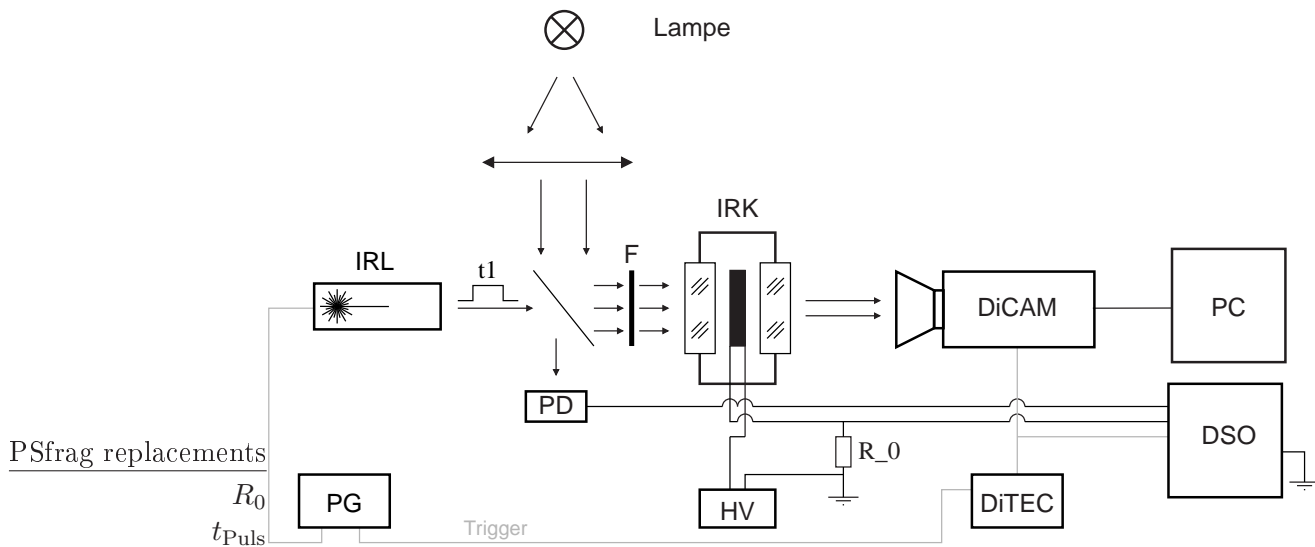


Abbildung 3.32: Schematischer Versuchsaufbau zur experimentellen Bestimmung des zeitlichen Antwortverhaltens des IR-Konverters im μs -Bereich. Das Experiment besteht aus einem Nd:YAG-Laser (IRL), einer Lampe zur zusätzlichen homogenen Ausleuchtung des Bildwandlungsmoduls (Lampe), einer IR-Photodiode (PD) zur Messung des zeitlichen Verlaufs der integralen Intensitätsverteilung der Laserquelle, einem Filter (F) zum Abschwächen der Eingangsintensität des Lasers, dem IR-Konverter (IRK) mit der dazugehörigen Hochspannungsquelle (HV), einem Messwiderstand (R_0) zur Messung des integralen Stromflusses, einer ICCD-Kamera (DiCAM) mit der dazugehörigen Kontrolleinheit (DiTEC), einem Bilderfassungssystem (PC), einem digitalen Speicheroszilloskop (DSO) zur Erfassung elektrischer Signale und einem Pulsgenerator (PG) zur Synchronisation des Experiments.

die Experimente in diesem Abschnitt wurde eine Pulslänge von $t_{\text{puls}} = 50 \mu\text{s}$ gewählt. Die Halbwertsbreite des Anstiegs und des Abfalls liegt unter 500 ns . Ein Teil des einfallenden Pulses wird mittels eines Strahlteilers mit einer schnellen IR-Photodiode (PD) detektiert. Das Signal dieser Diode wird auf einem digitalen Speicheroszilloskop (DSO) als Eingangssignal des Laserpulses dargestellt. Der durch den Strahl transmittierte Teil des Lasers fiel durch einen Filter (F) auf den IR-Konverter. Zusätzlich konnte über einen Strahlteiler das Bildwandlungsmodul mit einer Lampe homogen ausgeleuchtet werden, um unterschiedliche Versatzstromdichten j_v am Bildwandlungsmodul einzustellen. Mit einer ICCD-Kamera (DiCAM) ist die Lumineszenzverteilung der Gasentladung aufgenommen. Über das Steuergerät (DiTEC) konnte relativ zum Triggerpuls des Pulsgenerators (PG) der Belichtungszeitpunkt und die Belichtungsdauer eingestellt werden. Die Erfassung und Digitalisierung der Bilder erfolgte mit einem Bilderfassungssystem (PC), welches sich aus einem Framegrabber Modell Oculus OD-500 der Firma Coreco und einem Softwareprogramm Sermes zusammensetzte.

Als Messgröße diente der Stromfluss, der durch den Messwiderstand R_0 floss. Der Spannungsabfall über diesen Widerstand wurde wie das Signal der schnellen IR-Photodiode auf dem digitalen Speicheroszilloskop dargestellt, welches ebenfalls über eine IEC-BUS Karte mit dem Computer verbunden war und mit dem Softwareprogramm Sermes ausgelesen werden konnte.

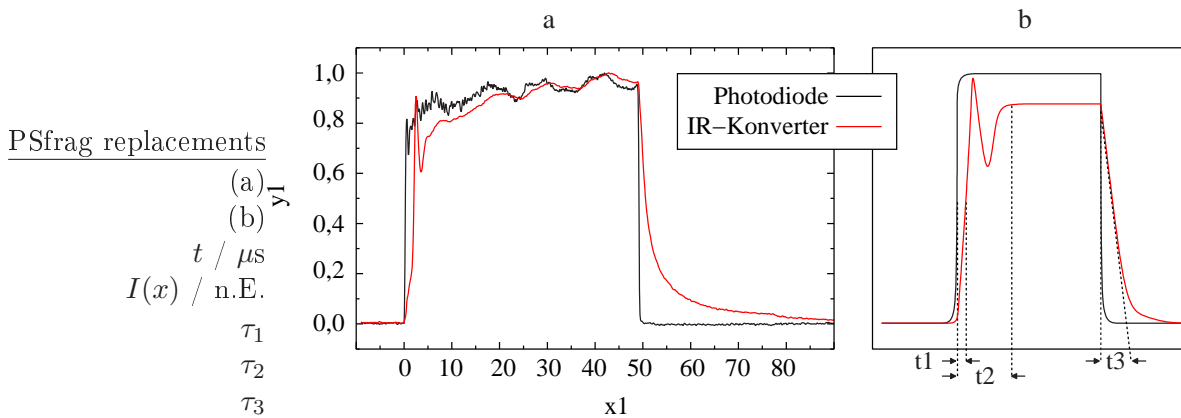


Abbildung 3.33: Beispiel für das Antwortverhalten des IR-Konverters auf einen $50 \mu\text{s}$ langen Laserpuls (a) und schematische Darstellung des Eingangspulses und der Antwort des IR-Konverters zur Bestimmung der Zeitkonstanten (b). Parameter (a): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, $U_0 = 800 \text{ V}$, $p = 100 \text{ hPa}$ Ar, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$, $j_v = 19,1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, $j = 1,1 \text{ mA}/\text{cm}^2$.

Experimentelle Ergebnisse und Auswertung

Da der IR-Konverter als Bilderfassungssystem eingesetzt werden soll, muss die Bestimmung des zeitlichen Auflösungsvermögens eigentlich an Hand der Lumineszenzverteilung der Gasentladung ermittelt werden. Da allerdings der experimentelle Aufwand sehr hoch ist und die Arbeit von Reimann (1995) zeigt, dass die integrale Leuchtdichteverteilung der Gasentladung proportional zur Stromdichte j ist, wurden sämtliche folgende Ergebnisse mit Hilfe der Stromdichte j bestimmt.

In Abbildung 3.33 ist auf der linken Seite ein typisches Beispiel für das Antwortverhalten des IR-Konverters auf einen $50 \mu\text{s}$ langen Laserpuls dargestellt. Die schwarze Kurve ist das Eingangssignal und die graue die Stromdichte j , welche sich bei dem mit einem Si:Zn-Halbleiterwafer betriebenen Bildwandlungsmodul einstellt. Zu Beginn des Pulses weist die Antwort des IR-Konverters eine leichte Verzögerung auf. Nach einem Einschwingprozess folgt der Strompuls in Bruchteilen von μs dem tendenziellen Verlauf des Eingangssignals.

In der Arbeit von Matern (1999) wurden zur Charakterisierung des zeitlichen Auflösungsvermögens drei Größen bestimmt, von denen sich die ersten beiden auf den Pulsbeginn und die dritte Größe auf das Pulsende bzw. auf das Abklingverhalten des IR-Konverters beziehen (vgl. Abbildung 3.33.b). Die erste Antwort des IR-Konverters auf die steigende Flanke des einfallenden IR-Laserpulses wird mit τ_1 bezeichnet. Als Maß für diese Größe wurde die Halbwertshöhe genommen, welche sich aus dem Maximum des ersten Überschingers und dem Untergrund berechnet. Dagegen schließt die Größe τ_2 sämtliche Einschwingprozesse des IR-Konverters mit ein. Ab diesem Zeitpunkt folgt der Verlauf der Stromdichte dem tendenziellen Verlauf des Eingangssignals. Es zeigt sich, dass der IR-Konverter eine Tiefpass-Charakteristik aufweist. Mit τ_3 wird das Abklingverhalten des IR-Konverters beschrieben. Eine Bestimmung des sonst üblichen $1/e$ -ten Teils der abfallenden Flanke war bei den gegebenen experimentellen Ergebnissen nicht möglich, da die Signale einem sehr starken Rauschen unterliegen. Aus diesem Grund wurde die Tangente der abfallenden Flanke im ersten Punkt eingezeichnet und die Differenz zwischen dem Schnittpunkt der Tangente mit der Grundlinie und

dem Schnittpunkt des Ausschaltpunktes mit der Grundlinie bestimmt.

Das zeitliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters wurde in Abhängigkeit des Drucks p , der einfallenden Laserstrahlleistung und der Versatzstromdichte j_v untersucht. Die Abbildungen 3.34, 3.35 und 3.36 zeigen die experimentellen Ergebnisse für die drei Größen, wobei in der ersten Abbildung die Ergebnisse für τ_1 , in der zweiten für τ_2 und in der dritten für τ_3 zusammengestellt sind. In sämtlichen Graphen der drei Abbildungen nimmt die Versatzstromdichte von (a) nach (f) zu (genaue Werte entnehme man der Beschriftung in Abbildung 3.34). Für jede Versatzstromdichte j_v wurde für vier unterschiedliche Strahlintensitäten das zeitliche Antwortverhalten bestimmt.

Bei allen drei Größen zeigt sich, dass sich mit zunehmender Versatzstromdichte j_v das zeitliche Antwortverhalten deutlich verbessert. Besonders stark ausgeprägt ist dieses Verhalten für geringe Strahlintensitäten. So verkürzt sich beispielsweise τ_1 von anfänglichen $10 \mu\text{s}$ ($j = 0,05 \text{ mA/cm}^2$, $j_v \approx 0 \text{ mA/cm}^2$, $p = 200 \text{ hPa}$) auf fast $2 \mu\text{s}$ (vgl. Abbildung 3.34.a und 3.34.f). Ähnliche Beispiele lassen sich auch für τ_2 und teilweise auch für τ_3 finden. Ebenfalls zeigt sich, dass sich eine höhere Strahlintensität positiv auf alle drei Größen auswirkt. Dagegen fällt die Abhängigkeit vom Druck p für τ_1 , τ_2 und τ_3 unterschiedlich aus. Für die ersten beiden Größen nehmen die jeweiligen Werte mit zunehmendem Druck tendenziell ab und erreichen bei 400 hPa die geringsten Werte. Zwar ist τ_3 ebenfalls bei 400 hPa minimal, aber im Druckbereich zwischen 200 bis 300 hPa weist diese Größe ein Maximum auf. Daraus ergibt sich, dass für τ_3 sowohl ein niedriger Druck von 100 hPa als auch ein hoher Druck von 400 hPa sinnvoll ist.

Für eine ausführliche Beschreibung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse sei nochmals auf die Arbeit von Matern (1999) verwiesen. Das nichtlineare Einschwingverhalten des IR-Konverters wurde von Portsel et al. (1999) mit einem einfachen Modell beschrieben. Zwar wurde dort eine He-Gasentladung experimentell und numerisch untersucht, aber die hier vorgestellten Ergebnisse zeigen ein qualitativ gleichwertiges Verhalten. Der begrenzende Faktor für das Einschwingen des Halbleiter-Gasentladungssystems war in den Untersuchungen von Portsel et al. (1999) der Halbleiter.

Schlussbemerkungen

Zusammenfassend kann für ein mit einem Si:Zn-Halbleiterwafer betriebenes Bildwandlungsmodul festgehalten werden, dass besonders vorteilhaft ein Druck von $p = 400 \text{ hPa}$ Ar bei einer hohen Versatzstromdichte von $j_v = 191 \mu\text{A/cm}^2$ ist. Bei diesen Werten erreicht der IR-Konverter sein bestes zeitliches Auflösungsvermögen, während die Schwankungen für unterschiedliche Strahlintensitäten in dieser Konfiguration ebenfalls am geringsten sind. So erreicht ein auf diese Weise präparierter IR-Konverter für die Verzögerungszeit τ_1 Werte zwischen $0,9$ und $1,4 \mu\text{s}$, für die Einschwingzeit τ_2 Werte zwischen $3,6$ und $10,3 \mu\text{s}$ und für das Abklingverhalten Werte zwischen $1,3$ und $1,9 \mu\text{s}$.

Aus den Abklingzeiten lässt sich die maximale Bildwiederholrate bestimmen, mit der ein sinnvoller Betrieb des IR-Konverters möglich ist. Die experimentellen Ergebnisse zeigen, dass diese zwischen $0,5 - 0,9 \text{ Mfps}$ liegt. Mit der Verzögerungszeit τ_1 wird die minimale Belichtungszeit festgelegt. Allerdings sollte man bei einer Auswertung der Intensitätsverteilung der Lumineszenzbilder der Gasentladung die nichtlineare Einschwingzeit τ_2 berücksichtigen. Vergleicht man diese Werte mit vorhandenen IR-Kamerasystemen, zeigt sich, dass zwar Belichtungszeiten in dieser Größenordnung ebenfalls möglich sind, aber nicht die hohen Bildwiederholraten des IR-Konverters er-

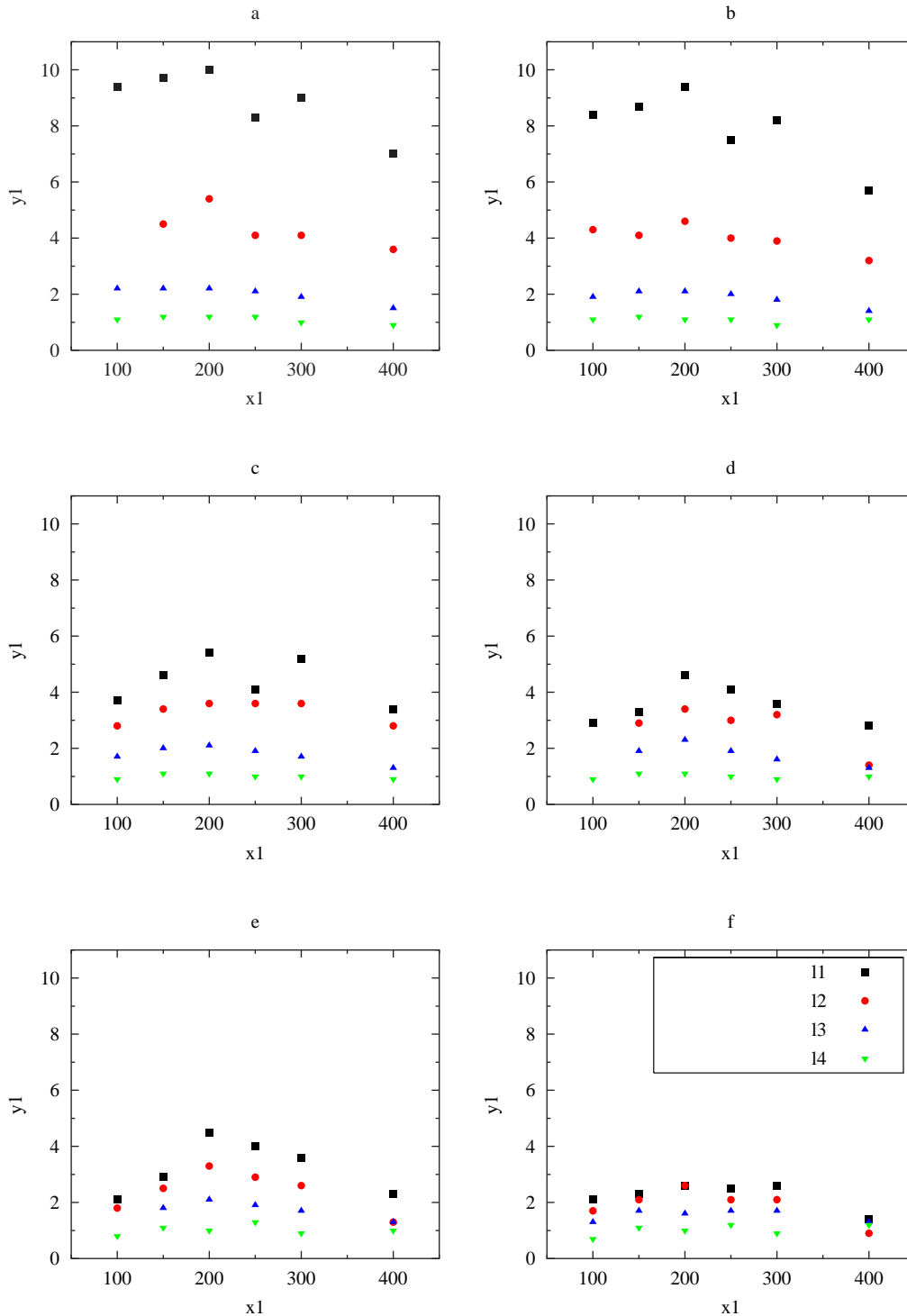


Abbildung 3.34: Verzögerungszeit τ_1 des IR-Konverters in Abhängigkeit des Drucks p für unterschiedliche Bestrahlungsintensitäten. Die Versatzstromdichte j_v variiert von $j_v = 0 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ (Graph a), über $j_v = 2,2 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ (Graph b), $j_v = 19,1 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ (Graph c), $j_v = 47,8 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ (Graph d), $j_v = 95,5 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ (Graph e) bis $j_v = 191,0 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ (Graph f). Parameter (a) bis (f): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, $U_0 = 800 \text{ V}$, $p = 100 \text{ hPa}$ Ar, $d_{\text{gap}} = 100 \text{ } \mu\text{m}$.

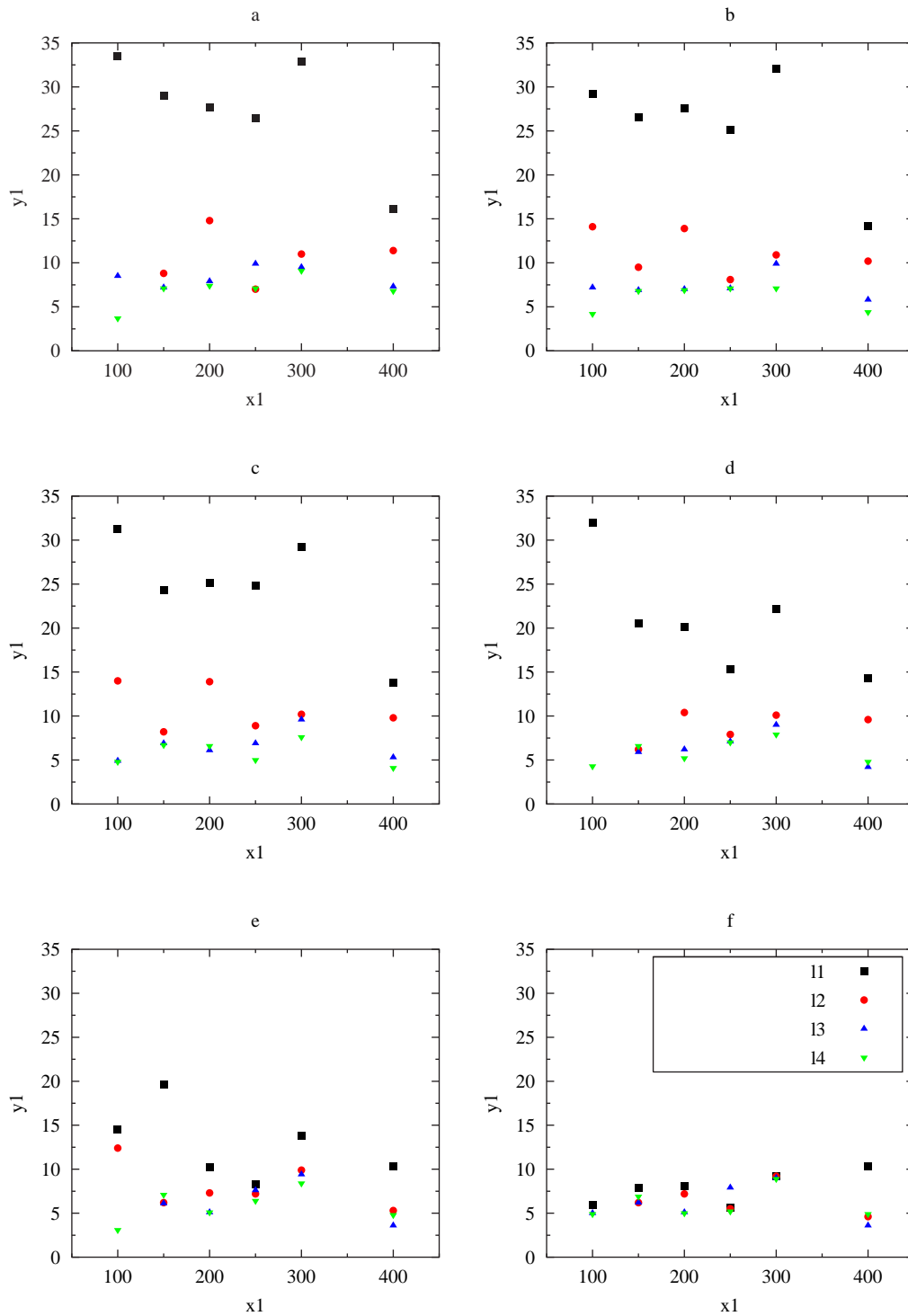


Abbildung 3.35: Einschwingzeit τ_2 des IR-Konverters in Abhängigkeit des Drucks p für unterschiedliche Bestrahlungsintensitäten. Die Versatzstromdichte wird wie in Abbildung 3.34 in den Graphen (a) bis (f) variiert. Parameter: wie in Abbildung 3.34.

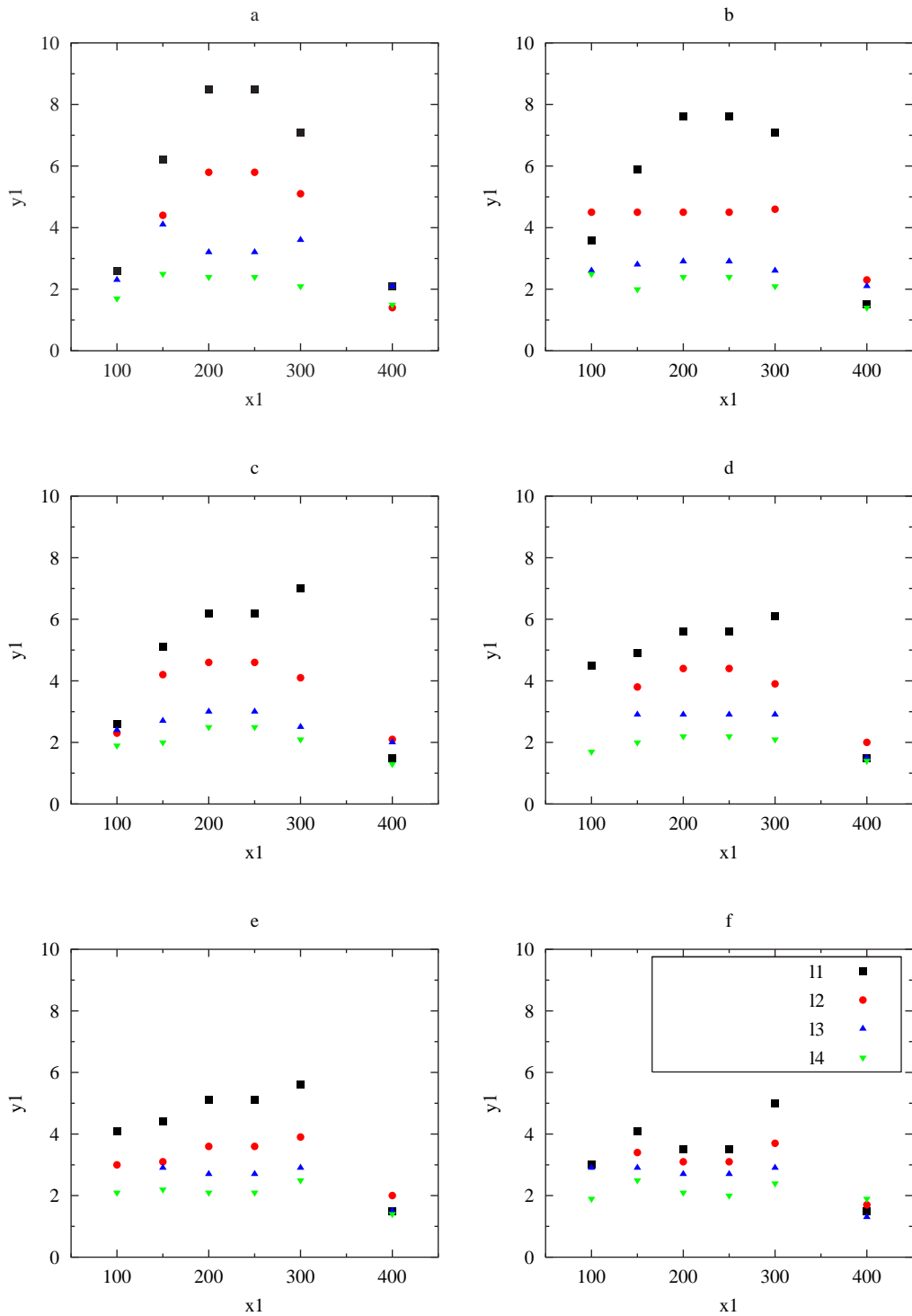


Abbildung 3.36: Abklingzeit τ_3 des IR-Konverters in Abhängigkeit des Drucks p für unterschiedliche Bestrahlungsintensitäten. Die Versatzstromdichte wird wie in Abbildung 3.34 in den Graphen (a) bis (f) variiert. Parameter: wie in Abbildung 3.34.

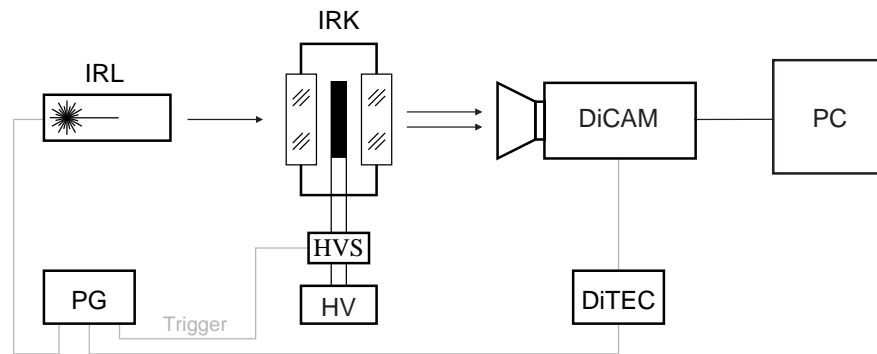


Abbildung 3.37: Schematischer Versuchsaufbau zur experimentellen Bestimmung des Antwortverhaltens des IR-Konverters auf ps-Pulse. Das Experiment besteht aus einem abstimmbaren IR-Laser (IRL), dem IR-Konverter (IRK), einer ICCD-Kamera (DiCAM) mit Steuereinheit (DiTEC), einem Bilderfassungssystem (PC), einem Pulsgenerator (PG), einer Hochspannungsquelle (HV), und einem Hochspannungsschalter (HVS). Die schwarzen Verbindungslinien skizzieren die elektrische Beschriftung des Bildwandlungsmoduls. Die grauen Linien zeigen den Verlauf der Steuerungssignale zur Synchronisation des Experiments.

reicht werden können.

3.3.4 Zeitliche Auflösung eines Si:In basierten IR-Konverters

Im vorangegangenen Unterabschnitt zeigte sich, dass ein mit einem Si:Zn-Halbleiterwafer betriebenes Bildwandlungsmodul eine zeitliche Auflösung im μs -Bereich besitzt. Dagegen ist mit einem Si:In-Detektor das zeitliche Auflösungsvermögen wesentlich höher. In der Arbeit von Portsel et al. (1999) wurde gezeigt, dass das zeitliche Auflösungsvermögen bei 50 ns liegt. Bei den dort durchgeführten Experimenten stand dieselbe Laserpulsquelle wie im vorangegangenen Unterabschnitt zur Verfügung. Die Flankensteilheit dieser Quelle reicht allerdings nicht aus, um das zeitliche Auflösungsvermögen und die Grenzen eines solchen IR-Konverters genauer zu bestimmen. Genau dieser Fragestellung widmet sich der vorliegende Unterabschnitt. Bei den folgenden Experimenten wurde ein Laser verwendet, der eine Pulslänge von wenigen hundert Pico-Sekunden besitzt.

Versuchsaufbau und -durchführung

In Abbildung 3.37 ist der für die Untersuchungen notwendige Aufbau schematisch dargestellt. Ein ähnlicher Aufbau wurde bereits in Abschnitt 3.2.2 zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit eines Si:In-Halbleiterwafers verwendet. Als Strahlungsquelle dient ein schmalbandiger, abstimmbarer IR-Laser (IRL). Dieser besitzt bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten eine Pulsdauer von 100 ps, eine Repetitionsrate von 1 kHz und eine Wellenlänge $\lambda = 6,8 \mu\text{m}$. Weitere Informationen zu diesem Laser sind in der Arbeit von Finsterbusch et al. (2002) zu finden. Über ein Linsensystem (nicht in Abbildung 3.37 dargestellt) fiel der Strahl aufgeweitet auf die Eingangsseite des IR-Konverters (IRK). Auf Grund der verwendeten Wellenlänge wurde das sonst übliche Quarz-Fenster des Kryostaten gegen ein ZnSe-Fenster ausgetauscht. Die Lumineszenzstrahlungsverteilung der Gasschicht wird mit der ICCD-Kamera (DiCAM) erfasst, mit dem computergestützten System (PC) digitalisiert und für die weitere Bearbeitung der

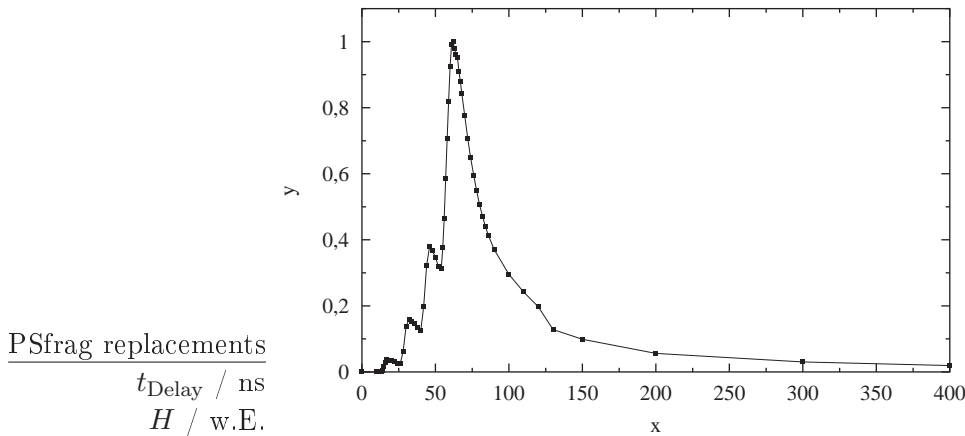


Abbildung 3.38: Zeitlicher Verlauf der integralen Lumineszenzstrahlung der Gasschicht. Antwortverhalten eines Bildwandlungsmoduls auf Basis eines Si:In-Halbleiterwafers auf einen 100 ps langen IR-Laserpuls. Parameter: Si:In-Halbleiterwafer 13-3, $U_0 = 600$ V, $p = 100$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100$ μm , $t_{\text{puls}} = 500$ μs $t_{\text{exp}} = 5$ ns.

Bilder gespeichert. Der untere Teil in der Abbildung zeigt den prinzipiellen Verlauf der Steuerungssignale zur Synchronisation des Versuchsaufbaus. Über einen Pulsgenerator (PG) werden der Laser, der Hochspannungsschalter (HVS) und die Steuereinheit (DiTEC) der ICCD-Kamera synchronisiert. Dabei wird zunächst über einen Triggerpuls des Pulsgenerators der Hochspannungsschalter angesteuert, wobei die Länge dieses Pulses die Dauer der angelegten Hochspannung vorgibt. In den vorliegenden Experimenten betrug die Länge der Pulse 500 μs . Die Höhe der angelegten Spannung wurde durch die an den Hochspannungsschalter angeschlossene Hochspannungsquelle (HV) vorgegeben und betrug bei den durchgeführten Experimenten $U_0 = 600$ V. Nachdem die Hochspannungsversorgung des IR-Konverters über einen Triggerpuls eingeschaltet wurde, wurden nach weiteren 100 μs über zwei gleichzeitige Steuerpulse der Laser und die Steuereinheit der ICCD-Kamera synchronisiert. Mit letzterer konnte dann über eine weitere Verzögerungszeit t_{Delay} der Beginn des Belichtungszeitpunkts eingestellt werden. Die Belichtungszeit betrug bei sämtlichen Messungen $t_{\text{exp}} = 5$ ns.

Experimentelle Ergebnisse und Auswertung

Im Gegensatz zu den experimentellen Untersuchungen aus dem vorangegangenen Unterabschnitt zur Bestimmung der zeitlichen Antwort auf μs -Zeitskala war bei den hier beschriebenen Versuchen eine Messung der Stromdichte nicht möglich, da diese ein stark oszillatorisches Verhalten aufwies (vgl. Abbildung 3.11 auf Seite 53). Aus diesem Grund wurde aus der Leuchtdichteverteilung der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung ein integraler Helligkeitswert H bestimmt. Dieser wurde mit Hilfe des Softwareprogramms TGS ermittelt. Dazu wurde das Bild des Laserstrahls ausgeschnitten und der Untergrund abgezogen, welcher jeweils in einer separaten Messung ermittelt wurde. Aus dem auf diese Weise korrigierten Bild wurden dann sämtliche Intensitätswerte aufsummiert. Für die grafische Darstellung wurden diese dann auf den Maximalwert der Zeitreihe normiert.

In Abbildung 3.38 ist der zeitliche Verlauf der integralen Helligkeit H für ein Si:In-basiertes Bildwandlungsmodul dargestellt. Anders als im vorangegangenen Abschnitt, bei dem das Antwortverhalten des IR-Konverters in der gleichen Größenordnung lag wie der einfallende Puls, kann der hier einfallende Puls als δ -förmige Anregung betrachtet werden. Nach 62 ns erreicht die integrale Intensität des Bildes ihren Maximalwert bevor dieser wieder abfällt. Somit ergibt sich für die Verzögerung nach der Definition aus dem vorangegangenen Unterabschnitt ein Wert von $\tau_1 = 56$ ns. Interessanterweise zeigt sich auf der steigenden Flanke ein oszillatorisches Verhalten. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte dabei nicht geklärt werden, ob es sich um intrinsische Eigenschaften des IR-Konverters handelt, oder ob dieses Verhalten auf Synchronisationsprobleme des Experiments zurückzuführen sind. Die Halbwertsbreite des Pulses beträgt 26 ns. Nach 200 ns ist die Antwort des IR-Konverters auf unter 10 % der maximalen integralen Helligkeit abgefallen. Die hier ermittelten Werte zeigen, dass das eine weitere Steigerung der Geschwindigkeit nicht möglich ist, da bereits die Antwortzeit von Si:In bei 100 ns liegt [Blackmore und Sarver (1968), Milnes (1973)].

Zur Berechnung der maximalen Bildwiederholrate eines Si:In-Systems ist es sinnvoll, zwei unterschiedliche Fälle zu unterscheiden („Pulsdetektion“ und „bildhafte Erfassung“). Besteht das Interesse an einer „Pulsdetektion“ wird mit der Annahme, dass die anfängliche Verzögerung keine Totzeit des IR-Konverters darstellt, die maximale Bildwiederholrate durch die Halbwertsbreite des Pulses bestimmt und erreicht einen Wert von fast 40 Mfps. In diesem Fall wird die Antwort nur „verschoben“, da die Verzögerung auf jeden Puls wirkt. Allerdings überlappen sich die Pulse in diesem Fall sehr stark, so dass eine bildhafte Auswertung der Bilder nur bedingt möglich sein sollte. Im Fall einer aussagekräftigen „bildhaften Erfassung“ der einfallenden IR-Intensitätsverteilung sollte der Abstand zwischen den Pulsen länger gewählt werden, um Einflüsse durch den vorhergehenden Puls ausschließen zu können. In diesem Fall muss der Abstand mindestens Verzögerungszeit (56 ns) und die Halbwertsbreite des Pulses (26 ns) umfassen. Der IR-Konverter erreicht in dieser Situation eine Bildwiederholrate von etwa 12 Mfps. Mit diesen Werten erreicht der IR-Konverter Geschwindigkeiten, welche derzeit nur mit ultraschnellen VIS-Framingkamerasystemen erreicht werden.

3.3.5 Zusammenfassung

Die Ergebnisse des vorliegenden Abschnitts zum zeitlichen Verhalten des IR-Konverters decken einen breiten Bereich ab. Auf der einen Seite stehen die experimentellen Untersuchungen zum Antwortverhalten auf langen Zeitskalen, mit denen in erster Linie die Stabilität des IR-Konverters untersucht wurde. Andererseits wurde das zeitliche Auflösungsvermögen des Bildwandlungsmoduls bestimmt. Dazu wurden Experimente auf drei unterschiedlichen Zeitskalen durchgeführt, wobei die Einteilung sich nach der Länge der einfallenden Pulse richtete.

Bei den experimentellen Untersuchungen zur Stabilität des IR-Konverters zeigt sich, dass sich die Dunkelstromdichte j_{dk} nach etwa 80 min auf etwa der Hälfte des anfänglichen Wertes stabilisiert. Bei den durchgeführten Experimenten betrug diese bei einem offenen Bildwandlungsmodul am Ende $j_{dk} = 0,6 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Ein ähnliches Verhalten konnte bei einem beleuchteten System nachgewiesen werden, wobei hier die Drift nicht so stark ausgeprägt war. Zum Beispiel verringerte sich eine anfängliche Stromdichte $j \approx 38 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ auf $35 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, welche bereits nach 60 min Dauerbetrieb erreicht wur-

de. Innerhalb eines gepulsten Betriebs konnte eine Stabilisierung der Stromdichte nicht nachgewiesen werden. Wird der IR-Konverter über einen längeren Zeitraum mit zu hohen Intensitäten beleuchtet, treten Schäden auf der Halbleiteroberfläche auf, welche einen Betrieb des IR-Konverters als Bilderfassungssystem erst nach Entfernung der Beschädigungen ermöglicht. Bei den hier vorgestellten Versuchen betrug die anfängliche Stromdichte $j \approx 42 \text{ mA/cm}^2$.

Die Untersuchungen zum zeitlichen Auflösungsvermögen haben gezeigt, dass sich N_2 und Mischungen zwischen N_2 und Ar nachteilig auf das zeitliche Auflösungsvermögen auswirken. Mit N_2 liegt die untere Grenze der zeitlichen Auflösung im ms-Bereich, wobei sich bei einem N_2 :Ar-Gemisch im Verhältnis 1:1 zusätzlich Gedächtniseffekte einstellen. In dieser Gaskonfiguration ist das zeitliche Auflösungsvermögen sogar abhängig von der Vorgeschichte. Mit Ar wurden in der vorliegenden Arbeit die besten Ergebnisse erzielt. Somit erreicht ein mit einem Si:Zn-Halbleiterwafer betriebenes Bildwandlungsmodul eine maximale Bildwiederholrate von 0,5 – 0,9 Mfps. Die minimale Belichtungszeit liegt bei $t_{\text{exp}} = 0,9 \text{ } \mu\text{s}$. Allerdings muss dabei angemerkt werden, dass mit längeren Belichtungszeiten zunächst eine zusätzliche nichtlineare Antwort auftritt, welche im ungünstigsten Fall 15 μs betragen kann. Zum Erreichen dieser Werte muss der IR-Konverter vorzugsweise mit einem Druck von $p = 400 \text{ hPa}$, einer Dicke der Gasentladung von $d_{\text{gap}} = 100 \text{ } \mu\text{m}$ und einer Versatzstromdichte $j_v = 191 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ betrieben werden. Die Versatzstromdichte j_v wird derzeit über eine zusätzliche homogene Ausleuchtung des Halbleiterwafers erzielt. Es ist durchaus denkbar, dass durch Erhöhung der Dunkelstromdichte, welche über die Temperatur des Halbleiterwafers eingestellt werden kann, die zusätzliche homogene Ausleuchtung des Halbleiterwafers wegfällt und somit die Versatzstromdichte über die Dunkelstromdichte eingestellt werden kann.

Eine weitere Steigerung der zeitlichen Auflösung ist derzeit nur durch einen Austausch des Halbleiterwafers möglich. So erreicht ein mit einem Si:In-Detektor betriebenes Bildwandlungsmodul eine Bildwiederholrate bis zu 12 Mfps. Soll der IR-Konverter zur Pulsdetektion eingesetzt werden, sind sogar Bildwiederholraten bis zu 40 Mfps möglich.

Vorteilhaft für das zeitliche Auflösungsvermögen ist außerdem, dass der IR-Konverter im Bereich der selbstständigen Gasentladung betrieben wird. In dieser Situation muss die Gasentladung nicht erst zünden, denn durch diesen Prozess kann eine weitere Verzögerung des Antwortverhaltens auftreten [Kudrle et al. (1999)]. In Arbeit von Kudrle zeigt sich, dass nach Anlegen der Versorgungsspannung U_0 an eine He-Gasentladung eine Verzögerung bis zu einigen Sekunden bis zum Zünden der selbstständigen Gasentladung auftreten kann. Hinzu kommt noch, dass Messungen mit einem zeitlichen Abstand bis zu 10 min nach dem letzten Durchbruch durch diesen beeinflusst werden. Auch beim erstmaligen Einschalten des IR-Konverters kann ein derartiges Verhalten beobachtet werden. Nach dem Zünden und dem Erreichen der selbstständigen Entladung stellen sich die in der vorliegenden Arbeit gefundenen Zeitangaben ein.

3.4 Räumliche Auflösung

Neben der Konversionseffizienz (Abschnitt 3.2) und dem zeitlichen Antwortverhalten (Abschnitt 3.3) des IR-Konverters ist das räumliche Auflösungsvermögen des Bildwandlungsmoduls von besonderer Bedeutung. Der zentrale Schwerpunkt des vorliegenden Abschnitts liegt auf der Charakterisierung des räumlichen Auflösungsvermögens des Gesamtsystems, welches sich aus Halbleiterwafer und Gasschicht zusammensetzt.

Unter dem Begriff des räumlichen Auflösungsvermögens eines bildgebenden Systems versteht man im Allgemeinen die Fähigkeit eines Systems nahe beieinander liegende Objekte detailgetreu im Bild wiederzugeben. Bei analogen Systemen erfolgt die Angabe meistens in Linienpaaren pro mm (lp/mm), welche die maximale räumliche Frequenz eines Streifenmusters ist, das noch als getrennte Struktur klassifiziert werden kann. Die Intensitätsmodulation zwischen dem hellen und dunklen Bereich einer solchen Objektstruktur beträgt dabei üblicherweise 10 %. Dagegen kommt der Begriff Pixel (Bildpunkt) aus der digitalen Bilderfassung und stellt dort die typische Größe zur Beschreibung der maximalen räumlichen Auflösung dar, wobei die räumliche Auflösung durch den Pixelabstand und durch die Pixelgröße sowie durch die Pixelanzahl bestimmt wird. Bei diskreten Systemen, bei denen das Auflösungsvermögen in Pixelgröße und Pixelabstand angegeben wird, ist die Modulation zwar wesentlich höher als die für die analogen Systeme genannten 10 %, aber wegen des Abtasttheorems können keine kleineren Abstände aufgelöst werden. Um Aliasing-Effekte zu vermeiden, muss das Signal mittels eines Tiefpasses gefiltert werden. Eine ausführliche Diskussion der Einflüsse durch eine Diskretisierung des Systems auf das räumliche Auflösungsvermögen wird im nächsten Abschnitt (Abschnitt 3.5) gegeben, da dort das Verhalten einer räumlich diskretisierten Gasschicht des Bildwandlungsmoduls untersucht wird.

Die bisher durchgeführten Experimente [Matern (1999)] zur Bestimmung der räumlichen Auflösung des IR-Konverters haben gezeigt, dass dieser eine maximale Auflösung von gut 7 Linienpaaren pro mm erreicht, was einer effektiven Pixelanzahl von etwa $7 \cdot 10^4$ Pixel [Matern (1999)] entspricht. In der modernen digitalen Bilderfassung erreichen ultraschnelle VIS-Kamerasysteme eine räumliche Auflösung bis zu 40 lp/mm. Bei den schnellen Systemen für den IR-Bereich liegt die derzeitige Grenze bei gut $4 \cdot 10^3$ Pixel. Vergleicht man die räumliche Auflösung des IR-Konverters mit der der IR-Kamerasysteme, zeigt sich, dass im Bereich der schnellen IR-Bilderfassung der IR-Konverter um gut eine Größenordnung besser ist als kommerzielle IR-Systeme. Allerdings besitzt der IR-Konverter im Vergleich zu ultraschnellen VIS-Kamerasystemen eine geringere Auflösung.

Im vorliegenden Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse des räumlichen Auflösungsvermögens des IR-Konverters vorgestellt. Im ersten Unterabschnitt 3.4.1 werden die aus der technischen Optik bekannten Funktionen *Modulation Transfer Function* (MTF), *Optical Transfer Function* (OTF), *Point Spread Function* (PSF) und *Line Spread Function* (LSF) eingeführt, mit denen das räumliche Auflösungsvermögen bestimmt wird. Die Ausführungen umfassen die theoretische Herleitung und experimentell einfach anwendbare Methoden zur Bestimmung der MTF. Der Unterabschnitt 3.4.2 beschreibt die experimentellen Aufbauten zur Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens des kompletten Bildwandlungsmoduls in Abhängigkeit von den zentralen Parametern nach den unterschiedlichen Methoden. Die experimentellen Ergebnisse werden in Unterabschnitt 3.4.3 beschrieben. Die sich daran anschließende Auswertung

der experimentellen Ergebnisse erfolgt im Unterabschnitt 3.4.4. Aus den Ergebnissen des Unterabschnitts 3.4.3 werden in Unterabschnitt 3.4.5 die MTFen berechnet. Diese Ergebnisse werden im Unterabschnitt 3.4.6 mit den experimentellen Ergebnissen der USAF-Testmaskenmethode verifiziert. In Unterabschnitt 3.4.7 wird das räumliche Auflösungsvermögen, was zunächst in lp/mm angegeben wurde, in eine effektive Pixelanzahl umgerechnet. Mit einer Zusammenfassung in Unterabschnitt 3.4.8 schließt der Abschnitt zur räumlichen Auflösung des IR-Konverters ab.

3.4.1 Theoretische Vorbemerkungen

Eine Besonderheit des IR-Konverters ist, dass er IR-Strahlung in den VIS-Spektralbereich umsetzt. Da es sich um ein lineares System handelt, bleibt der Maßstab der Intensitätsfelder erhalten und nur das Spektrum, der räumliche und der dynamische Bereich verändern sich. Da es sich um ein dünnes planares System handelt (ähnlich wie beispielsweise ein Filter oder eine Linse), ist es möglich zur Charakterisierung des räumlichen Auflösungsvermögens Größen und Ansätze von optischen Systemen zu übernehmen. Genauso wie bei optischen Systemen können zur räumlichen Beschreibung des IR-Konverters alle aus der technischen Optik bekannten Charakteristika verwendet werden. Im vorliegenden Fall handelt es sich im Wesentlichen um die *Line Spread Function* (LSF) und die *Modulation Transfer Function* (MTF).

Zur experimentellen Charakterisierung der räumlichen Auflösung des IR-Konverters bzw. optischer Systeme muss zunächst ein Messverfahren angegeben werden, mit dem die Übertragungsqualität des zu vermessenden Systems qualitativ bestimmt werden kann. Grundsätzlich verändert jedes zwischen Objekt und Bild gebrachte optische Abbildungssystem die Modulationscharakteristik des Eingangssignals. Üblicherweise wird in der technischen Optik die MTF zur Beschreibung des Verhältnisses zwischen Ausgangs- und Eingangsmodulation herangezogen. Prinzipiell wird die Begrenzung der Abbildungsleistung eines optischen Systems durch Abbildungsfehler (chromatische Aberration, Koma, Astigmatismus, Bildfeldkrümmung und Verzerrung) und durch das beugungsbegrenzende Auflösungsvermögen charakterisiert, dagegen wird das räumliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters beispielsweise durch Diffusionsprozesse der Ladungsträger im Halbleiterwafer, durch resonanten Strahlungstransport in der Gasschicht oder durch Reflexionen von VIS-Photonen auf der Halbleiteroberfläche verursacht. In der Realität ist es jedoch häufig so, dass mehrere Bildfehler gleichzeitig auftreten und die Leistungsfähigkeit einer abbildenden Komponente bestimmen. Daher ist es weniger sinnvoll, die auftretenden Bildfehler einzeln anzugeben, sondern sinnvoller auf die MTF zurückzugreifen, da diese Größe die gesamte Abbildungsleistung eines optischen Systems quantitativ beschreibt und damit verschiedene Systeme vergleichbar macht [Kühlke (1998)].

Bewertung abbildender Systeme – MTF, OTF, PSF und LSF

Für die Messung der MTF eines analogen Systems wird als Objekt ein zweidimensionales Gitter benutzt, welches aus hellen und dunklen Linien mit einer sinusförmigen Intensitätsverteilung $I(x,y) = 1 + M \cos(2\pi\nu + \phi(\nu))$ besteht. Der Grund für eine sinusförmige Verteilung ist, dass alle anderen Verteilungen durch die Fourieranalyse in sinusförmige Elemente unterschiedlicher Frequenz und Amplitude zerlegt werden können. Die Feinheit des Gitters wird dabei in Linienpaaren pro mm (lp/mm oder auch

nur in mm^{-1}) angegeben und als Ortsfrequenz (ν_x, ν_y) bezeichnet, wobei ein Linienpaar eine helle und eine dunkle Linie umfasst.

Der Kontrast oder die Modulation eines sinusförmigen Gitters ist definiert über den Modulationskontrast M

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (3.27)$$

wobei I_{\min} und I_{\max} die minimale bzw. maximale spezifische Ausstrahlung der hellen und dunklen Bereiche des Gitters sind. Bei der Abbildung eines solchen Gitters werden auf Grund der Abbildungsfehler oder des beugungsbegrenzenden Auflösungsvermögens die Linien umso schlechter wiedergegeben, je enger sie zusammen liegen. Im Allgemeinen besitzt das Bild einen geringeren Modulationskontrast M_{bild} als das Gitter M_{obj} . Der Quotient

$$T = \frac{M_{\text{bild}}}{M_{\text{obj}}} \quad (3.28)$$

ist der Modulationsübertragungsfaktor. Die eigentliche Modulationsübertragungsfunktion $\text{MTF}(\nu_x, \nu_y)$ beschreibt die Abhängigkeit des Modulationsübertragungsfaktors von der Ortsfrequenz (ν_x, ν_y) des Gitters und gibt somit das räumliche Auflösungsvermögen über sämtliche Ortsfrequenzen an.

