

Diplomarbeit

Ortsaufgelöste Messungen an Dünnschichtsystemen  
auf Basis des Fotoeffekts im Halbleiter  
– Methodische Entwicklungen –

angefertigt im Institut für Chemie der  
Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät I der Humboldt-Universität  
zu Berlin

unter Betreuung von Dr. sc. nat. Werner Moritz

eingereicht von:

Name: ..... Gerhardt                      Vorname: .... Ilja  
geb. am: ..... 11. November 1971      in: ..... Hiltrup j. Münster

Berlin, .....



# Inhaltsverzeichnis

0.1	Abkürzungsverzeichnis . . . . .	f
<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Technik / Literatur</b>	<b>3</b>
2.1	SPIM und LAPS – die Idee . . . . .	3
2.1.1	Grundprinzip des LAPS . . . . .	3
2.1.2	Grundprinzip von SPIM . . . . .	3
2.2	Sensor- / LAPS-Literatur . . . . .	3
2.2.1	Allgemeines zum LAPS . . . . .	3
2.2.2	Beschreibungen des LAPS . . . . .	3
2.2.3	Entwicklung von chemisch sensitiven Schichten . . . . .	4
2.2.4	Erhöhung der Aufnahmegeschwindigkeit beim LAPS . . . . .	5
2.2.5	Erhöhung der lateralen Auflösung beim LAPS . . . . .	5
2.2.6	Bestimmung von Diffusionslängen in Halbleitern . . . . .	6
2.3	Literatur zu Halbleitern und MIS-Strukturen . . . . .	7
2.3.1	Allgemeine Literatur . . . . .	7
2.3.2	Berechnungen und Untersuchungen zur HF-CV-Kurve . . . . .	7
2.4	Mikroskopie . . . . .	8
2.5	Isolatoren auf Halbleitermaterialien . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Experimenteller Teil</b>	<b>11</b>
3.1	Probenmaterialien . . . . .	11
3.2	Probenvorbereitung . . . . .	11
3.3	Präparieren des OHM'schen Rückseitenkontakts . . . . .	11
3.4	Strukturieren der Proben . . . . .	11
3.4.1	Abdecken der Proben . . . . .	11
3.4.2	„Filzschreiber-Lift-Off“ . . . . .	11
3.4.3	Fotolithografie und epitaktischer Lift-Off . . . . .	12
3.5	Beschichten der Proben mit Metall . . . . .	12
3.5.1	Besputtern mit Platin . . . . .	12
3.5.2	Bedampfen mit Aluminium oder Gold . . . . .	12
3.6	Aufbringen von dielektrischen Schichten . . . . .	12
3.7	Fotostrommessungen . . . . .	13
3.7.1	am Widerstand . . . . .	13
3.7.2	mit Strom-Spannungswandler . . . . .	13
3.8	Messung der Strom-Spannungs Charakteristik . . . . .	13
3.9	Messung der Kapazitäts-Spannungs-Kurve . . . . .	14
3.10	Messungen an der optischen Kante . . . . .	14
3.11	Beschreibung der Messapparatur in München . . . . .	14