Beim Vermessen des räumlichen Auflösungsvermögens eines optischen Systems, welches aus mehreren Komponenten besteht, setzt sich die MTF des Gesamtsystems multiplikativ aus den MTFen der einzelnen Teilsysteme zusammen. Im Fall des IR-Konverters bedeutet dies, dass die MTF des Gesamtsystems, welches sich im Wesentlichen aus Halbleiterwafer und Gasentladungsschicht zusammensetzt, durch diese beiden Teilkomponenten bestimmt wird.

Da ein Bild, welches die Abbildung eines Objektes durch ein optisches System darstellt, sowohl Informationen bezüglich des Kontrastes und der Phase enthält, wird üblicherweise die „Optical Transfer Function“ (OTF) als komplexe Funktion

$$\text{OTF}(\nu_x, \nu_y) = |F(\nu_x, \nu_y)| e^{i\phi(\nu_x, \nu_y)} = \text{MTF} e^{i(\text{PTF})} \quad (3.29)$$

angegeben, wobei der erste Faktor die MTF und der zweite Faktor die „Phase Transfer Function“ (PTF) ist. Die PTF kennzeichnet die Verschiebung eines Objektpunktes im Bild relativ zum ortsfesten Koordinatensystem.

Unter der Annahme eines stationären und linearen Systems kann eine weitere hilfreiche Definition der OTF angegeben werden [Shannon (1997)]. Die Definition basiert auf dem Begriff der „Point Spread Function“ (PSF), $f(x, y)$, die die Intensitätsverteilung eines Bildes bezeichnet, welche durch das Abbilden eines punktförmigen Objektes durch das zu untersuchende optische System erzeugt wird. Die Fouriertransformierte der PSF ist dann die OTF,

$$\text{OTF} = F(\nu_x, \nu_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i2\pi(\nu_x x + \nu_y y)} dx dy \quad (3.30)$$

unter der Annahme, dass das Volumen

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dx dy = 1 \quad (3.31)$$

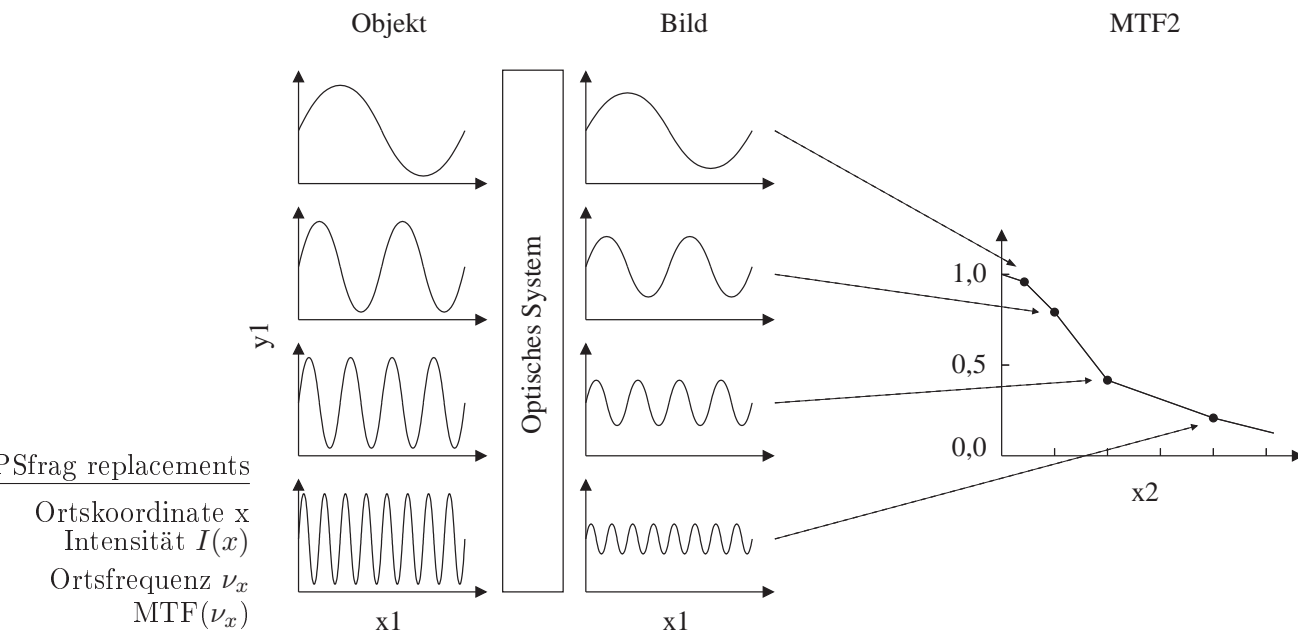


Abbildung 3.39: Zusammenhang zwischen der Intensitätsmodulation des Objektes bzw. des Bildes und der MTF. Der Modulationsfaktor zwischen Bild und Objekt liefert die Modulation für exakt eine Ortsfrequenz. Zur Bestimmung der kompletten MTF muss der Modulationsfaktor über sämtliche Ortsfrequenzen gemessen werden.

unter der Fläche normiert ist. Die Normierung ist dabei nicht als Limitation sondern eher als Vorteil zu betrachten, da dadurch das Ergebnis der Fouriertransformation bereits konsistent mit der Definition der MTF aus den Gleichungen 3.27 und 3.28 ist. Eine weitere wichtige Funktion ist die „Line Spread Function“ (LSF), welche die Antwort des optischen Systems auf eine infinitesimal schmale Linie darstellt. Sie kann mathematisch als das Faltungsprodukt der PSF mit einem Spalt beschrieben werden. Die LSF stellt für viele Methoden zur Bestimmung der räumlichen Auflösungseigenschaften eines optischen Systems eine wichtige Größe zur Berechnung der MTF dar.

Methoden zur experimentellen Charakterisierung des räumlichen Auflösungsvermögens

Je nach Art des zu untersuchenden Systems bieten sich unterschiedliche Methoden zur Charakterisierung des räumlichen Auflösungsvermögens an. Die im Folgenden aufgeführten Realisierungen beschränken sich im Wesentlichen auf die für den IR-Konverter wichtigsten Umsetzungen zur experimentellen Bestimmung der räumlichen Auflösung. Für eine ausführliche Darstellung der Thematik wird auf die Literatur verwiesen, wobei beispielsweise in Shannon (1997) oder Kühlke (1998) eine allgemeine Einführung in die Problemstellung gegeben wird. Hingegen widmen sich Accetta und Shumaker (1993) besonders den Eigenschaften dieser Funktionen bei IR-Systemen.

sin-Muster: Bereits mit den Gleichungen 3.27 und 3.28 kann die MTF direkt experimentell bestimmt werden. Dazu muss eine sinusförmige Intensitätsverteilung auf das zu untersuchende optische System abgebildet werden. Aus der Modulation über

mehrere Ortsfrequenzen ergibt sich dann die gesuchte MTF. In Abbildung 3.39 ist dieser Ablauf schematisch skizziert. In dem gewählten Beispiel werden vier Intensitätsverteilungen $I(x)$ eines Objekts mit unterschiedlicher Modulationsfrequenz über das zu vermessende optische System abgebildet. Auf Grund der Abbildungseigenschaften dieses Systems stellt sich ein für das System typisches Antwortverhalten ein, welches mit zunehmender Modulationsfrequenz geringere Amplituden abbildet. Nachteilig ist der experimentelle Aufwand, welcher mit dieser Methode verbunden ist, denn die Messung der MTF setzt sich aus einer Vielzahl an Einzelmessungen zusammen. Ein weitere Schwierigkeit stellt die Herstellung der sinusförmig modulierten Intensitätsverteilung der Testmasken dar. Sind diese Muster für den VIS-Spektralbereich noch verfügbar, wird es im IR-Wellenlängenbereich noch schwieriger. Somit ist eine Bestimmung der MTF des Bildwandlungsmoduls nach dieser Methode weder sinnvoll noch in maßvollem experimentellen Aufwand realisierbar.

Punkt- bzw. Spalt-Methode: Wird ein Leuchtpunkt über das optische System abgebildet, stellt die Intensitätsverteilung in der Bildebene die PSF dar. Diese ist über die Fouriertransformierte direkt mit der $MTF(\nu_x, \nu_y)$ verknüpft. Somit kann durch einmaliges Messen dieser Intensitätsverteilung die komplette $MTF(\nu_x, \nu_y)$ bestimmt werden (vgl. Abbildung 3.40). Nachteilig bei dieser Methode ist die geringe Intensität des Bildes und die experimentell schwierige Realisierung einer Helligkeitsverteilung in der Objektebene, welche eine punktförmige Ausdehnung besitzt. Ein weiterer Nachteil, der nicht nur bei der Bestimmung der MTF des IR-Konverters auftritt, sind Inhomogenitäten auf dem Detektor. Diese Limitation kann durch Berechnung der MTF — für eine Koordinate — über die LSF umgangen werden, da die entlang des Spalts gemittelte Intensitätsverteilung der LSF einem eindimensionalen Profil der PSF entspricht. Allerdings ist auch bei dieser Methode nachteilig, dass ein sehr schmaler Spalt abgebildet werden muss, was dazu führt, dass die Intensitäten nicht besonders groß sind. Beispielsweise schlagen Accetta und Shumaker (1993) einen dünnen Nickel-Chrom Draht, welcher üblicherweise für Thermoelemente verwendet wird, als experimentelle Näherung für IR-Systeme vor.

In Abbildung 3.40 ist der experimentelle Weg zur Bestimmung der MTF über die PSF bzw. LSF schematisch dargestellt. Man beachte, dass in dieser Abbildung neben der schematischen Darstellung zur Bestimmung der MTF über das Bild des Spalts auch noch eine weitere Methode zur Bestimmung der MTF dargestellt ist. Auf dieses so genannte Kanten-Experiment wird im gleichnamigen Absatz auf Seite 99 eingegangen. Durch Mittelung der Intensitätsverteilung des Spalt-Bildes entlang der Längsseite erhält man die LSF, welche den eindimensionalen Schnitt der PSF darstellt. Aus dieser wird durch eine Fouriertransformation die MTF berechnet. Ist der Spalt zu breit oder zu schmal, treten eine Reihe weiterer Probleme zur Bestimmung der MTF auf. Bei einem zu breiten Spalt entspricht die Intensitätsverteilung in der Bildebene nicht mehr der LSF, da es sich bei dem Objekt nicht mehr um einen Spalt sondern um ein Rechteckfenster handelt. Wird der Spalt dagegen zu schmal gewählt, verliert man an Intensität in der Bildebene und im ungünstigen Fall werden die niedrigen Frequenzanteile der MTF überdurchschnittlich gewichtet (vgl. Untergrundkorrektur auf Seite 101).

Kanten-Methode: Im Gegensatz zur Bestimmung der MTF über eine direkte Messung der PSF bzw. LSF, ist eine indirekte Methode zur Bestimmung der letzten beiden Funktionen experimentell wesentlich leichter zugänglich. Bei der Kanten-Methode wird

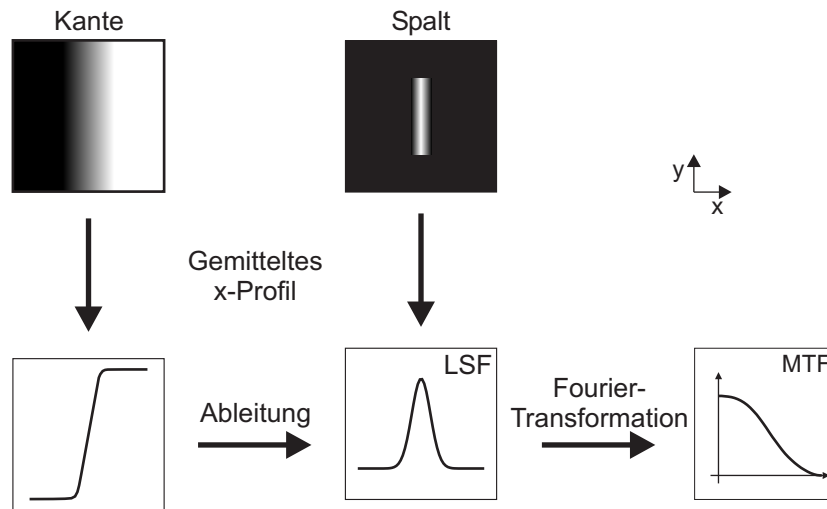


Abbildung 3.40: Schematische Darstellung zweier Methoden zur experimentellen Bestimmung der MTF. Die MTF kann entweder über das Bild eines Spalts erfolgen oder über die Projektion einer Kante auf das zu vermessende optische System. Eine ausführliche Beschreibung und Diskussion beider Methoden erfolgt im Text.

ein Dunkel-Hell- bzw. Hell-Dunkel-Übergang auf das zu untersuchende System abgebildet. Die LSF ergibt sich durch Ableitung der Profildaten der Intensitätsverteilung des Bildes, welche in der Regel durch Mittelung der Intensitätswerte entlang der Kante bestimmt werden. Die so gewonnene mittlere Intensitätsverteilung wird auch mit „Edge Response Function“ (ERF) bezeichnet. Der schematische Ablauf der Auswertung der experimentellen Daten eines Kanten-Experiments ist in Abbildung 3.40 dargestellt. Aus der zweidimensionalen Intensitätsverteilung des Bildes wird das über die y-Achse gemittelte Intensitätsprofil entlang der x-Achse bestimmt. Bildet man die Ableitung entlang dieser Achse, erhält man die LSF, aus der nach der bereits beschriebenen Methode durch Fouriertransformation die MTF ermittelt werden kann.

Wesentlicher Vorteil dieser Methode ist die relativ einfache experimentelle Umsetzung, da nur eine einzige Kante auf das zu vermessende System abgebildet werden muss. Zu einem der zentralen Nachteile zählt bei dieser Methode, dass das Bild kaum Inhomogenitäten aufweisen sollte. So sind zum Beispiel Gradienten und Rauschen nicht wünschenswert, da diese bei der Ableitung der Profildaten „verstärkt“ würden. Wie bei sämtlichen Methoden zur Bestimmung der MTF spielt die Untergrundkorrektur auch bei dieser Methode eine wichtige Rolle.

USAF-Testmaske: Die bisher beschriebenen Methoden zur Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens haben die gesamte MTF berechnet und charakterisieren somit das zu untersuchende System über sämtliche Ortsfrequenzen. Dagegen wird mit der in diesem Unterabschnitt beschriebenen Methode ein anderes Ziel verfolgt. Die zentrale Fragestellung ist hier, welches maximale räumliche Auflösungsvermögen das zu untersuchende System besitzt. Als Kriterium für die maximale Auflösung werden die Linienpaare bei einer 10 %-igen Modulation der MTF bestimmt [Accetta und Shumaker (1993), Band 4]. Beispielsweise erreichen hochwertige VIS-Objektive eine räumliche Auflösung von mindestens 40 lp/mm bei einer 10 %-igen Modulation der MTF.

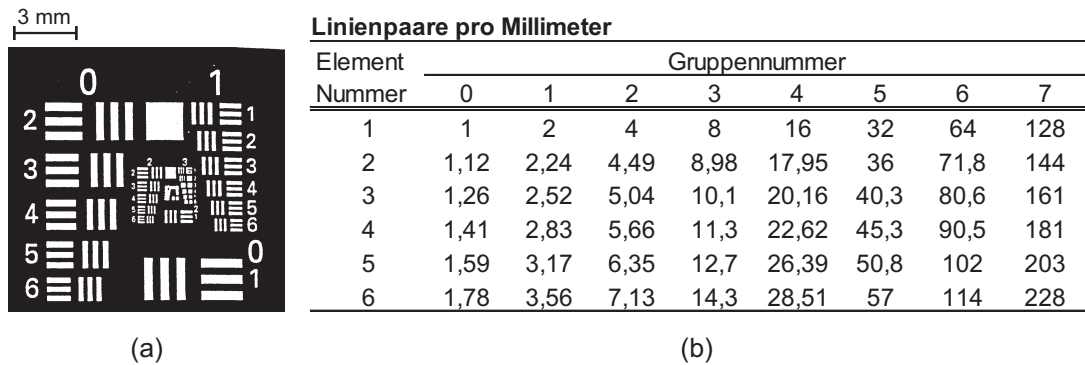


Abbildung 3.41: Bild einer USAF-Testmaske (a) und Tabelle mit den zu den Linienpaaren korrespondierenden maximalen Auflösungsdaten (b). Die Gruppennummer bezieht sich auf die Zahlenangaben oberhalb der Linienpaare und die Elementnummer ist seitlich angeordnet.

Zwar kann aus der MTF die maximale räumliche Auflösung direkt abgelesen werden, aber ist man nur an dieser einen Größen interessiert, liefert die MTF ein Übermaß nicht benötigter Informationen. Zusätzlich ist die experimentelle Bestimmung der MTF relativ aufwendig. In vielen Fällen ist es ausreichend, eine einfachere Methode zur Bestimmung der maximalen räumlichen Auflösung zu realisieren, bei der dieser Wert direkt vom Bild einer durch das optische System abgebildete Maske abgelesen werden kann. In der Regel bestehen diese Masken aus Hell-Dunkel-Übergänge unterschiedlicher Breite und Abstände. Ein solches Testmuster zur Bestimmung der maximalen räumlichen Auflösung ist die USAF-Testmaske, welche in Abbildung 3.41.a dargestellt ist. Zu jeder Testscheibe existiert eine Liste, in der alle Werte der maximalen räumlichen Auflösung für jedes Objekt genau spezifiziert sind. Die Testmaske kann aus Chrom gefertigt werden, das auf einen Glasträger aufgebracht wird; das Muster besteht aus schwarzen Linien auf weißer Fläche oder weiße Linien auf schwarzem Untergrund. Die in dieser Arbeit verwendete Testscheibe bestand aus hellen (transparenten) Streifen auf einem schwarzen (undurchsichtigen) Quarzträger. Jedes Streifenmuster besteht aus jeweils drei horizontalen bzw. vertikalen Linienpaaren; Breite und Abstand der Linienpaaren entsprechen einem räumlichen Auflösungsdatenwert. Die dazugehörige Wertetabelle ist in Abbildung 3.41.b zusammengestellt. Dabei beziehen sich die Gruppennummern der Tabelle auf die Zahlenangaben oberhalb der Streifenmuster (Abbildung 3.41.a) und die Elementnummer ist seitlich angeordnet.

Die Wahl der Methode, mit der das räumliche Auflösungsvermögen dann endgültig bestimmt wird, ist von den optischen Eigenschaften des Bildes und den sich daraus ergebenden Profilen abhängig (Accetta und Shumaker, 1993, Band 4). Die experimentellen Randbedingungen legen ebenfalls fest, welche der oben eingeführten Funktionen gemessen bzw. errechnet werden, aus denen sich dann schlussendlich die eigentlich gesuchte MTF bestimmen lässt.

Untergrundkorrektur

Bevor aus den experimentellen Daten die MTF nach einer der zuvor beschriebenen Methoden berechnet werden kann, muss der Untergrund entfernt werden, da dieser

MTF Variation	Möglicher Grund	Abbildung
Peak bei niedrigen Frequenzen	Falsche Untergrundkorrektur	(a)
Peak in der Kurve	Nichtlineare Bildauswertung	(b)
Zu niedrig	System nicht fokussiert Falsche Frequenzskalierung Nichtlinearer Bereich des Systems	(c)
Zu hoch	Zu viel Untergrund entfernt Verzerrung durch Rauschen Falsche Frequenzskalierung	(d)
Niedrige Frequenzanteile	Zu wenig Untergrund entfernt	(e)

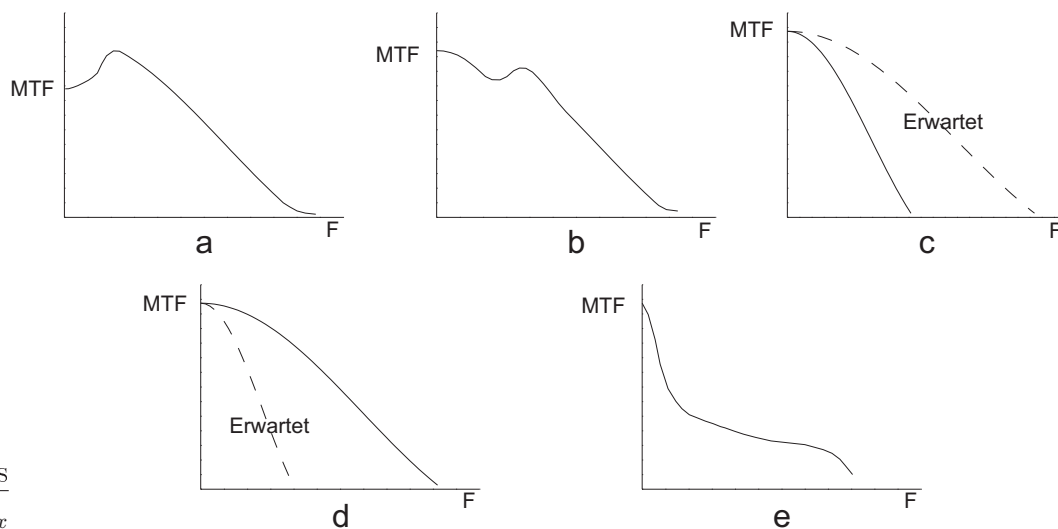


Abbildung 3.42: Variationen der MTF (Graphen a bis e) und mögliche Ursachen für das Ergebnis. Eine Reihe von Gründen wird in der darüberliegenden Tabelle geliefert. Die Abbildung und die dazugehörige Tabelle sind Accetta und Shumaker (1993) (Band 4, Seite 232) entnommen.

einen starken Einfluss auf das Ergebnis der MTF haben kann. Der Untergrund kann entweder in einer separaten Messung bestimmt werden oder unter Annahme, dass dieser einheitlich ist, direkt abgelesen werden. Bei fehlerhafter Untergrundkorrektur kann die MTF beispielsweise zu hoch (zu viel Untergrund abgezogen) oder zu niedrig (zu wenig Untergrund abgezogen) liegen. Ein Überblick über die wesentlichen Einflüsse, welche der Untergrund bzw. eine nicht sachgemäße Untergrundkorrektur auf die Form der MTF haben kann, ist in Abbildung 3.42 zusammengestellt. Dabei beschränkt sich die Auswahl der Zusammenstellung auf die für den IR-Konverter relevanten Fälle und auf die zur Bestimmung der MTF verwendeten Methoden.

Die MTF des Bildwandlungsmoduls wurde in erster Linie mit Hilfe der Kanten-Methode ermittelt. Um eine zuverlässige Korrektur des Untergrunds zu gewährleisten, war ein sorgfältig vorbereiteter Versuchsaufbau notwendig. Bereits die Ausleuchtung des Systems musste sehr homogen sein, um Gradienten in der Intensitätsverteilung möglichst gering zu halten. Dieser Gradient hätte sich sonst bereits bei der Bestimmung

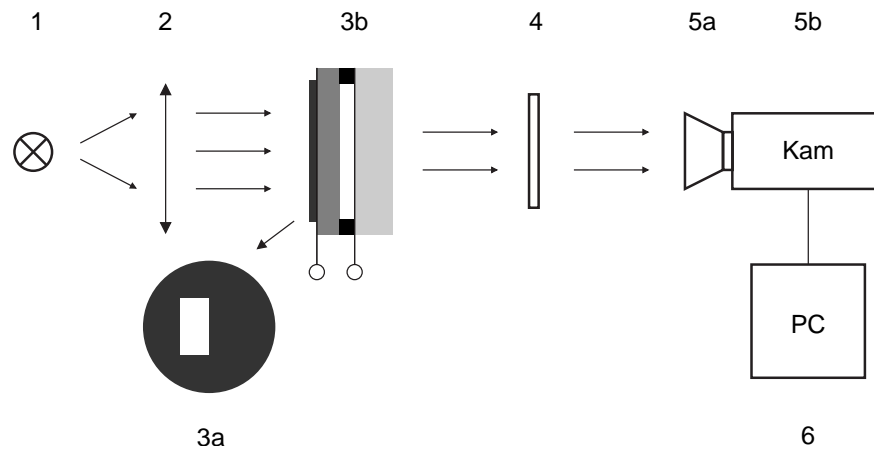


Abbildung 3.43: Schematischer Versuchsaufbau zur experimentellen Bestimmung der räumlichen Auflösung des Bildwandlungsmoduls bestehend aus: Lichtquelle (1), Linsensystem (2), metallische Maske (3a), Bildwandlungsmodul (3b), IR-Filter (4), Objektiv (5a), CCD-Kamera (5b) und Bilderfassungssystem (6).

der PSF niedergeschlagen, da sich diese durch Ableitung des gemittelten Kantenprofils ergibt. Da die Homogenität des Beleuchtungssystems einen entscheidenden Einfluss auf die Bestimmung der MTF besitzt, wird dieses im Anhang B detailliert vorgestellt. Eine zusätzliche Unterdrückung zeitlicher Fluktuationen in der Gasentladung wurde durch Mitteln über mehrere Bilder der Lumineszenzstrahlungsverteilung der Gasentladungsschicht erzielt.

3.4.2 Versuchsaufbau und –durchführung

Das räumliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters wurde mit dem Kanten-Experiment bestimmt. Zusätzlich wurde aus diesen Messungen die MTF auch nach der in den theoretischen Überlegungen beschriebenen Methode berechnet. Außerdem wurde das maximale räumliche Auflösungsvermögen mit einer USAF-Testmaske ausgemessen. Die jeweiligen Versuchsaufbauten und Durchführung der Experimente werden im Folgenden vorgestellt. Mit beiden Methoden wird das räumliche Auflösungsvermögen des kompletten Bildwandlungsmoduls, bestehend aus Halbleiterwafer und Gasschicht, in seiner Gesamtheit bestimmt. Bei den experimentellen Untersuchungen wurde der Druck p und die Dicke der Gasentladungsschicht d_{gap} variiert. Die übrigen Parameter des Systems blieben dagegen unverändert.

Kanten-Experiment

Der Versuchsaufbau zur Bestimmung der räumlichen Auflösung des Bildwandlungsmoduls mit Hilfe des Kanten-Experiments ist in Abbildung 3.43 schematisch dargestellt. Dabei wurde die zur Berechnung der MTF notwendige LSF aus der Ableitung des gemittelten Kantenprofils der in diesem Experiment verwendeten Maske ermittelt. Da sehr gute Abbildungseigenschaften sowohl auf der Eingangsseite als auch auf der Ausgangsseite des IR-Konverters für die Experimente benötigt wurden, musste dies bei der Präparation des Versuchsaufbaus besonders berücksichtigt werden. Auf der Eingangsseite wurde aus diesem Grund auf eine optische Abbildung der Kante auf den IR-Konverter

verzichtet. Die Maske befand sich im direkten Kontakt mit dem Halbleiterwafer und wurde über ein spezielles Beleuchtungssystem mit homogener Intensitätsverteilung und mit parallelem Strahlbündel ausgeleuchtet. Dabei diente das in Anhang B beschriebene Beleuchtungssystem, welches aus einer Lampe (1) und einem Linsensystem (2) besteht, zur homogenen Ausleuchtung der Maske (3a). Neben der Homogenität musste das Strahlbündel senkrecht auf den Halbleiterwafer treffen, um die Struktur der Folie scharf auf das Bildwandlungsmodul abzubilden. Die Maske, welche sich aus den zuvor beschriebenen Gründen im direkten Kontakt mit dem Halbleiterwafer befand, war eine runde Metallfolie mit einem Durchmesser von 30 mm und einer Dicke von etwa 0,2 mm. Die 2×4 mm große rechteckige Öffnung stellte den Ausschnitt dar, durch den der Halbleiterwafer des Bildwandlungsmoduls (3b) ausgeleuchtet wurde. Die Lumineszenzstrahlung der Gasentladungsschicht wurde mittels eines optischen Filters (4) auf Wellenlängen im VIS-Spektralbereich beschränkt. Das Objektiv (5a) bildete die zweidimensionale Intensitätsverteilung der Gasentladung auf eine CCD-Kamera (5b) ab. Dabei wurde das Standardobjektiv der CCD-Kamera gegen ein leistungsstärkeres Nikon Nikkor Objektiv mit 50 mm Brennweite und einer Lichtstärke von $f/1.2$ ausgetauscht. Die Bilddaten der Kamera wurden mit einem Bilderfassungssystem (6) digitalisiert und abgespeichert. Es handelte sich bei der CCD-Kamera um das Modell FK7523-IQ der Firma Pieper und bei dem Bilderfassungssystem um einen Standard-Computer mit einem Framegrabber Pulsar der Firma Matrox und einer speziellen Bilderfassungssoftware TGS. Nähere Einzelheiten befinden sich in Abschnitt 3.1.3. Um den Signal-Rauschabstand zu verbessern, wurden sämtliche Aufnahmen über hundert Einzelbilder gemittelt.

Vor jeder eigentlichen Messreihe wurde das räumliche Auflösungsvermögen des optischen Aufbaus vermessen, da der IR-Konverter bei Parameteränderung neu justiert werden musste. Dazu wurde bei ausgeschaltetem IR-Konverter und ohne das Filter (4) ein Bild der Maske aufgenommen. In diesem Zustand transmittiert der Halbleiterwafer des Bildwandlungsmoduls einen Teil der IR-Strahlung, innerhalb deren die CCD-Kamera noch gerade empfindlich ist. Somit wurde in diesem Zustand das räumliche Auflösungsvermögen des optischen Aufbaus und nicht des IR-Konverters bestimmt (siehe Abschnitt 3.4.3 für Details). Das Bild wurde mit dem auf Seite 39 beschriebenen Bilderfassungssystem (6) digitalisiert und abgespeichert.

Um nach der Justierung des optischen Aufbaus und dem Hinzufügen des IR-Filters (6) das räumliche Auflösungsvermögen des Bildwandlungsmoduls zu bestimmen, musste die Bildebene der CCD-Kamera nachjustiert werden. Beim Vermessen der räumlichen Auflösung des optischen Systems wurde die Eingangsseite des Halbleiterwafers abgebildet. Bei der Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens des eingeschalteten Bildwandlungsmoduls musste das Bild der Gasentladung erfasst werden, so dass in diesem Fall die Bildebene in der Gasschicht liegt. Aus diesem Grund wurde nach der Bestimmung des Auflösungsvermögens des optischen Systems der Fokus der CCD-Kamera auf die Gasschicht verschoben.

USAF-Testmaske

Zusätzlich zur Bestimmung der gesamten MTF wurde die maximale räumliche Auflösung des IR-Konverters mit der USAF-Testmaske bestimmt. Der dazu notwendige Versuchsaufbau ist Abbildung 3.44 schematisch dargestellt. Bei dem Beleuchtungssystem (bestehend aus einer Lampe (1) und einem optischen System (2)) handelt

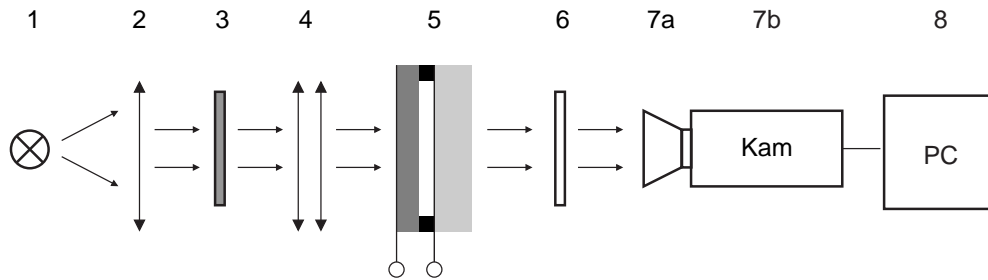


Abbildung 3.44: Schematischer Versuchsaufbau zur Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens mit der USAF-Testmaske bestehend aus: Lichtquelle (1), Linsensystem (2), USAF-Testmaske (3), IR-Objektiv (4), Bildwandlungsmodul (5), IR-Filter (6), Objektiv (7a), CCD-Kamera (7b) und Bilderfassungssystem (8).

es sich ebenfalls um das in Anhang B beschriebene System. Mit dieser IR-Quelle wird die USAF-Maske homogen ausgeleuchtet und über eine IR-Optik maßstabsgetreu auf die Eingangsseite des Bildwandlungsmoduls (5) abgebildet. Die Ausgangsstrahlung wird mit Hilfe des IR-Filters (6) auf den VIS-Spektralbereich beschränkt. Zur Erfassung der Lumineszenzverteilung der Gasentladung wird ebenfalls das aus dem Kanten-Experiment verwendete System eingesetzt, welches aus dem Nikkor Objektiv der Firma Nikon, der CCD-Kamera FK7523-IQ der Firma Pieper, einem Standard-Computer mit einem Framegrabber Pulsar der Firma Matrox und einer speziellen Bilderfassungssoftware TGS besteht (Details zu diesem System befinden sich in Abschnitt 3.1.3). Beim Aufzeichnen der Bilder wurde über hundert Einzelbilder gemittelt, um den Signal-Rauschabstand zu verbessern.

Auch bei diesen experimentellen Untersuchungen musste vor den eigentlichen Versuchen das räumliche Auflösungsvermögen des Versuchsaufbaus bestimmt werden. Dazu wurde genau wie beim Kanten-Experiment der Filter (6) aus dem optischen Aufbau entfernt. Bei ausgeschaltetem IR-Konverter konnte so ein Teil der durch den Halbleiterwafer transmittierten IR-Strahlung mit der nachgeschalteten CCD-Kamera detektiert werden. Zusätzlich erfolgte mit dieser Konfiguration des Versuchsaufbaus auch die Ausrichtung des optischen Aufbaus zur maßstabsgetreuen Abbildung der USAF-Testmaske auf das Bildwandlungsmodul.

3.4.3 Experimentelle Ergebnisse

Zur systematischen experimentellen Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens des Bildwandlungsmoduls wurde das Kanten-Experiment verwendet. Das Bild (a) in der Abbildung 3.45 zeigt die Kante des optischen Systems, bei dem der helle Bereich dem Ausschnitt der Maske entspricht. Die Positionierung der Maske ist derart gewählt, dass sich der Dunkel-Hell-Übergang etwa mittig im aufgenommenen Bild befindet. Neben der Steuerung der Aufnahme und der erwähnte Mittelung der Bilder erfolgte über das Softwareprogramm TGS [Marchenko (2002)] auch die Kalibrierung und Profilmessung der Bilder. Das über die y-Richtung gemittelte und räumlich kalibrierte Profil entlang der x-Achse ist ebenfalls in Abbildung 3.45 grafisch dargestellt. Um einen besseren visuellen Eindruck des Kantenprofils zu geben, wurde ein Ausschnitt des Dunkel-Hell-Übergangs des Bildes (a) vergrößert. In dem gewählten Ausschnitt ist im unteren hellen Bereich eine kleine punktförmige Inhomogenität zu erkennen, welche sich allerdings

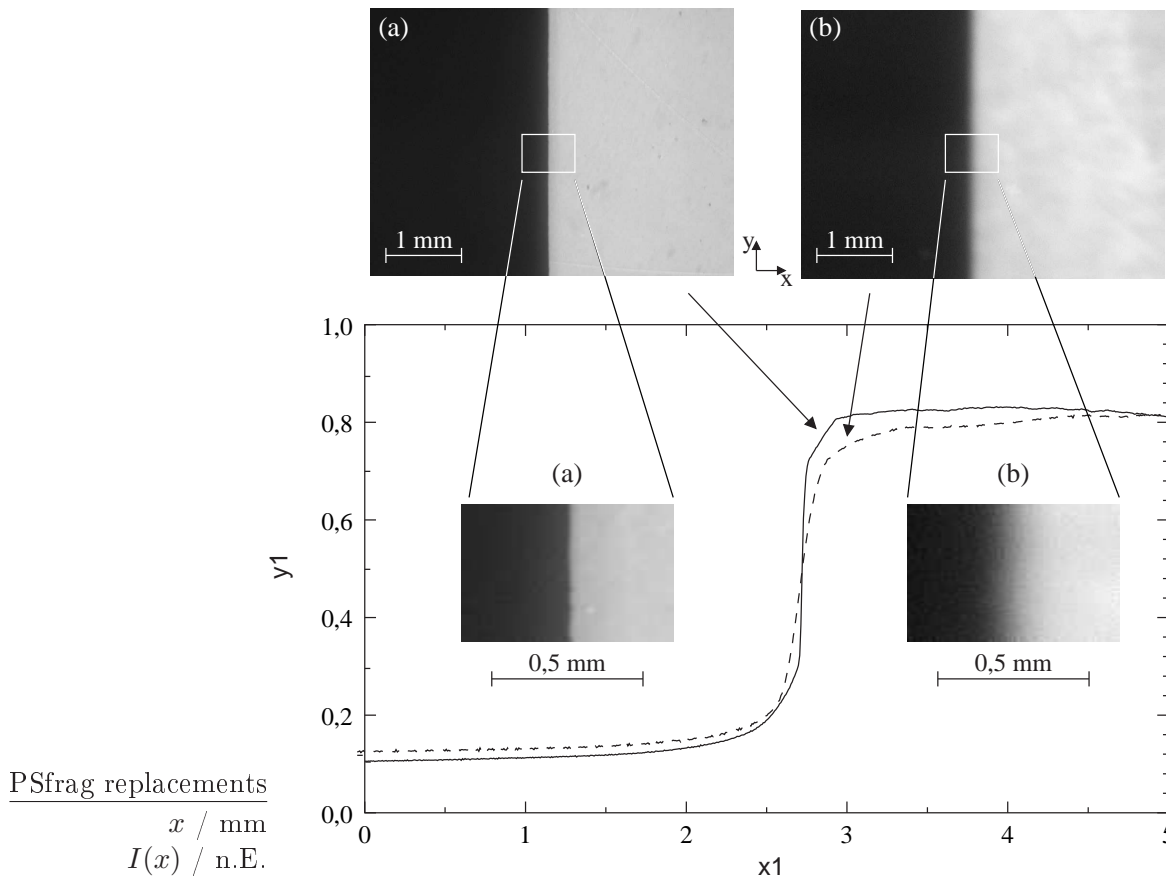


Abbildung 3.45: Zwei Beispiele experimenteller Daten zur Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens unter Verwendung des Kanten-Experiments. Die beiden oberen Bilder stellen Aufnahmen der auf das Bildwandlungsmodul abgebildeten Kante dar. Die Profile des Graphen sind über die Pfeile den darüberliegenden Bildern zugeordnet, wobei beide Kurven über die gesamte Höhe des Bildes (y -Richtung) gemittelt wurden. Die beiden Bilder innerhalb des Graphen zeigen jeweils einen vergrößerten Ausschnitt der Kante. Bild (a) beschreibt die Abbildungseigenschaften des experimentellen Aufbaus und Bild (b) das Verhalten des IR-Konverters unter optimalen Bedingungen. Parameter (b): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, $U_0 = 700$ V, $p = 200$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 13 \mu\text{m}$, $j_{\text{irk}} = 0,75 \text{ mA/cm}^2$.

bei der Profilberechnung nicht niederschlägt, da über die gesamte Höhe des Bildes (a) gemittelt wurde. Es zeigt sich somit, dass die durchgeführte Profilmittelung durchaus in der Lage ist, geringfügige Inhomogenitäten innerhalb des Bildes zu unterdrücken.

Für ein Bildwandlungsmodul, welches aus einem Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, einer Gasschichtdicke $d_{\text{gap}} = 13 \mu\text{m}$, einer Argonentladung mit $p = 200$ hPa bestand und bei dem eine Stromdichte $j_{\text{irk}} = 0,75 \text{ mA/cm}^2$ floss, ist in Bild (b) der Abbildung 3.45 die zweidimensionale Intensitätsverteilung der Lumineszenzerscheinung der Gasentladung zu sehen. Das Bild der Gasentladung wurde wie das des optischen Aufbaus (Bild 3.45.a) über hundert Einzelbilder gemittelt. Auch die weitere Vorgehensweise zur Bestimmung des entlang der y -Achse gemittelten Profils entspricht der Vorgehensweise, wie sie zuvor beim Vermessen des optischen Systems beschrieben wurde. Das zu dem Bild (b) gehörige Intensitätsprofil ist in dem unter dem Bild liegenden Graphen zu sehen. Bei

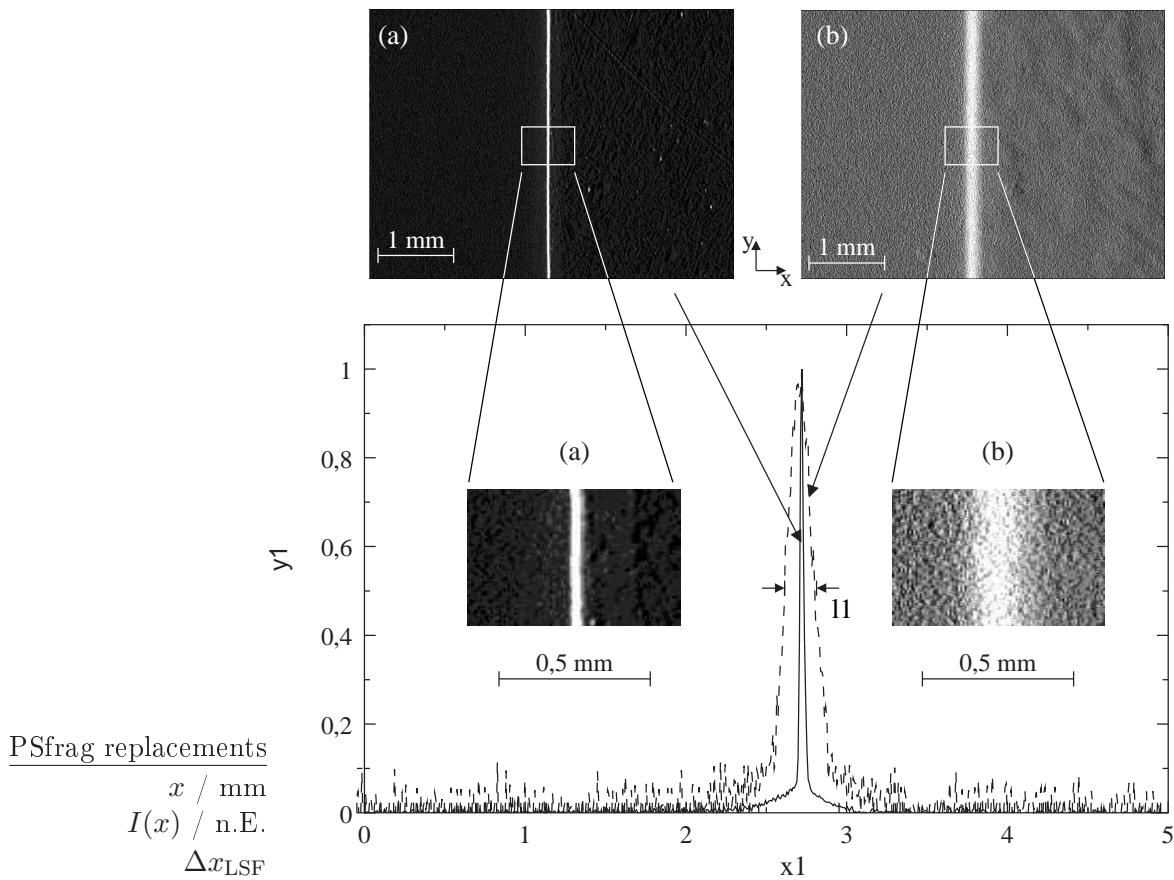


Abbildung 3.46: Berechnete LSFen aus den experimentellen Daten der Abbildung 3.45. Die oberen beiden Bilder sind Ableitungen entlang der x -Achse der entsprechenden Bilder aus Abbildung 3.45. Die Kurven des Graphen sind die über die y -Richtung gemittelten Profildaten der über die Pfeile zugeordneten Bilder. Die beiden Aufnahmen innerhalb des Graphen sind vergrößerte Ausschnitte aus den jeweiligen, darüberliegenden Bildern. Die Kurven stellen die LSFen dar, wobei mit Δx_{LSF} die Halbwertsbreiten der LSFen beschrieben werden (in dem Graph nur für das Bild (b) eingezeichnet). Parameter wie in Abbildung 3.45.

der Mittelung dieser Bilddaten fällt wieder — wie bei der des optischen Systems — auf, dass die Inhomogenitäten im hellen Bereich des Bildes durch die Mittelung über die y -Achse derart minimiert werden konnten, dass das Profil im oberen Bereich der Kurve (zwischen 3 und 5 mm) keine starken Schwankungen aufwies.

Aus diesen Kantenprofilen wurde dann nach der auf Seite 99 beschriebenen Methode in einem weiteren Schritt die LSF berechnet. Prinzipiell gibt es für die Berechnung zwei mögliche Wege. Zum einem kann aus den Bildern mit Hilfe des Softwareprogramms TGS die zweidimensionale Ableitung entlang der x -Achse berechnet werden, um anschließend das Profil dieser Ableitung zu bestimmen. Eine andere Möglichkeit ist, aus den Profildaten der Kante die Ableitung zu bestimmen. Beide Möglichkeiten liefern das gleiche Ergebnis. In den folgenden Untersuchungen wurde die zweite Methode gewählt, da diese bei den gegebenen computergestützten Analyseprogrammen leichter und schneller zu berechnen war und die zweidimensionale Intensitätsverteilung der LSF nicht benötigt wurde.

Zur Veranschaulichung der Methode wurde in Abbildung 3.46 für die beiden ausgewählten Bilder der Abbildung 3.45 exemplarisch die zweidimensionale Ableitung berechnet. Das Ergebnis der Ableitung sind die beiden oberen Bilder. Der darunterliegende Graph beinhaltet die gemittelten Profile dieser beiden Bilder. Aus den in der Theorie genannten Konsistenzgründen ist die Intensitätsverteilung $I(x)$ normiert und stellt somit die LSF dar, wobei Δx_{LSF} die Halbwertsbreite des Peaks beschreibt. Die innerhalb des Graphen platzierten Bilder sind vergrößerte Ausschnitte der darüberliegenden Aufnahmen.

Die beiden Beispiele in Abbildung 3.46 besitzen jeweils eine Halbwertsbreite von $\Delta x_{\text{LSF},a} = 0,04$ mm bzw. $\Delta x_{\text{LSF},b} = 0,15$ mm. Da die Halbwertsbreite $\Delta x_{\text{LSF},a}$ der LSF für das optische System fast viermal kleiner ist als die des Bildwandlungsmoduls ($\Delta x_{\text{LSF},b}$), und der für Bild (b) gewählte Parametersatz der optimalen Bedingung bezüglich des räumlichen Auflösungsvermögens des Bildwandlungsmoduls entspricht, wird das räumliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters nicht durch das des Messsystems beschränkt. Daraus ergibt sich, dass der gewählte Versuchsaufbau zur Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens des Gesamtsystems, welches aus Halbleiterwafer und Gasentladung besteht, geeignet ist.

Anhand der beiden Abbildungen 3.45 und 3.46 lässt sich der Einfluss des Rauschens auf die Berechnung der LSF sehr gut illustrieren. Wird das Rauschen der Originalbilder zu groß bzw. der Signal-Rauschabstand zu klein, hat dies zur Folge, dass durch Ableitung der ursprünglichen Intensitätsverteilungen sehr hohe lokale Gradienten auftreten. Im ungünstigen Fall können diese durch Rauschen verursachten Gradienten größer als oder zumindest gleich groß wie die Ableitung der Kante sein. In dieser Situation ist eine Bestimmung der LSF nicht mehr möglich. In dem Bild 3.46.b und dem vergrößerten Ausschnitt kann man deutlich erkennen, dass bereits einzelne Punkte außerhalb des Spalts Werte erreichen, die genauso groß sind wie im Zentrum des Spalts. Würde man das Profil über eine einzelne Pixelreihe entlang der x-Achse bestimmen, dann wäre eine Bestimmung der LSF schon nicht mehr möglich. Erst durch die Mittelung über das gesamte Bild wird der Signal-Rauschabstand groß genug, um eine zuverlässige Bestimmung der LSF und der sich daraus ergebenden MTF zu gewährleisten.

Auf die so beschriebene Art und Weise wurde das räumliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters in Abhängigkeit des Elektrodenabstands d_{gap} und des Drucks p der Gasentladung systematisch untersucht. Die Halbwertsbreiten der aus den gemittelten Kantenprofilen abgeleiteten LSFen ist in Abbildung 3.47 zusammengestellt. Dabei ist auf der Abszisse der Druck p und auf der Ordinate die Halbwertsbreite Δx_{LSF} aufgetragen. Die unterschiedlichen Kurven korrespondieren zu unterschiedlichen Elektrodenabständen d_{gap} . Dabei stammen die Rohdaten für $d_{\text{gap}} = 23 \mu$ bis $100 \mu\text{m}$ aus der Arbeit von Matern (1999). Als Halbleiterwafer wurde ein Si:Zn-Detektor mit der internen Bezeichnung Z-64 verwendet. Die angelegte Spannung betrug bei sämtlichen Messungen $U_0 = 700$ V. Die Stärke der Lichtquelle wurde bei jeder Messung derart gewählt, dass die fließende Stromdichte immer einen Wert von $0,75 \text{ mA/cm}^2$ hatte. Um sicherzustellen, dass die experimentellen Bedingungen bei allen Messungen identisch waren, wurde der IR-Konverter für jeden Parametersatz nach der auf Seite 36 beschriebenen Vorgehensweise präpariert.

Aus den experimentellen Ergebnissen der Abbildung 3.47 geht hervor, dass die Halbwertsbreite sowohl vom Druck p als auch von der Dicke der Gasentladungsschicht d_{gap} abhängig ist. Dabei nimmt sowohl mit steigendem p als auch mit steigendem d_{gap} die

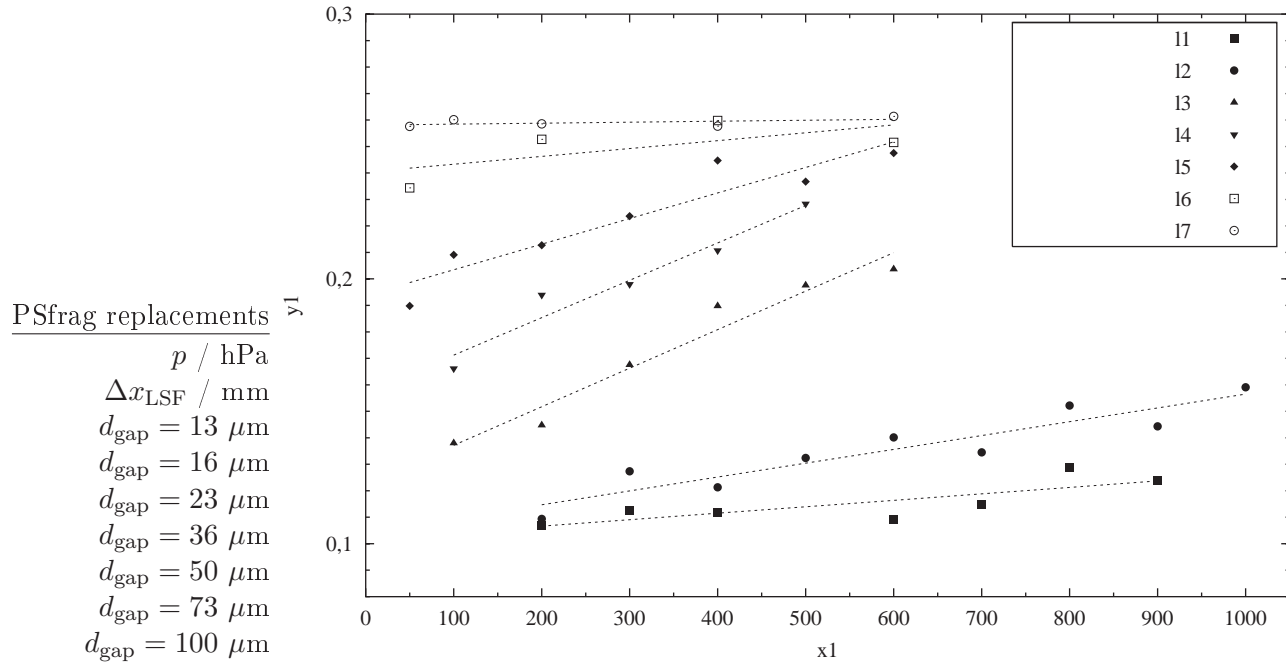


Abbildung 3.47: Abhängigkeit der Halbwertsbreite der LSF vom Druck und dem Elektrodenabstand. Die gestrichelten Linien sind lineare Ausgleichsgeraden der Form $f(x) = m \cdot x + b$ durch die jeweiligen Abstände d_{gap} . Die Rohdaten für $d_{\text{gap}} = 23 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ stammen aus der Arbeit von Matern (1999). Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, $U_0 = 700 \text{ V}$, Füllgas Ar, $j = 0,75 \text{ mA/cm}^2$.

Halbwertsbreite Δx_{LSF} zu, was eine Verschlechterung der räumlichen Auflösung bedeutet. Je größer Δx_{gap} wird, desto breiter wird die LSF und zwei benachbarte Objekte können erst ab einem größeren Abstand noch als getrennte Objekte erkannt werden. Für große (73 und $100 \mu\text{m}$) bzw. geringe ($13 \mu\text{m}$) Abstände ist die Abhängigkeit der Halbwertsbreite kaum noch bzw. schwach vom Druck abhängig. Das System erreicht bei großen Abständen eine Halbwertsbreite von durchschnittlich $0,26 \text{ mm}$ ($d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$) und bei geringen Abständen ($d_{\text{gap}} = 13 \mu\text{m}$) einen Wert von fast $0,1 \text{ mm}$. Gerade der obere Wert scheint eine charakteristische Größe für das System darzustellen, da sie (mit einer einzigen Ausnahme) für sämtliche Messungen nicht deutlich überschritten wurde. Dagegen zeigt sich für den kleinsten Abstand eine ganz schwache Tendenz zur Druckabhängigkeit. Zwischen den Abständen 16 bis $50 \mu\text{m}$ ist die Abhängigkeit vom Druck deutlich zu erkennen. Der Zusammenhang zwischen Elektrodenabstand d_{gap} und Δ_{LSF} ist in der Abbildung 3.47 durch die gestrichelten Ausgleichsgeraden veranschaulicht. Der Anstieg m dieser Ausgleichsgeraden ist in Abbildung 3.48 gegen den Abstand d_{gap} aufgetragen. Eine Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Versorgungsspannung U_0 und der Stromdichte j_{irk} konnte im Rahmen der durchgeführten Experimente der vorliegenden Arbeit nicht nachgewiesen werden.

Abschließend muss noch angemerkt werden, dass derzeit für den Betrieb des IR-Konverters als Bildwandlungsmodul nur Abstände ab einer Größe von $23 \mu\text{m}$ bzw. besser noch oberhalb dieses Abstands in Frage kommen. Ab diesem Abstand und vor allem unterhalb dieser Breite der Gasentladungsschicht arbeitet der IR-Konverter nicht mehr

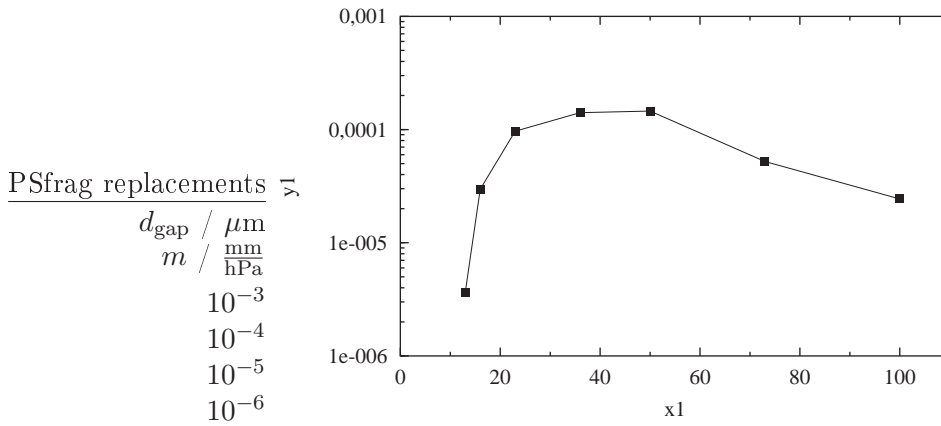


Abbildung 3.48: Abhängigkeit des Anstiegs m der Ausgleichsgeraden aus Abbildung 3.47 von der Dicke des Gasentladungsspalts d_{gap} . Parameter wie in Abbildung 3.47.

stabil. Es kommt leicht zu Umwegentladungen, die einen Betrieb als Bilderfassungssystem in der momentanen experimentellen Realisierung nicht ermöglichen. Zusätzlich muss bei der Wahl der Parameter berücksichtigt werden, dass mit abnehmendem Elektrodenabstand die Intensität der Lumineszenzstrahlung abnimmt. (vgl. Abbildung 3.19).

3.4.4 Auswertung

Im vorangegangenen Unterabschnitt 3.4.3 hatte sich gezeigt, dass die Halbwertsbreite Δx_{LSF} der LSF sowohl vom Druck p als auch vom Abstand d_{gap} abhängig ist. Um den Zusammenhang dieser beiden Abhängigkeiten formal besser zu beschreiben, wurden in Abbildung 3.49 die experimentellen Ergebnisse an die Ausgleichsfunktion

$$\Delta x_{\text{LSF}} = A \cdot p d_{\text{gap}} \cdot \exp \left\{ -B \cdot \sqrt{\frac{p}{E_{\text{gap}}}} \right\} \quad (3.32)$$

angepasst. Mit E_{gap} ist das elektrische Feld gemeint, welches aus den experimentellen Daten der Abbildung 2.7 auf Seite 26 für den jeweiligen $p d_{\text{gap}}$ ermittelt wurde. Mit den experimentellen Ergebnissen aus Abbildung 3.47 ergaben sich für die Faktoren die Werte $A = 1,6 \frac{\text{mm}}{\text{hPa}}$ und $B = 28,4 \sqrt{\frac{\text{V}}{\text{hPa}\cdot\text{cm}}}$.

Gerade für die geringeren Abstände zeigt sich, dass die experimentellen Werte bei höheren Abszissen-Werten besonders für kleinere Abstände d_{gap} eine systematische Abweichung zu höheren Werten aufweisen. Zwar können Diffusionsprozesse von Elektronen, Atomen, angeregten Zuständen und Ionen bei klassischen Gasentladungssystemen bei dem verwendeten gasentladungsspezifischen Parameterbereich prinzipiell vernachlässigt werden (Phelps, 1960, Fussnote 20 auf Seite 620), dennoch sollen für einige der oben genannten Teilchen zunächst die Diffusionslängen abgeschätzt werden, da sich die Gasentladungsschicht grundlegend von den in der Literatur diskutierten Systemen unterscheidet und da bereits eine Halbwertsbreite von 0,1 mm verglichen mit Abmessungen von klassischen Gasentladungssystemen ein kleiner Wert ist.

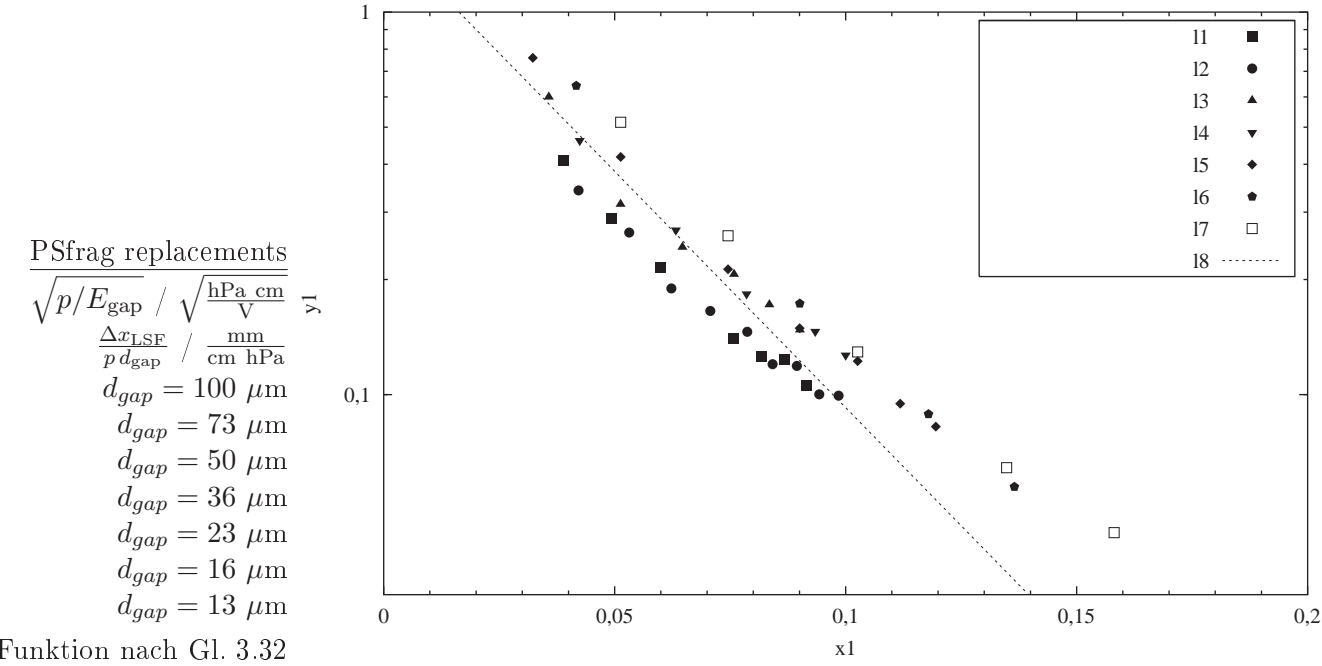


Abbildung 3.49: Grafische Auswertung der in Abbildung 3.47 gezeigten experimentellen Daten.

Diffusionslänge von Elektronen

Die Diffusionslänge r von Elektronen in einer Gasentladung wird durch

$$r_e = \sqrt{\left(\frac{D_e}{\mu_e}\right) \cdot \frac{d_{\text{gap}}}{E}} \quad (3.33)$$

beschrieben, wobei D_e der Diffusionskoeffizient, μ_e die Mobilität der Elektronen und E das elektrische Feld ist. Bei der Bestimmung des elektrischen Feldes muss der Spannungsabfall an der Gasschicht angesetzt werden, welche beim IR-Konverter typischerweise nicht 200 V überschreitet. Mit einer Dicke $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$ und einem Literaturwert $D_e/\mu_e = 10 \text{ V}$ [Dutton (1975)] ergibt sich eine Diffusionslänge von $r_e \approx 22 \mu\text{m}$.

Diffusionslänge von angeregten Argon-Atomen

Die Diffusionslänge r_A eines angeregten Argon-Atoms lässt sich schreiben als

$$r_A \approx \sqrt{D \cdot \tau}. \quad (3.34)$$

Dabei wird durch D die Diffusionskonstante und durch τ die Lebensdauer des jeweiligen angeregten Zustands beschrieben. Um die Diffusionslänge angeregter Zustände zu bestimmen, muss das Spektrum der Gasentladung für die Lebensdauer τ bekannt sein. Da bisher keine spektroskopischen Messungen am IR-Konverter durchgeführt wurden, ist eine Bestimmung der wichtigsten Niveaus und ihrer Lebensdauer dieser nicht möglich. Um die Lebensdauer dennoch abzuschätzen, können die Experimente zum zeitlichen Auflösungsvermögen aus Abschnitt 3.3 herangezogen werden. Im Unterabschnitt 3.3.4

wurde das Antwortverhalten des IR-Konverters auf ps-Laserpulse untersucht. Dabei zeigte sich, dass dieser eine Abklingzeit von $\tau \approx 100$ ns aufweist. Zwar beinhaltet diese Zeitkonstante auch Einflüsse durch den Halbleiterwafer, aber für eine obere Abschätzung der Diffusionslänge kann dies vernachlässigt werden. Mit einem Literaturwert für $D = 2,5 \cdot 10^{-3}$ cm²/s [Grigoriev und Meilikhov (1995)], wobei sich dieser Wert auf Argon-Atome in einer Argonumgebung bezieht, ergibt sich eine Diffusionslänge $r_A \approx 2$ μ m.

Aus den Werten der berechneten Diffusionslängen für die Elektronen und die angeregten Zustände ergibt sich, dass die Diffusionslängen keinen maßgeblichen Einfluss auf das räumliche Auflösungsvermögen haben. Auf Grund der hohen elektrischen Felder kann die Diffusion von Ladungsträgern innerhalb des Halbleiters ebenfalls vernachlässigt werden. Die experimentellen Befunde können mit Hilfe der resonanten Strahlung diskutiert werden, da diese nicht den Transporteigenschaften von Teilchen unterworfen ist, wie dies bei der Diffusion der Fall ist. In der Beschreibung der resonanten Strahlung in Abschnitt 2.4 (Seite 30 ff.) wurde bereits erwähnt, dass diese Form der Strahlung relativ langreichweitig ist. Die Arbeit von Phelps (1958) zeigt, dass mit Hilfe des Modells der resonanten Strahlung nach Holstein und Bibermann [Holstein (1947)] in einem Helium-Gasentladungssystem die sichtbare Intensitätsverteilung durch eine Lorentzverteilung beschrieben werden kann. Das Profil der LSF der Intensitätsverteilung der Lumineszenzerscheinung des IR-Konverters weist eine starke Ähnlichkeit mit den experimentellen und numerischen Ergebnissen aus Phelps (1958) auf. Im nächsten Unterabschnitt 3.4.5 wird aus den Profildaten der LSF die MTF berechnet. Die Analyse der Daten zeigt, dass die Verteilung der LSF des Bildwandlungsmoduls sehr gut durch eine Lorentzverteilung angepasst werden kann (vgl. Abbildung 3.50). Somit stellt auch beim IR-Konverter die Beschreibung der räumliche Verschmierung der Kante mit dem Modell der resonanten Strahlung einen möglichen Erklärungsansatz dar. Eine fundierte Bestätigung dieser These können aber nur spektroskopische Messungen liefern, mit denen das Vorhandensein resonanter Zustände in der Gasentladungsschicht des IR-Konverters nachgewiesen werden können. Da spektroskopische Untersuchungen nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit waren, steht der experimentelle Nachweis dieser These noch aus.

3.4.5 Berechnung der MTFen aus den experimentellen Daten

Die bisherigen Auswertungen und Diskussionen der experimentellen Untersuchungen zum räumlichen Auflösungsvermögen wurden mit Hilfe der Halbwertsbreite der LSFen durchgeführt. Zur technischen Charakterisierung bildgebender Systeme wird dagegen häufig die MTF verwendet. Da auch der IR-Konverter als technisches Gerät zur IR-Bilderfassung eingesetzt werden soll, ist es sinnvoll, ebenfalls die MTFen zu bestimmen. Aus den experimentellen Daten des Kanten-Experiments ist eine Bestimmung dieser Größe prinzipiell kein Problem. Aus den Profildaten der Intensitätsverteilung berechnet sich durch Ableitung nach der Ortskoordinate die LSF, und die gesuchte MTF ergibt sich aus dem Realteil einer Fouriertransformation dieser Funktion (vgl. mit „Methoden zur Charakterisierung des räumlichen Auflösungsvermögens“ auf Seite 98 ff.). Wichtig für die Bestimmung der MTF ist, dass vor der Fouriertransformation der LSF eine sorgfältige Untergrundkorrektur erfolgen muss. Bereits auf Seite 102 wurde theoretisch gezeigt, welchen Einfluss eine nicht korrekt durchgeführte Behandlung des Problems auf das Ergebnis der MTF haben kann. Um diesen Sachverhalt an Hand des IR-Konverters zu

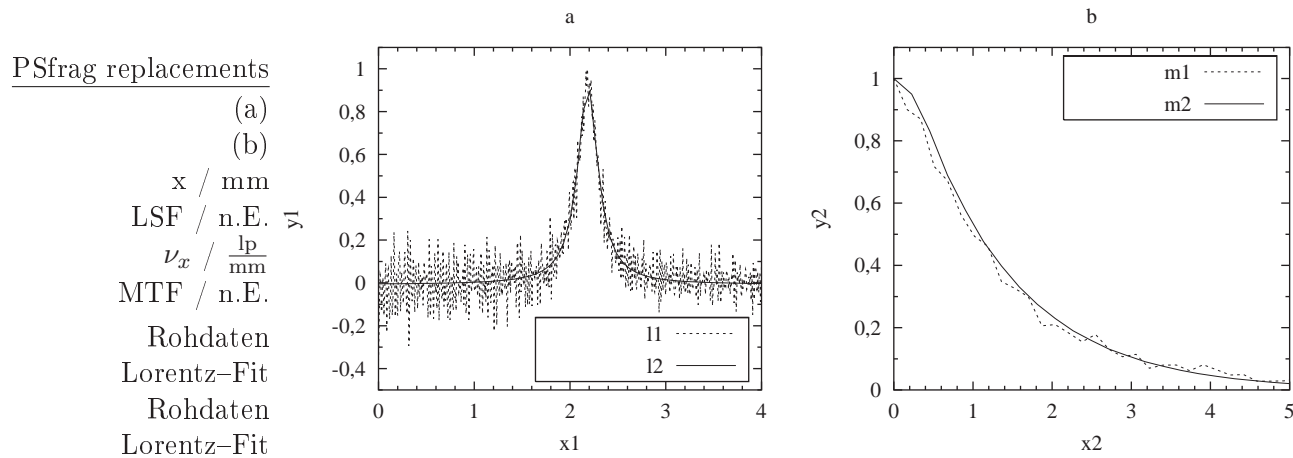


Abbildung 3.50: Einfluss der Untergrundkorrektur der LSF auf die spektrale Verteilung der MTF. Im Graph (a) ist die aus den Profildaten des Kanten-Experiments berechnete LSF und die dazugehörige Anpassung an eine Lorentzverteilung dargestellt. In Graph (b) wurden aus diesen Kurven die MTFen berechnet. Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, $U_0 = 700$ V, $p = 200$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$, $j_{\text{irk}} = 0,75 \text{ mA/cm}^2$.

veranschaulichen, wurde in Abbildung 3.50 der Einfluss der Untergrundinhomogenität und des Rauschens auf das hier untersuchte System näher analysiert. In Graph 3.50.a wurde aus den Profildaten des Kanten-Experiments die LSF berechnet (gestrichelte Linie). Die zweite Kurve in diesem Graphen ist eine Anpassung der Daten an eine Lorentzverteilung. Die aus diesen beiden Kurven berechneten MTFen sind im Graphen (b) der Abbildung 3.50 zu sehen.

Trotz der auf Seite 105 beschriebenen Mittelung des Bildes der Kante über 100 Einzelbilder und der zusätzlichen Mittelung des Intensitätsprofils über dessen gesamten Höhe erreicht das Rauschen nach der Ableitung des Kantenprofils beachtliche Werte (bis 20 % des Peakmaximums). Auf Grund dieser hohen Rauschanteile weist die dazugehörige MTF Sprünge auf. Vergleicht man nun diesen Verlauf mit der MTF, welche aus der an die Lorentzverteilung angepassten LSF berechnet wurde, dann zeigen sich diese Sprünge nicht mehr. Somit lässt sich für den IR-Konverter die Untergrundkorrektur und die Rauschunterdrückung mit relativ geringem Aufwand lösen, da sich durch Anpassung der experimentellen Daten an eine Lorentzverteilung fast sämtliche Störeinflüsse auf die MTF beseitigen lassen.

In Abbildung 3.51 wurden exemplarisch sieben MTFen nach der zuvor beschriebenen Methode für den IR-Konverter berechnet sowie eine weitere für den optischen Aufbau zusammengestellt. Die obere Kurve ist die MTF des Versuchsaufbaus. Die Linie bei $\text{MTF}(\nu_x) = 0,1$ deutet die Grenze des Auflösungsvermögens an. Die Schnittpunkte der MTFen mit dieser Linie stellen das maximale räumliche Auflösungsvermögen dar.

Bereits bei der Bestimmung der Halbwertsbreite der LSF hatte sich gezeigt, dass der Auflösungswert des Messsystems deutlich oberhalb des Wertes des Bildwandlungsmoduls lag. Aus diesem Grund ist auch hier nicht überraschend, dass die MTF des Messsystems deutlich oberhalb der Kurven des IR-Konverters liegt. Beim Vergleich der MTFen des Bildwandlungsmoduls fällt zunächst auf, dass mit Ausnahme der geringen Abstände $d_{\text{gap}} \leq 23 \mu\text{m}$ die Kurven bis etwa $1,5 \text{ lp/mm}$ sehr ähnlich sind. Erst da-

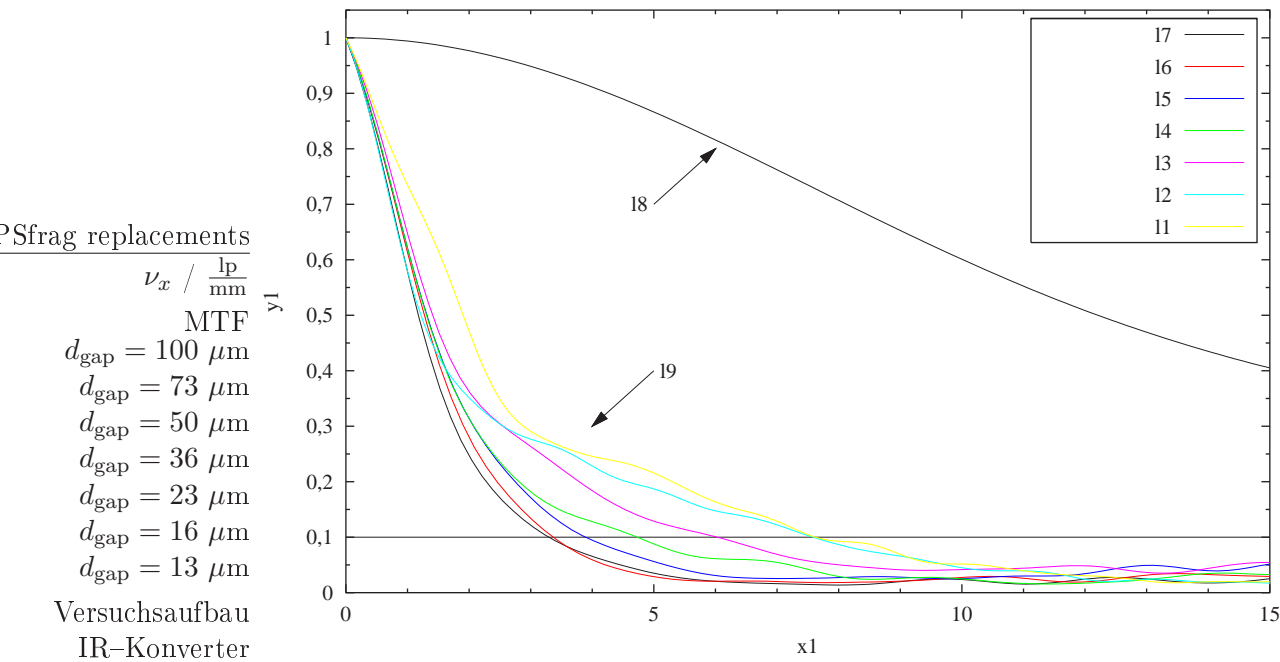


Abbildung 3.51: MTFen des Bildwandlungsmoduls für unterschiedliche Abstände bei ansonsten konstanten Parametern. Die obere Kurve zeigt das Auflösungsvermögen des Versuchsaufbaus. Parameter: $p = 200 \text{ hPa}$, sonst wie in Abbildung 3.47.

nach zeigt sich, dass mit zunehmender Ortsfrequenz die Kurven mit einem geringeren Elektrodenabstand höhere Werte erreichen. Damit wird deutlich, dass sich mit Verringerung des Abstands in erster Linie das maximale räumliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters steigern lässt, nicht aber die Modulation der MTF bei niedrigeren Ortsfrequenzen. Ein ähnliches Verhalten tritt auch bei den niedrigen Abständen auf (vgl. Abbildung 3.47 und 3.48). Mit Ausnahme der Kurve für $d_{\text{gap}} = 13 \mu\text{m}$ zeigen die beiden anderen Kurven ($d_{\text{gap}} = 16$ bzw. $23 \mu\text{m}$) bis etwa $1,5 \text{ lp/mm}$ einen ähnlichen Verlauf wie die übrigen Kurven. Danach flachen beide Kurven deutlich ab, so dass diese eine maximale räumliche Auflösung oberhalb von 5 lp/mm erreichen. Dieses Abflachen ist bei dem dünnsten Abstand am deutlichsten ausgeprägt, wodurch dieses System eine maximale räumliche Auflösung von fast 8 lp/mm erreicht. Da eine weitere Verringerung des Abstands d_{gap} in den Untersuchungen der vorliegenden Arbeit nicht möglich war, stellt der hier gefundene Wert das höchste räumliche Auflösungsvermögen dar, welches mit dem IR-Konverter in dieser Konfiguration erreicht werden kann. Eine weitere Verringerung des Abstands ist nicht möglich, da bereits bei $d_{\text{gap}} = 13 \mu\text{m}$ die Gasentladung nicht sehr stabil ist. Bei diesem Abstand und den geringen Drücken befindet sich das System deutlich links vom Minimum der PASCHEN-Kurve, so dass eine Umwegentladung begünstigt wird. Eine weitere Diskussion der maximalen räumlichen Auflösung des IR-Konverters folgt im nächsten Unterabschnitt.

3.4.6 Maximale räumliche Auflösung des IR-Konverters

Aus den vorangegangenen Ergebnissen wird nun die maximale räumliche Auflösung bestimmt, welche dem Wert der MTF bei einer 10 %-igen Modulation entspricht. Dabei soll

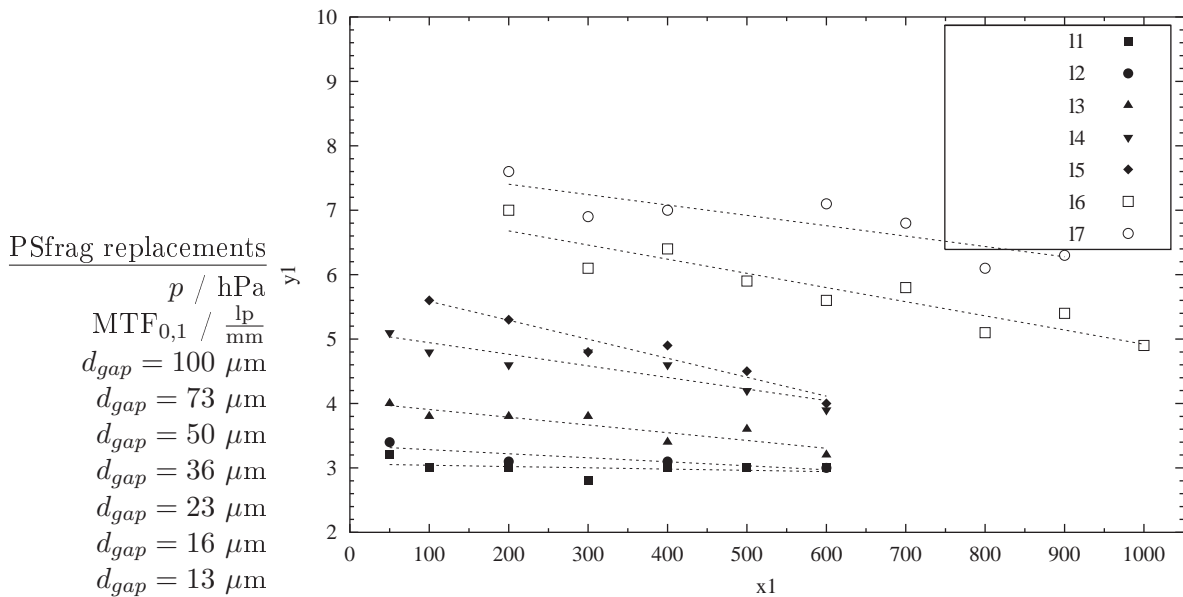


Abbildung 3.52: Maximales räumliches Auflösungsvermögen des Gesamtsystems in Abhängigkeit vom Druck p und Elektrodenabstand d_{gap} . Die maximale räumliche Auflösung wurde aus den MTFen bestimmt. Sie entsprechen der Ortsfrequenz bei einer 10 % Modulation der MTF ($\text{MTF}(\nu_x) = 0,10 =: \text{MTF}_{0,1}$). Parameter wie in Abbildung 3.47.

dieser durch die Variable $\text{MTF}_{0,1}$ beschrieben werden. Um einen visuellen Eindruck des erreichten Auflösungsvermögens zu vermitteln, wurde zusätzlich das USAF-Testmuster bei ausgewählten Parametersätzen des IR-Konverters abgebildet.

Die Ergebnisse der Berechnungen der Werte für die experimentellen Daten aus dem Kanten-Experiment sind in Abbildung 3.52 zusammengestellt. Wie bereits bei der Auswertung und Diskussion der Halbwertsbreite Δx_{LSF} zeigt sich auch hier wieder eine Abhängigkeit vom Druck p und dem Abstand d_{gap} . Die maximale räumliche Auflösung nimmt mit Verringerung von d_{gap} zu. Die untere Grenze liegt bei etwa 3 lp/mm bzw. die obere Grenze bei knapp unterhalb von 8 lp/mm. Zusätzlich zu der Abhängigkeit von d_{gap} verschlechtert sich die räumliche Auflösung mit Zunahme des Drucks. Diese Abhängigkeit ist jedoch nicht so stark ausgeprägt wie die von der Dicke der Gasentladungsschicht.

Um diese Ergebnisse besser zu veranschaulichen, wurden in einem weiteren Experiment Aufnahmen des räumlichen Auflösungsvermögens mit Hilfe des USAF-Testmasken-Experiments erstellt. Mit dem bereits auf Seite 104 beschriebenen Aufbau wurde das Filter auf den IR-Konverter abgebildet. Da es sich hier lediglich um eine andere Technik zur Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens handelt und die Justage des Versuchsaufbaus sehr hohe Anforderungen an die maßstabsgetreue Abbildung der Maske auf das zu vermessende System stellt, wurde die USAF-Testmaske nur für ausgewählte Parametersätze des IR-Konverters verwendet.

Die zentralen Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen sind in Abbildung 3.53 zusammengefasst. Das Bild (a) dieser Abbildung zeigt das räumliche Auflösungsvermögen des Versuchsaufbaus bei ausgeschaltetem Bildwandlungsmodul. Das Element 4 der Gruppe 4 lässt sich noch als Linienmuster erkennen und stellt somit die noch maxi-

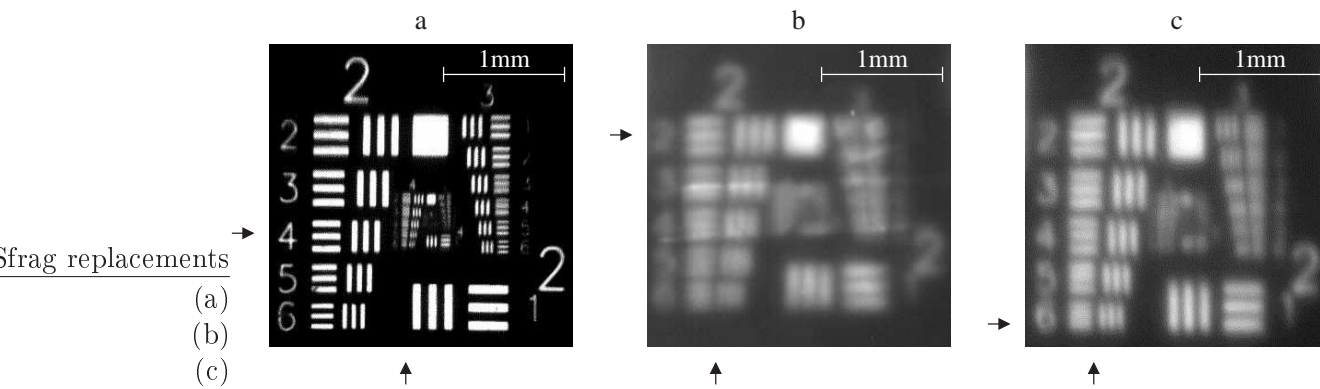


Abbildung 3.53: Bilder der USAF-Testmaske für des optischen Aufbaus (Bild (a)) und zweier ausgewählter Parametersätze (Bilder (b) und (c)). Bild (b) zeigt den IR-Konverter bei seiner geringsten Auflösung und Bild (c) stellt die beste räumliche Auflösung dar. Parameter (b): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-64, $U_0 = 700$ V, $p = 100$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100$ μm , $j_{\text{irk}} = 0,75$ mA/cm²; Parameter (c): wie zuvor, jedoch $p = 200$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 13$ μm .

mal räumliche Auflösung des Versuchsaufbaus dar. In der vorliegenden Präsentation des Bildes ist dieses nur bedingt erkennbar. Dennoch wurde bewusst diese Art der Darstellung gewählt, denn mit dem gewählten Ausschnitt der Maske ist ein direkter Vergleich mit den beiden übrigen Bildern möglich, so dass die Diskrepanz zwischen Versuchsaufbau und IR-Konverter besser ersichtlich wird. Mit den Werten aus der Tabelle der Abbildung 3.41 ergibt sich eine maximale räumliche Auflösung von knapp oberhalb 22,5 lp/mm. Damit reicht das Auflösungsvermögen des Versuchsaufbaus aus, um die maximale räumliche Auflösung bis zu 8 lp/mm des IR-Konverters maßgeblich zu beeinflussen. In den Bildern (b) und (c) der vorliegenden Abbildung ist das Bild der USAF-Maske des IR-Konverters für zwei unterschiedliche Parametersätze zu sehen. Um einen besseren Signal-Rauschabstand zu erzielen, wurden beide Bilder jeweils über 100 Einzelbilder gemittelt. Bei Bild (b) handelt es sich um ein Bildwandlungsmodul mit einem Elektrodenabstand $d_{\text{gap}} = 100$ μm , einem Druck $p = 100$ hPa Ar und einer Versorgungsspannung $U_0 = 700$ V. Bei einem solchen System kann noch Element 2 der Gruppe 2 als Linienmuster erkannt werden, was einer räumlichen Auflösung von 4,49 lp/mm entspricht. Bei den vorangegangenen Untersuchungen hatte sich gezeigt, dass mit Verringerung des Abstands der Elektroden und des Drucks die räumliche Auflösung gesteigert werden kann, bis das System eine räumliche Auflösung von fast 8 lp/mm bei $d_{\text{gap}} = 13$ μm und $p = 200$ hPa erreicht. Mit diesen Parametern wurde das letzte Bild (c) der Abbildung 3.53 aufgenommen, wobei in diesem Fall das Element 6 der Gruppe 2 noch als Linienmuster erkannt wird. Der bekannte Wert von 8 lp/mm aus den vorangegangenen Untersuchungen wird durch die Messung der USAF-Maske bestätigt, denn das zuvor erwähnte Linienmuster entspricht 7,13 lp/mm. Somit stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit beide Werte der Bilder (b) und (c) gut mit denen aus dem vorangegangenen Unterabschnitt überein, in dem die maximale räumliche Auflösung über die 10% Modulation der MTF ermittelt wurde.

3.4.7 Effektive Pixelanzahl

Für digitale bilderfassende Systeme wird das räumliche Auflösungsvermögen zumeist in einer Pixelanzahl und Pixelgröße angegeben. Um das räumliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters leichter mit vorhandenen digitalen bilderfassenden Systemen vergleichen zu können, müssen die bisher berechneten Werte in eine Pixelanzahl umgerechnet werden. Da die aktive Fläche des IR-Konverters kontinuierlich ist und da bei bilderfassenden Systemen unter dem Begriff des Pixels real existierende Sensorelemente verstanden werden, kann die Angabe der Pixelanzahl des IR-Konverters nur in einer so genannten „effektiven Pixelanzahl“ (P_{eff}) erfolgen, welche die räumliche Auflösung von Linienpaaren in eine entsprechende Pixelanzahl umrechnet. In der digitalen Bildbearbeitung erfolgt diese Umrechnung nach Slawski (2002) über

$$P_{\text{eff}} = 2 \cdot l_p \cdot d \quad [\text{pix}], \quad (3.35)$$

wobei l_p das räumliche Auflösungsvermögen in lp/mm und d die Länge der analogen Fläche ist.

In den vorangegangenen Unterabschnitten wurde das maximale räumliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters bei einer 10 % Modulation der MTF berechnet. Bei einem Durchmesser $D_{\text{gas}} = 25$ mm der aktiven Gasentladungsfläche und einer maximalen räumlichen Auflösung von 8 lp/mm ergibt sich eine effektive Pixelanzahl von

$$P_{\text{eff}} = 2 \cdot 8 \cdot 25 = 400 \text{ pix} \quad (3.36)$$

entlang der Diagonalen der Gasentladungsfläche. Da es sich bei dieser aktiven Fläche um ein kreisförmiges Gebiet handelt, erreicht der IR-Konverter eine maximale effektive Pixelanzahl P_{max} von etwa $P_{\text{max}} = \pi \cdot \frac{P_{\text{eff}}^2}{2} = \pi \cdot 200^2 = 0,125 \cdot 10^6$ pix.

Vergleicht man diese effektiven Pixelzahlen mit den in der Einleitung eingeführten IR- und VIS-Kamerasystemen (eine kompakte Übersicht über schnelle IR-Kameras und ultraschnelle VIS-Kameras findet man zusätzlich in Anhang A), schneidet der IR-Konverter nur bedingt gut ab. Den derzeit verfügbaren schnellen IR-Kamerasystemen ist der IR-Konverter bereits mit diesen Auflösungswerten deutlich überlegen.

3.4.8 Zusammenfassung

Die vorangegangenen experimentellen Untersuchungen haben das räumliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters in seiner Gesamtheit charakterisiert. Mit unterschiedlichen Methoden wurde dabei das räumliche Auflösungsvermögen systematisch untersucht. Durch Abschätzungen konnten die Einflüsse physikalischer Prozesse auf das räumliche Auflösungsvermögen qualitativ diskutiert werden. Für eine weiterführende quantitative Diskussion der erzielten Ergebnisse sind grundlegende experimentelle Untersuchungen notwendig. So könnten spektrale Messungen der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung eine quantitative Auswertung der räumlichen Auflösung mit dem Modell der resonanten Strahlung ermöglichen. Da hier der Schwerpunkt auf der Systemcharakterisierung und -optimierung im Vordergrund stand, wurde dieser spezielle Teilaspekt nicht weiter untersucht.

Vor allem im Hinblick auf die technische Anwendbarkeit müssen die erzielten Ergebnisse als beschränkt betrachtet werden. Um eine akzeptable räumliche Auflösung zu

erzielen, müssen nämlich der Abstand und der Druck der Gasentladung möglichst gering gewählt werden. Nachteilig bei geringen Abständen und Drücken sind die schwachen Leuchtintensitäten der Lumineszenzstrahlung und die geringere Stabilität der Gasentladung. Bei einem Abstand $d_{\text{gap}} = 13 \mu\text{m}$ und einem Druck $p = 200 \text{ hPa}$ erreicht der IR-Konverter eine maximale räumliche Auflösung von knapp $\text{MTF}_{0,1} = 8 \text{ lp/mm}$ (effektiven Pixelanzahl von 400 pix), was einer Halbwertsbreite der LSF von $\Delta_{\text{LSF}} = 0,11 \text{ mm}$ entspricht. Allerdings eignet sich dieser Parametersatz aus den oben genannten Gründen nicht für das Bildwandlungsmodul. Ab einem Abstand von $d_{\text{gap}} = 23 \mu\text{m}$ ist ein stabiler Betrieb der Gasentladung möglich. Bei einem Druck von $p = 100 \text{ hPa}$ erreicht der IR-Konverter dann eine maximale räumliche Auflösung von $\text{MTF}_{0,1} = 5,6 \text{ lp/mm}$ bzw. eine Halbwertsbreite der LSF von $\Delta_{\text{LSF}} = 0,14 \text{ mm}$. Somit kann mit dem IR-Konverter eine effektive Pixelanzahl von 280 pix entlang der Diagonalen erreicht werden.

3.5 Optimierung der räumlichen Auflösung durch Diskretisierung der Gasentladung

In diesem letzten Abschnitt des Kapitels 3 wird ein modifizierter IR-Konverter vorgestellt, bei dem der großflächige Entladungsraum durch eine Vielzahl kleiner Entladungskanäle ersetzt wird. Ähnlich wie bei einem Bildsensor einer Kamera entspricht jeder einzelne Entladungskanal einem einzelnen Bildpunkt bzw. Pixel. Das Ziel dieser Modifikation ist es, durch eine möglichst hohe Pixelanzahl innerhalb des Entladungsraums das räumliche Auflösungsvermögen zu steigern, denn eine Erhöhung der räumlichen Auflösung ermöglicht eine Erweiterung der Anwendungen. Erste Arbeiten von Matern (1999) zeigen, dass ein derartig modifizierter IR-Konverter prinzipiell funktioniert, sich aber nicht als Bilderfassungssystem eignet, da bisher keine gleichmäßige Operation eines großflächigen Arrays möglich ist.

In der vorliegenden Arbeit wurden zur Optimierung der räumlichen Auflösung durch Diskretisierung der Gasentladung verschiedenartige Abstandhalter benutzt, um das Verhalten der Gasentladungen bei unterschiedlichsten Konfigurationen zu studieren. Neben verschiedenen Pixelarrays, welche sich in der Gesamtgröße, der Anordnung und den Geometrien der Pixel unterscheiden, wurden auch Experimente an einzelnen Löchern und Kanten gemacht, um das Verhalten der Gasentladung im Randbereich des Entladungsraums zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit ist es durch geeignete Parameterwahl des Abstandhalters gelungen, einen großflächigen Entladungsraum für den Einsatz des Bildwandlungsmoduls als Bilderfassungssystem zu diskretisieren. Dabei erreicht der IR-Konverter eine Pixelanzahl von mindestens 200×200 Pixel bei einem Pixelabstand von $40 \mu\text{m}$.

Der erste Unterabschnitt 3.5.1 beschreibt den Einfluss der Diskretisierung des Objektes auf das Bild und ihre Auswirkung auf die MTF. Daran schließt sich die Vorstellung des experimentellen Systems an (Unterabschnitt 3.5.2). Die experimentellen Ergebnisse folgen in den Unterabschnitten 3.5.3, 3.5.4 und 3.5.5, wobei jeder der Unterabschnitte einen unterschiedlichen Abstandhalter behandelt. Im Unterabschnitt 3.5.3 werden die Ergebnisse an einer Kante bzw. an einem einzelnen Loch, in Unterabschnitten 3.5.4 und 3.5.5 die Ergebnisse unterschiedlicher Abstandhalterarrays vorgestellt. Eine nähere Charakterisierung des 200×200 Pixel Arrays bezüglich der Homogenität, der zeitlichen Auflösung und des räumlichen Auflösungsvermögens erfolgt in den Unterabschnitten 3.5.6, 3.5.7 bzw. 3.5.8. Mit einer Zusammenfassung in Unterabschnitt 3.5.9 endet der vorliegende Abschnitt.

3.5.1 Theoretische Vorbemerkungen

Beim Übergang des nicht strukturierten Entladungsraums des Bildwandlungsmoduls zu einem Abstandhalter, welcher sich aus einer Vielzahl einzelner Entladungskanäle zusammensetzt, treten auf Grund der Diskretisierung die aus der digitalen Bilderfassung bekannten Probleme auf, welche in Unterabschnitt 3.5.1 mit entsprechenden Verweisen auf die Literatur in kurzer Form dargelegt werden. Ebenfalls wird der Einfluss der Diskretisierung des zu untersuchenden Systems auf die MTF wird im vorliegenden Unterabschnitt diskutiert.

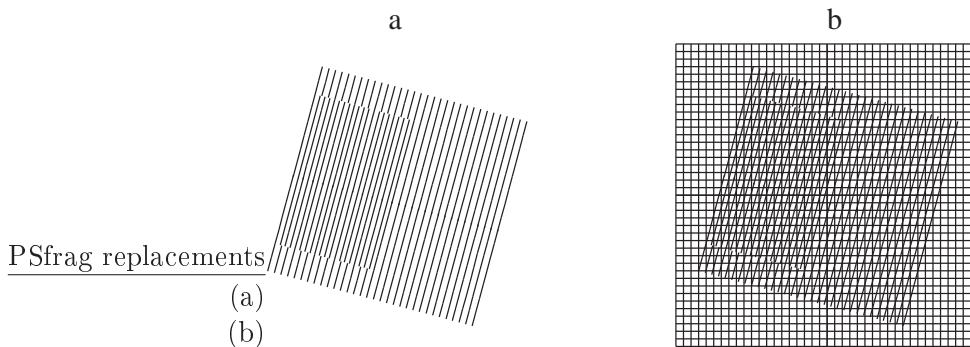


Abbildung 3.54: Einfaches Beispiel des MOIRÉ-Effekts. Bild (a) zeigt das Originalbild, welches in (b) mit einem periodischen Raster überlagert wird.

Digitalisierung von Bildern

Die Digitalisierung eines Bildes bei der digitalen Bilderfassung kann als ein Spezialfall der Signaltheorie (Jähne, 2002, Seite 244) betrachtet werden. Genau wie beispielsweise bei der Unterabtastung eines eindimensionalen Signals Aliasing-Effekte auftreten können, treten im zweidimensionalen Fall so genannte MOIRÉ-Effekte auf. Abbildung 3.54 zeigt ein einfaches Beispiel, in dem die Digitalisierung durch Überlagern eines Objektes mit einem zweidimensionalen Gitter simuliert wird. Nach der Abtastung erscheinen die beiden Gitter mit veränderter Periodizität und Richtung. Die Bedingungen, unter denen solche Erscheinungen auftreten, lassen sich mit dem bekannten Abtasttheorem formulieren. In der digitalen Bilderfassung werden drei Schritte des Abtastprozesses zur Digitalisierung eines Bildes benötigt: Bilderzeugung, Abtastung und Begrenzung auf eine endliche Bildmatrix.

Die beiden ersten Schritte Bilderzeugung und Abtastung sind eng miteinander verbunden. Digitalisierung bedeutet ein Abtasten des Bildes an definierten Punkten eines diskreten Gitters. Bei der bildhaften Erfassung wird die Intensität aber nicht exakt an einem Punkt aufgenommen, sondern von einer bestimmten Fläche um diesen herum aufintegriert. Diese Fläche ist das Sensorelement der Kamera bzw. beim IR-Konverter der Durchmesser eines Entladungskanals. Da x - und y -Richtung unabhängig voneinander sind, werden die Betrachtungen nur für die x -Richtung angegeben. Wenn sich die Zentren der Pixel im Abstand D_L befinden, kann das Faltungsintegral eines unendlich langen Bildsensors als

$$g(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n \cdot D_L) \cdot [I(x) \otimes h(x)]$$

beschrieben werden. Die Bilderzeugung wird dabei durch die Faltung der Intensität $I(x)$ des Bildes mit der resultierenden PSF $h(x)$ des optischen Systems beschrieben, wogegen die Multiplikation dieses Faltungsprodukts mit der δ -Folge (bzw. im zweidimensionalen dem δ -Kamm oder „Nagelbrettfunktion“) die Abtastung des Bildes berücksichtigt. Bei einem idealen Sensor sind sämtliche Elemente über die gesamte Fläche gleichmäßig empfindlich und es gibt keine Zwischenräume zwischen den einzelnen Elementen. Das bedeutet, dass die PSF eine δ -Funktion ist und die OTF gleich eins ist. Durch eine Bilderzeugung wird das Bild unschärfer, da die Pixel die Intensitäten über eine

endliche Fläche aufintegrieren. Im Fourierraum führt dies zu einer Abschwächung hoher Wellenzahlen, und das resultierende Bild wird als bandbegrenzt bezeichnet. Bei der Diskretisierung der Gasentladung des IR-Konverters übernimmt $h(x)$ neben den optischen Eigenschaften der Eingangsoptik noch eine weitere Funktion. Innerhalb des Halbleiterwafers tritt eine Verschmierung der einfallenden IR-Intensitätsverteilung auf, da die Diskretisierung erst in der daran angrenzenden Schicht vollzogen wird. Somit beschreibt $h(x)$ auch die „optischen“ Eigenschaften des Halbleiterwafers.

Da in der Praxis $g(x)$ nicht unendlich lang ist, kann dies mathematisch durch die Multiplikation mit einem Rechteckfenster beschrieben werden, wobei die Länge des Fensters der Breite der Bildsensormatrix entspricht. Das Spektrum des abgetasteten Bildes wird im Fourierraum mit der Fouriertransformierten der Fensterfunktion gefaltet. Im Allgemeinen wird die Auflösung im Spektrum dann größenordnungsmäßig auf die Halbwertsbreite der sinc-Funktion reduziert (Jähne, 2002, Seite 249). Eine ausführliche Diskussion findet man zusätzlich in Wittenstein et al. (1982) oder Reichenbach et al. (1991).

Auswirkungen der Diskretisierung auf die MTF

Die Abtastfrequenz bei einem diskreten System wird nur durch den Pixelabstand und nicht durch den Füllfaktor festgelegt. Der Füllfaktor beschreibt das Verhältnis zwischen Bildsensorfläche und Pixelfläche. In Abbildung 3.55 sind für drei unterschiedliche Konfigurationen des Pixelabstandes D_L und der Pixelgröße d_L die MTFen dargestellt. Generell lässt sich feststellen, dass bei geringer werdendem Füllfaktor des Pixels die PSF [Lenz (1988)] breiter wird. Damit steigt das Abtastintervall im Ortsfrequenzbereich, spektral breitbandige Eingangssignale werden durch Aliasing verzerrt. Das Abtasttheorem wird verletzt und es treten MOIRÉ-Effekte auf. Überlappen sich die mikroskopischen Aperturen der Pixel im Ortsbereich zu stark, so ist die MTF im Ortsfrequenzbereich schmalbandig, was bei breitbandigen Eingangssignalen nun zur Dämpfung hoher Spektralanteile führt (Tiefpaßfilterung) und das Bild wird unscharf. Eine kurze Zusammenfassung des Einflusses der Diskretisierung eines Bildes auf die MTF findet man bei Holst (1998a). Weiterführende Zusammenhänge werden in der Arbeit von Holst (1998b) ausführlich diskutiert.

3.5.2 Versuchsaufbau und –durchführung

Der Versuchsaufbau, der für die in dem vorliegenden Abschnitt beschriebenen experimentellen Untersuchungen verwendet wurde, ist in Abbildung 3.56 schematisch dargestellt. Bis auf Modifikationen am Bildwandlungsmodul unterscheidet sich der verwendete Versuchsaufbau nicht wesentlich von dem der vorangegangenen experimentellen Untersuchungen zum räumlichen Auflösungsvermögen des Gesamtsystems (vgl. mit Abbildung 3.43 auf Seite 103).