<b>4</b>	<b>Ergebnisse aus der Halbleiter–Theorie</b>	<b>15</b>
4.1	Ladungsverteilung und Bandstruktur . . . . .	15
4.2	Spannung an der Grenzfläche . . . . .	16
4.3	Kapazitäts–Spannungs–Kurve, Niederfrequenz . . . . .	18
4.4	Kapazitäts–Spannungs–Kurve, Hochfrequenz . . . . .	19
4.4.1	Berechnung der Kapazität nach BREWS . . . . .	20
4.5	Die Fotostromkurve . . . . .	20
4.6	Ergebnisse der Fotostromberechnungen . . . . .	25
4.6.1	Angelegte Gate–Spannung . . . . .	25
4.6.2	Dotierungsparameter . . . . .	26
4.6.3	Oxidschichtdicke . . . . .	27
4.6.4	Eingestrahlte Frequenz . . . . .	28
4.6.5	Eingestrahlte Wellenlänge des Lichts . . . . .	28
4.7	Theoretische Betrachtungen zur lateralen Auflösung . . . . .	28
4.8	Ergebnisse der Diffusionsrechnungen . . . . .	30
4.9	Einfluss des Bandübergangs auf die Diffusionslänge . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Ergebnisse der experimentellen Arbeiten</b>	<b>35</b>
5.1	Aufbau und Charakterisierung der Messapparatur . . . . .	35
5.1.1	Vorüberlegungen . . . . .	35
5.1.2	Der mechanische Aufbau . . . . .	35
5.1.2.1	Positioniergenauigkeit der Mechanik . . . . .	37
5.1.3	Aufbau der Optik . . . . .	37
5.1.3.1	Justage der Optik . . . . .	39
5.1.4	Beurteilung des Optischen Aufbaus . . . . .	40
5.1.4.1	Beurteilung des Strahlprofils . . . . .	40
5.1.5	Der elektrische Aufbau . . . . .	43
5.2	Bestimmen der lateralen, optischen Auflösung des Halbleitermaterials . . . . .	46
5.2.1	Messungen an einer Metallkante, beschichtet/unbeschichtet . . . . .	46
5.2.2	Ergebnisse am Silizium . . . . .	47
5.2.3	Ergebnisse am Galliumarsenid . . . . .	51
5.2.3.1	Messungen am oxidiertem Galliumarsenid . . . . .	51
5.2.3.2	Messungen an Galliumarsenid von der Waferrückseite . . . . .	55
5.2.4	Ergebnisse am Indiumphosphid . . . . .	60
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>65</b>
6.1	Erweiterungen der theoretischen Abhandlungen . . . . .	65
6.2	Weitere praktische Arbeiten . . . . .	65
6.3	Anwendungsmöglichkeiten . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Aufgebaute Schaltungen</b>	<b>A</b>
A.1	Laserdiodentreiber 1 . . . . .	A
A.2	Laserdiodentreiber 2 . . . . .	A
A.3	Strom–Spannungswandler/Potenzio­stat . . . . .	B
<b>B</b>	<b>Messprogramme</b>	<b>C</b>
<b>C</b>	<b>Bandlücken</b>	<b>E</b>

---

<b>D</b>	<b>Parameter der Fotostromberechnungen</b>	<b>G</b>
<b>E</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>I</b>
<b>F</b>	<b>Danksagung</b>	<b>O</b>
<b>G</b>	<b>Erklärung</b>	<b>Q</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>S</b>
	<b>Index</b>	<b>T</b>

## 0.1 Abkürzungsverzeichnis

$n_i$	Intrinsische Konzentration an Ladungsträgern im Halbleiter
$N_D$	Defektstellenkonzentration im Halbleiter
$N_A$	Akzeptorkonzentration im Halbleiter
$\psi$	Bandverbiegung
$\psi_s$	Bandverbiegung an der Oberfläche des Halbleiters (Gesamtbandverbiegung)
$\Delta\psi_s$	Veränderung der Bandverbiegung bei Lichteinstrahlung
$E_F$	Fermi-Niveau
$E_{Fs}$	Fermi-Niveau im Halbleiter
$E_{Fm}$	Fermi-Niveau im Metall
$E_C$	Leitungsband im Halbleiter
$E_I(z)$	Intrinsisches Energieniveau im Halbleiter
$E_V$	Valenzband im Halbleiter
$\phi_s$	Potenzial an der Oberfläche des Halbleiters
$\phi_b$	Potenzial im Halbleiter-Bulk
$u_b$	dimensionsloses Potenzial im Bulk des Halbleiters
$u_s$	dimensionsloses Potenzial an der Oberfläche des Halbleiters
$U_g$	Gate-Spannung
$\rho(z)$	Ladungsdichte in Abhängigkeit von der Tiefe im Halbleiter
$F$	Feldverteilung
$L_D$	intrinsische Debye-Länge im Halbleiter
$L_{D_{ext}}$	extrinsische Debye-Länge im Halbleiter
$Q$	Ladungsmenge
$Q_s$	Ladungsmenge an der Oberfläche im Halbleiter
$\varepsilon_s$	Dielektrizitätskonstante des Halbleiters
$\varepsilon_r$	relative Dielektrizitätskonstante
$C$	Kapazität
$C_{iso}$	Isolatorkapazität
$C_s$	Grenzflächenkapazität
$C_{ss}$	Kapazität durch Oberflächenzustände
$C_{fb}$	Flachbandkapazität
$A$	Fläche
$x_0$	Kanaltiefe im MOS-FET
$d$	(Wafer-)Dicke
$t$	Zeit
$T$	Temperatur
$s$	Oberflächenrekombinationsrate
$i_g$	generierter Strom
$i_{or}$	Oberflächenrekombinationsstrom
$i_{br}$	Bulkrekombinationsstrom
$i_d$	Gesamtstrom durch die kapazitiven Anteile der Struktur
$\phi_0$	Lichtmenge