Auf der Eingangsseite des IR-Konverters wird dieser über ein paralleles Lichtbündel der Beleuchtungsquelle, welche aus einer Lampe (1) und einem optischen System (2) besteht, homogen ausgeleuchtet. Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten Systems wird im Anhang B gegeben. Der mit diesem System beleuchtete IR-Konverter (3b) unterscheidet sich zu dem sonst üblichen Aufbau hauptsächlich in der Art des verwendeten Abstandhalters. Der sonst kreisförmige Entladungsraum mit einem Durchmesser von 20 – 25 mm wurde nun gegen verschiedenartige Abstandhalter ausgetauscht, welche

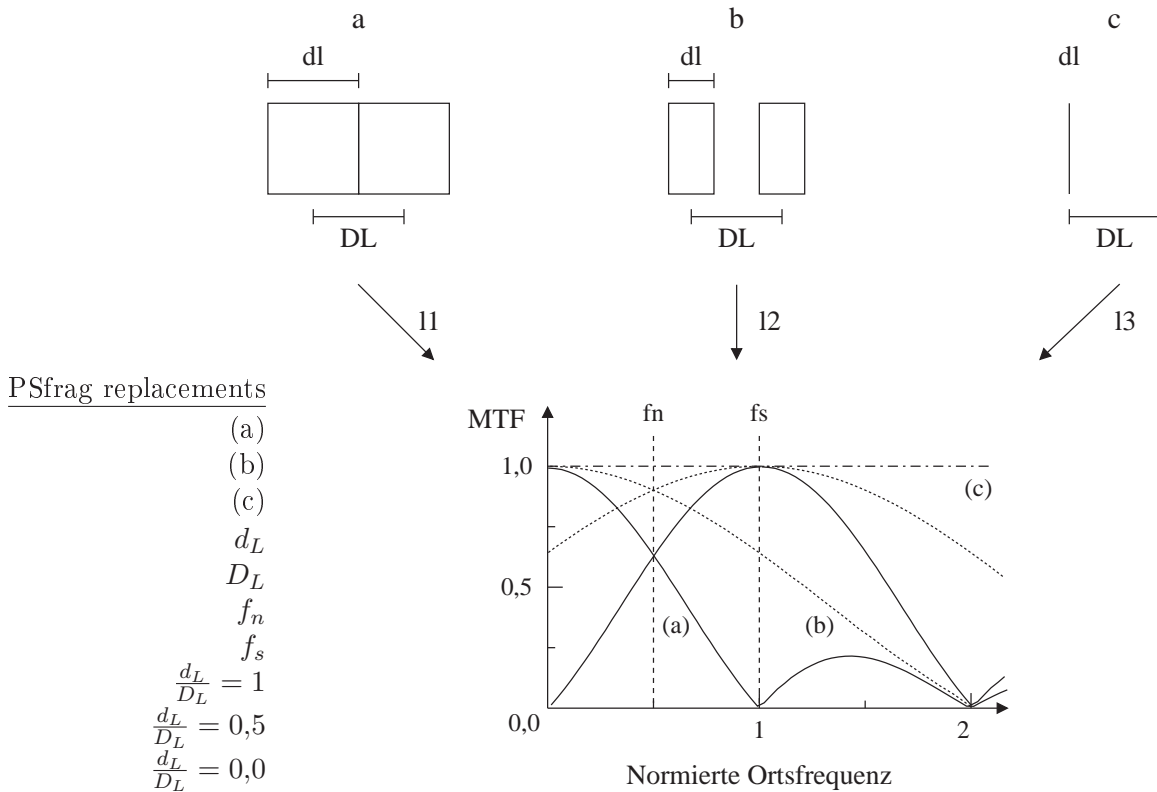


Abbildung 3.55: Qualitatives Verhalten der MTF eines Bildsensors für unterschiedliche Füllfaktoren bei konstantem Pixelabstand D_L . (a) zeigt das Verhalten eines optimalen Bildsensors, bei dem der Füllfaktor eins ist (durchgezogene Linie). Fall (b) stellt das Verhalten der MTF eines realen Bildsensors dar (gepunktete Linie), wohingegen (c) einem idealen Abtastsystem entspricht (Strich-Punkt Linie). Für den Fall (a) und (b) sind neben dem Grundspektrum auch ein Teil der ersten periodisch wiederholten Komponenten der Fouriertransformierten eingezeichnet. Die Ortsfrequenz ist auf $\frac{1}{D_L}$ normiert. f_n bzw. f_s ist die NYQUIST- bzw. Abtastfrequenz des Systems, welche durch den Pixelabstand bestimmt wird.

im folgenden ausführlicher beschrieben werden. Mittels des Filters (4) werden Wellenlängen oberhalb des VIS-Spektralbereichs abgeschnitten. Das Bild der Gasentladung wird mit einem Bilderfassungssystem, welches aus einer Optik (5a), einer CCD-Kamera (5b) und einem Computer (6) besteht, aufgenommen. Bei der Optik handelt es sich um ein Nikkor Objektiv der Firma Nikon mit 50 mm Brennweite. Als CCD-Kamera wurde das Modell FK7523-IQ der Firma Pieper verwendet. Der Computer war mit einem Framegrabber Pulsar der Firma Matrox und einer speziellen Bilderfassungssoftware TGS ausgestattet. Nähere Einzelheiten zu dem Bilderfassungssystem befinden sich auf Seite 39 im Abschnitt 3.1.3.

Abstandhalter mit kleinflächigem Entladungsraum

Zwar zeigten die Untersuchungen von Matern (1999) bereits, dass ein Mikrokanalarray prinzipiell funktioniert, aber ein gleichmäßiges Zünden der Gasentladung gelang nicht. Da die Gründe für dieses Verhalten unbekannt waren, wurden zunächst Voruntersuchungen an Abstandhaltern mit kleinen Löchern und Kanten durchgeführt. Ein wesentlicher

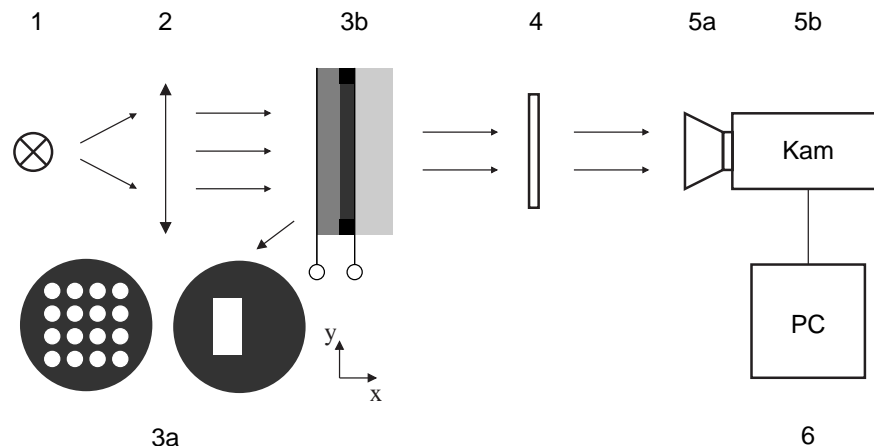


Abbildung 3.56: Schematischer Versuchsaufbau zur Optimierung des räumlichen Auflösungsvermögens des IR-Konverters. Der Aufbau besteht aus einem Beleuchtungssystem (Lampe (1) und Optik (2)), dem IR-Konverter (3b), verschiedenen Abstandhaltern (3a), einem IR-Filter (4), einem Objektiv (5a), einer CCD-Kamera (5) und einem Bilderfassungssystem (6).

Vorteil dieser Abstandhalter gegenüber Mikrokanalarrays ist die einfachere und kostengünstigere Präparation. Ziel der Untersuchungen war es, Bedingungen und Parameter abzuleiten, unter denen eine Entladung innerhalb eines sehr kleinen Lochs zündet und ein großflächiges Array gleichmäßig und stabil arbeiten sollte.

Bei den Abstandhaltern mit einem kleinflächigen Entladungsraum handelte es sich um dielektrische Folien, welche entweder ein einziges Loch mit einem Durchmesser von 1 mm oder einen etwa 2×4 mm kleinen Ausschnitt aufwiesen. Die Präparation der Lochmaske erfolgte mit einem Bohrer, wohingegen das Rechteck mit einem scharfen Skalpell aus der Folie ausgeschnitten wurde. Als Material diente bei beiden ein Polymer des Typs Mylar der Firma DuPont.

Mikrokanalarray mit hexagonaler Lochanordnung

Der erste Ansatz zur Erhöhung der räumlichen Auflösung bestand darin, den Entladungsraum in eine Vielzahl kleiner Entladungskanäle aufzuteilen. Zu diesem Zweck wurden Abstandhalter hergestellt, welche eine Strukturierung wie in Abbildung 3.57 aufweisen. Um einen möglichst hohen Füllfaktor zu erzielen, erfolgte die Anordnung der Löcher in einer hexagonalen Anordnung. Nachteilig bei dieser Anordnung ist, dass die NYQUIST-Frequenz für die beiden Raumrichtungen unterschiedlich ist. Insgesamt wurden drei unterschiedliche Mikrokanalarrays am Laserzentrum Steinfurt hergestellt. Bei der Produktion werden die Löcher mit Hilfe eines Lasers in die dielektrische Folie eingebrennt. Zuvor musste aber für jede der drei Mikrokanalarrays eine Maske mit einem Lochmuster angefertigt werden, welche anschließend verkleinert auf die Folie abgebildet wurde. Die Maske enthalten zunächst nur einen Teil der Löcher der fertiggestellten Folie, so dass der Abstandhalter stückweise verschoben musste, um schließlich einen größeren Bereich mit den Mikrobohrungen zu versehen. Da der Laserstrahl bei dieser Herstellungsmethode aufgeweitet werden muss, sind die Löcher im Randbereich der Maske nicht ganz senkrecht und weisen somit einen geringfügig anderen Lochdurchmesser aus als Löcher im Zentrum der Maske. Die Spezifikationen der insgesamt drei unterschied-

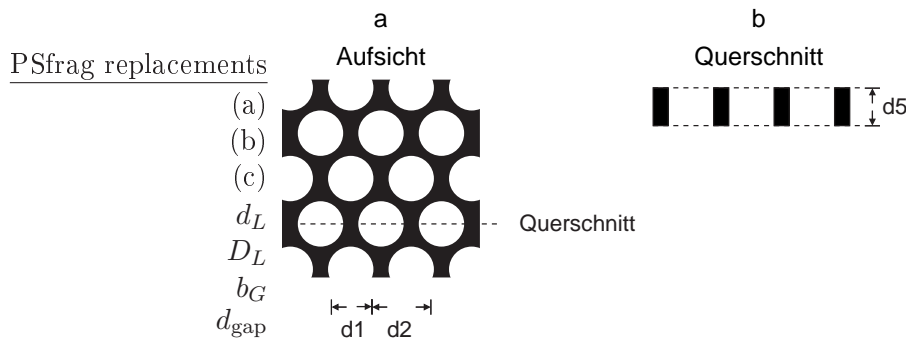


Abbildung 3.57: Schematische Skizze einer Mikrokanalfolie, welche aus Löchern in einer hexagonalen Anordnung besteht. Dargestellt sind die Ansichten der Ober- und Unterseite und ein Querschnitt entlang einer Lochreihe.

	MKA 1a	MKA 1b	MKA 1c
Material	CAPTON	CAPTON	CAPTON
d_{gap}	130 μm	130 μm	130 μm
d_L	140 μm	90 μm	40 μm
D_L	150 μm	100 μm	50 μm

Tabelle 3.2: Abmessungen der drei Mikrokanalarrays (MKAs) mit hexagonalem Lochabstand.

lichen verwendeten Mikrokanalarrays sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Auf Grund der Methode und dem Zeitpunkt des Auftrags (1999) zur Herstellung der Mikrokanalarrays mit hexagonaler Lochanordnung war eine Mindestdicke der Abstandhalter von $d_{\text{gap}} = 130 \mu\text{m}$ erforderlich.

Mikrokanalarray mit Verbindungsgräben zwischen den Pixeln

Neben den Mikrokanalarrays mit hexagonaler Lochanordnung wurde eine weitere Lochkonfiguration ausgewählt, da die experimentellen Untersuchungen zeigten, dass ein gleichmäßiger Betrieb mit dem hexagonalen Array nicht möglich war. Dazu wurden Arrays mit einer Lochanordnung hergestellt, wie sie in Abbildung 3.58 schematisch dargestellt sind. Die Anordnung der Löcher ist hier quadratisch und auf der Oberseite des Arrays sind diese mit Gräben verbunden. Die Anfertigung erfolgte ebenfalls wie bei den hexagonalen Arrays am Laserzentrum Steinfurt. Allerdings wurde bei diesem Array die Struktur nicht über eine Maske eingebrannt, sondern jedes Loch wurde einzeln gebohrt. Anschließend wurden die Gräben eingearbeitet. Da die Bohrung eines Lochs mit den dazugehörigen Kanälen sehr zeitaufwändig und kostenintensiv ist, wurden Arrays nur mit einer Gesamtlochzahl von 100 Löchern angefertigt. Bereits die Herstellung eines solchen kleinen Arrays dauert mehrere Stunden [Hildenhagen (2002)]. Die Abmessungen der insgesamt zwei verwendeten Mikrokanalarrays sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt.

Zusätzlich zu den Arrays mit Gräben wurde ein großflächiges Array mit einer Kantenlänge von 200×200 Pixel hergestellt. Im nachfolgenden Text wird dieses Mikrokanalarray als MKA 2c bezeichnet. Bei der Herstellung dieses Abstandhalters musste auf die Verbindung der Löcher durch Gräben verzichtet werden. Aber auch bei dieser Folie wurden die Löcher einzeln gebohrt und nicht wie beim hexagonalen Array über eine Maske eingebrannt. Die Abmessungen des MKAs 2c sind ebenfalls der Tabelle 3.3 zu

PSfrag replacements

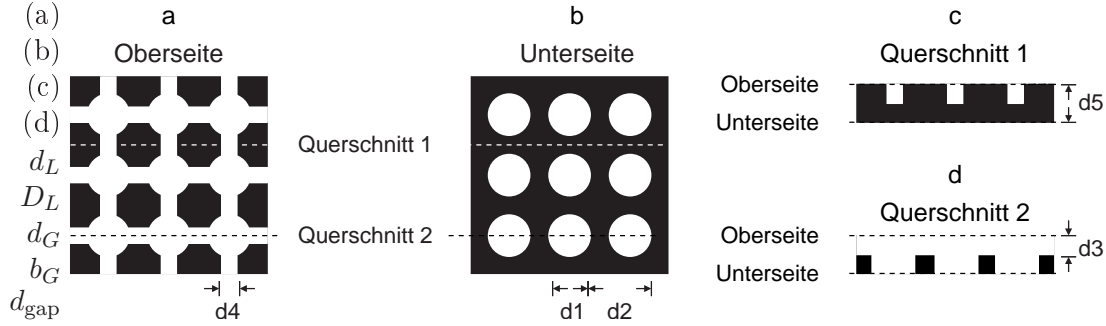


Abbildung 3.58: Schematische Skizze der verwendeten Mikrokanalfolie. Bild (a) bzw. (b) sind Aufsichten auf die Ober- bzw. Unterseite der strukturierten Folie. Bei den Bildern (c) bzw. (d) handelt es sich um Querschnitte durch diese. Die gestrichelten Linien entsprechen den Positionen, denen die Querschnitte bzw. Aufsichten der korrespondierenden Abbildungen zuzuordnen sind.

	MKA 2a	MKA 2b	MKA 2c
Material	MYLAR	MYLAR	MYLAR
d_{gap}	50 μm	50 μm	50 μm
d_L	40 μm	20 μm	30 μm
D_L	70 μm	40 μm	40 μm
d_G	20 μm	15 μm	—
b_G	25 μm	25 μm	—

Tabelle 3.3: Abmessungen der beiden Mikrokanalarrays (MKAs) mit Verbindungsgräben zwischen den Pixeln und einem großflächigen Mikrokanalarray.

entnehmen. Im Gegensatz zu den MKAs 1a, 1b und 1c bestand bei der Herstellung der MKAs 2a, 2b und 2c die Limitation bezüglich der Dicke des Abstandhalters nicht mehr, so dass bei diesen Folien $d_{\text{gap}} = 50 \mu\text{m}$ gewählt wurde.

Durchführung

Die Durchführung der Experimente erfolgte in Anlehnung an die experimentellen Untersuchungen aus dem Abschnitt 3.4.2 zur Bestimmung der räumlichen Auflösung des Gesamtsystems. Als Halbleiterwafer wurde ein Si:Zn-Detektor mit der internen Bezeichnung Z-68 verwendet. Bei den Messungen wurde hauptsächlich eine Argon-Gasentladung mit einem variablen Druck studiert. Bei einigen Experimenten wurde Argon gegen Neon ausgetauscht. Wie sich bei den experimentellen Untersuchungen beim Loch- bzw. Kantenexperiment herausstellte, weist das Bildwandlungsmodul eine wesentlich höhere räumliche Auflösung als das bereits diskutierte System im vorangegangenen Abschnitt 3.4 auf. Aus diesem Grund mussten die optischen Abbildungseigenschaften des experimentellen Aufbaus nochmals gesteigert werden. Zu diesem Zweck wurde mit Hilfe des Nikkor-Objektivs das Bild der Gasentladung stark vergrößert auf den CCD-Chip der Video-Kamera abgebildet, so dass etwa die Hälfte des Bildsensors von der 2 mm breiten Gasentladung abgedeckt wurde. Bei der nachfolgenden Bilderfassung der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung wurde wieder auf die in Abschnitt 3.4.2 verwendete Vorgehensweise zurückgegriffen, bei der jedes aufgezeichnete Bild über 100 Einzelbilder

gemittelt wurde, um den Signal-Rauschabstand zu verbessern. Aus diesen Bildern wurde dann das Profil des Übergangs vom Entladungsraum zum abgedeckten Bereich entlang der längeren Kante des Abstandhalters bestimmt. Diese Intensitätsverteilung des Hell-Dunkel-Übergangs entspricht dem Kantenprofil aus den vorangegangenen experimentellen Untersuchungen zum räumlichen Auflösungsvermögen des Gesamtsystems. Nach der auf Seite 99 beschriebenen Methode konnte aus diesen Profildaten in entsprechender Weise die LSF bestimmt werden, über die sämtliche weiterführenden Größen, wie z.B. die Halbwertsbreite der LSF oder die MTF, berechnet werden konnten. Das Verhalten der Gasentladung an einer Kante wurde in Abhängigkeit der Versorgungsspannung U_0 , des Drucks p , des Abstands d_{gap} der Elektroden und der einfallenden IR-Strahlungsflussdichte E_{in} untersucht.

Bei den Experimenten mit den Mikrokanalarrays wurden neben Untersuchungen zum gleichmäßigen Betrieb auch für die Arrays mit quadratischem Lochabstand Versuche zum räumlichen Auflösungsvermögen gemacht. Dazu wurde der Versuchsaufbau mit der USAF-Testmaske aus Abschnitt 3.4.2 verwendet. Zusätzlich wurden erste Experimente zum zeitlichen Verhalten für das MKA 2c durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde der in Abschnitt 3.3.3 beschriebene Versuchsaufbau verwendet.

3.5.3 Experimentelle Ergebnisse des Abstandhalters mit kleinflächigem Entladungsraum

Die Auswertung der Loch- und Kantenbilder erfolgte in Anlehnung an die Methode des Kanten-Experiments des Gesamtsystems (Abschnitt 3.4.3). Aus den räumlich kalibrierten Bildern wurde das Intensitätsprofil entlang der x-Achse berechnet. Um Inhomogenitäten zu minimieren und den Signal-Rauschabstand zu maximieren, wurde das Profil über die komplette Höhe des Entladungsraums gemittelt. Die Profildaten einer Kante wurden entlang der x-Koordinate differenziert, aus deren Daten die Halbwertsbreite Δx ermittelt wurde.

Vor Beginn der eigentlichen experimentellen Untersuchungen musste zunächst überprüft werden, ob nicht der experimentelle Aufbau selbst limitierender Faktor der räumlichen Auflösung ist. In Abbildung 3.59 ist die MTF des in diesem Abschnitt verwendeten experimentellen Aufbaus und das Spektrum der entlang der x-Achse differenzierten Kante dargestellt. Die MTF des experimentellen Aufbaus wurde bei ausgeschaltetem Bildwandlungsmodul und ohne das Filter (4) gemessen (vgl. Abbildung 3.56). Wird der Halbleiterwafer mit der IR-Quelle beleuchtet, kann ein Teil der durch den Halbleiterwafer transmittierten IR-Strahlung noch mit der CCD-Kamera detektiert werden. Diese Strahlung reicht aus, um das Bild des auf diese Methode ausgeleuchteten Abstandhalters mit dem Bilderfassungssystem aufzunehmen. Die obere Kurve entspricht einer solchen Konfiguration. Es zeigt sich, dass mit dem verwendeten experimentellen Aufbau das Spektrum der Kantenmaske nicht durch den optischen Aufbau beschränkt wird (Kurve (b)).

Das Spektrum der Kurve 3.59.b weist ein sehr interessantes Verhalten auf. Ab einer Frequenz von knapp 8 mm^{-1} flacht die Kurve deutlich ab, so dass sie bei etwa 30 mm^{-1} noch immer eine Amplitude von 10 % besitzt. Die Ursache für den spektralen Verlauf findet man im dazugehörigen Intensitätsprofil, welches in Abbildung 3.60 sowohl für eine Argon- als auch Neon-Gasentladung dargestellt ist. Der Graph zeigt die Intensitätsverteilung der beiden Gasentladungen innerhalb einer kleinflächigen kreisrunden

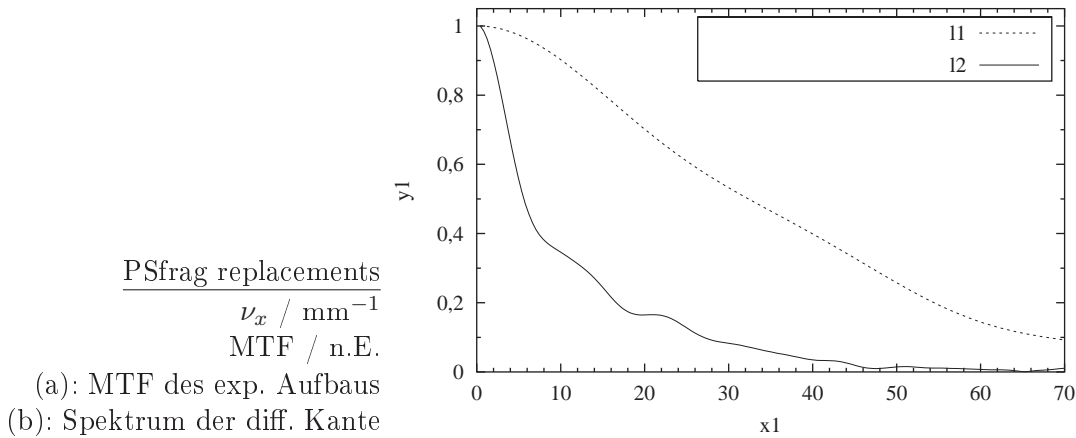


Abbildung 3.59: Vergleich der MTF des experimentellen Versuchsaufbaus mit dem räumlichen Spektrum der Lumineszenzstrahlung des Kantenmasken-Experiments. Parameter (a): Versuchsaufbau aus Abbildung 3.56 ohne IR-Filter; Parameter (b): Si-Zn Halbleiterwafer Z-68, $U_0 = 700 \text{ V}$, $p = 200 \text{ hPa Ar}$, $d_{\text{gap}} = 23 \mu\text{m}$, $j_{\text{irk}} = 0,50 \text{ mA/cm}^2$.

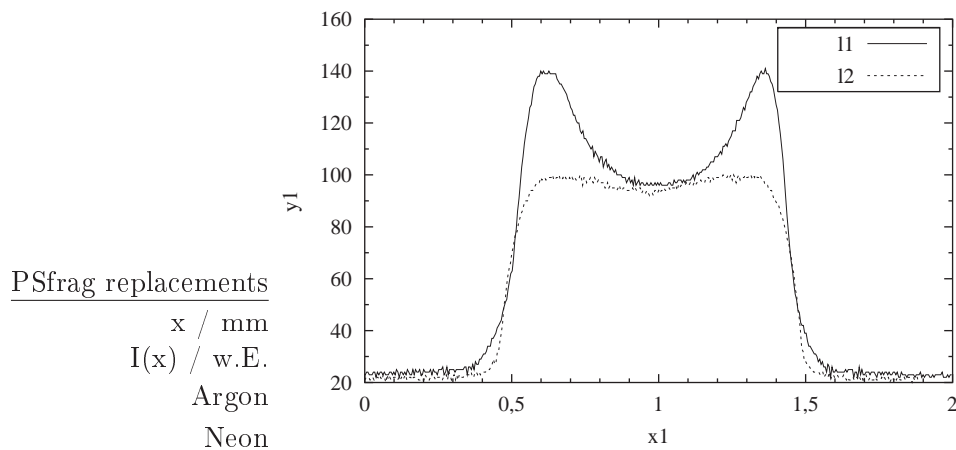


Abbildung 3.60: Vergleich des Intensitätsprofils einer Argon- und einer Neon-Gasentladung innerhalb eines einzelnen Lochs. Parameter („Argon“): Si-Zn-Halbleiterwafer Z-68, $U_0 = 700 \text{ V}$, $p = 100 \text{ hPa Ar}$, $d_{\text{gap}} = 130 \mu\text{m}$, $d_L = 1 \text{ mm}$. Parameter („Neon“) wie („Argon“), jedoch: $U_0 = 500 \text{ V}$.

Entladung mit einem Durchmesser von 1 mm. Die Argon-Gasentladung weist am Rand des Abstandhalters eine Erhöhung der Intensität der Lumineszenzstrahlung auf, welche den Grund für den flacheren Verlauf des Spektrums bei höheren Wellenzahlen darstellt. Die Erhöhung der Intensität am Randbereich kann wahrscheinlich auf Verzerrungen des elektrischen Feldes in diesem Bereich und auf Akkumulation von Ladungsträgern auf dem Rand zurückgeführt werden. Dagegen ist die Erhöhung der Intensität der Lumineszenzstrahlung bei einer Neon-Gasentladung nur ansatzweise zu erkennen. Ein möglicher Grund für den wesentlich konstanteren Intensitätsverlauf der Neon-Gasentladung muss in dem verwendeten Gas begründet liegen, denn sonstige Eigenschaften des Systems wurden nicht signifikant verändert. Bei den Arbeiten mit Neon als Füllgas des IR-

Sfrag replacements

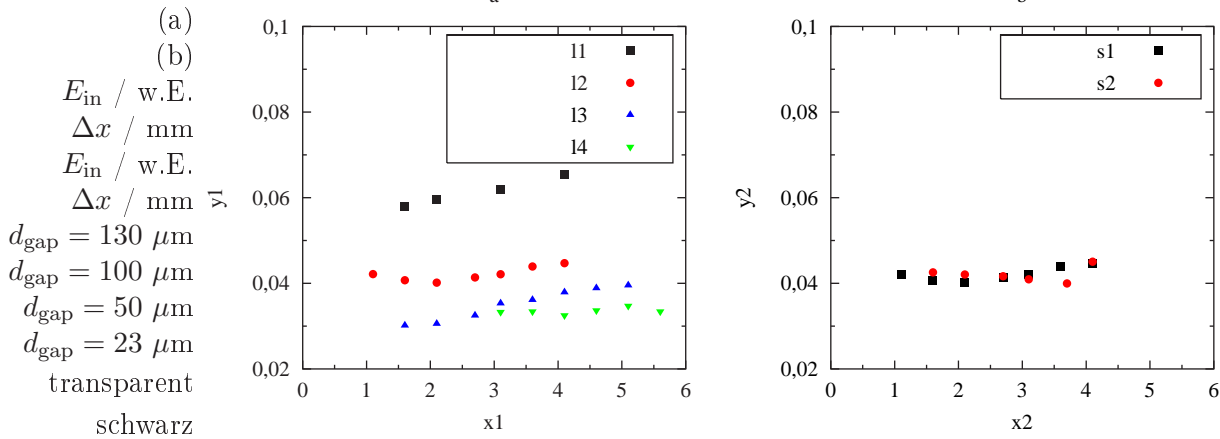


Abbildung 3.61: Abhängigkeit der Halbwertsbreite Δx des abgeleiteten Kantenprofils von der Bestrahlungsstärke E_{in} für transparente Abstandhalter mit unterschiedlicher Dicke (a) und von der Transparenz des Abstandhalters bei gleicher Dicke (b). Parameter (a): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-68, $U_0 = 700$ V, $p = 100$ hPa Ar, $j_{irk} = 0,50$ mA/cm²; Parameter (b): wie (a), jedoch $d_{gap} = 100$ μ m.

Konverters zeigte sich, dass sich dieses verglichen mit Argon wesentlich schwieriger stabilisieren lässt und schnell zu stark lokalisierten Durchbrüchen mit hohen Stromdichten neigt. Aus diesen Gründen ist es auch schwierig, ebenso hohe Versorgungsspannungen wie bei einem Argon-System anzulegen. Die in Abbildung 3.60 angelegte Spannung $U_0 = 500$ V war bei der verwendeten Konfiguration die höchst mögliche Spannung für einen gleichmäßigen Betrieb.

Bei den nun folgenden Experimenten wurde die Intensitätsverteilung einer Argon-Gasentladung näher untersucht. Das Ziel dieser Untersuchungen war es, mögliche Bedingungen für eine optimale Lochgröße zu finden. Als Maß diente die Breite der Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung am Rand der Kantenmaske. Einerseits ist es denkbar, dass beim Unterschreiten dieser Breite die Entladung nicht mehr aufrecht erhalten werden kann, andererseits nutzt man bei entsprechender Lochgröße die Intensitätserhöhung optimal aus. Somit stellt man auf jeden Fall sicher, dass der Konversionsfaktor am Ausgang des IR-Konverters maximal ist. Als besonders robust gegenüber Gradienten und/oder stark verrauschten Intensitätsprofilen hat sich dabei folgende Methode zur Bestimmung der Kantenbreite erwiesen. Zunächst wurde die Ableitung berechnet, um dann mittels eines in LabTalk geschriebenen Programms dessen Halbwertsbreite (HWB) zu bestimmen. Da die Kantenbreite gerade das doppelte dieser HWB ist, wurden in den folgenden Darstellungen nur die HWBn der Ableitungen angegeben.

In Abbildung 3.61.a wurde zunächst die Abhängigkeit der HWB von der einfallenden IR-Bestrahlungsstärke E_{in} für unterschiedliche Abstände d_{gap} untersucht. Die hier gewählten Parameter repräsentieren ein typisches Verhalten für sämtliche übrigen Parameter. Es zeigt sich bis auf geringfügige Schwankungen, welche auf Messunsicherheiten zurückzuführen sind, dass der IR-Konverter fast keine Abhängigkeit von der einfallenden Strahlungsflussdichte E_{in} aufweist. Dagegen nimmt mit Verringerung des Abstands d_{gap} die HWB deutlich ab. Ähnlich wie die einfallende Strahlungsflussdichte E_{in} hat auch die Transparenz des Abstandhalters keinen Einfluss auf die Breite der

PSfrag replacements

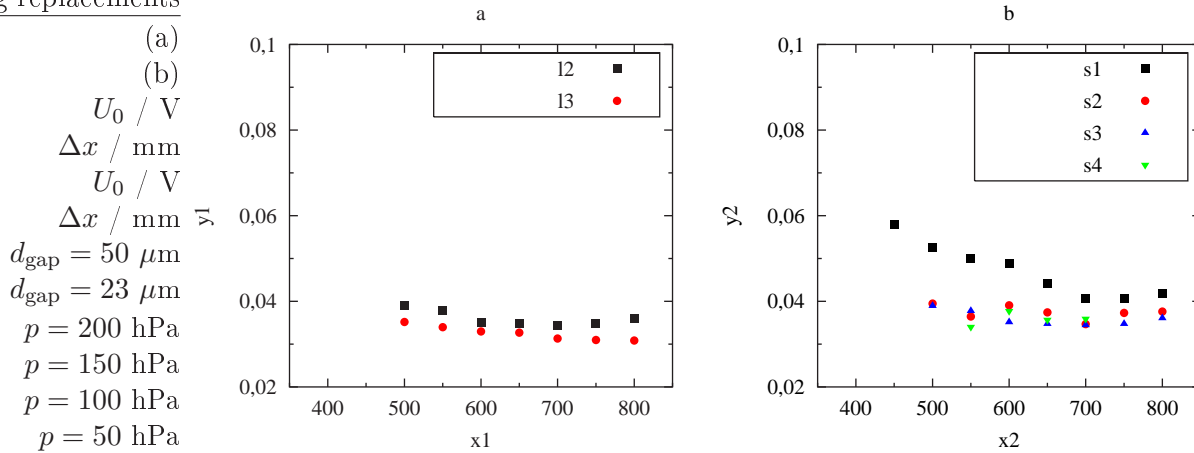


Abbildung 3.62: Abhängigkeit der Halbwertsbreite Δx von der Versorgungsspannung U_0 für unterschiedliche Abstände d_{gap} (a) und für unterschiedliche Drücke p (b). Parameter (a): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-68, $p = 100$ hPa Ar, $E_{\text{in}} = 4$ w.E.; Parameter (b): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-68, Füllgas Ar, $d_{\text{gap}} = 50$ μm , $E_{\text{in}} = 4$ w.E..

Kante, wie die Ergebnisse in Abbildung 3.61.b beweisen. Sowohl für einen transparenten als auch einen schwarzen Abstandhalter sind die HWBn fast identisch.

In Abbildung 3.62 sind die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen an der Kantenmaske in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung U_0 für unterschiedliche Abstände d_{gap} (a) und unterschiedliche Drücke p (b) dargestellt. Bei der Abhängigkeit von der Versorgungsspannung U_0 für unterschiedliche Abstände d_{gap} zeigt sich, dass sich durch U_0 die HWB nicht stark beeinflussen lässt. Im Graphen (b) der Abbildung wurde im Unterschied zum Graphen (a) der Abstand d_{gap} und nicht der Druck p konstant gewählt. Bei dieser Konfiguration sieht das Verhalten ein wenig anders aus. Mit zunehmender Versorgungsspannung U_0 verringert sich die Δx und zusätzlich ist eine Abhängigkeit vom Druck p zu erkennen, wobei durch Verringerung dieser Größe ebenfalls die Breite der Kante abnimmt.

Mit den hier erzielten Ergebnissen ergeben sich für die im Folgenden verwendeten Mikrokanalarrays folgende optimale Lochgröße. Bei einer Dicke von $d_{\text{gap}} = 130$ μm sollte der Lochdurchmesser nicht geringer als etwa $2 \times 0,06$ mm = 120 μm sein. Diese Dicke besitzen die im Unterabschnitt 3.5.4 verwendeten Abstandhalter. Dagegen besitzen die Abstandhalter in Unterabschnitt 3.5.5 eine Dicke von $d_{\text{gap}} = 50$ μm , so dass sich für diese ein Lochdurchmesser von mindestens $2 \times 0,03$ mm = 60 μm als optimal erweisen sollte. Bei beiden Größen wurden mittlere Werte für Δx aus Abbildung 3.61 verwendet.

3.5.4 Experimentelle Ergebnisse des Mikrokanalarrays mit hexagonaler Lochanordnung

Die Abbildung 3.63 zeigt in der oberen Reihe Aufnahmen des optischen Systems des Versuchsaufbaus. Dazu wird der IR-Konverter ausgeschaltet, der IR-Filter aus dem Versuchsaufbau entfernt und das Bildwandlungsmodul mit dem Beleuchtungssystem illuminiert (vgl. Abbildung 3.56). Ein Teil der durch den Halbleiterwafer transmittierten IR-Strahlung kann auf diese Weise mit der nachgeschalteten CCD-Kamera erfasst

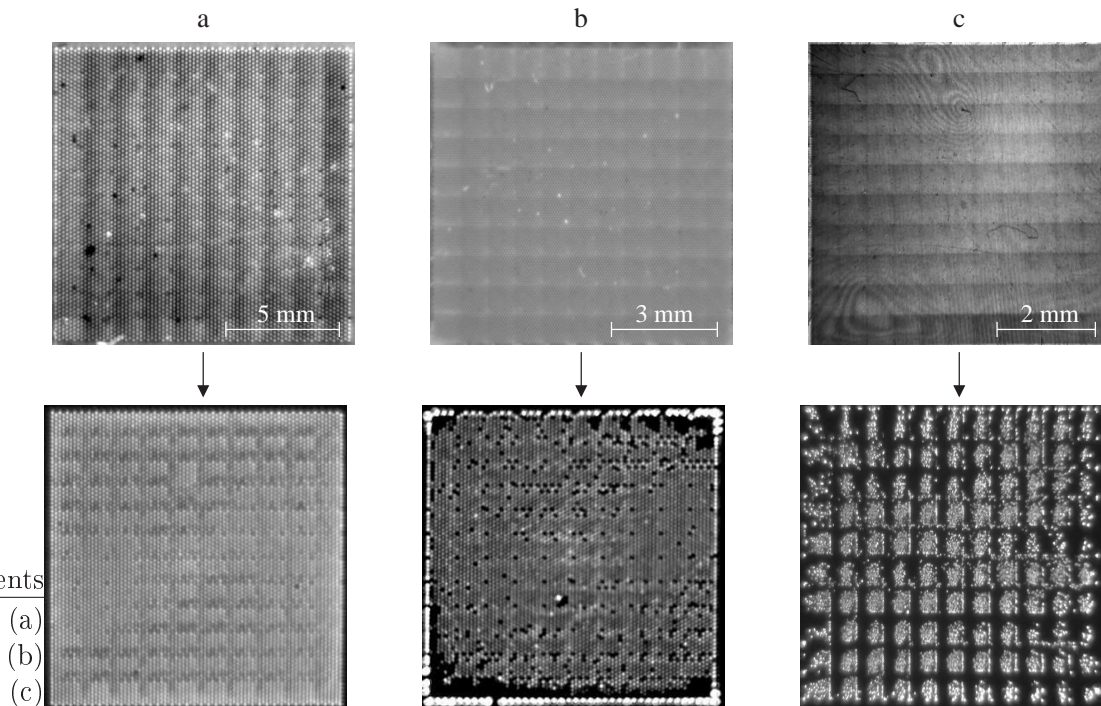


Abbildung 3.63: Bilder der Mikrokanalfolien und der Gasentladung für drei unterschiedliche Mikrokanalarrays mit hexagonaler Lochanordnung. Parameter (a) - (c): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-68, $U_0 = 700$ V, $p = 100$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 130$ μm ; zusätzlich für (a): Lochdurchmesser $d_L = 140$ μm , Lochabstand $D_L = 150$ μm , $i_{\text{IRK}} = 350$ μA ; zusätzlich für (b): $d_L = 90$ μm , $D_L = 100$ μm , $i_{\text{IRK}} = 200$ μA ; zusätzlich für (c): $d_L = 40$ μm , $D_L = 50$ μm , $i_{\text{IRK}} = 220$ μA .

werden. Somit stellen die drei Bilder in der oberen Reihe Aufnahmen der Mikrokanalarrays mit hexagonaler Lochanordnung dar, wobei von Bild (a) über (b) nach (c) der Lochabstand und Lochdurchmesser abnehmen. Sind auf dem Bild (a) noch die einzelnen Löcher klar zu erkennen, reicht bei den folgenden Bildern die Auflösung der gewählten Darstellung nicht mehr aus, um die Lochstruktur der Folien zu erkennen. Allerdings ist bei allen drei Aufnahmen ein regelmäßiges Muster zu erkennen, welches auf den Herstellungsprozess zurückzuführen ist. Darüber hinaus sind in allen Bildern entweder sehr helle oder auch schwarze Bereiche innerhalb des Arrays zu erkennen. Dies sind Defekte, welche entweder auf fehlende Löcher oder auf beispielsweise durch Staub verstopfte Löcher zurückzuführen sind.

In der unteren Reihe der Abbildung 3.63 sind typische Lumineszenzverteilungen der jeweiligen Mikrokanalarrays dargestellt. Zeigt sich im Bild (a) noch eine verhältnismäßig homogene Intensitätsverteilung bei homogener Beleuchtung, konnte in den Bildern (b) und (c) kein gleichmäßiges Zünden der Entladungslöcher erzielt werden. Dieses Verhalten wird nochmals durch eine vergrößerte Darstellung in Abbildung 3.64 veranschaulicht. Auch bei dieser Abbildung zeigt die obere Reihe Bilder der Mikrokanalarrays mit den darunterliegenden Aufnahmen der Lumineszenzstrahlung des jeweiligen Mikrokanalarrays.

Bei bisher verwendeten Arrays als Abstandhalter zeigte sich, dass die Zündspannung U_z etwa 100 V oberhalb der Paschenkurve (Abbildung 2.7) des unstrukturierten Abstandhalters liegt. Dabei wird als Zündspannung jenes U_0 bezeichnet, bei dem der

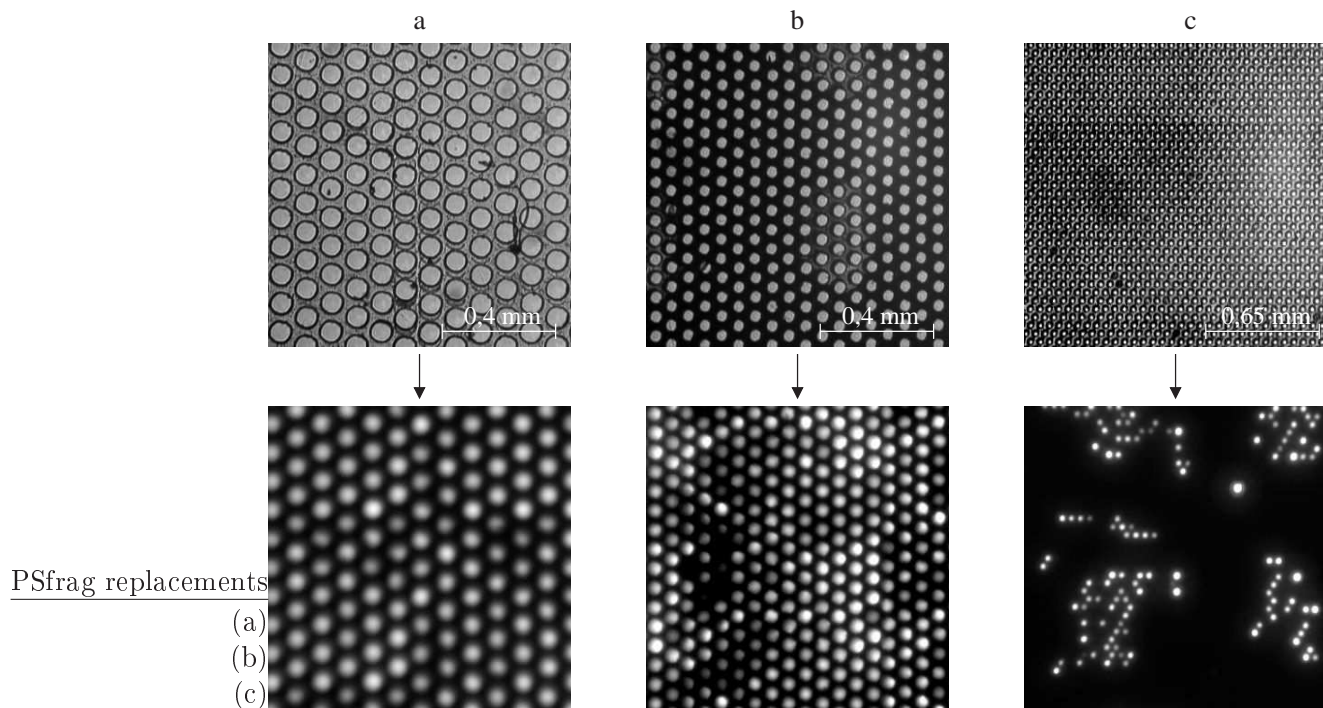


Abbildung 3.64: Vergrößerter Ausschnitt der Bilder aus Abbildung 3.63. Parameter wie in Abbildung 3.63.

integrale Strom sprunghaft ansteigt. Je nach MKA kann dies mit einem gleichmäßigen Zünden sämtlicher Löcher oder aber nur kleiner Bereiche einhergehen. Eine genaue Beschreibung des jeweiligen Szenarios erfolgt in den folgenden Abschnitten für jedes MKA einzeln. Wird die Versorgungsspannung U_0 bei allen MKAs von höheren Werten verringert, erlischt die Gasentladung bei allen drei Arrays deutlich unterhalb ihrer Zündspannung. Die Lumineszenzstrahlung erlosch typischerweise erst bei der Zündspannung des unstrukturierten Abstandhalters. Da das Verhalten der drei Mikrokanalarrays oberhalb der Zündspannung bei Änderung der Systemparameter sich komplett von dem Verhalten unstrukturierter Abstandhalter unterscheidet.

Mikrokanalarray 1a

Mit dem Array, welches den größten Lochabstand besitzt, wurden die besten Ergebnisse erzielt. Bereits beim Überschreiten der Zündspannung zünden sämtliche Löcher und es zeigen keine zeitlichen Fluktuationen. Beim Erhöhen der Versorgungsspannung steigt die Intensität der Lumineszenzstrahlung proportional an. Ein ebenfalls proportionaler Zusammenhang wurde zwischen der einfallenden IR-Bestrahlung und der Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung beobachtet. Bei der Auswahl des Drucks sollten moderate Werte gewählt werden, denn bei zu niedrigen Drücken ($p \ll 100$ hPa) zünden nicht alle Löcher gleichmäßig.

Somit kann das MKA 1a als raumzeitlich stabil angesehen werden und eignet sich prinzipiell zum Einsatz im IR-Konverter. Allerdings kann auf Grund des großen Lochabstandes von $D_L = 150 \mu\text{m}$ keine Steigerung der räumlichen Auflösung erzielt werden. Da aber Produktionskosten und -aufwand verhältnismäßig niedrig sind, eignet sich die-

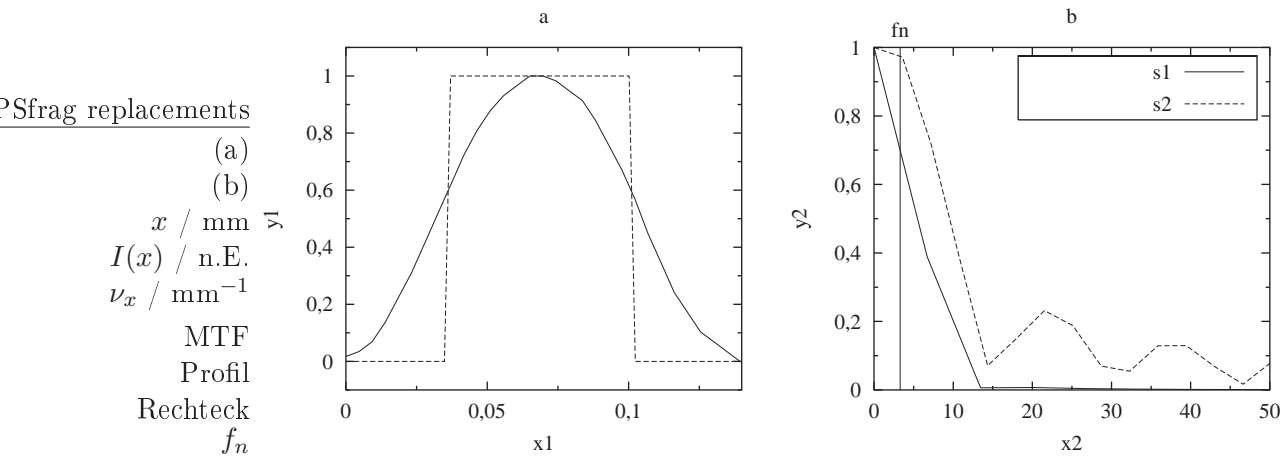


Abbildung 3.65: Berechnung der MTF eines Pixels des MKAs 1a. Profilverläufe eines Pixels (a) und die dazugehörigen MTF des Pixels (b). Die Beschriftung in Graph (b) bezieht sich auch auf Graph (a). f_n ist die NYQUIST-Frequenz des Bildsensors, welcher durch den Pixelabstand bestimmt wird. Parameter: wie in Abbildung 3.63.

ser Abstandhalter zur räumlichen Stabilisierung einer Gasentladung, bei der eine sehr hohe räumliche Auflösung nicht erforderlich ist. Beispielsweise eignet sich ein solcher Abstandhalter bereits, um Strukturbildungsprozesse der Gasentladung innerhalb eines Halbleiter-Gasentladungssystems zu unterdrücken (vgl. Abschnitt 1.3). Filamentäre Strukturen besitzen in diesen Systemen einen Durchmesser von typischerweise mindestens 1 mm [Astrov und Purwins (2001)], so dass sich diese entlang einer Raumrichtung aus mindestens 7 Pixel zusammensetzen. Vergleicht man diesen Wert mit der Auflösung einer filamentären Struktur, die direkt mit einer Standard CCD-Kamera aufgenommen wird, liegt die Diskretisierung durch den Bildsensor in etwa in der gleichen Größenordnung (beispielsweise werden bei einer vertikalen Auflösung von 256 Pixel und einem zu erfassenden Durchmesser der Gasentladung von 40 mm mindestens 6 Pixel für ein Filament benötigt).

In Abbildung 3.65 wurde aus dem Intensitätsprofil eines Pixels die dazugehörige MTF berechnet. In Graph (a) ist neben dem gemessenen Profil des Pixels, welches in sehr guter Näherung durch eine Gaußskurve angepasst werden kann, ein Rechteckprofil dargestellt. Die Breite dieses Profils entspricht der doppelten Standardabweichung der an das Profil angepassten Gaußverteilung. Die dazugehörigen MTFen des Pixels sind dem Graph (b) zu entnehmen. Ab f_n treten Aliasing-Effekte auf. Dabei zeigt sich, dass wegen der gaußförmigen Verteilung des Intensitätsprofils die MTF, die wieder eine Gauß-Funktion ist, wesentlich schneller abfällt als die Fouriertransformierte des Rechteckfensters, welche eine si-Funktion ist. Somit wirkt sich die Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung vorteilhaft auf die Gesamt-MTF des IR-Konverters aus. Zusätzlich sollte man weitere mögliche MOIRÉ-Effekte beachten, die auftreten können, wenn das durch die MKA diskretisierte Bild des Filaments mit einer nachfolgenden CCD-Kamera erfasst wird.

Mikrokanalarray 1b

Bereits beim Überschreiten der Zündspannung arbeitet dieses Array nicht gleichmäßig. Vielmehr bilden sich bevorzugte Bereiche aus, die mit Erhöhung der Versorgungsspannung sowohl an Intensität als auch an räumlicher Ausdehnung zunehmen. Beim Herunterfahren der Zündspannung zeigt sich ein entgegengesetztes Verhalten. Die Pixel am Rand des Abstandhalters erlöschen als letzte. Bei zusätzlicher Beleuchtung des Systems bei ausreichend hoher Versorgungsspannung ist ein Zünden weiterer Löcher schwierig. Vielmehr steigt mit zunehmender IR-Bestrahlung die Intensität der gezündeten Löcher an. Durch Variation des Drucks kann das Verhalten des Mikrokanalarrays nicht gleichmäßiger operieren als in Abbildung 3.63.b gezeigt. Zwar treten bei konstanter Beleuchtung keine Fluktuationen innerhalb eines Lochs auf, aber auf Grund der räumlichen Inhomogenitäten eignet sich dieses Mikrokanalarray nicht als Abstandhalter im IR-Konverter.

Mikrokanalarray 1c

Noch ungünstiger verhält sich das Mikrokanalarray mit dem kleinsten Lochdurchmesser $d_L = 40 \mu\text{m}$. Beim Erreichen der Zündspannung zündet die Gasentladung nur in vereinzelt Löchern. Bei Erhöhung der Zündspannung gelingt es auch vereinzelt Nachbarlöchern zu zünden. Zusätzlich zeigt sich bei diesen geringen Lochdurchmessern eine zeitliche Instabilität. Vorhandene gezündete Löchern schwanken in ihrer Intensität oder aber auch neue Löcher zünden ganz spontan ohne äußeren Einfluss. Durch zusätzliche IR-Bestrahlung des IR-Konverters können nur die bereits gezündeten Löcher weiter an Intensität zunehmen. Eine weitere großflächige Ausdehnung der Gasentladung ist nicht möglich. Auch durch Variation des Drucks war eine Verbesserung des Verhaltens nicht möglich. Die Eigenschaften der MKA 1c erlauben einen Betrieb als Abstandhalter im IR-Konverter nicht.

Vergleich der experimentellen Beobachtungen mit den Ergebnissen des Abstandhalters mit einem kleinflächigen Entladungsraum

Der optimale Lochdurchmesser bei einer Dicke von $d_{\text{gap}} = 130 \mu\text{m}$ ist nach den Voruntersuchungen aus Abschnitt 3.5.3 $d_L = 120 \mu\text{m}$. Diese Bedingung erfüllt nur das MKA 1a, so dass der abgeleitete Lochdurchmesser für eine funktionstüchtige Entladung ein gutes Maß zu sein scheint. Allerdings ist auch noch eine weitere Erklärung im Zusammenhang mit der Mikrokanalfolie mit hexagonalem Lochabstand möglich. Betrachtet man die Bilder der Lumineszenzstrahlungsverteilung der Abbildung 3.63 genau, fällt auf, dass die inaktiven Bereiche in (b) und (c) bzw. die schwächeren Bereiche in (a) am Rand der Herstellungsmaske liegen. Innerhalb dieser Bereiche sind die Lochdurchmesser schmaler als im Zentrum der Herstellungsmaske. Zündet die Entladung innerhalb eines bestimmten Bereichs, vorzugsweise in den größten Löchern, werden somit benachbarte kleinere Löcher unterdrückt und eine Zündung wird unmöglich.

Daraus ergeben sich einige wesentliche Schlussfolgerungen. Zum einem reagiert das System sehr empfindlich auf marginale Unterschiede in der Lochgröße und zum anderen könnte durch eine höhere Herstellungspräzision der beobachtete Effekt zumindest minimiert werden. Außerdem scheint bei den verwendeten Materialien das Verhältnis des Lochdurchmessers zur Dicke des Abstandhalters sehr wichtig zu sein.

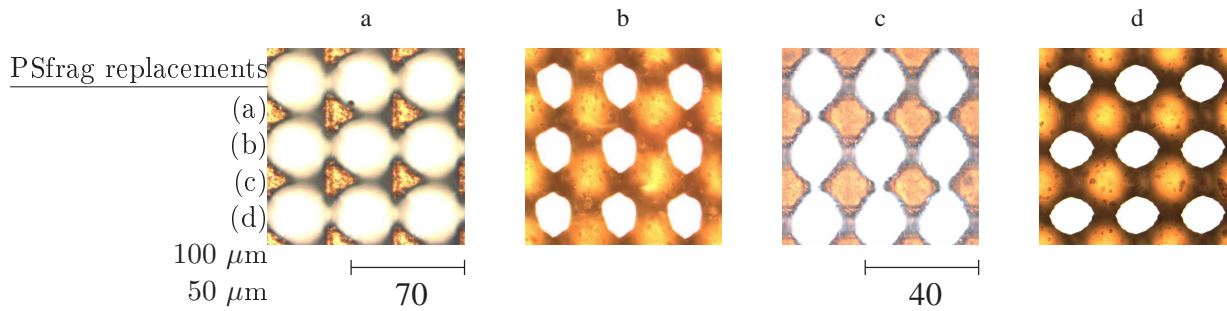


Abbildung 3.66: Lichtmikroskopische Aufnahmen der strukturierten Mikrokanalarrays mit Verbindungsgräben zwischen den Löchern. Bild (a) ist die Vorderseite, Bild (b) die Rückseite des MKAs 2a (Tabelle 3.2) und Bild (c) die Vorderseite bzw. Bild (d) die Rückseite des MKAs 2b (Tabelle 3.3).

3.5.5 Experimentelle Ergebnisse des Mikrokanalarrays mit Verbindungsgräben zwischen den Löchern

Die Schlussfolgerungen aus dem vorangegangenen Unterabschnitt waren die Grundlage für die Herstellung der in diesem Unterabschnitt vorgestellten Mikrokanalarrays. Zum einen zeichnen sich diese Arrays dadurch aus, dass jedes Loch einzeln gebohrt wurde und somit alle Löcher ein sehr hohes Maß an Ähnlichkeit untereinander aufweisen. Zum anderen sollte durch das Hinzufügen von Verbindungsgräben zwischen benachbarten Löchern ein Austausch von Teilchen ermöglicht werden, um mögliche Ungleichmäßigkeiten zu kompensieren und ein Zünden der Nachbarlöcher zu erleichtern. Da die Herstellung solcher Abstandhalter einen sehr hohen Zeit- und Kostenaufwand bedeuteten, wurden zwei Arrays mit nur jeweils 100 Löchern hergestellt. Ein mit einem Mikroskop vergrößerter Ausschnitt der Ober- und Unterseite beider Arrays ist in Abbildung 3.66 dargestellt. Die Bilder (a) und (b) gehören zum MKA 2a, die Bilder (c) und (d) zum MKA 2b. Die Eintrittslöcher auf der Vorderseite wirken bei beiden Arrays unscharf, was auf das Vorhandensein der Gräben zurückzuführen ist. Auf den Bildern der Rückseite erkennt man, dass die Löcher zwar nicht kreisrund aber sehr gleichmäßig in die Folie eingebracht sind.

Man beachte, dass die Kantenlänge des gesamten Arrays nur etwa $700\ \mu\text{m}$ (MKA 2a) bzw. $400\ \mu\text{m}$ (MKA 2b) beträgt. Somit eignen sich die beiden MKAs nur zum Nachweis der Funktionstüchtigkeit eines auf diese Weise strukturierten Abstandhalters. In Abbildung 3.67 zeigen die Bilder (a) und (b) die Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung der MKAs 2a und 2b. Es zeigt sich, dass jeweils alle 100 Löcher gleichmäßig zünden und beim Erhöhen der Versorgungsspannung oder der Bestrahlungsintensität die Intensität der Lumineszenzstrahlung proportional ansteigt. Bei den durchgeführten Experimenten erwies sich ein Druck von $p \geq 100\ \text{hPa}$ als sinnvolle Größe. Der fließende Strom wurde nicht als Stromdichte angegeben, da eine Umrechnung sich als schwierig erwiesen hat. Zwar besitzen die Löcher auf der Unterseite einen wohl definierten Lochdurchmesser, aber auf der Oberseite ist dieser wegen der Gräben ein wenig größer. Eine ausführliche Diskussion dieses Problems erfolgt im nächsten Unterabschnitt 3.5.6.

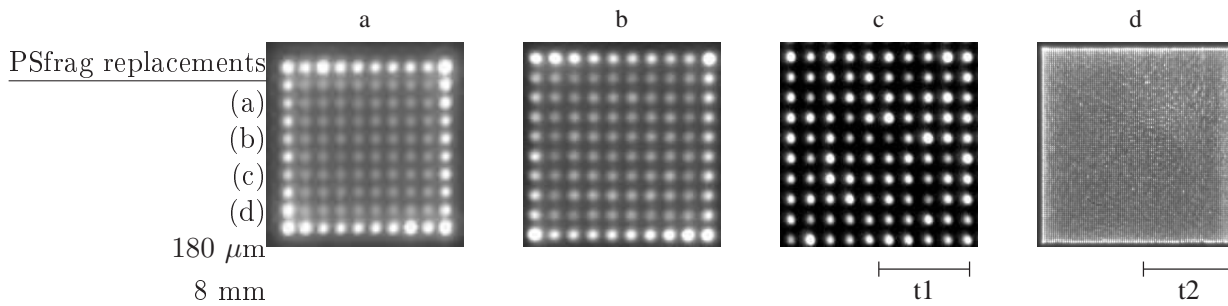


Abbildung 3.67: Bilder der Lumineszenzstrahlung bei verschiedenen Mikrokanalararrays (MKA). Bild (a) gehört zum MKA 2a, Bild (b) zum MKA 2b. Bei beiden Aufbauten sind die Gräben dem Halbleiterwafer zugewandt. Die Bilder (c) und (d) zeigen die Intensitätsverteilung des MKAs 2c, dabei ist (c) ein vergrößerter Ausschnitt von (d). Parameter (a): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-68, $U_0 = 700$ V, $p = 150$ hPa Ar, MKA 2a, $i_{\text{irk}} = 17$ μA , Gräben zum Halbleiterwafer; Parameter (b): wie zuvor, jedoch $i_{\text{irk}} = 4,6$ μA , MKA 2b; Parameter (c) und (d): wie (a), jedoch $i_{\text{irk}} = 31$ μA , MKA 2c.

Mikrokanalarray 2c

Für den Einsatz des IR-Konverters als Bilderfassungssystem werden Arrays mit mehr als nur 10×10 Pixel benötigt. Da aber die Herstellung eines größeren Arrays mit Verbindungsgräben zwischen den Löchern aus Kostengründen derzeit nicht möglich ist, wurde ein Mikrokanalarray hergestellt, bei dem auf die Verbindungsgräben zwischen den Löchern verzichtet wurde. Wie die Aufnahmen (c) und (d) der Abbildung 3.67 belegen, ist ein gleichmäßiger Betrieb über die Fläche des Abstandhalters möglich, wobei sich das verwendete Array aus 200×200 Pixel mit einem Lochabstand $D_L = 40$ μm und einem Lochdurchmesser $d_L = 30$ μm zusammensetzt. Das Bild (c) ist ein vergrößerter Ausschnitt des Bildes (d), um das MKA 2c besser mit den beiden vorangegangenen Arrays vergleichen zu können.

Wie bereits das MKA 1a (hexagonale Lochanordnung mit einem Lochabstand $D_L = 150$ μm) und die beiden kleinflächigen MKAs 2a und 2b verhält sich das hier vorgestellte MKA 2c ähnlich bezüglich der Variation der Systemparameter Versorgungsspannung U_0 und Druck p . Vorteilhaft sind bei diesem Abstandhalter auch eine Betriebsspannung von oberhalb $U_0 = 500$ V und Drücke von mindestens $p = 100$ hPa. Außerdem zeigt sich auch bei diesen MKAs, dass das Verhältnis d_l/d_{gap} eine wichtige Größe ist.

Pixel-MTFen der MKAs 2a und 2b

In Abbildung 3.68 sind die Pixel-MTFen der MKAs 2a (a) und 2b (b) dargestellt. Für beide Lochdurchmesser wurde die Fouriertransformierte für das an eine Gaussverteilung angepasste Intensitätsprofil und für ein Rechteckfenster mit der doppelten Breite der Standardabweichung berechnet (vgl. Beschreibungen zur Pixel-MTF auf Seite 132). Bei beiden Systemen zeigt sich ebenfalls das schon diskutierte Verhalten der Pixel-MTF, welches zu geringeren Aliasing-Effekten führt. Auf Grund der Gaussverteilung fällt die Fouriertransformierte schneller als die Fouriertransformierte des Rechteckfensters ab.

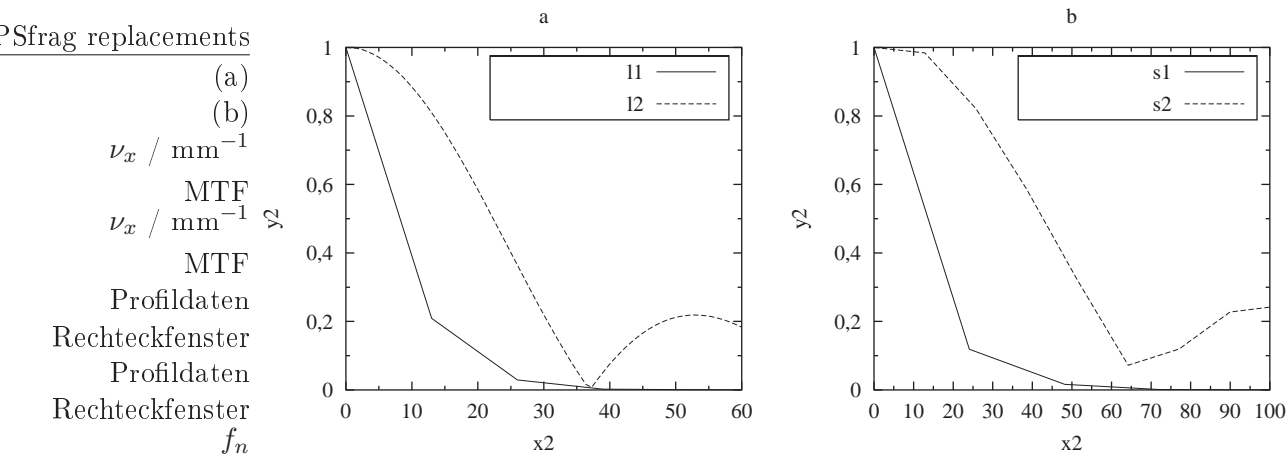


Abbildung 3.68: Pixel-MTFen der MKAs 2a und 2b. Die Intensitätsprofile zur Berechnung der MTFen stammen jeweils von einem Pixel im Zentrum der Abbildung 3.67.a bzw. 3.67.b.

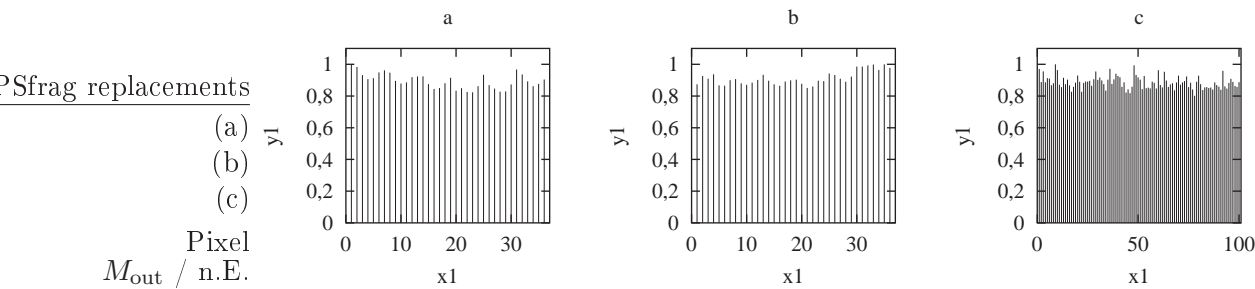


Abbildung 3.69: Intensitätsverteilung der Pixel der entsprechenden Mikrokanalarrays aus Abbildung 3.67 bei homogener Beleuchtung. In den beiden ersten Graphen wurde die integrale Intensitätsverteilung der innersten 6×6 Pixel bzw. in Graph (c) der innersten 10×10 Pixel berechnet. Parameter: wie in Abbildung 3.67.

3.5.6 Homogenität und dynamischer Bereich

Nachdem die Funktionstüchtigkeit der beiden Mikrokanalarrays mit Verbindungsgräben zwischen den Löchern und des MKAs 2c qualitativ nachgewiesen werden konnte, erfolgt nun eine quantitative Bewertung der Homogenität und des dynamischen Bereichs dieser drei Abstandhalter. Als Referenz dient dabei eine unstrukturierte Gasentladung mit ansonsten vergleichbaren Systemeigenschaften.

Dazu wurde für jedes der innersten 6×6 Pixel der Bilder 3.67.a und 3.67.b die normierte integrale Intensität berechnet. Für das MKA 2c wurde diese Größe für eine 10×10 Pixel große Grundfläche berechnet. Zur Berechnung der integralen Intensität wurden die jeweiligen Bildausschnitte entsprechend ihrer Pixelanzahl in quadratische Bereiche aufgeteilt, innerhalb derer die Intensitätswerte aufsummiert wurden. Jeder Graph wurde auf sein jeweiliges Intensitätsmaximum normiert. Bei der Auswahl des Grundgebietes wurden bewusst die Randbereiche der Arrays ausgelassen, da sie ähnliche Randeefekte wie die unstrukturierte Gasentladung aufweisen. Die den drei Mikrokanalarrays zugehörigen Histogramme sind in Abbildung 3.69 zusammengefasst, wobei Graphen (a), (b) bzw. (c) den Intensitätsverteilungen der MKAs 2a, 2b bzw. des MKAs 2c

PSfrag replacements

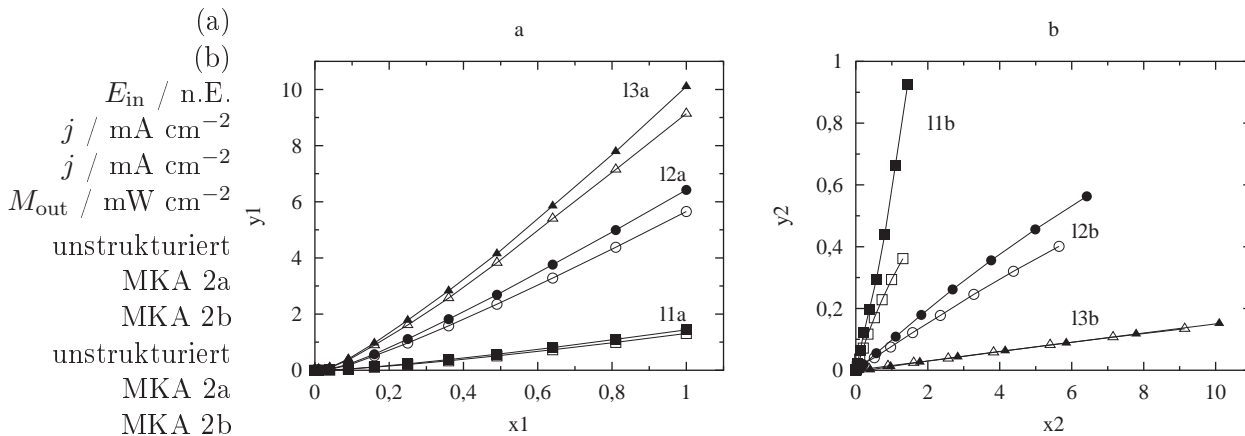


Abbildung 3.70: Vergleich der Konversionsgeraden am Eingang und am Ausgang des IR-Konverters zwischen dem unstrukturierten Abstandhalter und den MKA 2a bzw. 2b. Parameter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-68, $U_0 = 700 \text{ V}$, $p = 100 \text{ Pa}$ Ar (nicht ausgefüllte Symbole) bzw. $p = 150 \text{ hPa}$ Ar (ausgefüllte Symbole), $d_{\text{gap}} = 50 \mu\text{m}$.

zugeordnet sind. Für das MKA 2a ergibt sich eine Standardabweichung von 4,7%, für das MKA 2b 5,3% und für das MKA 2c 4,5%. Für eine unstrukturierte Gasentladung mit einer Grundfläche von etwa 1 mm^2 ergibt sich für einen unbeleuchteten IR-Konverter eine Standardabweichung von 3,0% (Fläche stammt aus Abbildung 2.10.a) bzw. für ein beleuchtetes System von etwa 2,2% (Fläche stammt aus Abbildung 3.45.b). Ein Vergleich der berechneten Werte zeigt, dass die strukturierten Abstandhalter eine etwas geringere Homogenität aufweisen, wobei aber der Fehler kaum mehr als 5% aufweist. Die Schwankungen innerhalb der Intensität der Lumineszenzstrahlung der Pixel stellen für eine nachträgliche Bildbearbeitung zur Verbesserung der Homogenität kein Problem dar. Bei Kamerasystemen zählt die so genannte Pixelkorrektur zu einer Standardmethode, um die Bildqualität zu steigern.

Neben der experimentellen Untersuchung der Homogenität der Lumineszenzstrahlung innerhalb der MKAs wurde der Einfluss dieser neuartigen Abstandhalter auf die Konversionsfaktoren am Eingang und am Ausgang des IR-Konverters untersucht. Der Nachweis der Linearität des MKAs 2c des Konversionsfaktors am Eingang und am Ausgang des IR-Konverters ist in Abbildung 3.70 dargestellt. Die Abhängigkeit der Stromdichte j von der einfallenden Bestrahlungsstärke E_{in} ist für zwei unterschiedliche Drücke in Abbildung 3.70.a zusammengestellt. Zum Vergleich ist zusätzlich der Konversionsfaktor des unstrukturierten Abstandhalters in das Diagramm eingezeichnet. Da die Löcher der MKAs einen konischen Verlauf aufweisen, wurde zur Berechnung der Stromdichte der Mittelwert aus dem Durchmesser der Ober- und Unterseite bestimmt. Bei dem MKA 2a wurde eine effektive Fläche von $d_L = 45 \mu\text{m}$ bzw. beim MKA 2b ein Durchmesser von $d_L = 35 \mu\text{m}$ zugrunde gelegt. Wie zu erwarten, verringert sich der Konversionsfaktor R_{in} bei Abnahme des Lochdurchmessers. Eine Kalibrierung der Geraden mit dem Konversionsfaktor R_{in} aus Abschnitt 3.2.3 ist nicht möglich, da ein anderer Halbleiterwafer verwendet wurde.

Dagegen ist eine Kalibrierung des Konversionsfaktors R_{out} mit den experimentellen Ergebnissen aus Abschnitt 3.2.3 möglich, so dass die Ergebnisse in Abbildung 3.70.b in absoluten Größen angegeben werden können. Die Kalibrierung erfolgte an Hand der

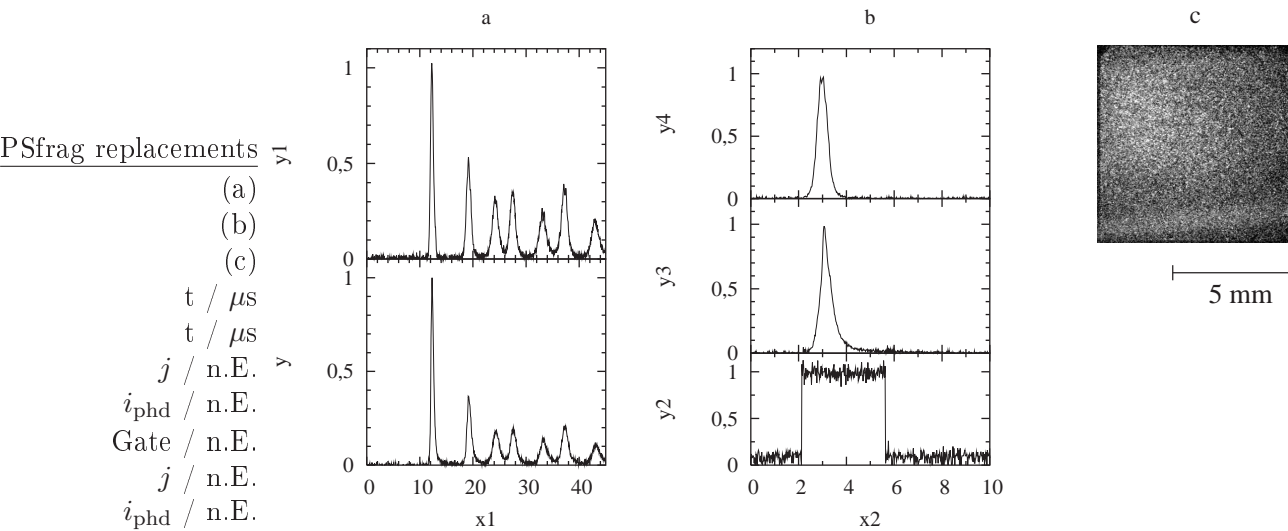


Abbildung 3.71: Zeitliches Antwortverhalten des MKAs 2c auf Laserpulse mit einer Pulsdauer von einigen μs . Die beiden oberen Graphen in (b) zeigen einen detaillierten Ausschnitt von (a). Der untere Graph in (b) ist der Triggerpuls für das Bild in (c), dabei spiegelt die Länge des Pulses die Belichtungsdauer der Kamera wider. Bei der Kamera handelt es sich um die ICCD-Kamera DiCAM-2 von PCO. Parameter (a) und (b): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-68, $U_0 = 600 \text{ V}$, $p = 100 \text{ hPa Ar}$, MKA 2c; Parameter der ICCD-Kamera (c): $t_{\text{exp}} = 3,5 \mu s$, Gain 7,0 w.E..

Geraden der unstrukturierten Gasentladung. Auch beim Verlauf dieser Kurven zeigt sich, dass mit Verringerung des Lochdurchmessers auch der Konversionsfaktor R_{out} abnimmt. Sowohl R_{in} als auch R_{out} zeigen für die beiden MKAs einen linearen Verlauf, so dass diese Strukturierung keinen negativen Einfluss auf den IR-Konverter als Bilderfassungssystem ausübt.

3.5.7 Zeitliches Auflösungsvermögen

Die in diesem Unterabschnitt beschriebenen Experimente untersuchen den Einfluss eines strukturierten Abstandhalters auf das zeitliche Verhalten des IR-Konverters. Der Versuchsaufbau und die Durchführung der experimentellen Untersuchungen entspricht denen aus Abschnitt 3.3.3, wo das zeitliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters mit einer unstrukturierten Gasentladungsschicht untersucht wurde. Bei den nun folgenden Experimenten wurde das MKA 2c als Abstandhalter verwendet.

Die Abbildung 3.71 zeigt die wesentlichen Ergebnisse der ersten experimentellen Untersuchungen zum zeitlichen Verhalten eines strukturierten Abstandhalters. Im Teil (a) der Abbildung sind der integrale Intensitätsverlauf des einfallenden Laserpulses, welcher an einer schnellen Photodiode gemessen wurde, und die Stromdichte j_{irk} des IR-Konverters einander gegenübergestellt. Auf der gewählten Zeitskala von einigen $10 \mu s$ zeigt sich, dass der IR-Konverter in der Lage ist, diese Signale zeitlich aufzulösen. Nur das Höhenverhältnis des ersten Peaks zu den folgenden wird nicht korrekt wiedergegeben. Dieses Verhalten wurde bereits bei dem unstrukturierten Abstandhalter in Abschnitt 3.3.3 beobachtet, so dass keine wesentliche Veränderung gegenüber dem dort verwendeten Abstandhalter nachgewiesen werden konnte. Im Teil (b) der Abbildung ist der erste Spike nochmals vergrößert dargestellt. Aus dieser Darstellungsform

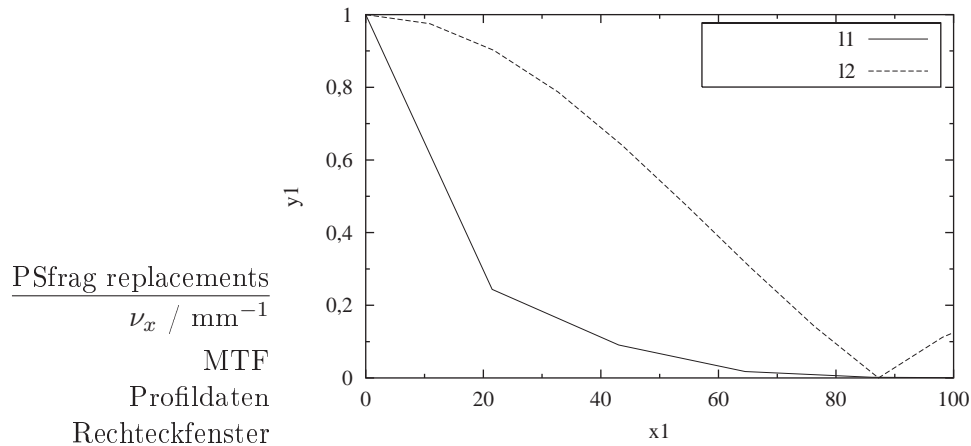


Abbildung 3.72: Pixel-MTF eines Pixels aus dem Zentrum des MKAs 2c in Abbildung 3.67.c.

geht hervor, dass die steigende Flanke der Stromdichte des IR-Konverters keine merkbare Verzögerung bei der gewählten zeitlichen Auflösung zeigt. Somit ist $\tau_1 \leq 1 \mu\text{s}$ (vgl. Abschnitt 3.3.3). Vergleicht man diesen Wert mit den experimentellen Ergebnissen der zeitlichen Auflösung eines nicht strukturierten Systems, zeigt sich eine deutliche Verbesserung des zeitlichen Auflösungsvermögens. Eine zeitliche Auflösung τ_1 von unterhalb $2 \mu\text{s}$ erreicht das unstrukturierte System nur mit einer zusätzlichen Erhöhung der Dunkelstromdichte, welche in den vorliegenden Experimenten nicht verwendet wurde. Eine physikalische Erklärung für das wesentlich kürzere Antwortverhalten von τ_1 könnte über Ladungsträger an den Wänden möglich sein. Zu Beginn des Pulses wirken sie verstärkend, indem sie die Lawinenbildung neuer Ladungsträger unterstützen. Das Abklingverhalten der Stromdichte j des strukturierten Systems erreicht einen Wert von $\tau_3 = 2 \mu\text{s}$. Auch dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie beim unstrukturierten Abstandhalter.

Die bisherigen Ergebnisse haben nur das integrale Verhalten des IR-Konverters untersucht. In Abbildung 3.71.c ist daher die zweidimensionale Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung des Pulses aus Teil (b) der entsprechenden Abbildung dargestellt. Der Belichtungszeitpunkt und die Länge sind im unteren Graphen der Abbildung 3.71.b zu sehen. Als Kamera wurde die ICCD-Kamera Modell DiCAM-2 der Firma PCO verwendet. Auf Grund der geringen Intensität der Lumineszenzstrahlung und der kurzen Belichtungszeit musste die Verstärkung der Kamera relativ hoch gewählt werden. Dadurch weist das Bild eine sehr schlechte Qualität auf und eine eingehende Analyse der Homogenität unmöglich wird. Dennoch scheint es, als ob die Gasentladung über die gesamte Fläche des MKAs mehr oder weniger gleichmäßig operiert. Der leichte Gradient in Richtung der oberen linken Ecke ist auf die Inhomogenität des Laserstrahlprofils zurückzuführen.

3.5.8 Räumliches Auflösungsvermögen

In den theoretischen Vorbemerkungen wurde gezeigt, dass das räumliche Auflösungsvermögen durch den Lochabstand der Pixel bestimmt wird. Bei einem Lochabstand $D_L = 40 \mu\text{m}$ des MKAs 2c muss demnach die maximale räumliche Auflösung unter-

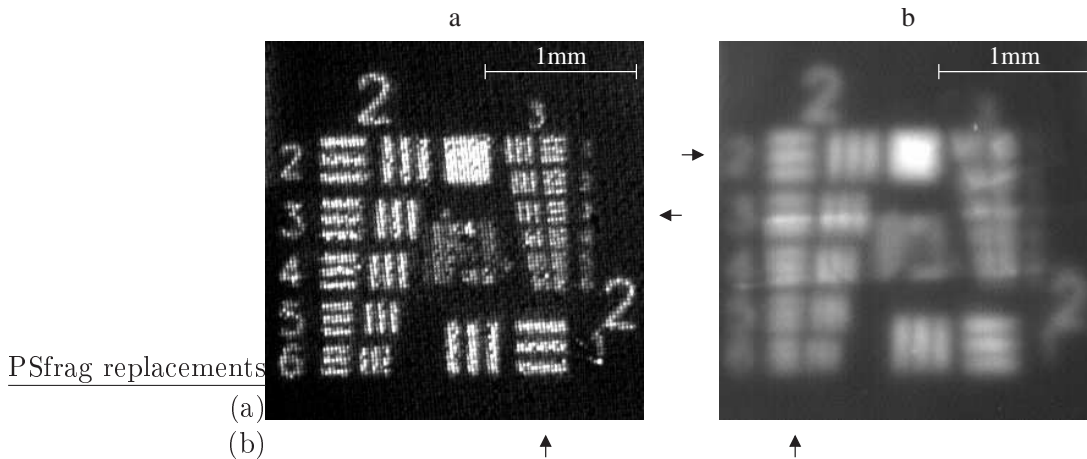


Abbildung 3.73: Vergleich der räumlichen Auflösung zwischen dem MKA 2c (a) und einem unstrukturierten Abstandhalter (b) bei ansonsten ähnlichen Bedingungen. Parameter (a): Si:Zn-Halbleiterwafer Z-68, $U_0 = 700$ V, $p = 100$ hPa, $d_{\text{gap}} = 50$ μm , MKA 2c, $E_{\text{in}} = 1$ n.E.; Parameter (b): wie zuvor, jedoch unstrukturierter Abstandhalter.

halb von 12,5 lp/mm liegen. Die Untersuchungen dieses Abschnitts liefern den experimentellen Beweis, dass dieser Wert auch tatsächlich erreicht wird. Der Versuchsaufbau und die Durchführung der experimentellen Untersuchungen entspricht denen aus Abschnitt 3.4.2. In dem Abschnitt wird das räumliche Auflösungsvermögen mittels der USAF-Testmaske bestimmt.

In Abbildung 3.73.a ist das Bild der USAF-Testmaske für den IR-Konverter mit dem MKA 2c als Abstandhalter zu sehen. In diesem Bild ist das Element 3 der Gruppe 3 noch als getrenntes Linienmuster zu erkennen. Es entspricht einer maximalen räumlichen Auflösung von 10,1 lp/mm, welcher knapp unterhalb des theoretisch zulässigen Maximalwertes von 12,5 lp/mm liegt. In Abbildung 3.73.b ist das räumliche Auflösungsvermögen eines unstrukturierten Abstandhalters bei ansonsten identischen Parametern zum Vergleich dargestellt. Der IR-Konverter erreicht in dieser Konfiguration eine Auflösung von 4,49 lp/mm. Durch die Einführung des MKAs 2c konnte das räumliche Auflösungsvermögen deutlich gesteigert werden, wobei diese Steigerung auch technisch einsetzbar ist. Zwar zeigten die experimentellen Untersuchungen in Abschnitt 3.4.3, dass auch mit dem unstrukturierten System eine Auflösung bis etwa 8 lp/mm prinzipiell möglich ist, dafür musste aber die Dicke des Abstandhalters derart dünn gewählt werden, dass ein stabiler Einsatz des IR-Konverters als Bilderfassungssystem nicht möglich war. Somit stellt das in dieser Arbeit vorgeschlagene MKA 2c derzeit die einzige Möglichkeit dar, das räumliche Auflösungsvermögen erheblich zu steigern. Bei einer Länge der Diagonalen von 25 mm ist eine maximale Pixelanzahl von 625 pix entlang der Diagonalen möglich.

3.5.9 Zusammenfassung

Die in diesem Abschnitt vorgestellten experimentellen Ergebnisse ermöglichen eine Steigerung des räumlichen Auflösungsvermögens des IR-Konverters auf bis zu 625 pix mit einem Lochabstand von 40 μm entlang einer Diagonalen. Erreicht wurde diese Auflösung durch eine Strukturierung der Gasentladung in eine Vielzahl kleiner Entladungskanäle.

le, die ein sehr hohes Maß an Ähnlichkeit aufweisen müssen. Dabei stellt jeder dieser Kanäle ein eigenes Pixel dar. Die Verdoppelung der räumlichen Auflösung (gegenüber einer unstrukturierten Gasentladung) geht ohne jegliche Verminderung der zeitlichen Auflösung einher.

Eine weitere Möglichkeit zur Optimierung der räumlichen Auflösung könnten Glasfaserkapillare darstellen. Zu den zentralen Vorteilen zählt sicherlich die größere Homogenität der Lochdurchmesser und Lochabstände, welche auf die Herstellung zurückzuführen ist, und die moderaten Herstellungskosten. Der Konversionsfaktor R_{out} sollte sich nur unwesentlich ändern, da der Füllfaktor etwa genauso groß wie bei den verwendeten MKAs ist. Ein wesentlicher Nachteil besteht darin, dass die Scheiben sehr leicht brechen können und es sehr schwierig ist, Dicken unterhalb von $d_{\text{gap}} = 300 \mu\text{m}$ zu erreichen. Allerdings sollte ein stabiler Betrieb leichter möglich sein, da die Dielektrizitätskonstante geringer ist und sich somit die elektrischen Eigenschaften eines einzelnen Lochs vorteilhafter für die Gasentladung gestalten. Erste Experimente mit Glasfaserkapillaren wurden bereits mit Erfolg durchgeführt und zeigen, dass bei einer Schichtdicke von einigen hundert μm bei einem Lochdurchmesser von etwa $10 \mu\text{m}$ eine stabile und verhältnismäßig gleichmäßige Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung erzielt werden kann.

Eine weitere Möglichkeit zur Strukturierung könnten so genannte *Gas Electron Multiplier*, GEM, bieten. Mit solchen Mikroentladungen können bereits großflächige Arrays homogen gezündet werden [Cho et al. (1999), Park et al. (2001)], auch werden bereits ortsauflösende IR-Detektoren auf der Basis dieser GEMs vorgeschlagen [Park et al. (2002)]. In Verbindung mit dem IR-Konverter ist es denkbar, dass der Abstandhalter des IR-Konverters durch eine solche GEM-Folie ergänzt werden kann. Erste vorläufige Experimente zeigen, dass eine solche Entladung auch im IR-Konverter-Betrieb einsetzbar ist. Allerdings wurden bisher nur Entladungen in einem einzelnen Kanal getestet [Portsel (2003b)]. Der Nachweis mit großflächigen Folien steht noch aus.

Kapitel 4

Anwendungen

In diesem Kapitel werden die Anwendungsfelder aufgezeigt, in denen der IR-Konverter einsetzbar ist. Dabei stand für die verschiedenen Anwendungen ein jeweils angepasstes IR-Kamerasystem zur Verfügung, welches sich aus einem IR-Konverter und einer VIS-Kamera zusammensetzte. Eine Vorstellung dieser verschiedenen Systeme wird in Abschnitt 4.1 gegeben.

Die wichtigsten durchgeführten Erprobungen des IR-Konverters als IR-Bilderfassungssystem setzen sich aus den Themenbereichen der Laserstrahlprofilanalyse und der Thermographie zusammen. Im Bereich der Laserstrahlprofilanalyse wurden unterschiedliche IR-Laser untersucht (Abschnitt 4.2). Die Applikationen im Bereich der Thermographie demonstrieren die raumzeitliche IR-Intensitätsverteilung einer über einen kurzen Strompuls aufgeheizten Metallfolie (Abschnitt 4.3) und die Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen (Abschnitt 4.4). Im Anschluss daran werden noch zwei weitere Anwendungen aufgezeigt, bei denen der IR-Konverter eingesetzt wurde (Abschnitt 4.5). Abhängig von der Intensität und der geforderten Geschwindigkeit zur Beobachtung der IR-Strahlungsfelder kamen verschiedene VIS-Kamerasysteme zum Einsatz. Dabei reicht das Spektrum dieser Systeme von gatebaren ICCD-Kameras mit niedrigen Bildwiederholraten, „normalen“ Videokameras über schnelle ICCD-Kameras bis hin zu ultraschnellen Framingsystemen (die Geschwindigkeitsangaben „langsam — schnell — ultraschnell“ wurden bereits in der Einleitung auf Seite 3 definiert). Dabei lag der Schwerpunkt der durchgeführten Experimente auf Anwendungen, bei denen eine schnelle bzw. ultraschnelle Erfassung der IR-Strahlungsfelder im Vordergrund stand, da gerade in diesen Zeitbereichen der IR-Konverter Phänomene visualisieren kann, welche mit derzeit kommerziell verfügbaren IR-Kamerasystemen nicht oder nur sehr eingeschränkt zugänglich sind.

4.1 Benutzte Gesamtsysteme

Zur bildhaften Erfassung zweidimensionaler IR-Strahlungsfelder werden in diesem Kapitel verschiedene IR-Kamerasysteme verwendet, welche sich aus einem IR-Konverter und einer VIS-Kamera zusammensetzen. Dieser Abschnitt beschreibt sowohl die verwendeten IR-Konverter als auch die verschiedenen VIS-Kamerasysteme, die zum Einsatz kamen.

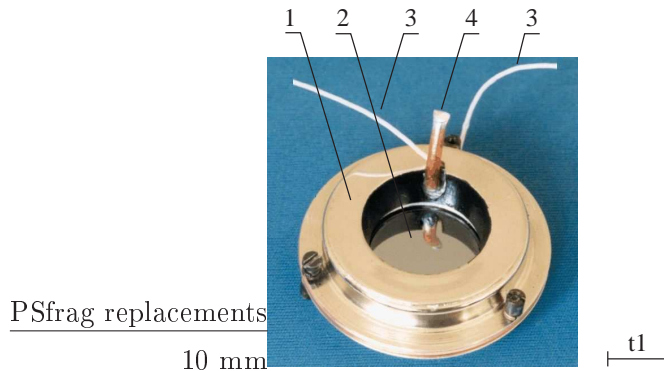


Abbildung 4.1: Geschlossenes Bildwandlungsmodul. Die Aufnahme zeigt die Eingangsseite mit einer Wärmeabschirmung (1), den Halbleiterwafer (2), die beiden elektrischen Anschlüsse (3) für die Hochspannung und den versiegelten Füllstutzen (4).

4.1.1 Verwendete IR-Konverter

Der in Kapitel 3 verwendete IR-Konverter setzt sich aus einem offenen Bildwandlungsmodul und speziell für dieses Modul entwickelten Kryostaten zusammen. Neben dieser „Laborversion“ des IR-Konverters wurden Systeme entwickelt, welche sich im Gegensatz zu dem bisher eingesetzten IR-Konverter durch ihre Kompaktheit auszeichnen. Diese können als „Prototypen“ eines kommerziellen Produktes angesehen werden. Diese IR-Konverter setzen sich aus einem geschlossenen Bildwandlungsmodul und einem Kryostaten zusammen und können wahlweise mit LN_2 oder einem kompakten STIRLING-Kühler betrieben werden.

In diesem Kapitel werden Anwendungsbeispiele beschrieben, bei denen sowohl das geschlossene als auch das offene Bildwandlungsmodul verwendet wurden. Die Beschreibungen der offenen Version und des dazugehörigen Kryostaten befinden sich in Abschnitt 3.1.1.

Geschlossenes Bildwandlungsmodul

Im Gegensatz zu dem offenen Bildwandlungsmodul ist das geschlossene Modul nicht für einen regelmäßigen Austausch seiner Komponenten konzipiert. Der Halbleiterwafer und die Glasscheibe sind mit dem Halter hermetisch verriegelt. Nur über einen Füllstutzen kann der Gasraum einmalig befüllt werden. Einer der wesentlichen Vorteile dieses Moduls ist die kompakte Abmessung. Ein fertig zusammengebautes und versiegeltes Bildwandlungsmodul ist in Abbildung 4.1 dargestellt. In der Aufnahme ist die Eingangsseite des IR-Konverters zu erkennen. Dieses Bildwandlungsmodul setzt sich aus einer Wärmeabschirmung (1) und dem eigentlichen Modul zusammen, wobei ein Betrieb auch ohne die Abschirmung möglich ist. Sinnvoll ist der Betrieb des geschlossenen Bildwandlungsmoduls ohne Abschirmung dann, wenn das Gewicht des Systems möglichst gering sein sollte. Das Bildwandlungsmodul mit Abschirmung wiegt etwa 110 g, wovon allein die Abschirmung etwa 35 g ausmacht.

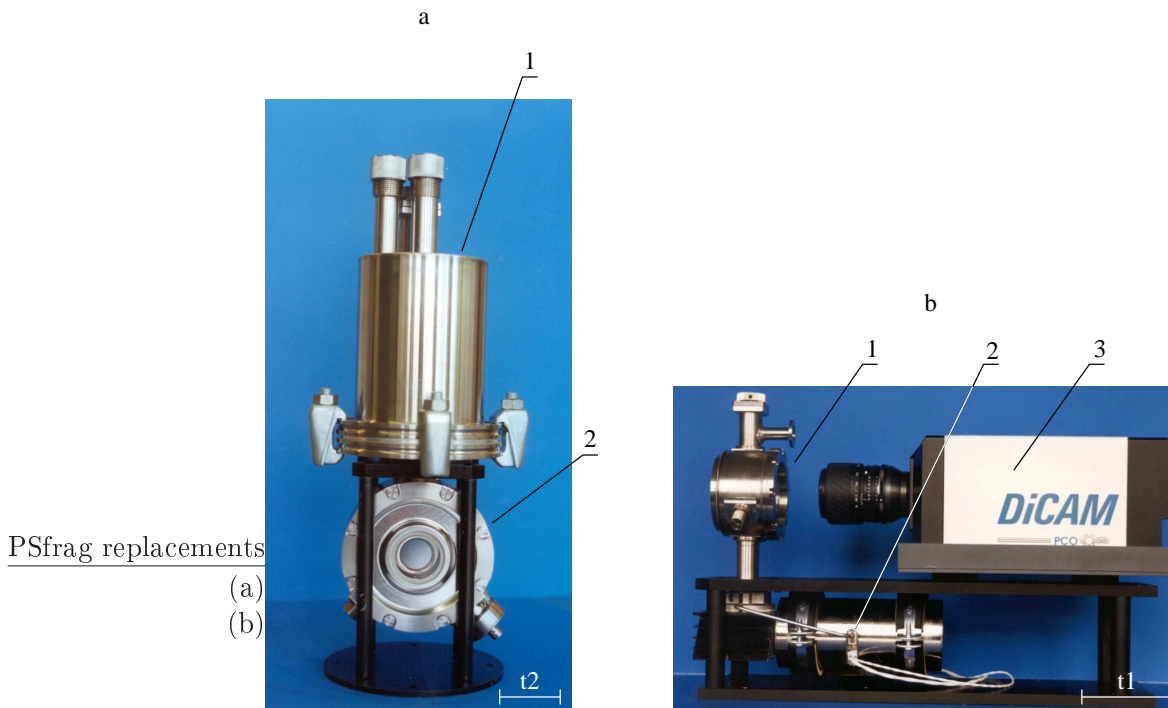


Abbildung 4.2: Kryostaten für das kompakte Bildwandlungsmodul. In (a) ist ein mit LN₂-Kühlung betriebenes System dargestellt, welches sich aus einem Dewar (1) und einem Rezipienten (2) zusammensetzt. Das Bild (b) zeigt ein komplettes IR-Kamerasystem, welches sich aus einem Rezipienten (1), einem kompakten STIRLING-Kühler (2) Modell SL-200 der Firma AIM und einer ICCD-Kamera Modell DiCAM-2 der Firma PCO zusammensetzt.

Kryostat

Die Kühlung des geschlossenen Bildwandlungsmoduls kann entweder mit flüssigem Stickstoff oder mit einem STIRLING-Kühler bei ausreichender Kühlleistung erfolgen. Berechnungen der thermophysikalischen Parameter des IR-Konverters haben ergeben, dass das System bei LN₂ Temperatur im DC-Betrieb eine Kühlleistung von etwa 2,5 W benötigt. Bei diesem Wert wurde eine elektrische Leistung der Gasentladungszelle von 1 W angesetzt. Der Wert verringert sich, wenn der IR-Konverter im gepulsten Betrieb eingesetzt wird. Dann ergibt sich eine Leistung von etwa 1,5 W [Matern et al. (2002b)].

Derzeit existieren zwei unterschiedliche Kryostaten, von denen der eine mit LN₂ und der andere mit einem kompakten STIRLING-Kühler betrieben wird. In Abbildung 4.2 sind die beiden Systeme dargestellt.

Das Bild (a) zeigt den kompakten Kryostaten, der mit LN₂ betrieben wird. Der obere Teil (1) des Kryostaten, das so genannte Dewar, nimmt etwa 1 l LN₂ auf. Mit dieser Menge kann der IR-Konverter für etwa 5 bis 6 Stunden betrieben werden. In dem runden Rezipienten (2) des Kryostaten befindet sich ein geschlossenes Bildwandlungsmodul, das über einen Kühlfinger im thermischen Kontakt mit dem LN₂-Tank steht. Der gesamte Aufbau wird über einen der oberen Flansche evakuiert und mit LN₂ befüllt.

Der Kryostat auf Basis des kompakten STIRLING-Kühlers (2) SL-200 der Firma AIM ist in Bild (b) dargestellt. Dieser Kühler besitzt eine Kühlleistung von 2 W bei einer Temperatur von 80 K. Somit reicht seine Kühlleistung gerade für den Betrieb des IR-

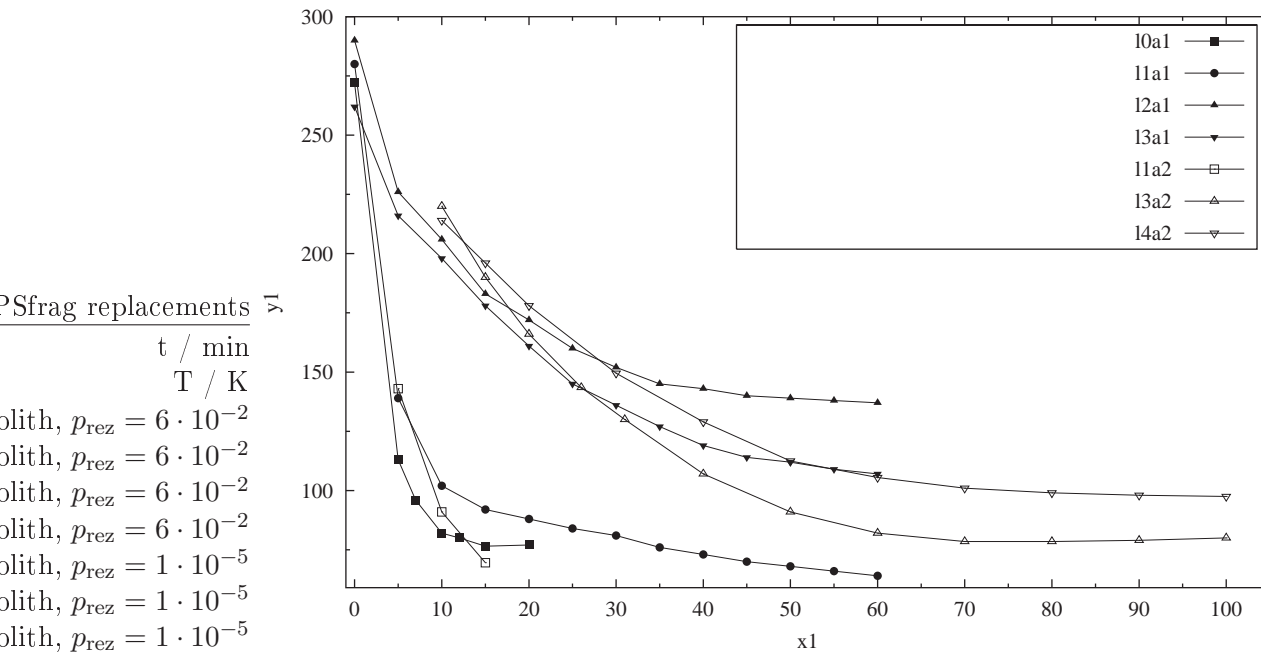


Abbildung 4.3: Abkühlkurven des kompakten STIRLING-Kühlers SL-200 der Firma AIM für unterschiedliche Konfigurationen des Rezipienten. Die Abkürzungen BWM und Ab. bedeuten „geschlossenes Bildwandlungsmodul“ bzw. „Abschirmung“.

Konverters aus (siehe Abbildung 4.3). Der runde Rezipient (1) wird über den oberen Flansch evakuiert. Dabei muss der Druck $p_{\text{rez}} \leq 10^{-4}$ hPa sein, um eine Temperatur von mindestens 100 K zu erreichen. In Verbindung mit der Kamera (3) DiCAM-2 der Firma PCO stellt das Bild ein typisches IR-Kamerasystem dar, das bei den in dem vorliegenden Kapitel durchgeführten Experimenten verwendet wurde.

Um das geschlossene Bildwandlungsmodul mit dem kompakten STIRLING-Kühler SL-200 der Firma AIM zu betreiben, mussten sowohl am Bildwandlungsmodul als auch am Kühler selbst geringfügige Veränderungen vorgenommen werden. Bei einer Leistungsaufnahme von knapp 84 W (22 V · 3,8 A) heizt sich der Kompressor des Kühlers ohne zusätzlich Kühlung innerhalb von 90 min von Raumtemperatur auf etwa 60 °C auf. Durch dieses Aufheizen verringert sich die Effizienz des Kühlers. Aus diesem Grund wurde auf der äußeren Flächen des Kompressorzylinders ein Kühlgerippe mit einem Lüfter installiert. Durch den Luftstrom des Ventilators und der größeren Fläche des Kühlgerippes konnte die Temperatur des Kompressors unter voller Belastung auf 5 bis 10 °C oberhalb der Raumtemperatur stabilisiert werden. Einen Überblick über Abkühlkurven verschiedener Konfigurationen des optimierten Kompaktkühlers sind in Abbildung 4.3 zusammengestellt. Zu den wesentlichen Ergebnissen der durchgeführten Optimierungen zählt, dass sich die Abkühlzeit des Bildwandlungsmoduls maßgeblich durch die Masse und den Druck im Rezipienten beeinflussen lässt. Zusätzlich lässt sich die Abkühlzeit durch Hinzufügen von Zeolith, welches sich in einem sehr guten thermischen Kontakt mit dem Kühlfinger befindet, nochmals deutlich verkürzen. So ist der Kompaktkühler SL-200 in der Lage, ein nicht abgeschirmtes Bildwandlungsmodul innerhalb von etwa 40 min auf seine notwendige Betriebstemperatur abzukühlen.