$p_n$	Ladungsträgerdichte
$\Delta p^0$	Veränderung der Ladungsträgerdichte
$D$	Diffusionskonstante
$E$	Elektrisches Feld
$G$	Generationsrate
$D_p$	Diffusionskonstante der Löcher
$L$	Diffusionslänge
$L_p$	Diffusionslänge der Löcher
$\tau$	Rekombinationszeit
$\mu_p$	Beweglichkeit der freien Löcher
$j_z$	Fluss in z-Richtung
$r_{the}$	theoretische Auflösung
$r_{prak}$	praktische Auflösung
<hr/>	
$e = 1,60219 \cdot 10^{-19} C$	Ladung des Elektrons
$\epsilon_0 = 8,8510^{-12} J^{-1} C^2 m^{-1}$	Dielektrizitätskonstante im Vakuum
$k = 1,38065810^{-23} JK^{-1}$	Boltzmann-Konstante
<hr/>	
LAPS	light addressable potentiometric sensor
SPIM	scanning photoinduced impedance microscopy
PMMA	Polymethylenmethacrylat
CVD	chemical vapour deposition
PVD	plasma vapor deposition
MOS-FET	Metaloxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor
CCD	charge coupled device
CD-ROM	compact disk-read only memory
LIA	Lock-In-Amplifier
ONIC	optical near field induced current microscopy
OBIC	optical beam induced current microscopy
EBIC	electron beam induced current
NSOM	nearfield scanning optical microscopy
SNOM	scanning nearfield optical microscopy
STM	scanning tunneling microscopy
AFM	atomic force microscopy
ISFET	ionensensitiver Feldeffekttransistor
NF-CV-Kurve	Kapazitäts-Spannungskurve (niederfrequenz)
HF-CV-Kurve	Kapazitäts-Spannungskurve (hochfrequenz)
SOS	Silicon on Sapphire
SOI	Silicon on Insulator
L & S-Pattern	Line & Space-Pattern



# 1 Einleitung

Bestrahlt man einen Halbleiter mit Licht, werden in diesem Elektronen–Loch–Paare erzeugt. An einer Raumladungszone, wie sie z.B. durch einen Dotierungswechsel oder ein angelegtes elektrisches Feld erzeugt werden kann, können sich die einzelnen Ladungsträger trennen. Dieser Effekt wird z.B. in einer Solarzelle genutzt um Strom zu erzeugen.

Nutzt man eine sogenannte MIS–Struktur, welche aus einer Schichtenfolge **Metall–Isolator–Halbleiter** (engl. **Semiconductor**) besteht, kann die Ladungstrennung durch eine angelegte Vorspannung erfolgen. Legt man an eine n–dotierte Struktur ein starkes negatives Feld an, sammeln sich positive Ladungsträger an der Halbleiter–Isolator–Grenzschicht. Bei Bestrahlung mit Licht werden Elektronen–Loch–Paare erzeugt, die sich in dieser Raumladungszone verteilen. Jedoch können die getrennten Ladungsträger nicht ungestört abfließen. Dies wird durch den in der Struktur befindlichen Isolator verhindert.

Aus diesem Grund lädt sich der von Metall–Isolator–Halbleiter gebildete Kondensator auf. Ist dieser aufgeladen, können keine weiteren Ladungsträger mehr fließen. Lediglich die Rekombination der Ladungsträger an der Halbleiter–Isolator–Grenzschicht oder im Bulk bietet einen Gegenspieler zu diesem Vorgang.

Bei wiederholtem Ein– und Ausschalten des Lichts wird somit der Kondensator wechselweise be– und entladen; das lässt sich an einem Wechselstromfluss detektieren.

Beleuchtet man von einem Halbleiterstück nur einen kleinen Teil, wird nur dort ein Fotostrom erzeugt. Dieser beinhaltet Informationen über den beleuchteten Bereich der Struktur.

Dieses Prinzip wird im LAPS – dem **Licht Adressierbaren Potenziometrischen Sensor** – genutzt. Dabei wird eine chemisch sensitive Schicht auf den Isolator aufgebracht<sup>1</sup>. Verändert man die chemischen Eigenschaften einer Elektrolytlösung über dieser Schicht, kann hieraus eine **Potenzialverschiebung** resultieren. Diese Potenzialverschiebung addiert (bzw. subtrahiert) sich zur angelegten Spannung. Verändert sich örtlich auf dem Sensor das Potenzial der chemisch sensitiven Schicht, wird dies in dem entstehenden Fotostrom widerspiegelt. Misst man diese Potenzialänderungen ortsaufgelöst, indem man nur einen Teil der Struktur mit Licht bestrahlt, erhält man ein Bild der Oberfläche. Mit diesem Aufbau lassen sich ortsaufgelöste Bilder z.B. von Zellkulturen oder deren Metaboliten erhalten.