4.1.2 Verwendete VIS-Kamerasysteme

Durch die Auswahl der VIS-Kamera zur Erfassung der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung wird die Geschwindigkeit des Gesamtsystems bestimmt, da der IR-Konverter in der Regel viel schneller ist als die meisten VIS-Kameras. Somit wird das zeitliche Auflösungsvermögen durch die nachgeschaltete VIS-Kamera festgelegt. Deren Auswahl ist wiederum von dem jeweiligen zu beobachtenden Phänomen abhängig. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass bei schnellen Prozessen eine intensivierete Kamera eingesetzt werden muss, da die Intensität der Lumineszenzstrahlung zu schwach ist, um von nicht intensivierten Kameras erfasst zu werden.

Neben den bereits beschriebenen Kamerasystemen, zu denen die Videokamera und ICCD-Kamera aus Abschnitt 3.1.3 zählen, wurden in diesem Kapitel drei weitere Systeme verwendet, die kurz vorgestellt werden.

CMOS-Kamera

Die in dieser Arbeit verwendete CMOS-Kamera HDRC der Firma IMS Chips zeichnet sich durch ihren enormen dynamischen Umfang von 120 db und einer Empfindlichkeit von 1 Lux aus. Zu den wesentlichen Vorzügen einer CMOS-Kamera gegenüber einer CCD-Kamera gehört sicherlich, dass eine Vielzahl von Verarbeitungsschritten und Kontrollfunktionen, die über das Sammeln von Photonen deutlich hinausgehen, parallel ausgeführt werden können bzw. direkt auf dem Chip implementiert sind. So können aus der 640×480 Pixel großen Sensorfläche, welche mit bis zu 25 fps ausgelesen werden kann, beliebig große Bereiche ausgeschnitten werden, um beispielsweise die Auslesegeschwindigkeit zu steigern. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurde ein 248×80 Pixel großer Ausschnitt gewählt, der dann mit einer Rate von 420 Hz ausgelesen werden konnte.

Schnelle ICCD-Kamera

Bei der in dieser Arbeit benutzten schnellen ICCD-Kamera handelt es sich um eine Proxitronic 1000 FPS der Firma Proxitronic, welche sich aus einem Kamerakopf mit einem zweistufigen Bildverstärker und einer Steuereinheit Fastcam Super 3k der Firma Photron zusammensetzt. Bei den Bildverstärkern handelt es sich um einen Typ der „2. Generation“ (MCP-Proxifier) und einen Typ der „1. Generation“ (Proxifier). Beide stammen der Firma Proxitronic. Beide Komponenten besitzen eine S-25 Photokathode und einen P-46 Phosphorschirm, der auf einen Glasfasertaper aufgebracht ist. Über den ersten kann die Belichtungszeit bis hinunter zu 5 ns geregelt werden. Die zweite Stufe ist eine Bildverstärker-Diode, mit dem die Kamera einen Lichtverstärkungsfaktor bis zu 10^5 W/W erreicht. Die Auslesegeschwindigkeit der CCD-Kamera kann in acht Stufen von 515×480 Pixel mit einer Bildwiederholrate von 30 fps bis zu 3000 fps mit einer Auflösung von 128×80 Pixel über die Steuereinheit Fastcam Super 2k variiert werden.

Framingkamera

Im Bereich der ultraschnellen Bilderfassung wurde die Framingkamera C4187 der Firma Hamamatsu Photonics eingesetzt. Eine vereinfachte schematische Darstellung der Funktionsweise des verwendeten Systems ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Ähnlich wie in

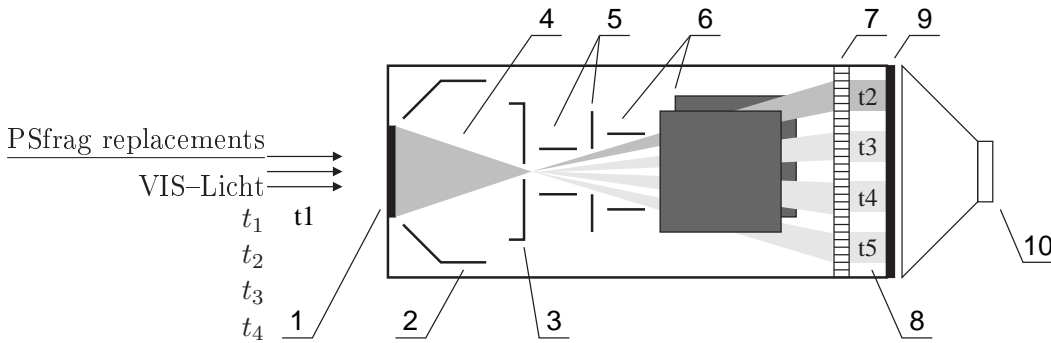


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Funktionsweise der verwendeten Framingkamera C4187 der Firma Hamamatsu Photonics. Das System besteht aus einer für VIS-Licht sensitiven Photokathode (1), Fokussierplatten (2), einer Anode (3), dem Elektronenkegel (4), Blenden (5), Ablenkplatten (6), MCP (7), nacheinander verstärkten Elektronenbilder (8), einem Phosphorschirm (9) und einer CCD-Kamera (10).

einem Bildverstärker der „2. Generation“ wird das Bild zunächst verstärkt, bevor es mit einer CCD-Kamera ausgelesen wird. Allerdings wird das aus der Photokathode austretende Elektronenbild zunächst durch Fokussierplatten auf einen Punkt abgebildet, in dessen Fokus sich eine elektronische Blende befindet. Daran schließen sich noch zwei weitere Paare von Ablenkplatten an, die den Kegel horizontal bzw. vertikal ablenken und so auf einen kleinen Teil der MCP abbilden. Mit diesem Aufbau ist es möglich, sehr schnell aufeinander folgende Elektronenbilder auf die MCP zu geben, ohne dabei Intensitäten einzubüßen, wie dieses beispielsweise bei Framingsystemen der Fall ist, die über einen Strahlteiler nacheinander mehrere gatebare ICCD-Kameras belichten. Die schematische Skizze zeigt vier Bilder, die nacheinander auf den Phosphorschirm abgebildet werden ($t_1 < t_2 < t_3 < t_4$). Die in der vorliegenden Arbeit verwendete Framingkamera C4187 besitzt eine S-20 Photokathode und eine MCP, die einen Durchmesser von 40 mm und eine Verstärkung von mindestens 1000 aufweist. Der P-20 Phosphorschirm wird mit einer 12 bit CCD-Kamera Modell 4880 der Firma Hamamatsu Photonics ausgelesen. Die Kamera kann bis zu 8 Bilder mit einer Bildwiederholrate bis zu 3 Mfps und einer minimalen Belichtungszeit von 50 ns aufnehmen. Der minimale Bildabstand zwischen zwei Bildern beträgt 300 ns. Eine detaillierte Übersicht und ein Vergleich mit weiteren VIS-Framingsystemen befindet sich im Anhang A.2.

Schlussbemerkungen

Auf zwei wichtige Komponenten des vorgestellten Gesamtsystems wurde noch nicht eingegangen. Es handelt sich dabei um die Optik auf der Eingangsseite, die die einfallenden IR-Strahlungsfelder auf den Halbleiterwafer abbildet, und um die Optik, die die Lumineszenzstrahlung der Gasentladung auf den Kamerasensor abbildet.

Die Auswahl der IR-Eingangsoptik ist stark von dem jeweiligen Anwendungsfeld und dem zu untersuchenden Wellenlängenbereich abhängig. In den in dieser Arbeit vorgestellten Anwendungen reichen die verwendeten Optiken von IR-Linsen zur einfachen Aufweitung eines Laserstrahls über ein einfaches BaF₂-Linsensystem bis hin zu einem speziell für den IR-Konverter entwickelten IR-Objektiv, das für einen Wellenlängenbereich zwischen 1,1 – 3 μm optimiert ist.

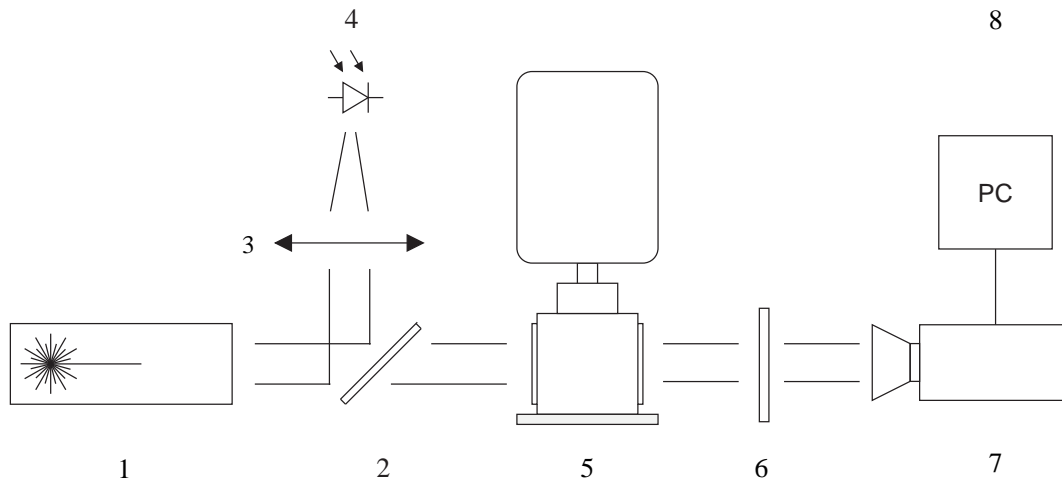


Abbildung 4.5: Schematischer Versuchsaufbau zur Laserstrahlprofilmessung bestehend aus Laser (1), Strahlteiler (2), Linse (3), Photodiode (4), IR-Konverter (5), Filter (6), Kamera (7) und einem Bilderfassungssystem (8).

Auf Lösungsvorschläge zur Kopplung der Gasentladung mit dem CCD-Bildsensor der nachgeschalteten VIS-Kamera wurde bereits im Abschnitt 3.2.4 ausführlich eingegangen. Dort wurden Kopplungseffizienzen zwischen den beiden Komponenten für verschiedene Linsensysteme bzw. Glasfasertaper angestellt. Es zeigte sich, dass bei hinreichend hoher Kopplungseffizienz der IR-Konverter zur Erfassung von Objekten, deren Temperatur nur marginal oberhalb ihrer Umgebungstemperatur liegt, geeignet ist (siehe Abbildung 3.23). Bei den hier vorgestellten Applikationen erfolgte die Abbildung der Gasschicht auf die VIS-Kamera ausschließlich über ein Standard-Objektiv.

4.2 Laserstrahlprofilanalyse von IR-Lasern

Als Anwendung, in der der IR-Konverter eine bedeutende Rolle spielen kann, ist die Strahlprofilanalyse von IR-Lasern zu nennen. Gerade in diesem Bereich kann der IR-Konverter in Verbindung mit ultraschnellen VIS-Kameras seine hohe zeitliche Auflösung voll ausschöpfen, da in der Regel die einfallenden Intensitäten sehr hoch sind. Die damit verbundene hohe Leuchtdichte der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung ermöglicht in dieser Situation den Einsatz von ultraschnellen Framingsystemen. Die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente umfassen Untersuchungen an drei unterschiedlichen Lasertypen mit ebenfalls unterschiedlichen Wellenlängen. Als VIS-Kamera wurden eine ICCD-Kamera und eine Framingkamera verwendet.

4.2.1 Versuchsaufbau und -durchführung

In Abbildung 4.5 ist der schematische Versuchsaufbau zur Laserstrahlprofilanalyse skizziert. Als Quelle (1) standen ein Nd:YAG- mit der Wellenlänge $\lambda = 1,318 \mu\text{m}$, ein Er:YAG mit einer Wellenlänge $\lambda = 2,94 \mu\text{m}$ und ein Er:YSSG-Laser mit der Wellenlänge $\lambda = 2,79 \mu\text{m}$ zur Verfügung. Bei einigen Experimenten wurde zur Messung des integralen Verlaufs des Pulses über einen Strahlteiler ein Teil des Lasers über eine Linse (3) auf eine schnelle Photodiode (2) gegeben. Der durch den Strahlteiler trans-

mittierte Teil des Laserpulses fiel auf den IR-Konverter (5). Bei einigen Experimenten wurde dieser Strahl mittels eines Linsensystems aufgeweitet, um die aktive Fläche des IR-Konverters besser auszunutzen. Mittels eines Filters (6) wurde das Spektrum auf den VIS-Spektralbereich beschränkt. Die Erfassung der Lumineszenzstrahlung erfolgte mit einer Kamera (7), deren Bilder über ein computergestütztes Bilderfassungssystem (8) ausgelesen wurden, welches aus einem Framegrabber Modell Pulsar der Firma Matrox und dem Softwareprogramm TGS bestand. Als Kamera kam neben einer gatebaren ICCD-Kamera Modell DiCAM-2 der Firma PCO auch eine Framingkamera C4187 der Firma Hamamatsu Photonics zum Einsatz.

Nd:YAG-Laser

Der in Abschnitt 4.2.2 verwendete Laser ist ein mit Blitzlampen gepumpter Nd:YAG-Laser mit der Wellenlänge $\lambda = 1,318 \mu\text{m}$. Die Laserpulse hatte eine Länge von etwa $300 \mu\text{s}$ und die maximale Strahlleistung lag bei 200 W. Am Anfang des Pulses wies dieser Laser starke Intensitätsschwankungen auf, die im vorliegenden Fall näher untersucht wurden. Mittels elektro-optischer Modulatoren wurde aus diesem langen Puls ein kurzer Bereich ausgeschnitten. Die Repetitionsrate wurde bei den Experimenten auf 0,5 Hz gesetzt. Die Synchronisation zwischen der VIS-Kamera und dem Laserpuls erfolgte bei diesen Messungen über das Signal der Photodiode (4) (vgl. Abbildung 4.5). Der Laser hatte bei der gewählten Konfiguration eine Ausgangsenergie von etwa 15 mJ pro Puls. Auf eine Abschwächung der einfallenden Energie wurde bei den im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Experimente verzichtet.

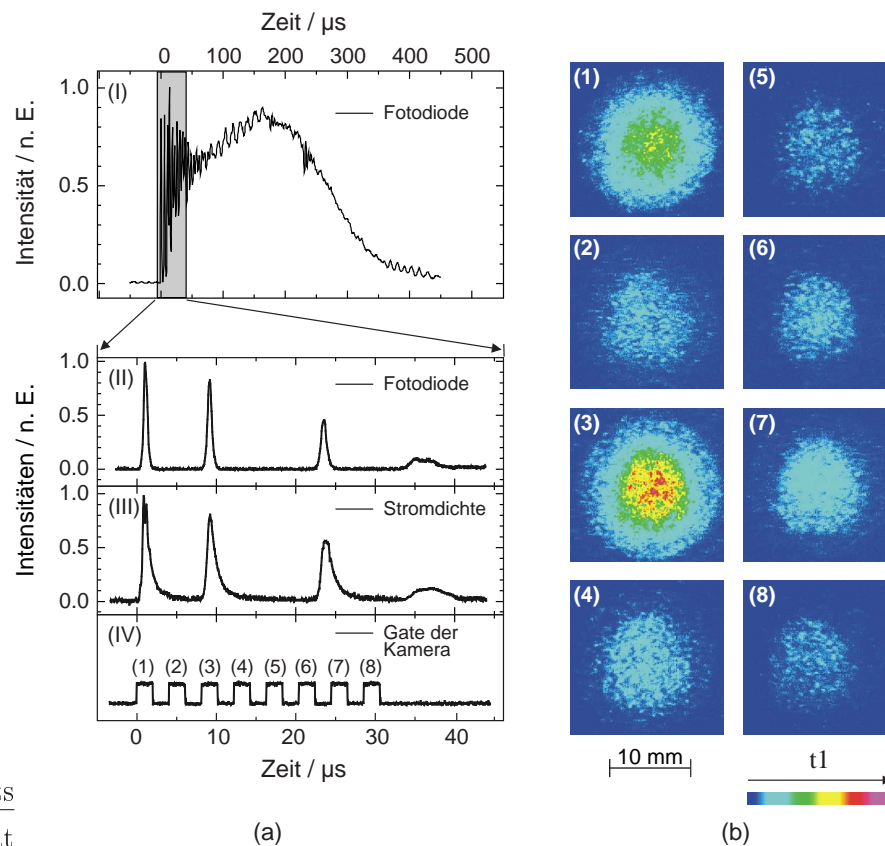
Die Experimente an dem Nd:YAG-Laser wurden alle an einem offenen Bildwandlungsmodul durchgeführt. Neben einem Si:Zn- wurde auch ein Si:In-Halbleiterwafer verwendet. Als Kryostat wurde die auf Seite 35 beschriebene Laborversion benutzt.

Er:YSSG- und Er:YAG-Laser

Die in Abschnitt 4.2.3) verwendeten Lasersysteme waren ein mit einer Blitzlampe gepumpter Er:YAG-Laser mit einer Wellenlänge $\lambda = 2,94 \mu\text{m}$ und ein ebenfalls mit einer Blitzlampe gepumpter Er:YSSG-Laser mit einer Wellenlänge $\lambda = 2,79 \mu\text{m}$. Die Pumpulsdauer lag bei allen Experimenten zwischen 100 und $500 \mu\text{s}$. Der eigentliche Laserpuls setzte etwa $100 \mu\text{s}$ nach dem Start der Blitzlampe ein und dauerte, abhängig von der Pumpulsdauer und dem Wirtskristall, 100 bis $150 \mu\text{s}$. Die Repetitionsrate wurde bei den folgenden Experimenten im Bereich von 1 bis 50 Hz variiert. Die Laser hatten eine maximale Ausgangsenergie von etwa 40 mJ pro Puls bei einer maximalen Pumpleistung von 600 W. Auf Grund der für den IR-Konverter zu hohen Strahlleistungsdichten musste der Laserstrahl mit einem Filter um einen Faktor von etwa $2 \cdot 10^{-3}$ abgeschwächt werden. Weitere Details der verwendeten Quellen findet man in den Arbeiten Ziolek (2000) und Ziolek et al. (2001).

Auch bei den Untersuchungen an den Erbium-Lasern wurde ein offenes Bildwandlungsmodul auf der Basis eines Si:Zn-Halbleiterwafers verwendet, welches mit dem kompakten LN₂-Kryostaten betrieben wurde (vgl. Abbildung 4.2.a).

Die experimentellen Untersuchungen an den beiden Erbium-Lasern wurden am Laserzentrum Hannover durchgeführt. Teile der Ergebnisse sind den Arbeiten von Matern et al. (2002a) und Matern et al. (2002b) entnommen.



PSfrag replacements

Intensität

(a)

(b)

Abbildung 4.6: Zeitliche Entwicklung der integralen Intensitätsverteilung eines Nd:YAG-Laserpulses aufgenommen mit einer schnellen InAs-Photodiode (Graph (I) und (II)) und der elektrischen Stromdichte des IR-Konverters (III). Die Kurve (IV) stellt die Triggerpulse für die Verschlusszeit und den Belichtungszeitpunkt der Framingkamera dar. Die Pulse sind mit arabischen Ziffern versehen, durch die die nebenstehenden Bilder eindeutig zugeordnet sind. Parameter IR-Konverter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-70, $U_0 = 800$ V, $p = 100$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100$ μm .

4.2.2 Erfassung von Nd:YAG-Laserpuls mit dem IR-Konverter und einer ultraschnellen Framingkamera

Das Laserstrahlprofil des Nd:YAG-Lasers wurde mit zwei unterschiedlichen IR-Kamerasystemen untersucht. Diese bestanden aus einem IR-Konverter, der entweder mit einem Si:Zn- oder einem Si:In-Halbleiterwafer arbeitet, und einer Framingkamera Modell C4187 der Firma Hamamatsu Photonics. Bei diesen Experimenten sollte der Nachweis erbracht werden, dass ein aus einem IR-Konverter und einer VIS-Framingkamera bestehendes IR-Kamerasystem als Bilderfassungssystem zur Laserstrahlprofilanalyse geeignet ist.

IR-Konverter auf der Basis eines Si:Zn-Halbleiterwafers

Ein Beispiel für das raumzeitliche Verhalten des Nd:YAG-Lasers ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Der Graph auf der linken Seite vergleicht die einfallende integrale Laserintensität, welche mit einer schnellen InAs-Photodiode gemessen wurde (Bild (I) und (II)),

mit der elektrischen Stromdichte des IR-Konverters (Bild (III)). Das Bild (IV) stellt die Triggerpulse der Framingkamera dar, über die die Verschlusszeit und der Belichtungszeitpunkt eingestellt werden. Bild (I) zeigt einen typischen zeitlichen Verlauf des Laserpulses. Man kann deutlich sehen, dass innerhalb der ersten $50 \mu\text{s}$ der Laserstrahl hohe Spikes aufweist. Die Dauer dieser Pulse beträgt nur einige wenige Mikrosekunden. Nach den anfänglichen Spikes stabilisiert sich die Intensität des Laserpulses. Die Bilder (1) bis (8) zeigen eine Sequenz der ersten drei Spikes eines einzelnen Laserpulses, wobei die Zuordnung der Aufnahmen durch die Ziffern des Graphen (IV) direkt mit den integralen Messgrößen verglichen werden kann.

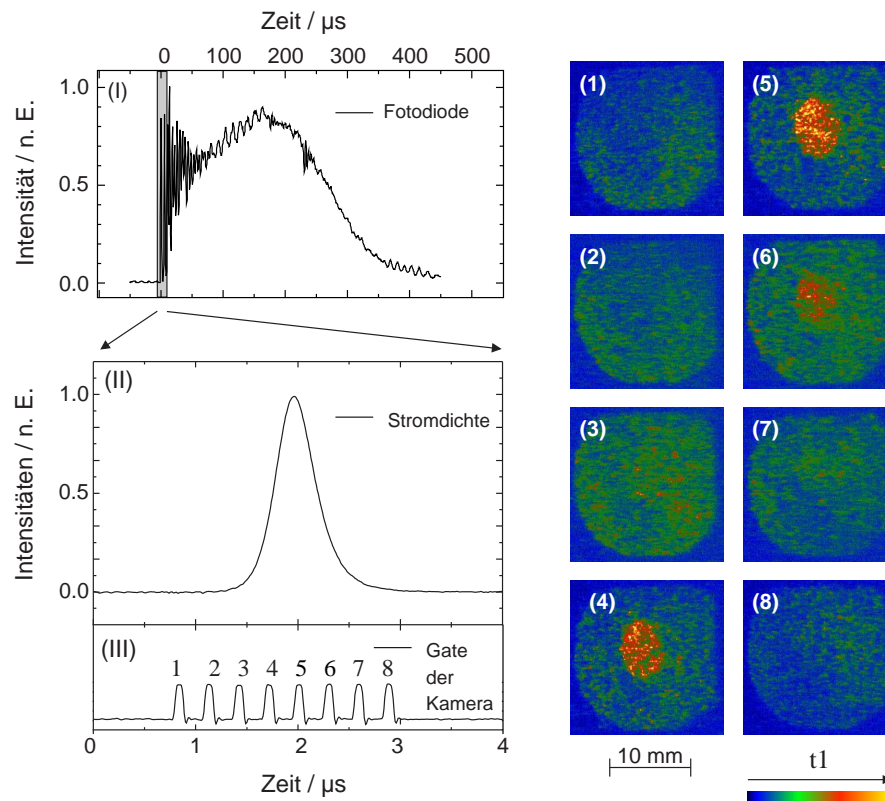
Für die folgenden Experimente wurde der Laser derart präpariert, dass sich am Anfang des Pulses nur einige wenige wohldefinierte Spikes ausbilden (vgl. Graph (II)). Um die Signale der Photodiode und des IR-Konverters besser vergleichen zu können, wurden beide Zeitreihen auf ihren jeweiligen Maximalwert des ersten Spikes normiert. Deutlich zu erkennen ist, dass das Amplitudenverhältnis der Spikefolge in beiden Reihen konstant bleibt. Folglich ist die Umsetzung der einfallenden IR-Intensität in eine Stromdichte des IR-Konverters auch bei diesen kurzen Zeitskalen linear. Die Anstiegsflanke beim Signal des IR-Konverters sind genauso kurz wie die der Photodiode. Allerdings zeigt sich bei dem hier verwendeten Si:Zn-Halbleiterwafer deutlich, dass die Relaxationszeit der Stromdichte etwas länger als die des Photodiodensignals ist.

Entsprechend der Darstellung in Teil (a) der Abbildung zeigt sich auch in den Bildern des Teils (b) das zeitliche Verhalten des Laserpulses. Die räumliche Verteilung der Bilder lässt erkennen, dass der Laser in seiner Grundmode, einem Gaussprofil angeregt wird. Wie die integrale Intensitätsreihen des Graphen (a) zeigt, beträgt die Dauer der Spikes etwa $2,5 \mu\text{s}$. Prinzipiell kann mit der nachgeschalteten Framingkamera das zeitliche Verhalten auf einer noch kürzeren Zeitskala räumlich aufgelöst werden, allerdings eignet sich dazu nicht der Si:Zn-Halbleiterwafer, da er eine etwas zu lange Relaxationszeit aufweist.

IR-Konverter auf der Basis eines Si:In Halbleiterwafers

Im Vergleich zu dem Si:Zn-Halbleiterwafer ist die Relaxationszeit eines Si:In-Detektors wesentlich kürzer, so dass sich dieser Wafer zur raumzeitlichen Analyse eines einzelnen Spikes eignet. In Abbildung 4.7 ist ein Beispiel für ein solches Experiment zusammengefasst. Die Darstellung der Ergebnisse lehnt sich an Abbildung 4.6 an. Auf die Darstellung des Signals der Photodiode auf kurzer Zeitskala wurde verzichtet. Neben dem Signal der InAs-Photodiode (I), welches das Eingangssignal des Lasers darstellt, sind im Teil (a) der Abbildung 4.7 die integrale Stromdichte des IR-Konverters (II) und der Triggerpuls der Framingkamera (III) zu sehen. Die Bilderserie in Teil (b) der vorliegenden Abbildung zeigt die räumliche Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung als Antwort auf den einfallenden Laserspike. Die arabischen Ziffern entsprechen denen aus Graph (III). Die Belichtungszeit betrug 100 ns und die Bildwiederholrate lag bei 3 Mfps .

Im Gegensatz zu den Experimenten mit dem Si:Zn-Halbleiterwafer weist die Stromdichte des Si:In-Detektors hier keine auf den IR-Konverter zurückzuführende Relaxationszeit auf. Vielmehr liegt der Verlauf der Stromdichte in der gleichen Größenordnung wie das Signal der Photodiode (vgl. Abbildung 4.6.a Graph (II)). Mit dem Si:In-Halbleiterwafer lässt sich der Verlauf des Spikes, der eine Länge von etwa $2,5 \mu\text{s}$



PSfrag replacements

Intensität

(a)

(b)

Abbildung 4.7: Zeitliche Entwicklung der integralen Intensitätsverteilung eines Nd:YAG-Laserpulses aufgenommen mit einer schnellen InAs-Photodiode (Graph (I)) und der elektrischen Stromdichte des IR-Konverters (II). Die Kurve (III) stellt die Triggerpulse für die Verschlusszeit und den Belichtungszeitpunkt der Framingkamera dar. Die Pulse sind mit arabischen Ziffern versehen, durch die die nebenstehenden Bilder eindeutig zugeordnet sind. Parameter IR-Konverter: Si:In-Halbleiterwafer 9-14, $U_0 = 800$ V, $p = 100$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100$ μm , $t_{\text{puls}} = 500$ μs .

hat, sehr gut raumzeitlich auflösen. Die Bilderserie (b) zeigt deutlich, dass der Laser in seiner Grundmode, einem Gaussprofil, angeregt wird und auch keine räumliche Dynamik innerhalb des Spikes aufweist. Wie an den Intensitäten in der Bilderserie ersichtlich wird, ist eine weitere Verkürzung der Belichtungszeit schwierig, da die Intensitäten verhältnismäßig gering sind. Dennoch zeigen die erzielten Ergebnisse auf eindrucksvolle Art und Weise, dass der IR-Konverter in Verbindung mit einer ultraschnellen Framingkamera Zeitskalen erreicht, die mit kommerziell erhältlichen IR-Kamerasystemen nicht zugänglich sind. Bei diesen Experimenten wurden sowohl die Belichtungszeit als auch die Bildwiederholrate durch die nachgeschaltete VIS-Kamera und nicht durch den IR-Konverter beschränkt.

4.2.3 Erfassung von Erbium-Laserpulsen mit dem IR-Konverter und einer gatebaren ICCD-Kamera

Gepulste Erbium-Laser werden heutzutage in vielfältiger Weise eingesetzt, darunter insbesondere in der Medizin, speziell in der Augenheilkunde, da sie sich durch gute Ab-

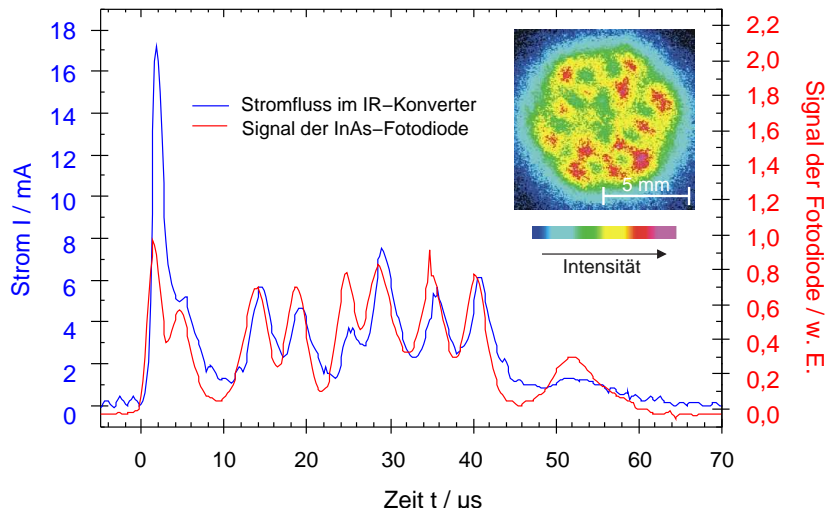


Abbildung 4.8: Vergleich der Zeitabhängigkeit des globalen Stromes des IR-Konverters mit dem Photosignal einer schnellen InAs-Photodiode, welche die einfallende Strahlungsleistung räumlich integriert misst. Das eingebundene Bild ist ein Schnappschuss der Intensitätsverteilung im Zeitintervall $[0 \mu\text{s}, 70 \mu\text{s}]$. Parameter Laser: Er:YAG, Wellenlänge $2,94 \mu\text{m}$, Pumpimpulsdauer $200 \mu\text{s}$, Laserimpulsdauer $110 \mu\text{s}$, Pulsenergie 30 mJ ($15 \mu\text{J}$ nach Abschwächung); Parameter IR-Konverter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-70, $U_0 = 600 \text{ V}$, $p = 100 \text{ hPa}$ Ar, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$; Parameter ICCD-Kamera: DiCAM-2 der Firma PCO, $t_{\text{exp}} = 150 \mu\text{s}$, MCP Verstärkung $5,7 \text{ w.E.}$.

trageigenschaften in Verbindung mit der Möglichkeit der Faserkopplung auszeichnen. Wichtig für die weitere Entwicklung dieser Laser sind folgende Charakteristika: Pulsrepetitionsrate oberhalb 100 Hz , Pulslänge bis maximal $500 \mu\text{s}$ und Energie pro Puls von maximal 20 mJ [Krause und D'Amico (2000)]. Bei der Optimierung solcher Laser zeigt sich, dass das transversale Strahlprofil auf einer relativ kurzen Zeitskala sowie die Abhängigkeit dieses Profils von den Systemparametern von großer Bedeutung ist. Am Laser Zentrum Hannover, das solche Erbium-Laser entwickelt, wurde der IR-Konverter zur Untersuchung des raumzeitlichen Verhaltens von Erbium-Laserstrahlprofilen eingesetzt.

Abbildung 4.8 gibt einen exemplarischen Zeitverlauf des Signals der Photodiode und des globalen Stromes des IR-Konverters für den Fall des Er:YAG-Lasers wieder. Der erste hohe Spike im Signal des IR-Konverters ist nicht proportional zum Photostrom sondern größer. Dieser Effekt ist auf Nichtlinearitäten des IR-Konverters zurückzuführen [Portsel et al. (1999)]. Im Zeitraum von $3-4 \mu\text{s}$ nach Eintreffen des Laserpulses, was in diesem Experiment den größten Teil des ersten Spikes einschließt, schwingt die Stromdichte des IR-Konverters offensichtlich über. Nach den ersten $4 \mu\text{s}$ sind die Signale bis auf eine Verzögerung von maximal $2 \mu\text{s}$ proportional zueinander. Da das Hauptziel der Laserstrahlprofilexperimente in der raumzeitlichen Analyse von Laserstrahlprofilen lag, wird in den folgenden Darstellungen der Ergebnisse auf den globalen Zusammenhang von Eingangssignal und Stromfluss des IR-Konverters verzichtet.

Abbildung 4.9 zeigt die Ergebnisse der Untersuchung des Strahlprofils des Er:YSGG-Lasers in Abhängigkeit von der Repetitionsfrequenz der Blitzlampen. Die Pulsdauer des Lasers betrug bei sämtlichen Experimenten $110 \mu\text{s}$. Da die Belichtungszeit der ICCD-Kamera länger war ($t_{\text{exp}} = 200 \mu\text{s}$), integrieren die sechs Aufnahmen der Abbildung 4.9

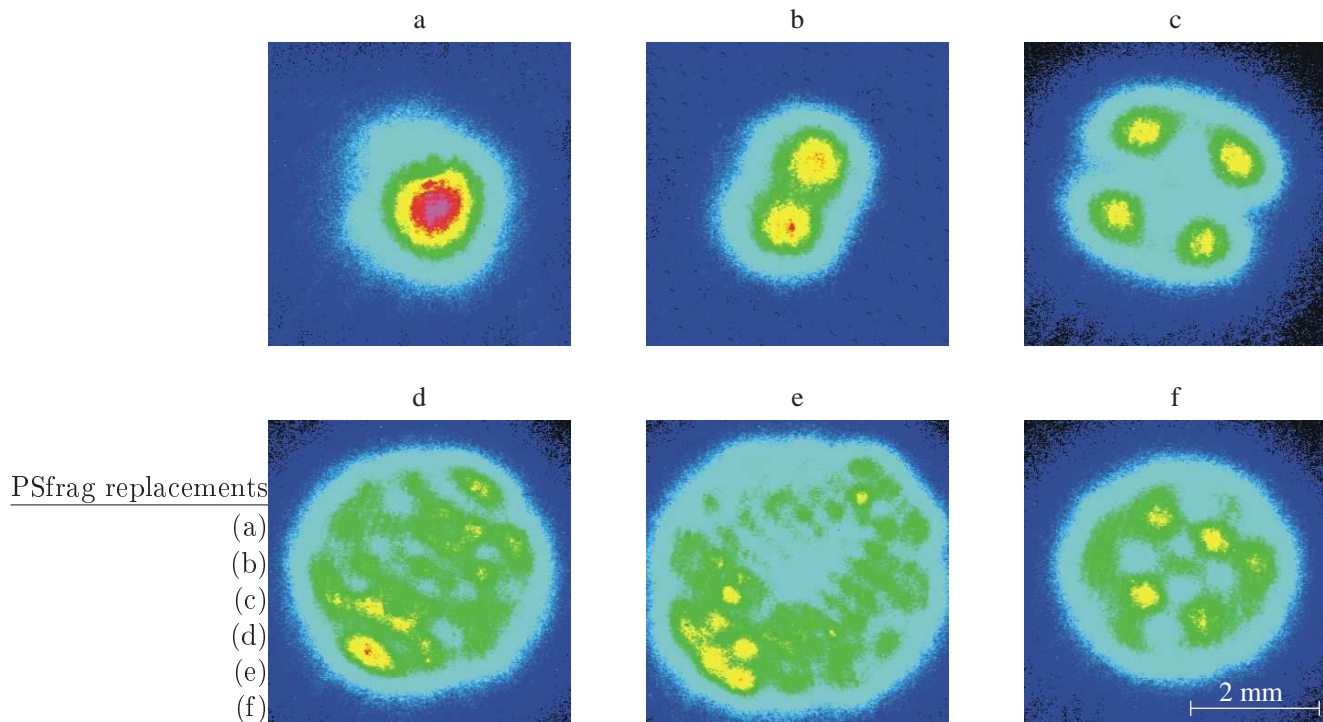


Abbildung 4.9: Modenprofil eines Er:YSGG-Lasers in Abhängigkeit von der Repetitionsfrequenz, welche in (a) 1 Hz, in (b) 2 Hz, in (c) 5 Hz, in (d) 10 Hz, in (e) 20 Hz und in (f) 50 Hz beträgt. Parameter Laser: Er:YSGG, Wellenlänge $2,74 \mu\text{m}$, Pumpimpulsdauer $200 \mu\text{s}$, Laserimpulsdauer $110 \mu\text{s}$, Pulsenergie unbekannt, Intensitätsverlauf wie in Abbildung 4.8; Parameter IR-Konverter: wie in Abbildung 4.8; Parameter ICCD-Kamera: wie in Abbildung 4.8, jedoch $t_{\text{exp}} = 200 \mu\text{s}$.

über den gesamten zeitlichen Verlauf die räumliche Intensitätsverteilung auf. Bei einer Repetitionsrate von 1 Hz stellt sich die Grundmode des Lasers ein, welche eine gausförmige Intensitätsverteilung aufweist. Mit zunehmender Frequenz werden die nächst höheren Moden des Lasers angeregt ((b) und (c)). Ab einer Frequenz von 10 Hz (d) treten zusätzlich räumliche Inhomogenitäten auf, welche auf die intrinsischen Eigenschaften des Lasers zurückzuführen sind.

Ein Beispiel für das raumzeitliche Profilverhalten des Er:YSGG-Lasers ist in Abbildung 4.10 dargestellt. In Bild (a) ist die Belichtungszeit der Kamera länger als die Dauer des zu untersuchenden Pulses (Pulsdauer $110 \mu\text{s}$, Belichtungszeit $200 \mu\text{s}$). Bei den Bildern (b) bis (e) beträgt sie nur noch $10 \mu\text{s}$. Mittels des Sampling-Verfahrens wurde das Profil zu unterschiedlichen Zeitpunkten innerhalb des Pulses aufgenommen, wobei sich die Zeitangaben der Bilder auf den Start des Laserpulses beziehen. Die Aufnahmen (b) bis (e) stellen Details der zeitlichen Entwicklung des Strahlprofils dar. Gegenüber der über die Gesamtdauer der Länge des Laserpulses gemittelten Aufnahme in Bild (a) erkennt man in den Bildern (b) bis (e) sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung eine deutlich zeitabhängige Feinstruktur, welche in (a) zeitlich nicht aufgelöst wird und welche insbesondere in Bezug auf die Horizontalstruktur auf der kürzeren Zeitskala gar nicht zu erkennen ist.

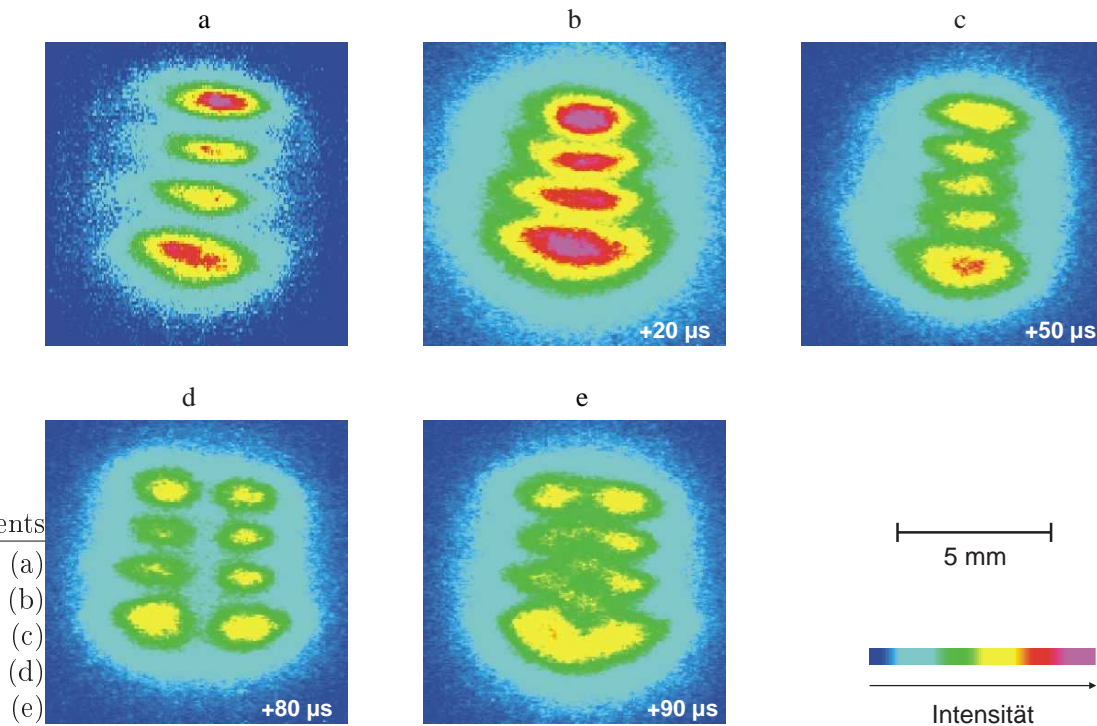


Abbildung 4.10: Zeitliche Entwicklung des Laserstrahlprofils eines Er:YSGG-Laserpulses, aufgenommen nach dem Sampling-Verfahren. Bild (a) Belichtungszeit $t_{\text{exp}} = 200 \mu\text{s}$, der Puls liegt vollständig im Belichtungsintervall. Bild (b) – (e): Belichtungszeit $t_{\text{exp}} = 10 \mu\text{s}$. Die Startzeit der Belichtung in Bezug auf den Startzeitpunkt des Laserpulses ist in das Bild eingeblendet. Parameter Laser: wie in Abbildung 4.9, jedoch Repetitionsrate 1 Hz; Parameter IR-Konverter: wie in Abbildung 4.8; Parameter ICCD-Kamera: wie in Abbildung 4.8.

4.2.4 Zusammenfassung

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Anwendungen des IR-Konverters im Bereich der Laserstrahlprofilanalyse belegen die Funktionstüchtigkeit des IR-Konverters im Bereich der schnellen und ultraschnellen IR-Bilderfassung. Die verwendeten VIS-Kameras waren eine gatebare ICCD-Kamera bzw. eine Framingkamera. Die Wahl der minimalen Belichtungszeit der nachgeschalteten VIS-Kamera zur Erfassung der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung war bei diesen Experimenten teilweise von der Empfindlichkeit der Photokathode des jeweiligen Bildverstärkers der VIS-Kamera abhängig. So konnten bei dem verwendeten Framingsystem in Verbindung mit einem Nd:YAG-Laser Belichtungszeiten bis hinunter zu 100 ns verwendet werden. Unterhalb dieser Zeit reichte die Empfindlichkeit der VIS-Kamera nicht aus, die Lumineszenzstrahlung der Gasentladung des IR-Konverters zu erfassen. In Verbindung mit der ICCD-Kamera, welche im vorliegenden Abschnitt mit den Erbium-Lasern verwendet wurde, sind Belichtungszeiten bis zu 5 ns bei der Laserstrahlprofilanalyse möglich (vgl. Abschnitt 3.3.3). Da bei den Experimenten an den Erbium-Lasern eine derart kurze Belichtungszeit nicht gefordert wurde, lag dort die minimale Belichtungszeit nicht unter $10 \mu\text{s}$. Die maximale Bildwiederholrate bei den durchgeführten Experimenten (Nd:YAG-Laser) lag bei 3 Mfps und entspricht der Maximalfrequenz der Framingkamera.

Zwar weist der Si:In-Halbleiterwafer ein kürzeres Antwortverhalten auf, aber in

Verbindung mit einem Si:Zn-Detektor kann auf eine Synchronisation des IR-Konverters mit dem restlichen Versuchsaufbau verzichtet werden, da dieser kontinuierlich betrieben werden kann. Diese Eigenschaft ermöglicht eine schnelle und einfache Visualisierung des Strahlprofils von IR-Quellen, die ansonsten nur sehr schwer raumzeitlich aufgelöst werden können. Als VIS-Kamera bietet sich eine gatebare ICCD-Kamera an.

Bei den Experimenten der vorliegenden Arbeit zeigte sich, dass Energien von wenigen μJ ausreichen, um raumzeitlich aufgelöste Intensitätsprofile eines Laserstrahlprofils zu erfassen. Um das räumliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters voll auszuschöpfen, sollte der einfallende Strahl aufgeweitet werden. Dazu bieten sich einfache IR-Linsensysteme an, so dass in diesem Anwendungsfeld auf kostspielige IR-Optiken verzichtet werden kann.

Problematisch bei den vorliegenden Experimenten war, dass leicht Interferenzerscheinungen in der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung auftreten konnten. Die Ursachen dafür sind mannigfaltig. Zunächst muss bereits beim Zusammenbau des Bildwandlungsmoduls darauf geachtet werden, dass das Andrücken der Glasscheibe mit der für VIS-Licht transparenten Elektrode möglichst ohne mechanische Verspannungen erfolgt. Geschieht dies nicht, treten Interferenzmuster innerhalb der Glasscheibe auf. Besonders anfällig ist das offene Bildwandlungsmodul, da bei diesem ein regelmäßiger Auseinander- und Zusammenbau erfolgt. Dieses Problem wurde durch die Entwicklung des auf Seite 34 beschriebenen Halters gelöst. Darüber hinaus sollte gerade bei Experimenten mit kohärentem Licht das Eingangsfenster des Kryostaten entspiegelt werden.

4.3 Schnelle Thermographie am Beispiel einer Metallfolie

Die Thermographie ist das klassische Anwendungsfeld für IR-Kameras, da jeder Körper oberhalb des absoluten Temperaturnullpunktes elektromagnetische Strahlung aussendet und diese Strahlung bis Temperaturen von etwa $600\text{ }^\circ\text{C}$ für das menschliche Auge unsichtbar bleibt. Auch oberhalb dieser Temperatur setzt sich das Emissionsspektrum größtenteils aus IR-Strahlung zusammen. Das Maximum dieser PLANKSCHEN Strahlungsverteilung gehorcht dem WIENSCHEN Verschiebungsgesetz.

Auch der IR-Konverter eignet sich als IR-Thermographie-System und kann sogar zur bildhaften Erfassung von Objekten eingesetzt werden, deren Temperaturen nur geringfügig oberhalb der Umgebungstemperatur liegen (Abschnitt 3.2.5). Die Vorzüge des IR-Konverters liegen aber im Bereich der schnellen IR-Thermographie, bei der schnell veränderliche Temperaturfelder bei moderaten Temperaturen (oberhalb von einigen $100\text{ }^\circ\text{C}$) erfasst werden sollen. In der Arbeit von Reimann (1995) wurde dazu die Intensitätsverteilung der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung des IR-Konverters mit der Hilfe eines schwarzen Strahlers kalibriert. Bei bekanntem Emissionsfaktor eines zu analysierenden Objekts kann dann dessen Temperatur ermittelt werden. Reimann (1995) führte diese Experimente für eine Metallfolie durch, die über einen kurzen Strompuls aufgeheizt wurde. Mit Hilfe einer gatebaren ICCD-Kamera Modell DiCAM-2 der Firma PCO konnte so mittels des Sampling-Verfahrens der raumzeitliche Temperaturverlauf der Folie bestimmt werden. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche sind an die Arbeit von Reimann (1995) angelehnt. Bei den vorliegenden Experimenten wurde die langsame ICCD-Kamera gegen ein schnelles VIS-Kamerasystem ausgetauscht, mit dem Bildwiederholraten bis zu 3000 fps möglich sind. Da nur die Funktionstüchtigkeit

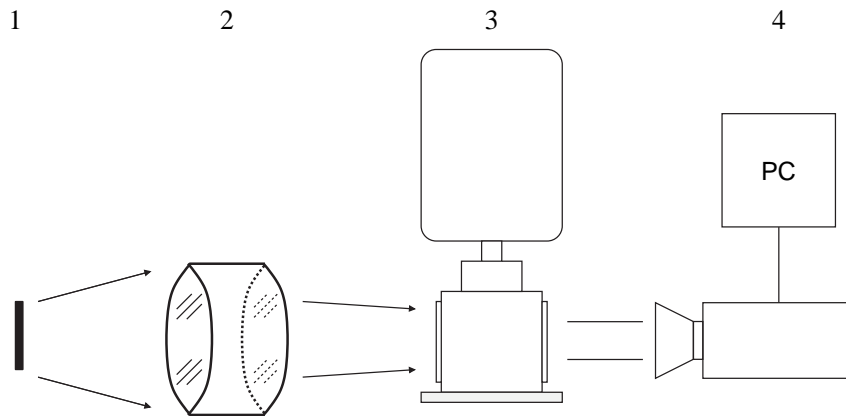


Abbildung 4.11: Schematischer Versuchsaufbau des Folienexperiments bestehend aus Metallfolie (1), IR-Optik (2), IR-Konverter (3) und einem computergestützten schnellen ICCD-Kamerasystem (4).

eines solchen IR-Kamerasystems (IR-Konverter und schneller VIS-Kamera) demonstriert werden sollte, wurde auf eine Temperatur-Kalibrierung der Lumineszenzstrahlung verzichtet.

4.3.1 Versuchsaufbau und –durchführung

Der für die Experimente verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.11 schematisch dargestellt. Bei der benutzten Folie (1) handelt es sich um eine NiCr-Metallfolie mit einer Abmessung von $3 \times 15 \times 0,025$ mm (B/H/T), durch die der Strom längs der 15 mm fließt. Sie wurde durch eine eigens für das Experiment entwickelte Stromquelle mit Strompulsen bis zu 66 A bei einer Dauer von 0,5 – 12,5 ms versorgt. Der Aufbau und die technischen Spezifikationen der Stromquelle sind der Arbeit von Reimann (1995) zu entnehmen. Über eine speziell für den IR-Konverter entwickelte IR-Optik (2) wurde die Folie auf den IR-Konverter (3) abgebildet. Die VIS-Leuchtdichteverteilung der Gasentladung wurde mit der auf Seite 147 beschriebenen schnellen ICCD-Kamera Modell Proxitronic 1000 FPS der Firma Proxitronic erfasst. Die Bilder der Kamera wurden über eine spezielle Steuereinheit zunächst gespeichert, bevor sie mit einem computergestützten Bilderfassungssystem erfasst werden konnten.

Bei der Durchführung der Experimente wurden die Stromquelle der Metallfolie und der Belichtungszeitpunkt des VIS-Kamerasystems über einen zusätzlichen Pulsgenerator synchronisiert (in Abbildung 4.11 nicht eingezeichnet). Da es sich bei dem IR-Konverter um ein offenes Bildwandlungsmodul handelte, das mit einem Si:Zn-Halbleiterwafer betrieben wurde, und da dieses im DC-Modus elektrisch versorgt wurde, konnte auf eine Synchronisation des IR-Konverters mit dem restlichen Versuchsaufbau verzichtet werden. Als Kryostat wurde der auf Seite 35 beschriebene Laborkryostat verwendet.

4.3.2 Experimentelle Ergebnisse

Die Abbildung 4.12 fasst die experimentellen Ergebnisse eines durch die Metallfolie fließenden Strompulses exemplarisch zusammen. Mit einer Bildwiederholrate der schnellen ICCD-Kamera von $f_{\text{rep}} = 3000$ fps und einer Belichtungszeit von $t_{\text{exp}} = 1 \mu\text{s}$ wurde

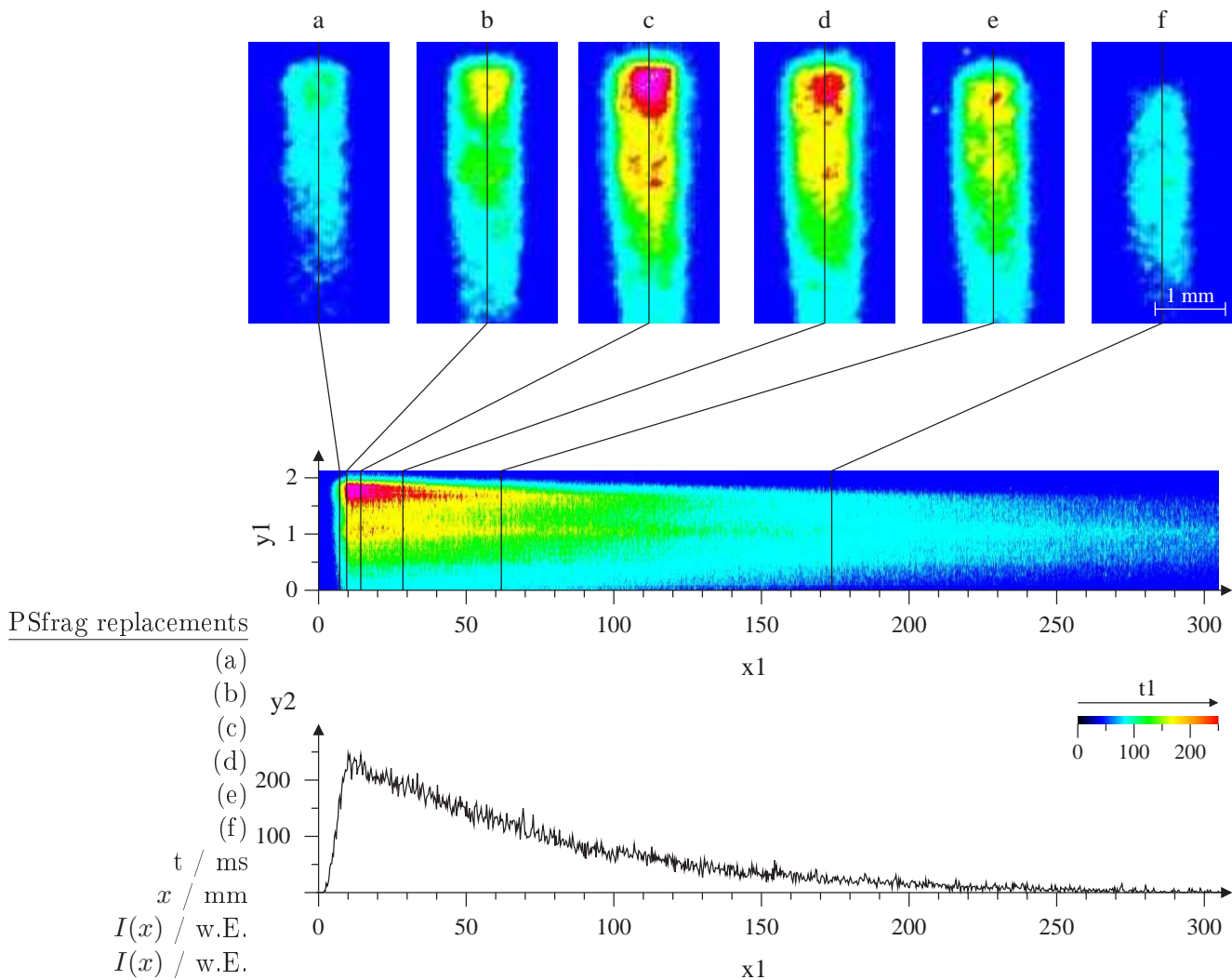


Abbildung 4.12: Beispiel des als Hochgeschwindigkeits-Thermographiesystem eingesetzten IR-Konverter. Die obere Bilderserie (a) bis (f) zeigt ausgewählte Aufnahmen, welche sich über das darunter abgebildete eindimensionale Streakbild zeitlich einordnen lassen. Das Profil der einzelnen Streakbilder wurde entlang der schwarzen Linien bestimmt, welche in der Bilderserie (a) bis (f) eingezeichnet sind. Das Intensitätsprofil $I(x)$ zeigt den zeitlichen Verlauf der Helligkeit des Streakbildes an der Stelle $x = 1,75$ mm. Parameter Folie: Versorgungsspannung 96 V, Pulslänge 3 ms; Parameter IR-Konverter: Si:Zn-Halbleiterwafer Z-70, $U_0 = 800$ V, $p = 100$ hPa Ar, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$; Parameter ICCD-Kamera: Belichtungszeit $t_{\text{exp}} = 1 \mu\text{s}$, Bildwiederholrate $f_{\text{rep}} = 3000$ fps.

die VIS-Leuchtdichteverteilung der Gasentladung aufgezeichnet. Die Dauer der Sequenz ist durch die Speichertiefe der Steuereinheit der ICCD-Kamera beschränkt, so dass sich bei der gewählten Auflösung von 120×80 Pixel der Film aus 1000 Einzelbildern zusammensetzt. Die obere Bilderserie (a) bis (f) stellt ausgewählte raumzeitliche Intensitätsverteilungen einer über einen 3 ms langen Strompuls aufgeheizten Metallfolie dar. Die schwarze Linien verdeutlichen die zeitliche Einordnung dieser Aufnahmen anhand der darunter abgebildeten Streakaufnahmen der Metallfolie. Das Profil wurde mittig und entlang der Längsseite der Folie aus der gesamten Filmsequenz berechnet. Um den zeit-

lichen Intensitätsverlauf zusätzlich zu veranschaulichen, wurde aus der Streakaufnahme das Profil an der Stelle $x = 1,75$ mm bestimmt.

Heizt sich die Folie innerhalb der ersten 14 ms sehr schnell auf, erstreckt sich das Abkühlen über einen Zeitraum von etwa 300 ms. Mit der schnellen ICCD-Kamera ist es möglich, diesen Prozess sehr gut raumzeitlich aufzulösen. Bereits das Aufheizen der Folie wird mit etwa 40 Einzelaufnahmen raumzeitlich erfasst. So zeigen sich im vorliegenden Fall verschiedene raumzeitliche Inhomogenitäten, die nur in Verbindung mit einem schnellen IR-Bilderfassungssystem erfasst werden können.

4.4 Thermographie am Beispiel der Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen

Die geltenden Qualitätssicherungsnormen für das Laserstrahlschweißen stellen hohe Anforderungen an den Bearbeitungsprozess. Das Ziel jeder Qualitätssicherungsstrategie muss es sein, Ausschuss- und Nachbearbeitungskosten zu senken. Zum Erreichen dieses Zieles bedarf es einer Qualitätsprüfung, die nicht erst als eine Beurteilung des fertigen Bauteils im Sinne einer Ausschusserkennung ansetzt, sondern schon während der Fertigung einen Zugang zu den relevanten Qualitätsmerkmalen herstellt. Kommerzielle Systeme zur Prozessüberwachung basieren meist auf integral messenden Sensoren. Z.B. kann oft aus der Laserleistung, welche an der beim Laserstrahlschweißen gebildeten Dampfkapillare reflektiert wird, auf die Einschweißtiefe sowie auf die Bildung von Poren und Auswürfen geschlossen werden [Müller et al. (1998)]. Eine andere Methode der Qualitätsüberwachung, die Zugang zu Prozessvorgängen wie z.B. Einschweißtiefe herstellt, besteht in der Verwendung videooptischer Sensoren zur orts- und zeitaufgelösten Detektion der Wärmestrahlung, wodurch eine Bestimmung der Kapillar- und der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen möglich ist (Online-Qualitätssicherungssystem QUALAS) [Breitschwerdt (1996)]. Diese Methode wird beim Schweißen von Stahlwerkstoffen mit dem CO₂-Laser unter Einsatz einer CCD- bzw. CMOS-Kamera verwendet. Bei bestimmten Bedingungen, z.B. bei zu niedrigen Temperaturen des Schmelzbades oder bei starker Störeluchtung der VIS-Kamera durch den Laserstrahl (Nd:YAG-Laser) ist die Detektion der Schmelzbadgeometrie jedoch nur mit Hilfe eines IR-Kamerasystems möglich. Allerdings sind gute zeit- und ortsauflösende IR-Bilddetektoren, wie bereits in Abschnitt 1.1 beschrieben, nur beschränkt verfügbar. Der IR-Konverter könnte, wie die durchgeführten Erprobungen zeigen, diese Lücke schließen. Die am Institut für Strahlwerkzeuge in Stuttgart durchgeführten Messungen demonstrieren die Möglichkeit, den IR-Konverter in dieser Umgebung als Hochgeschwindigkeits-Thermographie-System einzusetzen. Teile der hier vorgestellten experimentellen Ergebnisse sind der Arbeit von Matern et al. (2002b) entnommen.

4.4.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Der Versuchsaufbau zur Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen mit einem IR-Konverter basierten Kamerasystem ist in Abbildung 4.13 schematisch skizziert. Das Werkstück wurde auf einem in x -Richtung fahrbaren Tisch montiert, der eine variable Vorschubgeschwindigkeit bis zu 20 m/min aufwies. Der Schweißkopf des Nd:YAG-Lasers ($\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ mit einer maximalen Leistung von 4 kW) befand sich vertikal über dem Werkstück, auf das der Laserstrahl über eine Bearbeitungsoptik fokussiert wurde.

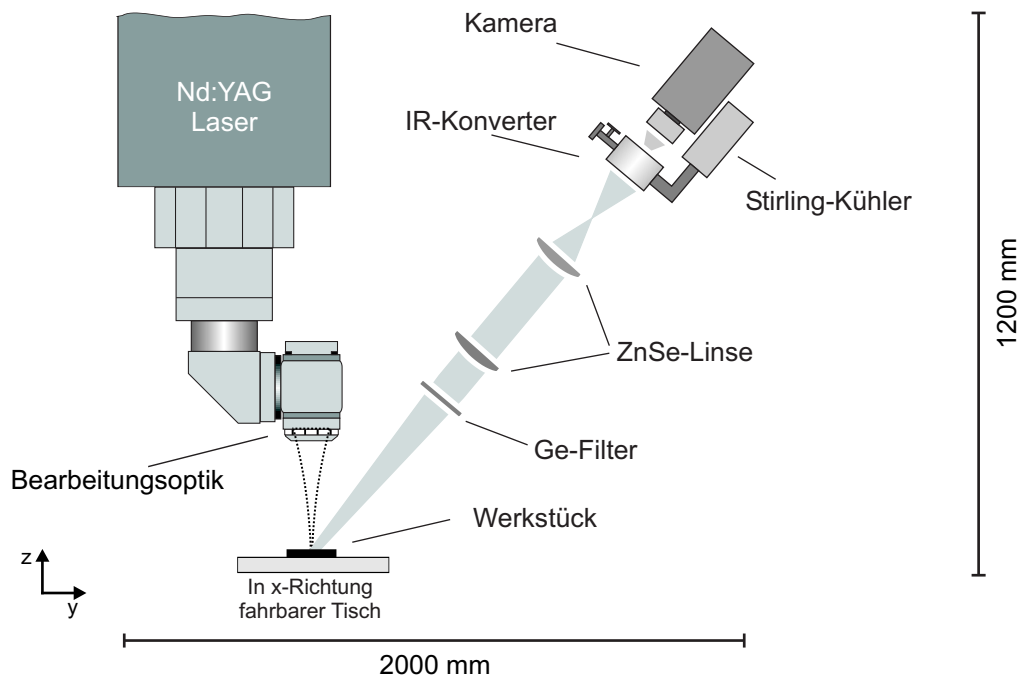


Abbildung 4.13: Schematischer Versuchsaufbau zur Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus erfolgt im Text.

Über eine ZnSe-Optik wurde die mit einem Germanium-Filter auf das IR-Spektrum ($\lambda > 1,8 \mu\text{m}$, Transmission von ungefähr 40%) beschränkte Wärmestrahlung aus der Bearbeitungszone auf das IR-Kamera-System abgebildet. Als IR-Konverter wurde ein geschlossenes Bildwandlungsmodul mit dem kompakten STIRLING-Kühler aus Abbildung 4.2.b verwendet. Zur Erfassung der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung wurden die ICCD-Kamera DiCAM-2 der Firma PCO und die CMOS-Kamera HDRC der Firma IMS Chips benutzt. Die Erfassung und Auswertung der Kamerabilder erfolgte mit einem computergestützten Bilderfassungssystem, welches aus einem Framegrabber Pulsar der Firma Matrox und der Bilderfassungssoftware TGS bestand. Es wurden Überlappschweißungen an Aluminium- und Edelstahlproben mit erzwungenem Anbindefehler und unterschiedlichen Vorschubgeschwindigkeiten sowie ebenfalls unterschiedlichen Laserleistungen analysiert.

4.4.2 Prozessüberwachung aufgenommen mit dem IR-Konverter und einer gatebaren ICCD-Kamera

In Abbildung 4.14 ist ein Ausschnitt aus einer Messreihe dargestellt, welche sich auf die Intensitätsverteilung der ausgesandten IR-Strahlung in der xy -Ebene in der Umgebung des Zentrums des Schmelzbades bezieht. Die vier oberen Bilder stellen die Intensitätsverteilung in der xy -Ebene zu ausgewählten Zeitpunkten dar. Die darunter wiedergegebene Grafik beschreibt die Abhängigkeit der Intensität als Funktion von x und der Zeit für einen Wert von y , welcher der y -Koordinate des Zentrums des einfallenden Laserstrahls entspricht. Der Abstand zwischen den gezeigten Profilen beträgt 125 ms, was einer Bildwiederholrate von 8 Hz entspricht, und die Belichtungszeit ist $50 \mu\text{s}$. Bei der zeitlichen Entwicklung des Profils fällt auf, dass trotz konstanter Betriebsparameter der

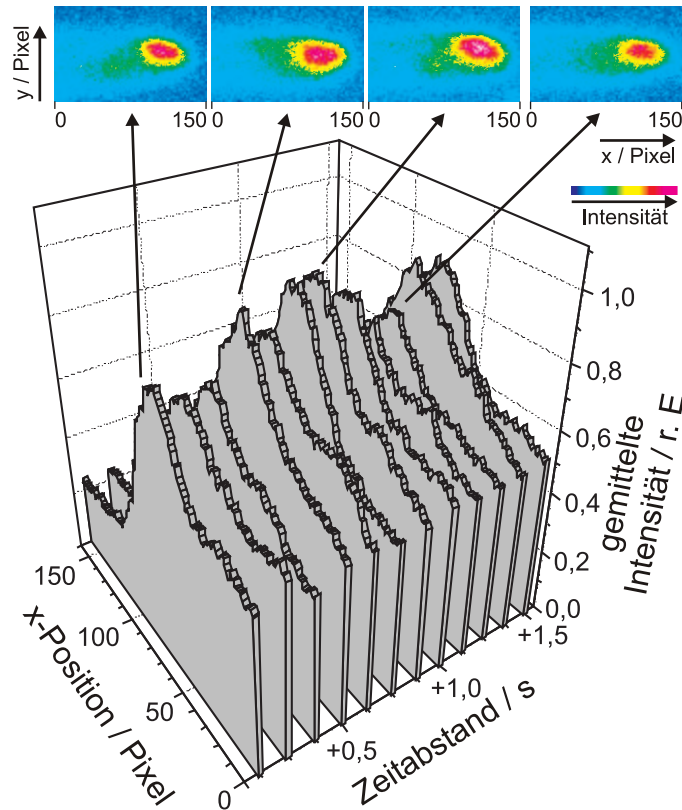


Abbildung 4.14: Raumzeitliche Intensitätsprofile beim Laserstrahlschweißen aufgenommen mit einer ICCD-Kamera, die eine Bildwiederholrate von 8 fps und eine Belichtungszeit von $50 \mu\text{s}$ aufwies. Jedes Profil (unterer Teil) ist entlang der x -Richtung auf der Geraden durch das Zentrum des Schmelzbades gemittelt. Die obere Bildserie zeigt ausgewählte IR-Intensitätsverteilungen in der x,y -Ebene. Parameter IR-Konverter: Si:Zn-Halbleiterwafer 13-2, $U_0 = 800 \text{ V}$, $p = 100 \text{ hPa Ar}$, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$; Parameter ICCD-Kamera: $t_{\text{exp}} = 50 \mu\text{s}$, $f_{\text{rep}} = 8 \text{ Hz}$, MCP-Verstärkung 7,0 w.E.; Parameter Laser: $P = 2,0 \text{ kW}$; Parameter Werkstück: Material Edelstahl, Dicke 1 mm, Überlappschweißung mit erzwungenem Anbindefehler, Vorschubgeschwindigkeit 3 m/s.

Verlauf des Profils variiert und die zeitliche Variation der Strahlintensität im Zentrum des Schmelzbades mehr als 20 % beträgt. Problematisch bei dieser Messung ist, dass die Bildwiederholfrequenz mit 8 Hz sehr gering ist und damit eine tiefer gehende Analyse der diesen Erscheinungen zugrunde liegenden physikalischen Prozesse nicht ohne weiteres durchführbar ist. Dessen ungeachtet zeigen die Profile, dass bei einer Belichtungszeit von $50 \mu\text{s}$ aussagekräftige Profile registriert werden können. Die relativ geringe Bildwiederholfrequenz ist auf die Beschränkung der nachgeschalteten VIS-Kamera zurückzuführen.

4.4.3 Prozessüberwachung aufgenommen mit dem IR-Konverter und einer schnellen CMOS-Kamera

Im Gegensatz zu den vorangegangenen experimentellen Untersuchungen wurde die gatebare ICCD-Kamera gegen eine schnelle CMOS-Kamera ausgetauscht, um den Nachweis der Funktionstüchtigkeit des IR-Kamerasystems auch bei höheren Bildwiederholraten

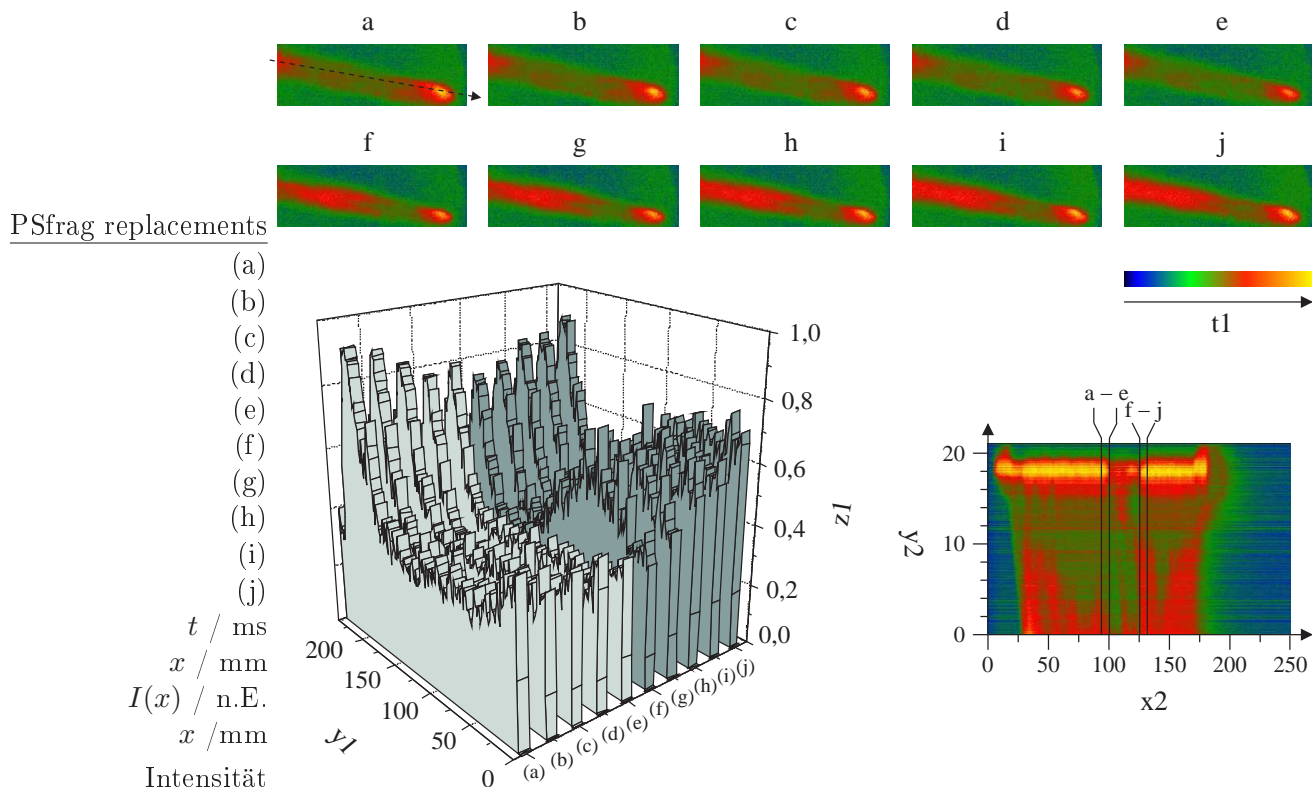


Abbildung 4.15: Raumzeitliche Intensitätsprofile ausgewählter Bilder aufgenommen mit einer schnellen CMOS-Kamera, die eine Bildwiederholrate von 420 fps und eine Belichtungszeit von 1 ms aufwies. Jedes Profil des Graphen wurde entlang des Pfeils des entsprechenden Bildes (a) bis (j) ermittelt. Die Aufnahme rechts neben den Graphen stellt das Streakbild des kompletten Schweißvorganges dar. Auch bei diesem Bild wurden die Intensitätswerte entlang des Pfeils, welcher exemplarisch in Bild (a) eingezeichnet ist, aufgenommen. Parameter IR-Konverter: wie in Abbildung 4.14; Parameter CMOS-Kamera: $t_{\text{exp}} = 1 \text{ ms}$, $f_{\text{rep}} = 420 \text{ Hz}$; Parameter Laser: $P = 2,0 \text{ kW}$; Parameter Werkstück: Material Edelstahl, Dicke 1 mm, Überlappschweißung, Vorschubgeschwindigkeit 3 m/s.

zu erbringen. In Abbildung 4.15 ist ein solcher Schweißvorgang dargestellt. Die Bilder (a) bis (j) zeigen zwei kurze Ausschnitte von direkt aufeinander folgenden Bildern der Intensitätsverteilung in der xy -Ebene. Eine zeitliche Einordnung der beiden Zeitreihen erfolgt mit dem Streakbild in der rechten unteren Ecke der Abbildung. In diesem Bild ist die zeitliche Entwicklung der Intensitätsverteilung dargestellt, welche direkt durch das Zentrum des Schmelzbades und parallel zur Vorschubrichtung ermittelt wurde. In Bild (a) ist die Position des Intensitätsprofils durch die gestrichelte Linie angedeutet. Der Graph in der unteren linken Ecke zeigt die Intensitätsprofile der darüberliegenden Bilder, wobei der zeitliche Abstand von etwa 2,4 ms durch die Bildwiederholrate vorgegeben ist. Die Belichtungszeit betrug 1 ms. Auch bei dieser Messung fällt wieder auf, dass trotz konstanter Betriebsparameter der Verlauf des Profils variiert und die zeitliche Variation der Strahlintensität im Zentrum des Schmelzbades mehr als 20 % beträgt. Durch die höhere Bildwiederholrate von 420 fps kann die verwendete CMOS-Kamera zur quantitativen Bildauswertung und der Analyse der diesen Erscheinungen zugrunde liegenden physikalischen Prozessen eingesetzt werden.

4.4.4 Schlussbemerkungen

Durch Verbesserung der optischen Abbildung und unter Verwendung einer Framing-Kamera wäre es ohne weiteres möglich, aussagekräftige Profile mit Belichtungszeiten zwischen 100 ns und 10 μ s und Bildwiederholraten in der Größenordnung von einigen Mfps zu erhalten. In der vorliegenden Arbeit wurde dieser Aufwand nicht betrieben, da es hier darum ging prinzipiell zu zeigen, dass der IR-Konverter nutzbringend für die Analyse und Kontrolle von Schweißvorgängen mit Laserstrahlen eingesetzt werden kann. Auch wurde auf eine quantitative Auswertung der Bilddaten verzichtet, da dies nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit war. Vielmehr wurde mit den durchgeführten Experimenten nachgewiesen, dass der IR-Konverter zur raumzeitlichen Erfassung von Thermographie-Intensitätsfeldern beim Laserstrahlschweißen eingesetzt werden kann. Darüber hinaus zeigen die Ergebnisse mit der CMOS-Kamera, dass auch solche Kamerasysteme zur Erfassung der Lumineszenzstrahlung mit schnellen Bildwiederholraten einsetzbar sind. Sie bieten im Gegensatz zu schnellen CCD-Kameras eine vergleichsweise kostengünstige Alternative, wenn schnell veränderliche IR-Intensitätsfelder beobachtet werden sollen.

4.5 Weitere Beispiele

Neben den bisher beschriebenen Anwendungen wurde der IR-Konverter auch in weiteren Bereichen eingesetzt, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

Bereits Abschnitt 3.3.4 wurde die Verwendung einer IR-Laserquelle beschrieben, welche sich durch ihre kurzen ps-Pulse auszeichnet. Zwar reicht das zeitliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters nicht aus, diese Pulse raumzeitlich aufzulösen, dennoch konnte mit Hilfe des IR-Konverters und einer ICCD-Kamera Modell DiCAM-2 der Firma PCO auf einfache Weise die Strahlqualität K ermittelt werden. Bei den experimentellen Untersuchungen, die am Physikalischen Institut der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster in der Arbeitsgruppe Dynamik an Grenzflächen durchgeführt wurden, setzte sich der IR-Konverter aus einem offenen Bildwandlungsmodul mit einem Si:In-Halbleiterwafer und dem auf Seite 35 beschriebenen Laborcryostaten zusammen. Zur Bestimmung der Strahlqualität musste das Intensitätsprofil in verschiedenen Abständen des fokussierten Laserstrahls gemessen werden. Die Beugungsmaßzahl M^2 , die die Beugungsgrenze des Strahls angibt, ist über $K = 1/M^2$ mit der Strahlqualität verknüpft [Eichler und Eichler (1998a)]. Bei dem untersuchten Laser ergibt sich eine Strahlqualität von $K_x = 0,21$ bzw. $K_y = 0,9$ [Finsterbusch et al. (2003)]. Im Gegensatz zu den sonst üblichen Methoden beim Vermessen der Strahlqualität, bei denen im Allgemeinen ein rotierender IR-Spaltdetektor verwendet wird, ist der technische Aufwand zur Vermessung des Strahlprofils mit Hilfe des IR-Konverters vergleichsweise gering. Auch stellte die Kürze der Pulse kein Problem für den IR-Konverter dar.

Ein weiteres Anwendungsfeld, bei dem auf den IR-Konverter zurückgegriffen wurde, stellt die Visualisierung der IR-Strahlungsverteilung in photorefraktiven Medien dar. Bei diesen experimentellen Untersuchungen, welche am Institut für Angewandte Physik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster in der Arbeitsgruppe Nichtlineare Photonik durchgeführt wurden, wurde ein geschlossenes Bildwandlungsmodul verwendet. Im Gegensatz zu den sonstigen Messungen in dieser Arbeit wurde an dieser Stelle ein

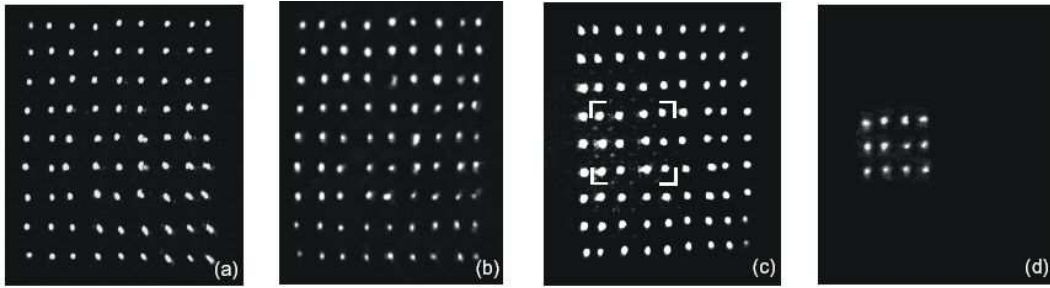


Abbildung 4.16: Erforschung eines Solitonarrays als Wellenleiter mittels eines Laserstrahls bei unterschiedlichen Wellenlängen in den individuellen Solitonenkanälen. (a) Solitonarray geformt mit $\lambda = 532$ nm, (b) Erforschung des Arrays mit $\lambda = 633$ nm, (c) Solitonarray geformt mit $\lambda = 532$ nm, (d) Erforschung von Teilen des Arrays mit $\lambda = 1550$ nm. Zur Visualisierung des Bildes (d) wurde der IR-Konverter auf der Basis eines GaAs:Cr-Halbleiterwafers verwendet. Die Bilder (b) und (d) wurden elektronisch für die einzelnen Solitonen des Arrays aufaddiert. Die Abbildungen sind der Arbeit von Träger et al. (2003) entnommen. Parameter IR-Konverter: GaAs:Cr-Halbleiterwafer, $U_0 = 600$ V, $p = 300$ hPa Ne, $d_{\text{gap}} = 100$ μm .

GaAs:Cr-Halbleiterwafer verwendetet [Astrov et al. (1977)]. Der Vorteil dieses Materials besteht darin, dass es bereits bei Raumtemperatur betrieben werden kann. Da beim Betrieb des IR-Konverters dann der Kryostat wegfällt, zeichnet sich dieser IR-Konverter durch seine extreme Kompaktheit aus. Im Gegensatz zu den übrigen in diesem Kapitel vorgestellten Anwendungen, bei denen kurze Belichtungszeiten bzw. hohe Bildwiederholraten im Vordergrund standen, zeichnen sich die Experimente an den photorefraktiven Medien durch ihre langen Zeitskalen aus. Aus diesem Grund erfolgte die bildhafte Erfassung der Lumineszenzstrahlung der Gasentladung mittels der auf Seite 39 beschriebenen CCD-Kamera. Da der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit auf der schnellen und ultraschnellen Erfassung von IR-Intensitätsfeldern lag, soll an dieser Stelle lediglich das zentrale Ergebnis der durchgeführten experimentellen Untersuchungen vorgestellt werden, welches im Zusammenhang mit dem IR-Konverter steht (Abbildung 4.16). Für eine ausführliche Beschreibung wird auf die Arbeit von Träger et al. (2003) verwiesen. Mittels eines frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers ($\lambda = 532$ nm) wurde ein Solitonarray in einen SBN:Ce-Kristall eingeschrieben (a), welches dann mittels eines Probestrahls bei unterschiedlichen Wellenlängen ($\lambda = 633$ nm bzw. $\lambda = 1550$ nm) in den einzelnen Solitonenkanälen abgefahren wurde ((b) bzw. (d)). Zur Visualisierung des Bildes (d) wurde der IR-Konverter verwendet. Mit der Aufnahme des IR-Konverters wurde der Nachweis erbracht, dass ein geformtes Solitonarray auch im IR-Spektralbereich selbstfokussierend wirkt.

4.6 Zusammenfassung

Die bisher durchgeführten experimentellen Untersuchungen zeigen, dass der IR-Konverter in einer Reihe unterschiedlicher Anwendungsfelder eingesetzt werden kann. Die hier vorgestellten Experimente umfassen sowohl für die Technik wichtige Bereiche (z.B. Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen, schnelle Thermographie) als auch Aspekte wissenschaftlichen Interesses (z.B. Laserstrahlprofilanalyse). Der IR-Konverter kann mit einer Vielzahl unterschiedlicher VIS-Kamerasysteme gekoppelt werden, die einen maß-

geblichen Einfluss auf das zeitliche Auflösungsvermögen des aus einem IR-Konverter und VIS-Kamera bestehenden IR-Bilderfassungssystems ausüben. Damit wird der Zugang zu Informationen ermöglicht, welche mit gegenwärtig verfügbaren IR-Kamerasystemen nicht oder nur sehr eingeschränkt zugänglich sind. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit berechtigen zu der Annahme, dass der IR-Konverter auch in weiteren Anwendungsbereichen einsetzbar ist, bei denen eine sehr hohe raumzeitliche Auflösung gefordert ist. Als Beispiele seien nur die zerstörungsfreie Materialüberprüfung oder die Überwachung von schnellen thermischen Herstellungsprozessen genannt.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Infrarot (IR-)Konverter vorgestellt, mit dessen Hilfe IR-Strahlungsintensitäten in eine zweidimensionale Lumineszenzdichteverteilung im sichtbaren (VIS-)Spektralbereich umgesetzt werden. Der experimentelle Aufbau beruht auf einem dünn-schichtigen planaren Halbleiter-Gasentladungssystem, bei dem die Kathode durch einen für IR-Strahlung empfindlichen und sehr hochohmigen Halbleiterwafer ersetzt wird. Die Stabilisierung der Gasentladung, welche bei sonst ähnlichen Halbleiter-Gasentladungssystemen leicht zur raumzeitlichen Strukturbildung neigt, wird bei dem in dieser Arbeit untersuchten IR-Konverter im Wesentlichen durch das Wechselspiel des kurzen Elektrodenabstands der Gasentladung, der Hochohmigkeit und der linearen Kennlinie des Halbleiterwafers erzielt.

Auf Grund der besonderen Dünnschichtigkeit der Gasentladung weist der IR-Konverter Abweichungen zu klassischen Gasentladungssystemen auf, welche sich üblicherweise durch einen größeren Elektrodenabstand auszeichnen. So ist es beim IR-Konverter möglich, dass sich das TOWNSEND-Regime ausdehnt und dabei Stromdichten bis zu $0,4 \text{ A/cm}^2$ möglich sind. Der wesentliche Mechanismus zum Aufrechterhalten der selbstständigen TOWNSEND-Entladung beruht auf der sekundären Emission von Elektronen aus einer „kalten Kathode“, wobei der Austritt von Elektronen durch die Wechselwirkung von Ionen, angeregten Atomen und hochenergetischen resonanten Photonen mit der Halbleiterelektrode hervorgerufen wird. Die Zündspannung weicht vom theoretisch hergeleiteten Paschengesetz ab. Zwar weist der IR-Konverter eine Abhängigkeit vom Ähnlichkeitsparameter pd_{gap} und ein Minimum in der Zündkurve auf, aber die hier gefundenen experimentellen Ergebnisse zeigen, dass die Position dieses Minimums nicht mit dem Minimum klassischer Gasentladungen übereinstimmt und dass die Zündspannung nicht allein vom Ähnlichkeitsparameter sondern auch vom Entladungsabstand abhängig ist.

Als besonders zuverlässige Detektoren für den Betrieb des IR-Konverters als Bildwandlungsmodul haben sich Si:Zn und Si:In-Halbleiterwafer erwiesen. Zum Erreichen der geforderten Hochohmigkeit müssen beide Materialien mindestens auf 100 K abgekühlt werden. Tests mit weiteren Materialien zeigen, dass auch GaAs:Cr-Halbleiterwafer zumindest teilweise für den IR-Konverter geeignet sind. Starke Inhomogenitäten in der zweidimensionalen Lumineszenzverteilung der Gasentladung bringen es hier allerdings mit sich, dass Materialprobleme gelöst werden müssen. Zu den wesentlichen Vorteilen dieses Wafers gehört, dass er bereits bei Raumtemperatur betrieben werden kann. Je nach verwendetem Material können unterschiedliche Wellenlängenbereiche detektiert werden. Liegt der spektrale Bereich bei GaAs:Cr zwischen $0,9 - 1,7 \mu\text{m}$, erstreckt sich der Empfindlichkeitsbereich bei Si:Zn von $1,1 - 3,8 \mu\text{m}$ bzw. bei Si:In von $1,1 - 10,6 \mu\text{m}$. Für die beiden letztgenannten Detektoren wurde die absolute spektrale Empfindlichkeit ex-

perimentell bestimmt. Für Si:Zn wurde die komplette spektrale Verteilung ausgemessen. Das Maximum liegt bei $\lambda = 2,85 \mu\text{m}$ und erreicht bei dieser Wellenlänge eine Empfindlichkeit von $0,32 \text{ A/W}$. Für den Si:In-Halbleiterwafer wurde die obere Grenzwellenlänge ermittelt, die bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ liegt. Die absolute Empfindlichkeit dieses Materials erreicht bei einer Wellenlänge $\lambda = 6,96 \mu\text{m}$ einen Wert von knapp $4,5 \cdot 10^{-4} \text{ A/W}$. Für einen stabilen Betrieb des IR-Konverters (sowohl mit der Si:Zn- als auch mit der Si:In-Halbleiterelektrode) haben sich für die Gasentladung Entladungsabstände bis $100 \mu\text{m}$ bei einem Druck zwischen $10 - 400 \text{ hPa}$ Ar erwiesen. Bei einem solchen System liegt die Versorgungsspannung typischerweise zwischen 500 und 1000 V .

Die zentralen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit lassen sich in zwei Teile gliedern. Im ersten Teil erfolgte eine physikalische Beschreibung des Systems und einer damit möglichen Optimierung des IR-Konverters als Bildwandlungsmodul. Im zweiten Teil wurde die technische Anwendbarkeit des IR-Konverters als ultraschnelles IR-Kamerasystem in diversen Applikationsfeldern experimentell gezeigt.

Im ersten Teil standen bei der Systemcharakterisierung und -optimierung Fragen zu der

- Konversionseffizienz, dem
- zeitlichen Antwortverhalten und dem
- räumlichen Auflösungsvermögen

im Vordergrund. Bei der Konversionseffizienz wurden neben der bereits erwähnten spektralen Empfindlichkeit der Si:Zn- und Si:In-Halbleiterwafer auch die Konversionsfaktoren am Eingang R_{in} bzw. am Ausgang R_{out} des IR-Konverters bestimmt, aus denen dann die Konversionseffizienz berechnet wurde. Dieser Wert wurde sowohl als Leistungsgröße η_p bzw. als Quantengröße η_q für einen Si:Zn-Halbleiterwafer berechnet. Abhängig von der Stromdichte j variieren die Werte für η_p zwischen $7,7 - 17,7\%$ bzw. für η_q zwischen $2,8 - 8,1\%$. Eine Kopplung zwischen Bildwandlungsmodul und Bildsensor einer VIS-Kamera kann mittels Linsensystem oder Glasfasertaper erfolgen. Auf der Basis dieser Ergebnisse wurde der Signal-Rauschabstand für ein reales komplettes IR-Kamerasystem berechnet, das sich aus einem IR-Konverter, einer Optik und einem Bildsensor zusammensetzt. Die ermittelten Werte zeigen, dass der IR-Konverter in der Lage ist, sehr geringe IR-Intensitätsfelder zu detektieren. Die sich daraus resultierenden Stromdichten können sogar unterhalb der Dunkelstromdichte liegen.

Die experimentellen Untersuchungen zum zeitlichen Verhalten umspannen das Antwortverhalten des IR-Konverters auf einfallende IR-Intensitätspulse, die eine Länge von einigen Stunden bis hinunter zu wenigen Picosekunden hatten. Mit Pulsen auf sehr langen Zeitskalen wurde die Stabilität des Bildwandlungsmoduls auf der Basis eines Si:Zn-Halbleiterwafers untersucht. Es zeigt sich, dass sich bei keiner bzw. moderater Beleuchtung das System nach etwa 100 min stabilisiert. Werden die einfallenden IR-Strahlungsintensitäten zu hoch gewählt, treten Sputter-Effekte auf der Halbleiteroberfläche auf, die den Einsatz des IR-Konverters als Bilderfassungssystem nicht mehr ermöglichen. Neben der Stabilität des Systems wurde auch die Grenze des zeitlichen Auflösungsvermögens untersucht. Bei der Verwendung von N_2 oder Gemischen zwischen Ar- N_2 liegt das zeitliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters auf der Basis eines

Si:Zn-Halbleiterwafers bei einigen ms. Die besten Ergebnisse bezüglich des zeitlichen Antwortverhaltens auf kurzen Zeitskalen wurden mit einer Ar-Gasentladung erzielt. Bei dieser Konfiguration des Bildwandlungsmoduls wird das zeitliche Auflösungsvermögen durch die Halbleiterwafereigenschaften maßgeblich beeinflusst. Bei einem IR-Konverter auf der Basis eines Si:Zn-Detektors kann durch eine zusätzliche homogene Ausleuchtung der sensitiven Fläche eine Bildwiederholrate bis zu 0,9 Mfps erreicht werden. Bei einem Si:In-System liegt die maximale Bildwiederholrate bei 12 Mfps, welche ohne zusätzliche Ausleuchtung der aktiven Fläche erreicht werden kann. Zur Pulsdetektion ist ein Einsatz dieses System sogar bis zu 40 Mfps möglich.

Zusätzlich wurde das räumliche Auflösungsvermögen des IR-Konverters bestimmt. Als besonders günstig für eine hohe Auflösung erweisen sich geringe Abstände d_{gap} und niedrige Drücke p . Durch Änderung der Entladungslänge und des Drucks konnte das maximale räumliche Auflösungsvermögen von anfänglich 3 lp/mm ($d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$, $p = 100 \text{ hPa}$) auf knapp 8 lp/mm ($d_{\text{gap}} = 13 \mu\text{m}$, $p = 50 \text{ hPa}$) gesteigert werden, was einer effektiven Pixelanzahl von 400 pix entspricht. Bei den erzielten Ergebnissen zeigt sich im Vergleich mit anderen Kamerasystemen, dass der IR-Konverter besonders bezüglich der räumlichen Auflösung eine Diskrepanz aufweist, die sich nicht durch Variation der direkt zugänglichen Parameter abbauen lässt. Es konnte gezeigt werden, dass Prozesse, wie Diffusion von Elektronen oder Atomen innerhalb der Gasentladung, bei den gegebenen Konfigurationen der Gasentladung vernachlässigt werden können. Der zugrunde liegende physikalische Prozess, der maßgeblichen Einfluss auf das räumliche Auflösungsvermögen besitzt, kann durch den Energietransfer resonanter Strahlung beschrieben werden.

Eine weitere Steigerung der räumlichen Auflösung wird erst möglich, wenn eine Ausbreitung der angeregten Atome vom Gasentladungssystem selbst räumlich begrenzt wird. Aus diesem Grund wird hier ein System vorgeschlagen, bei dem der großflächige Entladungsraum des IR-Konverters durch eine Vielzahl einzelner kleiner Kanäle ersetzt wird, in denen die Gasentladung räumlich beschränkt wird. Durch entsprechende Wahl der Parameter dieser speziellen Mikrokanalfolie wurde eine Steigerung der räumlichen Auflösung auf knapp über 10 lp/mm erreicht, was einer effektiven Pixelanzahl von 625 pix entspricht. Einen Einfluss der strukturierten Gasentladung auf das zeitliche Auflösungsvermögen konnte nicht nachgewiesen werden, so dass dieser strukturierte Abstandhalter das zeitliche Auflösungsvermögen nicht beeinträchtigt. Einzig die spezifische Ausstrahlung wird auf Grund der geringeren aktiven Fläche kleiner.

Der zweite Teil, in dem die technische Anwendbarkeit des IR-Konverters in unterschiedlichen Applikationen demonstriert wurde, setzt sich aus den Themenbereichen der Laserstrahlprofilanalyse und der Thermographie zusammen. Im Bereich der Laserstrahlprofilanalyse wurden folgende Eigenschaften unterschiedlicher IR-Lasersysteme studiert:

- Spiking eines Nd:YAG-Lasers ($\lambda = 1,314 \mu\text{m}$) raumzeitlich aufgelöst mit einer Bildwiederholrate bis zu 3 Mfps,
- raumzeitliche Evolution eines Er:YSGG- ($\lambda = 2,74 \mu\text{m}$) bzw. Er:YAG-Lasers ($\lambda = 2,94 \mu\text{m}$) aufgelöst mit Belichtungszeiten bis zu 10 μs und
- Bestimmung der Strahlqualität K eines abstimmbaren ps MIR-Lasers (bei $\lambda = 6,96 \mu\text{m}$, $t_{\text{puls}} = 150 \text{ ps}$).

Die hier präsentierten Applikationen im Bereich der Thermographie umfassen die

- Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen, aufgenommen mit Bildwiederholraten bis zu 420 fps, und die
- raumzeitliche Analyse des Temperaturverlaufs einer über einen kurzen Strompuls aufgeheizten Metallfolie, visualisiert mit einer Bildwiederholrate von 3000 fps.

Alle aufgeführten Applikationen zeichnen sich in erster Linie durch ein hohes raumzeitliches Auflösungsvermögen aus, welches mit derzeit verfügbaren IR-Kamerasystemen gar nicht oder nur stark eingeschränkt erreichbar ist. Besonders im Bereich der ultraschnellen Bilderfassung (> 1 Mfps) konnte gezeigt werden, dass der IR-Konverter in Verbindung mit einer ultraschnellen VIS-Framingkamera zur Erfassung ultraschnell veränderlicher IR-Intensitätsfelder einsetzbar ist. Dieser Bereich kann mit gegenwärtig verfügbaren IR-Kamerasystemen nicht abgedeckt werden. Bei den meisten Experimenten stellte sich heraus, dass die Geschwindigkeit des Gesamtsystems durch die nachgeschaltete VIS-Kamera vorgegeben wurde.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Optimierungen ermöglichen den Einsatz des IR-Konverters als ultraschnelles Bildwandlungsmodul zur Erfassung zweidimensionaler IR-Intensitätsfelder, dessen Funktionstüchtigkeit mit unterschiedlichsten Demonstrationsversuchen aus den Applikationsbereichen der Laserstrahlprofilanalyse und der Thermographie nachgewiesen werden konnte.

Anhang A

Marktübersicht Bilderfassungssysteme

Die derzeit (Stand: Ende 2003) kommerziell verfügbaren schnellen (vgl. Definition der Geschwindigkeit von Seite 3) IR-Kamerasysteme sind in Tabelle A.1 zusammenfasst. Als Auswahlkriterium diente die maximale Bildwiederholrate. Alle Systeme basieren auf Quantendetektoren bzw. QWIPs. Einzig letzteres muss nicht gekühlt werden, alle übrigen werden wahlweise mit LN_2 oder einem STIRLING-Kühler betrieben. Bei der relativ hohen Bildwiederholrate des Systems 4 gilt es, die geringe räumliche Auflösung zu beachten, die bei der angegebenen Auflösung eigentlich nur noch ein eindimensionales Bild entspricht. Vergrößert man die räumliche Auflösung auf beispielsweise 64×128 Pixel verringert sich die Bildwiederholrate auf etwa 1000 fps. Damit ist dieses System bezüglich der Bildwiederholrate mit dem System 1 vergleichbar.

Die Tabelle A.2 enthält eine Zusammenstellung ultraschneller (vgl. Definition der Geschwindigkeit von Seite 3) VIS-Framingkamerasysteme (Stand: Ende 2003). Bei Auswahl dieser Systeme wurden nur solche berücksichtigt, die eine Bildverstärkung beinhalten und eine zweidimensionale Ortsauflösung erlauben (Streaksysteme bleiben also unberücksichtigt). Außerdem gilt es zu beachten, dass die hier vorgestellten Systeme auf unterschiedliche Weisen betrieben werden. Handelt es sich bei System 1 und System 4 um solche, bei denen die einfallende zweidimensionale Intensitätsverteilung in ein „Elektronenbild“ umgewandelt wird und diese dann mit elektrischen Ablenkplatten auf unterschiedliche Bereiche des Phosphorschirms abgebildet werden, wird bei den beiden übrigen Kameras das einfallende Bild über Strahlteiler auf mehrere ICCD-Kameras aufgeteilt. Erkennbar ist dies insbesondere in der wesentlich geringeren Totzeit, welche die minimale Zeit zwischen zwei Bildern angibt.

Die in Tabelle A.1 und A.2 zusammengestellten Informationen sind den jeweiligen Internetseiten entnommen.

Kategorie	System 1	System 2	System 3	System 4
Hersteller	Raytheon	FLIR Systems	CEDIP Infrared Systems	Indigo Systems
Kamera	Radiance HSX	ThermaCAM SC 3000	Jade MW	Phoenix
<i>Technische Spezifikationen</i>				
Detektor	InSb	QWIP GaAs	InSb	unterschiedlich
Temp.	100 K	300 K	100 K	100 - 300 K
Pixelanzahl	256 × 256	320 × 240	320 × 256	320 × 256; 640 × 512
Spektralbereich	3 - 5 μm	8 - 9 μm	3 - 5 μm	0,9 - 1,7 μm ; 1,5 - 5 μm ; 8 - 9 μm
Max. fps (Auflösung)	1800 fps (64 × 64 pix)	750 fps (? × ?)	250 fps (128 × 128)	38 000fps (2 × 128 pix)
Temp.-Auflösung	25 mK @ 30 °C	20 mK @ 30 °C	20 mK @ 30 °C	25 - 35 @ 30 °C
Dyn. Bereich	12 bit	14 bit	14 bit	14 bit
<i>Hersteller/Vertrieb</i>				
Firma	Raytheon Company	FLIR Systems GmbH	CEDIP Infrared Systems	Indigo Systems
Anschrift	141 Spring Street	Berner Straße 81	19, bd Bidault	50 Castilian Dr.
Ort	Lexington, MA 02421	60437 Frankfurt	F77183 Croissy-Beaubourg	Goleta, CA 93117-3027
Land	USA	Deutschland	Frankreich	USA
Telefon	—	+49 (0) 69 - 95 00 900	+33 (0) 160 - 37 01 00	+1 (0) 805 - 964 97 97
Email	—	info@flir.de	cedip@wanadoo.fr	—
Internet	www.raytheon.com	www.flir.de	www.cedip-infrared.com	www.indigosystems.com

Tabelle A.1: Marktübersicht schneller IR-Kamerasysteme (Stand: Oktober 2003).

Kategorie	System 1	System 2	System 3	System 4
Hersteller	Hamamatsu	DRS Hadland	PCO Imaging	Cordin
Kamera	C4187	Imacon 2000	HSFC-PRO	Model 220
<i>Technische Spezifikationen</i>				
Photokathode	S20/S1	S20/S25/S1	S20/S25/GaAs/GaAsP	S1/S20
Max. fps	3 Mfps	200 Mfps	400 Mfps	100 Mfps
Max. Bilder	8	8	8	8
Min. t_{exp}	50 ns	5 ns	1,5 ns	5 ns
Max. t_{exp}	1 ms	10 ms	1000 s	—
Totzeit	300 ns	5 ns	1 ns	10 ns
Phosphorschirm	P20	—	P43/P46	—
räumliche Auflösung	13 lp/mm	40 lp/mm	—	—
Dyn. Bereich CCD	12 bit	10 bit	12 bit	—
Pixelanzahl CCD	1024 × 1024	1280 × 1024	—	1300 × 1030
<i>Hersteller/Vertrieb</i>				
Firma	Hamamatsu GmbH	Photronics	DRS Data & Imaging Systems Limited	PCO AG
Anschrift	Arzbergerstraße 10	Photonics	DRS Data & Imaging Systems Limited	Cordin
Ort	82211 Herrsching	Arzbergerstraße 10	Lynwood House, Farnham Surrey, GU9 9NN	2230 South 3270 West Salt Lake City, UT, 84119
Land	Deutschland	Deutschland	England	USA
Telefon	+49 (0) 81 52 - 375 0	+49 (0) 81 52 - 375 0	+49 (0) 89 - 76 70 10 00	+1 (0) 801 - 972 52 72
Email	info@hamamatsu.de	info@hamamatsu.de	sales@drs-dis.co.uk	infodesk@cordin.com
Internet	www.hamamatsu.de	www.hamamatsu.de	www.hadland1.demon.co.uk	www.cordin.com

Tabelle A.2: Marktübersicht ultraschneller VIS-Framingsysteme (Stand: Oktober 2003).

Anhang B

Homogenität des Beleuchtungssystems

Für eine Reihe experimenteller Untersuchungen ist eine homogene Ausleuchtung des IR-Konverters notwendig. In der vorliegenden Arbeit wurde dazu eine Halogenlampe mit einer elektrischen Leistung von 250 W verwendet, welche in einem Lampengehäuse mit Kondensator der Firma LOT ORIEL installiert wurde. Zur zeitlichen Stabilisierung der Ausgangsstrahlung wird das Gehäuse mit einem Lüfter gekühlt. Zusätzlich bietet das Lampengehäuse neben der Aufnahme der Lampe selbst auch ein integriertes optisches System, mit dessen Hilfe eine nahezu parallele, homogene Ausleuchtung möglich wird (Abbildung B.1). Zur Ausleuchtung des IR-Konverters wird konzentrisch das insgesamt ca. 45 mm im Durchmesser breite Strahlenbündel mittels einer Irisblende konzentrisch auf einen Durchmesser von ca. 30 mm beschränkt. Innerhalb dieses Bereichs liegt die Inhomogenität bei unter 1 %.

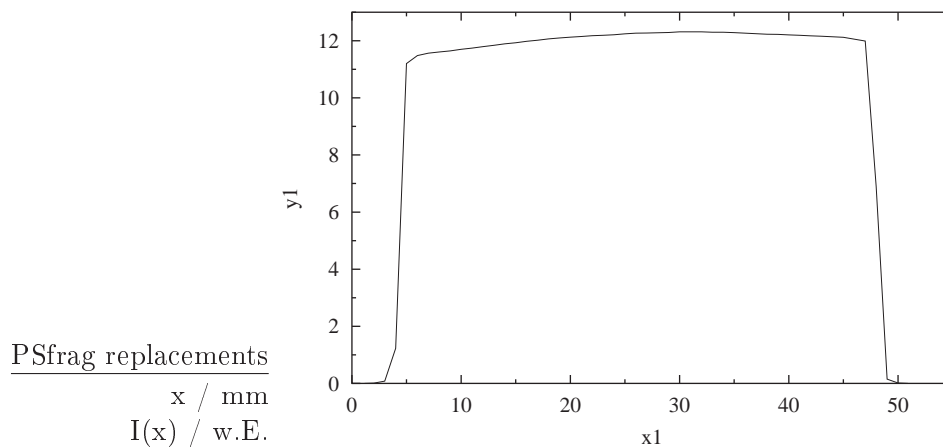


Abbildung B.1: Intensitätsprofil der Beleuchtungsquelle im VIS-Spektralbereich gemessen mit einer Photodiode.

Anhang C

Transmission optischer Komponenten

Die Abbildungen C.1 und C.2 zeigen die Transmissionskurven der verwendeten Kryostatfenster, welche zur Berechnung der Umwandlungseffizienz des IR-Konverters in Abschnitt 3.2.3 benötigt werden.

Sowohl das Eingangs- als auch das Ausgangsfenster wurden derart gewählt, dass sie eine möglichst konstante Transmission in dem benutzten Spektralbereich aufweisen. Die relevanten Wellenlängen bei den Experimenten zur Bestimmung der Umwandlungs-

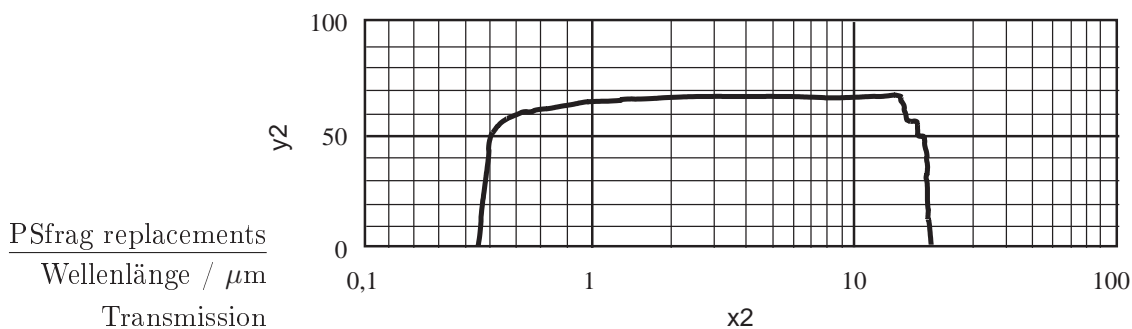


Abbildung C.1: Transmissionskurve von ZnSe bei einer Dicke von 10 mm (Angaben stammen aus Caburn-MDC (2003)).

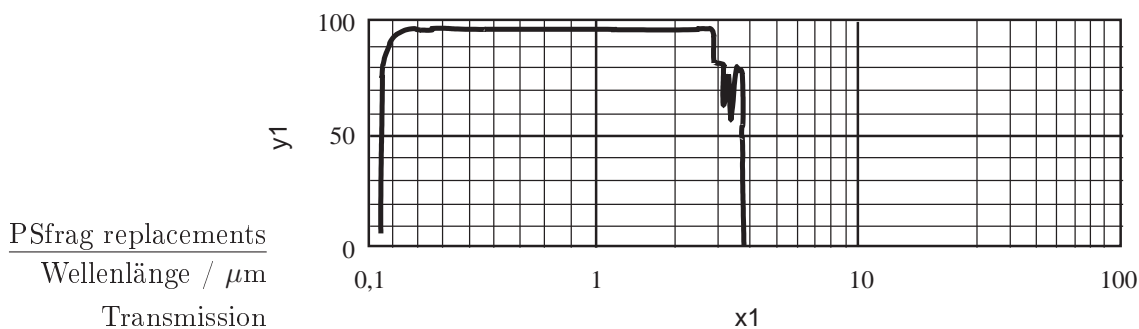


Abbildung C.2: Transmissionskurve von Quartz bei einer Dicke von 10 mm (Angaben stammen aus Caburn-MDC (2003)).

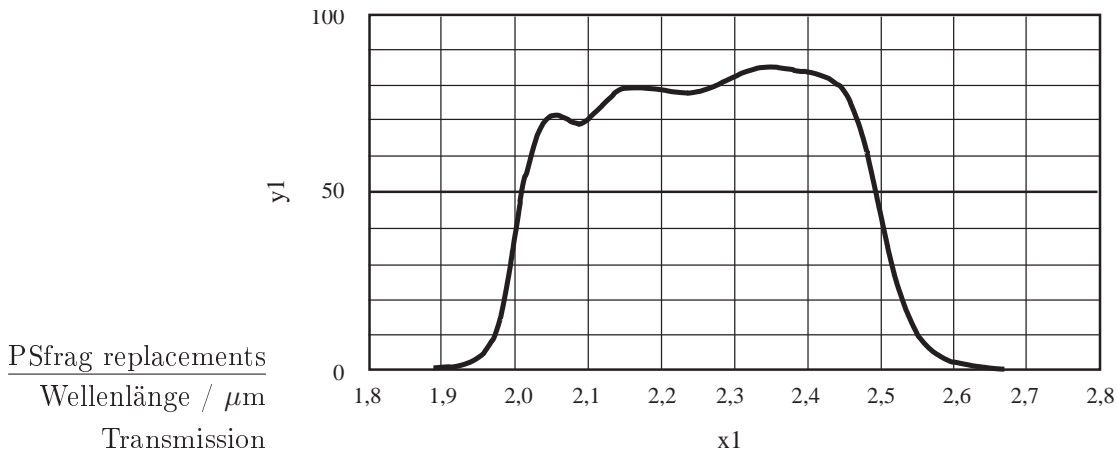


Abbildung C.3: Transmissionskurve des Filters W02253 von LOT Oriel.

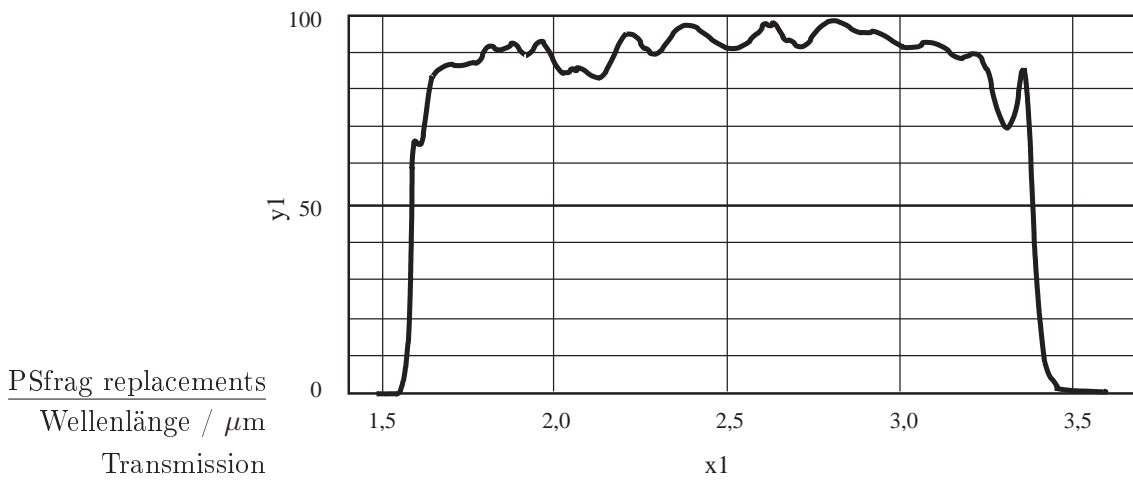


Abbildung C.4: Transmissionskurve des Filters W02486 von LOT Oriel.

effizienz des IR-Konverters in Abschnitt 3.2.3 liegen beim Eingangsfenster zwischen 1,5 und 3 μm bzw. beim Ausgangsfenster zwischen 0,7 und 0,95 μm . In diesen Bereichen sind die jeweiligen Fenster als nahezu konstant zu betrachten. Für die Berechnungen zur Abschwächung des Strahlungsflusses wurde somit für das Eingangsfenster $k_{\text{In}} = 0,70$ und für das Ausgangsfenster $k_{\text{out}} = 0,95$ gewählt.

Die Abbildungen C.3 und C.4 zeigen die Transmissionskurven der verwendeten Filter zur Berechnung von τ_{Filter} , welche jeweils einen gemittelten Wert angibt, der unabhängig von der Wellenlänge ist. Der Mittelwert des Filters W02253 beträgt $\tau_{\text{W02253}} = 0,75$, wobei dieser Wert zwischen 2,0 und 2,5 μm berechnet wurde. Für den Filter W02486 ergibt sich ein Mittelwert zwischen 1,6 und 3,4 μm von $\tau_{\text{W02486}} = 0,8$.

Anhang D

Spezifikationen der verwendeten Halbleiterwafer

Die Tabelle D stellt eine Zusammenfassung der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Halbleiterwafer dar. Die Informationen stammen aus den Datenblätter zu den Halbleiterwafer.

Unter dem Punkt „1. Allgemeines“ sind Informationen zu der internen Bezeichnung („Nummer“), dem Verwahrungsort („Ort“), der Dotierung („Dotierung“) und dem Typ („Typ“) des Halbleiterwafers zusammengefasst. Der „Ort“ des Wafers setzt sich aus einer römischen Ziffer, der Box (I bis IV), und einer arabischen Ziffer, dem Fach innerhalb dieser Box, zusammen. Der Punkt „Dotierung“ ist selbsterklärend. Als Typen werden „Wafer“ und geschlossene „Zellmodule“ unterschieden. In der vorliegenden Auswahl taucht nur der Typ „Wafer“ auf.

Informationen vom Hersteller der Halbleiterwafer sind unter „2. Technische Parameter“ aufgelistet. Die Eingangsseite der Wafer ist mit einem elektrischen Kontakt versehen („Kathode“), der in der vorliegenden Auswahl aus einer implantierten Borschicht besteht. Diese Seite ist durch die Gravur der jeweiligen Nummer eindeutig gekennzeichnet. Halbleiterwafer, welche am Rand auf der Eingangsseite mit einem Indium-Ring versehen sind, werden unter „In-Ring“ mit „ja“ kenntlich gemacht (falls dieser Ring nicht vorhanden ist, ist dieses Feld mit „nein“ ausgefüllt). j_{dk} gibt die vom Hersteller gemessene Dunkelstromdichte (A/cm^2) unter IR-Konverter typischen Bedingungen an (nicht bekannt). R_{in} ist die Empfindlichkeit des Wafers (A/W), welche ebenfalls vom Hersteller angegeben wird (Messmethode unbekannt). d_{HL} und D_{HL} sind Durchmesser und Dicke des Halbleiterwafers.

Einige Halbleiterwafer wurden am Institut für Angewandte Physik getestet, deren Ergebnisse sind unter „3. Testergebnisse“ zusammengetragen. „Datum“ und „Person“ spezifizieren Zeitpunkt und Person des durchgeführten Tests. Unter „Tauglich“ wird durch „ja“ oder „nein“ die Einsatzmöglichkeit des Wafers im IR-Konverter angegeben. Falls dieser nicht für den IR-Konverter tauglich ist, folgt eine detaillierte Auflistung der Inhomogenitäten. Eventuelle mechanische Beschädigungen der Oberfläche des Halbleiterwafers sind mit „VoSe“ (Beschädigung auf der Eingangsseite) oder „RüSe“ (Beschädigung auf der Rückseite) vermerkt. Die Punkte „Homogen“ bzw. „Inhomogen“ geben an, ob sich bei IR-Konverter-typischen Parametern¹ eine homogene und stabile Entladung

¹Als typische Parameter für den IR-Konverter gelten: $U_0 = 800 \text{ V}$, $p = 100 \text{ hPa}$ Ar, $d_{\text{gap}} = 100 \mu\text{m}$.

etablieren kann („ja“/„nein“). Falls Inhomogenitäten auftreten, werden diese durch die Punkte „Gradient“ („ja“/„nein“), „Dreiecke“ (Anzahl der Strukturen), stationäre Filamente „stat. Fil.“ (Anzahl der Strukturen) und bewegte Filamente „bew. Fil.“ (Anzahl der Strukturen) angegeben.

Weitere Strukturen oder sonstige Bemerkungen sind unter Punkt „4. Bemerkungen“ aufgeführt.

Datenblatt zu Halbleiter 13-2

<i>1. Allgemeines</i>							
Nummer:	13-2	Ort:	I-4	Dotierung: Si:Zn	Typ: Wafer		
<i>2. Technische Daten</i>							
Kathode:	Bor	In-Ring:	nein	j_{dk} :	$1,9 \cdot 10^{-6}$	R_{in} :	1,1
d_{HL} :	30	D_{HL} :	1,1				
<i>3. Testergebnisse</i>							
Datum:	—	Person:	—	Tauglich:	ja		
VoSe:	—	RüSe:	—	Homogen:	ja	Inhomogen:	nein
Gradient:	nein	Dreiecke:	nein	stat. Fil.:	nein	bew. Fil.:	nein
<i>4. Bemerkungen</i>							
– zurück nach St. Petersburg							

Datenblatt zu Halbleiter 13-3

<i>1. Allgemeines</i>							
Nummer:	13-3	Ort:	—	Dotierung: Si:Zn	Typ: Wafer		
<i>2. Technische Daten</i>							
Kathode:	Bor	In-Ring:	nein	j_{dk} :	$0,8 \cdot 10^{-6}$	R_{in} :	0,6
d_{HL} :	30	D_{HL} :	1,1				
<i>3. Testergebnisse</i>							
Datum:	—	Person:	—	Tauglich:	ja		
VoSe:	—	RüSe:	—	Homogen:	ja	Inhomogen:	nein
Gradient:	nein	Dreiecke:	nein	stat. Fil.:	nein	bew. Fil.:	nein
<i>4. Bemerkungen</i>							
– für IR-Konverter tauglich							

Datenblatt zu Halbleiter Z-64

<i>1. Allgemeines</i>							
Nummer:	Z-64	Ort:	III-9	Dotierung: Si:Zn	Typ: Wafer		
<i>2. Technische Daten</i>							
Kathode:	Bor	In-Ring:	nein	j_{dk} :	—	R_{in} :	—
d_{HL} :	30	D_{HL} :	1,1				
<i>3. Testergebnisse</i>							
Datum:	—	Person:	—	Tauglich:	ja		
VoSe:	—	RüSe:	—	Homogen:	ja	Inhomogen:	nein
Gradient:	nein	Dreiecke:	nein	stat. Fil.:	nein	bew. Fil.:	nein
<i>4. Bemerkungen</i>							
—							

Datenblatt zu Halbleiter Z-68

<i>1. Allgemeines</i>			
Nummer: Z-68	Ort: III-11	Dotierung: Si:Zn	Typ: Wafer
<i>2. Technische Daten</i>			
Kathode: Bor	In-Ring: nein	j_{ak} : —	R_{in} : —
d_{HL} : 30	D_{HL} : 1,1		
<i>3. Testergebnisse</i>			
Datum: —	Person: —	Tauglich: ja	
VoSe: —	RüSe: —	Homogen: ja	Inhomogen: nein
Gradient: nein	Dreiecke: nein	stat. Fil.: nein	bew. Fil.: nein
<i>4. Bemerkungen</i>			
- Halbleiter in zwei Teile zerbrochen			

Datenblatt zu Halbleiter Z-70

<i>1. Allgemeines</i>			
Nummer: Z-70	Ort: III-19	Dotierung: Si:Zn	Typ: Wafer
<i>2. Technische Daten</i>			
Kathode: Bor	In-Ring: nein	j_{ak} : —	R_{in} : —
d_{HL} : 30	D_{HL} : 1,1		
<i>3. Testergebnisse</i>			
Datum: —	Person: —	Tauglich: ja	
VoSe: —	RüSe: s.u.	Homogen: ja	Inhomogen: nein
Gradient: nein	Dreiecke: nein	stat. Fil.: nein	bew. Fil.: nein
<i>4. Bemerkungen</i>			
- Rückseite aufgeraut mit Schleifpaste			

Datenblatt zu Halbleiter 9-14

<i>1. Allgemeines</i>			
Nummer: 9-14	Ort: IV-24	Dotierung: Si:In	Typ: Wafer
<i>2. Technische Daten</i>			
Kathode: Bor	In-Ring: nein	j_{ak} : —	R_{in} : —
d_{HL} : 30	D_{HL} : 1,1		
<i>3. Testergebnisse</i>			
Datum: —	Person: —	Tauglich: ja	
VoSe: —	RüSe: —	Homogen: ja	Inhomogen: nein
Gradient: nein	Dreiecke: nein	stat. Fil.: nein	bew. Fil.: nein
<i>4. Bemerkungen</i>			
—			

Datenblatt zu Halbleiter N-19

<i>1. Allgemeines</i>			
Nummer: N-19	Ort: —	Dotierung: Si:In	Typ: Wafer
<i>2. Technische Daten</i>			
Kathode: Bor	In-Ring: nein	j_{ak} : —	R_{in} : —
d_{HL} : 30	D_{HL} : 1,1		
<i>3. Testergebnisse</i>			
Datum: —	Person: —	Tauglich: ja	
VoSe: —	RüSe: —	Homogen: ja	Inhomogen: nein
Gradient: nein	Dreiecke: nein	stat. Fil.: nein	bew. Fil.: nein
<i>4. Bemerkungen</i>			
—			

Literaturverzeichnis

- [Accetta und Shumaker 1993] ACCETTA, J.S. (Hrsg.) ; SHUMAKER, D.L. (Hrsg.): *The Infrared and electro-optical systems handbook*. Bd. 1-8. Infrared Information Analysis Center and SPIE Optical Engineering Press, 1993
- [Ammelt 1995] AMMELT, E.: *Untersuchungen zur Strukturbildung in planaren Gasentladungssystemen mit bildverarbeitenden Methoden*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Dissertation, 1995
- [Astrov 1988] ASTROV, Yu.A.: Dynamical properties of discharge glow in the device with resistive electrodes. In: *A.F. Ioffe physikalisch-technisches Institut St. Petersburg* 1255 (1988), S. 1–40
- [Astrov et al. 1977] ASTROV, Yu.A. ; EGOROV, V.V. ; KASYMOV, Sh.S. ; MURUGOV, V.M. ; PARITSKY, L.G. ; RYVKIN, S.M. ; SHEREMETIEV, Yu.N.: A New Photographic Device to Study IR Laser Radiation Characteristics. In: *Quanten Electronics* 4 (1977), Nr. 8, S. 1681–1685. – in russisch
- [Astrov et al. 1993] ASTROV, Yu.A. ; PORTSEL, L.M. ; TEPERICK, S.P. ; WILLEBRAND, H. ; PURWINS, H.-G.: Speed properties of a semiconductor-discharge gap IR image converter studied with a streak camera system. In: *Journal Applied Physics* 74 (1993), S. 2159–2166
- [Astrov und Purwins 2001] ASTROV, Yu.A. ; PURWINS, H.-G.: Plasma spots in a gas discharge system: birth, scattering and formation of molecules. In: *Phys. Lett. A* 283 (2001), S. 349–354
- [Astrova et al. 1999a] ASTROVA, E.V. ; VORONKOV, V.B. ; LEBEDEV, A.A. ; LODYGIN, A.N. ; REMENYUK, A.D.: Effect of heat treatment on the photoelectric properties of Si(Zn) photodetectors. In: *Semiconductors* 33 (1999), S. 359–365
- [Astrova et al. 1999b] ASTROVA, E.V. ; VORONKOV, V.B. ; LEBEDEV, A.A. ; LODYGIN, A.N. ; REMENYUK, A.D.: Formation of Spatial Inhomogeneities as a Result of Heat Treatment in Silicon Doped with Zinc. In: *Solid State Phenomena* 69-70 (1999), S. 497–502
- [Auday et al. 1998] AUDAY, G. ; GUILLOT, Ph. ; GALY, J. ; BRUNET, H.: Experimental study of the effective secondary emission coefficient for rare gases and copper electrodes. In: *Journal Applied Physics* 83 (1998), S. 5917–5921

- [Balcerak 2000] BALCERAK, R.S.: Uncooled infrared sensors: rapid growth and future perspective. In: *Infrared Detectors and Focal Plane Arrays VI* Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (Veranst.), 2000, S. 36–39
- [Bataille 1955] BATAILLE, G.: *Die vorgeschichtliche Malerei: Lascaux oder die Geburt der Kunst*. Genf : Skira, 1955
- [Blackmore und Sarver 1968] BLACKMORE, J.S. ; SARVER, C.E.: Photoconductivity Associated with Indium Acceptors in Silicon. In: *Physical Review* 173 (1968), Nr. 3
- [Bogaerts und Gijbels 1999] BOGAERTS, A. ; GIJBELS, R.: Role of Ar²⁺ and Ar⁺ ions a direct current argon glow discharge: A numerical description. In: *Journal Applied Physics* 86 (1999), S. 4124–4133
- [Bogaerts und Gijbels 2000] BOGAERTS, A. ; GIJBELS, R.: Description of the argon-excited levels in a radio-frequency and direct current glow discharge. In: *Spectrochimica Acta Part B* 55 (2000), S. 263–278
- [Boyers und Tiller 1973] BOYERS, D.G. ; TILLER, W.A.: Corona discharge photography. In: *Journal Applied Physics* 44 (1973), S. 3102–3112
- [Boyle und Smith 1970] BOYLE, W.S. ; SMITH, G.E.: Charge Coupled Semiconductor Devices. In: *Bell Systems Technical Journal* 49 (1970), S. 587–593
- [Breitschwerdt 1996] BREITSCHWERDT, S.: Neue Wege bei der Qualifizierung des Laserschweißens / Vortrag 6th European Conference on Laser Treatments of Materials ECLAT. 1996. – Forschungsbericht
- [Cabanski et al. 2000] CABANSKI, W.A. ; BREITER, R. ; MAUK, Rode W. ; ZIEGLER, J.: Miniaturized high performance staring thermal imaging system. In: *Infrared Detectors and Focal Plane Arrays VI* Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (Veranst.), 2000, S. 208–219
- [Cabelli et al. 2000] CABELLI, C.A. ; COOPER, D. ; HAAS, A.K. ; KOZLOWSKI, L.J. ; BOSTRUP, G.L.: Latest results on HgCdTe 2048 × 2048 and silicon focal plane arrays. In: *Infrared Detectors and Focal Plane Arrays VI* Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (Veranst.), 2000, S. 331–342
- [Caburn-MDC 2003] CABURN-MDC: *Technische Datenblätter optischer Komponenten*. Berlin: , 2003
- [Capper et al. 2000] CAPPER, P. ; HIPWOOD, L.G. ; KNOWLES, P. ; PARSONS, A.D.: Research trends in infrared detection in BAE SYSTEMS: Cadmium Mercury Telluride, InSb and pyroelectric arrays. In: *Sensors and Materials* 12 (2000), S. 421–434
- [Chatard 2000] CHATARD, J.P.: State-of-the-art high-volume infrared detector in France. In: *Sensors and Materials* 12 (2000), S. 397–419
- [Chen 1984] CHEN, F.F.: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. New York : Plenum Press, 1984

- [Cho et al. 1999] CHO, H.S. ; KADYK, J. ; HAN, S.H. ; HONG, W.S. ; PEREZ-MENDEZ, V. ; WENZEL, W. ; PITTS, K. ; MARTIN, M.D. ; HUTCHINS, J.B.: GEM: Performance and aging tests. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 46 (1999), S. 306–311
- [Chudacek und Matousek 1987] CHUDACEK, I. ; MATOUSEK, L.: Kirlian Photography as a type of plasma photography. In: *The Journal of Photographic Science* 35 (1987), S. 20–25
- [Dargys und Kundrotas 1994] DARGYS, A. ; KUNDROTAS, J.: *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP*. Vilnius, Science and Encyclopaedia Publishers, 1994
- [Dodokhov und Zhukov 1981] DODOKHOV, V.Kh. ; ZHUKOV, V.A.: First Townsend coefficient in pure and mixed argon and xenon. In: *Soviet Physics - Technical Physics (USA)* 26 (1981), S. 1077–1081
- [Dutton 1975] DUTTON, J.: A Survey of Electron Swarm Data. In: *J. Phys. Chem. Ref. Data* 4 (1975), Nr. 3, S. 577–857
- [Eichler und Eichler 1998a] EICHLER, J. ; EICHLER, H.J.: *Laser — Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. 3. Auflage. Springer, 1998a
- [Finsterbusch et al. 2002] FINSTERBUSCH, K. ; URSCHER, R. ; ZACHARIAS, H.: Tunable, high-power, narrow-band picosecond IR radiation by optical parametric amplification in KTP. In: *Appl. Phys. B* 74 (2002), S. 319–322
- [Finsterbusch et al. 2003] FINSTERBUSCH, K. ; URSCHER, R. ; ZACHARIAS, H. ; MATERN, S. ; MARCHENKO, V.M. ; PURWINS, H.G.: Tunable picosecond laser pulses in the mid-IR DPG Frühjahrstagung (Veranst.), 2003
- [FLIR Systems 2003] FLIR SYSTEMS: *Anwendungsfelder von IR-Kamerasystemen*. http://www.flirthermography.com/germany/success/image_gallery.asp. 2003
- [Flothkötter 2001] FLOTHKÖTTER, S.: *Untersuchungen laufender Stromfilamente in einem Si:Zn-Hybrid-Gasentladungssystem*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Diplomarbeit, 2001
- [Flügge 1956a] FLÜGGE, S. (Hrsg.): *Encyclopedia of Physics*. Bd. XXI: *Electron-emission, Gas Discharges I*. Berlin : Springer, 1956
- [Flügge 1956b] FLÜGGE, S. (Hrsg.): *Encyclopedia of Physics*. Bd. XXII: *Gas Discharges II*. Berlin : Springer, 1956
- [Fuller und Morin 1957] FULLER, C.S. ; MORIN, F.J.: Diffusion and Electrical Behaviour of Zinc in Silicon. In: *Physical Review* 105 (1957), Nr. 2, S. 379–384
- [Gauselmann 1993] GAUSELMANN, T.: *Ein neuartiges Verfahren zur schnellen ortsaufgelösten Detektion von IR-Strahlung*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Diplomarbeit, 1993
- [Grigoriev und Meilikhov 1995] GRIGORIEV, I.S. (Hrsg.) ; MEILIKHOV, E. (Hrsg.): *Handbook of physical quantities*. CRC Press, 1995

- [Gunapala et al. 2000] GUNAPALA, S.D ; LUONG, E.M ; RAFOL, S.B. ; MUMOLO, J.M.: Recent developments and applications of quantum well infrared photodectors focal plane arrays. In: *Infrared Detectors and Focal Plane Arrays VI* Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (Veranst.), 2000, S. 262–275
- [Gupta 2000] GUPTA, S.C.: Materials for infrared photon detectors: Status and trends. In: *SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. Proceedings of Spie - The International Society for Optical Engineering 3975* (2000), S. 11–18
- [Gurevich et al. 2003a] GUREVICH, E.L. ; ASTROV, Yu.A. ; PURWINS, H.-G.: Control of Spatial Structures in a Semiconductor-Gas-Discharge System with a Semi-Insulating GaAs Cathode. In: *International Conference Physics and Control* Bd. 922 IEEE (Veranst.), 2003
- [Gurevich et al. 2003b] GUREVICH, E.L. ; MOSKALENKO, A.S. ; ZANIN, A.L. ; ASTROV, Yu.A. ; PURWINS, H.-G.: Rotating Waves in a Planar DC-Driven Gas Discharge System with Semi-Insulating GaAs Cathode. In: *Physics Letters A* 307 (2003), S. 299–303
- [Hildenhagen 2002] HILDENHAGEN, J.: *Persönliche Mitteilung – Laserzentrum Steinfurt*. 2002
- [Holst 1998a] HOLST, G.C.: *CCD arrays, cameras, and displays*. 2. SPIE – The International Society for Optical Engineering, 1998
- [Holst 1998b] HOLST, G.C.: *Sampling, Aliasing, and Data Fidelity*. JCD Publishing, 1998
- [Holstein 1947] HOLSTEIN, T.: Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. In: *Physical Review* 72 (1947), Nr. 12, S. 1212–1232
- [Jähne 2002] JÄHNE, B.: *Digitale Bildverarbeitung*. 5. Auflage. Springer, 2002
- [Karstädt et al. 1998] KARSTÄDT, D. ; MÖLLMANN, K.-P. ; PINNO, F. ; VOLLMER, M.: Sehen im Infrarot – Grundlagen und Anwendungen der Thermographie. In: *Physik in unserer Zeit* 1 (1998), S. 6–15
- [Kasimov und Paritskii 1973] KASIMOV, S.S. ; PARITSKII, L.G.: Device for Taking Images. In: *Russisches Zertifikat* 1798020/18-10 (1973). – in russisch
- [Kasimov und Paritskii 1975] KASIMOV, S.S. ; PARITSKII, L.G.: Investigation of Semiconductor Gas-Discharge Photographic Systems. In: *VINITI* N1031-75 (1975). – in russisch
- [Kasimov et al. 1974] KASIMOV, S.S. ; PARITSKII, L.G. ; RIVKIN, S.M.: Semiconductor Gas-Discharge Image Converter. In: *VINITI* 2693-1974 (1974)
- [Kim 1974] KIM, E.H.: Corona discharge photography. In: *Journal of the Korean Physical Society* 7 (1974), S. 117–128
- [Kim et al. 2001] KIM, J.H.R. ; MAUERER, H. ; ASTROV, Yu.A. ; BODE, M. ; PURWINS, H.-G.: High Speed Switch-On of a Semiconductor Gas Discharge Image Converter Using Optimal Control Methods. In: *J. Comp. Phys.* 170 (2001), S. 395–414

- [Kinglake 1992] KINGLAKE, R.: *Optics in Photography*. SPIE – The International Society for Optical Engineering, 1992
- [Krause und D’Amico 2000] KRAUSE, M. ; D’AMICO, D. J.: Ablation of vitreous tissue with a high-repetition-rate Erbium:YAG-Laser. In: *Ophthalmic Technologies* Bd. 3908 SPIE – International Society for Optical Engineering (Veranst.), 2000, S. 157–164
- [Kudrle et al. 1999] KUDRLE, V. ; LEDUC, E. ; FITAIRE, M.: Breakdown delay times and memory effects in helium at low pressure. In: *Journal Physics D: Applied Physics* 32 (1999), S. 2049–2055
- [Kühlke 1998] KÜHLKE, D.: *Optik – Grundlagen und Anwendungen*. Thun und Frankfurt am Main : Verlag Hari Deutsch, 1998
- [Lagushenko und Maya 1984] LAGUSHENKO, R. ; MAYA, J.: Electron swarm parameters in rare gases and mixtures. In: *Journal Applied Physics* 55 (1984), S. 3293–3299
- [Lebedeva et al. 1994] LEBEDEVA, N.N. ; SALAMOV, B.G. ; AKINOGLU, B.G. ; AL-LAKHVERDIEV, K.R.: Visualization of electrical inhomogeneities in high-ohmic semiconductor plates by an ionization-type photographic system. In: *J. Phys. D: Applied Physics* 27 (1994), S. 1229–1232
- [Lengnick 1933] LENGNICK, T.C.: Discharge Tube. In: *United States Patent Office* 1939514 (1933), S. 1–5
- [Lent 2003] LENT, A.F.: Infrared Detectors Image the Future. In: *Photonics Spectra* (2003), April
- [Lenz 1988] LENZ, R.: Zur Genauigkeit der Videometrie mit CCD-Sensoren. In: BUNKE, H. (Hrsg.) ; KÜBLER, O. (Hrsg.) ; STUCKI, P. (Hrsg.): *Mustererkennung* Bd. 180, 1988, S. 179–189
- [Lerner 2001] LERNER, E.J.: Uncooled IR detectors move into the mainstream. In: *Laser Focus World* 5 (2001), S. 1–3
- [Levinshtein und Rumyantsev 1996] LEVINSHTEIN, M.E. ; RUMYANTSEV, S.L. ; LEVINSHTEIN, M. (Hrsg.) ; RUMYANTSEV, S. (Hrsg.) ; SHUR, S. (Hrsg.): *Handbook Series on Semiconductor Parameters*. Bd. 1. World Scientific, 1996
- [LOT Oriel 2003] LOT ORIEL: *Einführung in die Wärmebildtechnik*. <http://www.lot-oriel.com/pdf/all/waermebildtechnik.pdf>. 2003
- [Maher et al. 1969] MAHER, A.T. ; STREETMAN, B.G. ; HOLONYAK, N.: Infrared Detection Properties of Zn-Doped Si P-i-n Diodes. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* (1969), S. 963–964
- [Marchenko 2002] MARCHENKO, V.: *TGS, Version 2.00*. 2002
- [Marchenko 2003] MARCHENKO, V.M.: *Persönliche Mitteilung – Experimentelle Bestimmung der optischen Eigenschaften einer BaF₂-Linsensystems*. 2003

- [Marchenko et al. 2002a] MARCHENKO, V.M. ; MATERN, S. ; PURWINS, H.-G. ; ASTROV, Y.A. ; PORTSEL, L.M.: Noise properties of a high-speed semiconductor-gas-discharge infrared imager. In: *Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Digital Photography Applications III*. Bd. 4669, SPIE – International Society for Optical Engineering, 2002, S. 1–12
- [Marchenko et al. 2002b] MARCHENKO, V.M. ; MATERN, S. ; PURWINS, H.-G. ; ASTROV, Y.A. ; PORTSEL, L.M.: Sensitivity performance of ultra-fast IR imaging systems on the basis of a planar semiconductor-gas discharge IR-to-visible converter. In: *25th International Congress for High-Speed Photography and Photonics*, 2002. – zur Veröffentlichung akzeptiert
- [Marignier 1999] MARIGNIER, J.-L.: *Nicéphore Niépce 1765 - 1833: l'invention de la photographie*. Paris : Belin, 1999
- [Matern 1999] MATERN, S.: *Optimierung der zeitlichen und räumlichen Auflösung eines als Infrarot-Konverter eingesetzten Halbleiter-Gasentladungs-Systems*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Diplomarbeit, 1999
- [Matern et al. 2002a] MATERN, S. ; MARCHENKO, V.M. ; ASTROV, Y.A. ; PORTSEL, L.M. ; PURWINS, H.-G.: Application of high-speed IR converter in scientific and technological research. In: *Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Digital Photography Applications III*. Bd. 4669, 2002, S. 13–20
- [Matern et al. 2002b] MATERN, S. ; MARCHENKO, V.M. ; ASTROV, Y.A. ; PORTSEL, L.M. ; PURWINS, H.-G.: Technische Realisierung und Laseranwendungen eines ultraschnellen IR-Bildkonverters. In: *Photonik 3* (2002), S. 84–87
- [Meisel und Langhoff 1997] MEISEL, M.G. ; LANGHOFF, H.: Homogeneous high-pressure gas discharge using semiconductor electrodes. In: *Applied Physics B (Lasers and Optics)* B64 (1997), Nr. 1, S. 41–43
- [Merken et al. 2000] MERKEN, P. ; ZIMMERMANN, L. ; JOHN, J. ; NEMETH, S. ; GASTAL, M. ; BORGHS, G.: InAsSb and InGaAs linear and focal plane arrays. In: *Infrared Detectors and Focal Plane Arrays VI* Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (Veranst.), 2000, S. 246–251
- [Milnes 1973] MILNES, A.G.: *Deep impurities in semiconductors*. Wiley & Sons, 1973
- [Montroy et al. 2002] MONTROY, J.T. ; GARNETT, J.D. ; CABELLI, S.A. ; LOOSE, M. ; JOSHI, A.B. ; HUGHES, G.W. ; KOZLOWSKI, L.J. ; HAAS, A.K. ; WONG, S.S. ; ZANDIAN, M. ; CHEN, A.C. ; PASKO, J.G. ; FARRIS, M.C. ; CABELLI, C.A. ; COOPER, D.E. ; ARIAS, J.M. ; BAJAJ, J. ; VURAL, K.: Advanced imaging sensors at Rockwell Scientific Company. In: *Infrared Detectors and Focal Plane Arrays VII* Bd. 4721 Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (Veranst.), 2002, S. 216–226
- [Müller et al. 1998] MÜLLER, M.G. ; DAUSINGER, F. ; HÜGEL, H.: Online process monitoring of laser welding by measuring the reflect laser power. In: CHEN, X. (Hrsg.) ; MIYAMOTO, I. (Hrsg.): *Proc. of Lasers Materials* Bd. 85. Orlando, Florida, USA, 1998, S. C122–C131

- [Muybridge 1887] MUYBRIDGE, E.: *Animal locomotion: an electrographic investigation of consecutive phases of animal movements*. Philadelphia, 1887
- [Muybridge 1979] MUYBRIDGE, E.: *Muybridge's complete human and animal locomotion*. Reprint in 3 Bänden. New York : Dover, 1979
- [Nagorny und Drallos 1997] NAGORNY, V.P. ; DRALLOS, P.J.: Effective secondary emission coefficient in a high-pressure noble gas. In: *Plasma Sources Science & Technology* 6 (1997), S. 212–219
- [Newman 1955] NEWMAN, R.: Optical Properties of Indium–Doped Silicon. In: *Physical Review* 99 (1955), Nr. 2, S. 465–467
- [Norton 1991] NORTON, P.R.: Infrared images sensors. In: *Optical Engineering* 30 (1991), S. 1649–1663
- [Norton 1998] NORTON, P.R.: Status of infrared detectors. In: *SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. Proceedings of Spie - the International Society for Optical Engineering* 3379 (1998), S. 102–114
- [Ott 2002] OTT, E.: *Wissenswertes über CCD-Kameras*. PCO Computer Optics GmbH. 2002
- [Park et al. 2002] PARK ; EDEN, J.G. ; EWING, J.J.: Photodetection in the visible, ultraviolet, and near-infrared with silicon microdischarge devices. In: *Applied Physics Letters* 81 (2002), Nr. 24
- [Park et al. 2001] PARK, S.-J. ; WAGNER, C.J. ; EDEN, J.G.: Performance of microdischarge devices and arrays with screen electrodes. In: *IEEE Photons Technology Letters* 13 (2001), S. 61–63
- [Pedrotti et al. 1996] PEDROTTI, F. und L. ; BAUSCH, W. ; SCHMIDT, H.: *Optik: Eine Einführung*. Haar bei München : Prentice Hall Verlag GmbH, 1996
- [Petersen 1976] PETERSEN, M.: Dicke, empfindliche pyroelektrische Detektoren aus Triglyzinsulfat. In: *Infrared Physics* 16 (1976), S. 465–473
- [Phelps 1958] PHELPS, A.V.: Effect of the Imprisonment of Resonance Radiation on Excitation Experiments. In: *Physical Review* 110 (1958), Nr. 6, S. 1362–1368
- [Phelps 1960] PHELPS, A.V.: Role of Molecular Ions, Metastable Molecules, and Resonance Radiation in the Breakdown of Rare Gases. In: *Physical Review* 117 (1960), Nr. 3, S. 619–632
- [Phelps und Petrovic 1999] PHELPS, A.V. ; PETROVIC, Z.Lj.: Cold cathode discharge and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons. In: *Plasma Sources Science & Technology* 8 (1999), S. R21–R44
- [Poprawe und Schulz 2003] POPRAWA, R. ; SCHULZ, W.: Development and application of new high-power laser beam sources. In: *RIKEN Review* (2003)
- [Portsel 2003a] PORTSEL, L.M.: *Persönliche Mitteilung*. 2003

- [Portsel 2003b] PORTSEL, L.M.: *Persönliche Mitteilung — Stabilsierung einer Gasentladung im IR-Konverter mit GEM ähnlicher Konfiguration*. 2003
- [Portsel et al. 1997] PORTSEL, L.M. ; ASTROV, Yu.A. ; REIMANN, H.-G.: Glow dynamics in a semiconductor-gas discharge image converter. In: *Journal Applied Physics* 81 (1997), S. 1077–1086
- [Portsel et al. 1999] PORTSEL, L.M. ; ASTROV, Yu.A. ; REIMANN, I. ; AMMELT, E. ; PURWINS, H.-G.: High speed conversion of infrared images with a planar gas discharge system. In: *Journal Applied Physics* 85 (1999), S. 3960–3966
- [Potet 2001] POTET, P.: Ambient-Temperature IR Cameras Get into Civilian Applications. In: *Euro Photonics* (2001), Oktober/November, S. 22–23
- [Preier 1968] PREIER, H.: Electron and Hole-Capture Coefficient of Indium in Silicon at Low Temperatures. In: *Journal of Applied Physics* 39 (1968), Nr. 1, S. 194–200
- [Puech und Torchin 1986] PUECH, V. ; TORCHIN, L.: Collision cross sections and electrons swarm parameters in argon. In: *J. Phys. D: Applied Physics* 19 (1986), S. 2309–2323
- [Raizer 1991] RAIZER, Y.P.: *Gas Discharge Physics*. Berlin : Springer, 1991
- [Raytheon 2001] RAYTHEON: *Radiance HS: The New Standard in High-Performance Infrared Imaging*. Werbebroschüre der Firma Raytheon, bezogen über L.O.T.-Oriol GmbH & Co. KG. 2001
- [Reichenbach et al. 1991] REICHENBACH, S.E. ; PARK, S.K. ; NARAYANSWAMY, R.: Characterizing digital image acquisition devices. In: *Optical Engineering* 30 (1991), Nr. 2, S. 170–177
- [Reil 1995] REIL, F.: *Experimentelle Untersuchungen an einer pnpn - Vierschichtdiode mit einem Laserstrahl*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Diplomarbeit, 1995
- [Reimann 1995] REIMANN, I.: *Ortsaufgelöste Hochgeschwindigkeits-Thermographie mit einem Halbleiter-Gasentladungs-System*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Diplomarbeit, 1995
- [Rodrigues und Mahajan 1993] RODRIGUES, C.A. ; MAHAJAN, S.M.: Electron avalanches in argon gas. In: *Proceedings SSST '93 The Twenty-Fifth Southeastern Symposium on System Theory* (1993), S. 151–154
- [Rogalski 1997a] ROGALSKI, A.: Infrared thermal detectors versus photon detectors. I. Pixel performance. In: *-Int. Soc. Opt. Eng. Proceedings of Spie - The International Society for Optical Engineering* 3179 (1997), S. 224–234
- [Rogalski 1997b] ROGALSKI, A.: Infrared thermal detectors versus photon detectors. II. Focal plane arrays. In: *SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. Proceedings of Spie - the International Society for Optical Engineering* 3182 (1997), S. 14–25

- [Rogalski 2002] ROGALSKI, A.: Competition of infrared detector technologies. In: *Sixth International Conference on Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics* Bd. 5065 Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (Veranst.), 2002, S. 23–38
- [Salamov et al. 1998] SALAMOV, B.G. ; ALTINDAL, Ş. ; ÖZER, M. ; ÇOLAKOĞLU, K. ; BULUR, E.: Characteristic features of an ionization system with semiconducting cathode. In: *Eur. Phys. J. AP* 2 (1998), S. 267–273
- [Salamov et al. 1996] SALAMOV, B.G. ; ELLIALTIĞLU, S. ; AKINOĞLU, B.G. ; LEBEDEV, N.N. ; PATRISKII, L.G.: Spatial stabilization of Townsend and glow discharges with a semiconducting electrode. In: *J. Phys. D: Applied Physics* 29 (1996), S. 628–633
- [Schmidt 1996] SCHMIDT, U.: *Digitale Videotechnik*. Poing : Franzis Verlag, 1996
- [Schmidt 1994] SCHMIDT, W.: *Optische Spektroskopie*. VCH, 1994
- [Schuster und Kolobrodov 2000] SCHUSTER, N. ; KOLOBRODOV, V.G.: *Infrarotthermographie*. Berlin : Wiley–VCH, 2000
- [Shannon 1997] SHANNON, R.R.: *The Art and Science of Optical Design*. Cambridge University Press, 1997
- [Sharma und Sauli 1992] SHARMA, A. ; SAULI, F.: A measurement of the first Townsend coefficient in argon based mixtures at high fields. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 323 (1992), S. 280–283
- [Slawski 2002] SLAWSKI, Dirk: *Digitale Bildverarbeitung*. SmartBooks, 2002
- [Strümpel 2001] STRÜMPEL, J.C.: *Experimentelle Untersuchung der raumzeitlichen Strukturierung in einem planaren Halbleiter–Gasentladungssystem*, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, Dissertation, 2001
- [Tezcan et al. 2003] TEZCAN, D.S. ; EMINOĞLU, S. ; AKIN, T.: A low-cost uncooled infrared microbolometer detector in standard CMOS technology. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 50 (2003), Nr. 2, S. 494–502
- [Thomas et al. 1977] THOMAS, R.N. ; BRAGGINS, T.T. ; HOBGOOD, H.M. ; TAKEI, W.J.: Compensation of residual boron impurities in extrinsic indium–doped silicon by neutron transmutation of silicon. In: *Journal of Applied Physics* 49 (1977), Nr. 5, S. 2811–2820
- [Tidrow et al. 1998] TIDROW, M.Z. ; CLARK, W.W. ; TIPTON, W. ; HOFFMAN, R. ; BECK, W. ; TIDROW, S.C. ; ROBERTSON, D.N. ; POLLEHN, H. ; UDAYAKUMAR, K.R. ; BERATAN, H.R. ; SOCH, K. ; HANSON, C.M. ; WIGDOR, M.: Uncooled infrared detectors and focal plane arrays. In: *Proceedings of Spie – The International Society for Optical Engineering* 3553 (1998), S. 178–187
- [Träger et al. 2003] TRÄGER, D. ; STRINIC, A. ; DENZ, C. ; BELIC, M. ; PETROVIC, M. ; MATERN, S. ; PURWINS, H.-G.: Interaction in large arrays of solitons in photorefractive crystals. In: *Journal of Optics A* 5 (2003), S. 518–523

- [Vlcek 1989] VLCEK, J.: A collisional–radiative model applicable to argon discharge over a wide range of conditions. I: Formulation and basic data. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 22 (1989), S. 623–631
- [von Ardenne 1964] VON ARDENNE, M.: *Tabellen zur Angewandten Physik*. Berlin : Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1964
- [Wang et al. 1984] WANG, A.C. ; LU, L.S. ; SHA, C.T.: Electron capture at the two acceptor levels of a zinc center in silicon. In: *Physical Review B* 30 (1984), Nr. 10, S. 5896–5903
- [Ward 1958] WARD, A.L.: Effect of space charge in cold-cathode gas discharge. In: *Physical Review* 112 (1958), S. 1852–1857
- [Wiesemann 1976] WIESEMANN, K.: *Einführung in die Gaselektronik*. Stuttgart : Teubner Studienbücher, 1976
- [Willebrand et al. 1994] WILLEBRAND, H. ; ASTROV, Y. ; PORTSEL, L. ; GAUSELMANN, T. ; PURWINS, H.-G.: Excitation of wave patterns in an infrared-visible converter. In: *J. Phys. D: Applied Physics* 27 (1994), S. 2354–2362
- [Willebrand et al. 1995] WILLEBRAND, H. ; ASTROV, Y. ; PORTSEL, L. ; TEPPERICK, S. ; GAUSELMANN, T.: An effective infrared-visible conversion technique for remote quantitative measurements of thermal fields. In: *Infrared Phys. Technol.* 36 (1995), S. 809–817
- [Wittenstein et al. 1982] WITTENSTEIN, W. ; FONTANELLA, A.R. ; BAARS, J.: The definition of the OTF and the measurement of aliasing for sampled imaging systems. In: *Optica Acta* 29 (1982), Nr. 1, S. 41–50
- [Witters und Walschap 2003] WITTERS, H. ; WALSCHAP, T.: CMOS–Bildsensoren — die flexiblen Nachfolger der CCDs. In: *Photonik* 5 (2003), S. 44–47
- [Ziolek 2000] ZIOLEK, C.: *Entwicklung hoch repetierender Erbium–Festkörperlaser bei 3 μm Wellenlänge basierend auf Granatkristallen*, Universität Hannover, Dissertation, 2000
- [Ziolek et al. 2001] ZIOLEK, C. ; ERNST, H. ; WILL, F. ; LUBATSCHOWSKI, H. ; WEL-LING, H. ; ERTMER, W.: High-repetition-rate, high-average-power, diode-pumped 2.94 μm Er:YAG laser. In: *Optics Letters* 26 (2001), Nr. 9, S. 599–601

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich bei all denen bedanken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Diejenigen, die einen nicht unwesentlichen Teil geleistet haben, möchte ich nun namentlich erwähnen.

Mein erster Dank gilt Herrn Prof. Dr. H.-G. Purwins, der mir die Möglichkeit gab an einem sehr interessanten Projekt über einen langen Zeitraum selbstständig zu arbeiten.

Ein besonderes Dankeschön geht an Herrn Dr. V.M. Marchenko, der mich über die gesamte Arbeitszeit intensiv betreut hat. Mit viel Ruhe und Geduld stand er mir mit seinem Wissen und seiner wissenschaftlichen Erfahrung nicht nur bei experimentellen Problemen im Labor, sondern auch beim Verfassen der vorliegenden Arbeit zur Seite.

Bei Herrn Dr. L.M. Portsel und Herrn Dr. Yu. Astrov bedanke ich mich für die zahlreichen wissenschaftlichen Gespräche, die immer wieder neue Impulse für meine Arbeit gegeben haben. Dazu zählen der Austausch von Erfahrungen zu experimentellen Versuchen, die Interpretation der erzielten Ergebnisse und nicht zuletzt die Bereitschaft, zentrale Teile der Arbeit Korrektur zu lesen. Meine anfängliche Behauptung, es seien nicht viele Textpassagen, welche sie „mal“ überfliegen sollten, war vielleicht ein wenig tief gegriffen, aber dennoch – wahrscheinlich wissend, dass es mehr Arbeit als vorausgesagt war – waren beide bereit, sich sehr intensiv um meine Bitten zu kümmern.

Für die Erprobung des IR-Konverters in den unterschiedlichen Applikationen danke ich den Mitarbeitern folgender Einrichtungen, die am Gelingen der Experimente maßgeblich beteiligt waren: dem Laser Zentrum Hannover, dem Institut für Strahlwerkzeuge Stuttgart, der Arbeitsgruppe „Dynamik an Grenzflächen“ im Physikalischen Institut der Westfälischen Wilhelms-Universität und der Arbeitsgruppe „Nichtlineare Photonik“ im Institut für Angewandte Physik der Westfälischen Wilhelms-Universität.

Der feinmechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Schoppmann danke ich nicht nur für die Erstellung diverser Aufbauten, sondern auch für die Bereitschaft, aus unkonventionellen Handskizzen meinerseits eine technisch machbare Umsetzung zu realisieren, welche sich im Laborbetrieb dann immer als tadellos erwies.

Der übrigen Arbeitsgruppe danke ich für das gemeinsame „Mensen“ und die anschließenden Kaffeepausen, in denen oft interessante Diskussionen und Gespräche entstanden.

„Last but not least“ ;-)) bedanke ich mich bei Andrea, Claudia und meinen Eltern, die mir beim Auffinden von Rechtschreibfehlern, fehlenden Kommata und verdrehten Sätzen in dieser Arbeit ausdauernd zur Seite standen.