Dünne Filme von nichtmetallischen Festkörpern haben häufig kapazitive Eigenschaften. Diese Eigenschaften kann man mit Ersatzschaltbildern beschreiben. Leitet der Film den elektrischen Strom auch im Gleichstromfall, verändert sich das Ersatzschaltbild der Struktur. Der Widerstand der Struktur lässt sich nicht mehr durch einen einfachen Kondensator beschreiben. Dieser komplexe Wechselstromwiderstand wird als **Impedanz** bezeichnet.

In der Chemie wird die Untersuchung von Impedanzen zur Bestimmung von Grenzflächenparametern genutzt. Bei der Impedanzspektroskopie lassen sich elektrische Ersatzschaltbilder von verschiedenen Grenzflächen bestimmen. Mit diesen Schaltbildern können Teile dieser Grenzflächen beschrieben werden.

Die dieser Arbeit zu Grunde liegende Idee ist, die Technik des LAPS mit der Untersuchungsmöglichkeit der Impedanzspektroskopie zu kombinieren. Beleuchtet man nur einen Teil der Halbleiterstruktur,

---

<sup>1</sup>Bisweilen dient auch der Isolator selbst als chemisch sensitive Schicht

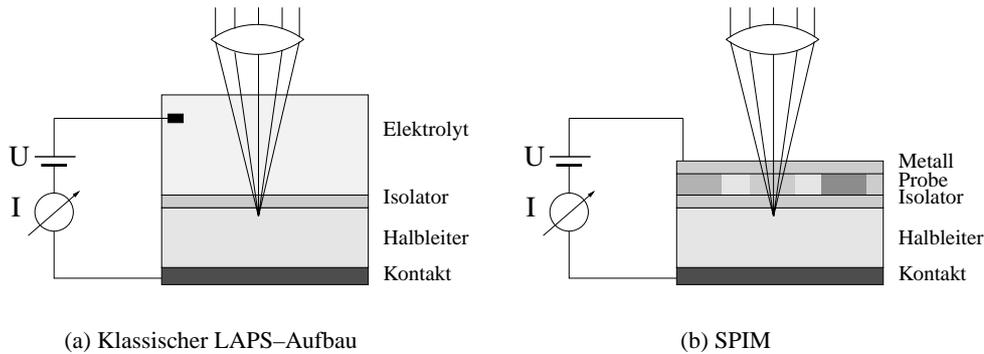


Abbildung 1.1: Abbildung 1.1(a) zeigt einen klassischen LAPS-Aufbau. Ein Lichtstrahl, welcher in die Halbleiteroberfläche fokussiert ist, lässt Rückschlüsse auf die lokale Verteilung von chemischen (z.B. Stoffwechsel-)Produkten zu. Abbildung 1.1(b) zeigt einen neuen, möglichen Aufbau. Hierbei untersucht man die lokalen Unterschiede in einer auf das Halbleitermaterial aufgetragenen Schicht. Man kann an jedem einzelnen Punkt die Dielektrizitätskonstante bestimmen. Bei der Abbildung ist zu beachten, dass hier eine Beleuchtung von der Wafervorderseite vorgesehen ist – Günstigere Aufbauten würden eine Beleuchtung von der Waferrückseite vorsehen.

gibt der entstehende Fotostrom nicht nur Auskünfte über die jeweiligen chemischen Parameter der äußeren Grenzfläche, auch die Impedanz der Grenzschicht lässt sich bestimmen.

Für dieses Verfahren wird von W. MORITZ und S. KRAUSE die Bezeichnung **SPIM** für **Scanning Photoinduced Impedance Microscopy** vorgeschlagen.

Ziel der Arbeit war der Aufbau eines kompletten Versuchsaufbaus, der lateral aufgelöste Messungen an MIS-Halbleiterstrukturen ermöglicht. Ein wesentlicher Aspekt war die Miniaturisierung des optischen Aufbaus. Als Lösungsansatz wurde hier die Verwendung einer CD-Spieler-Optik verfolgt.

Darüber hinaus sollten die Hauptparameter, mit denen Impedanzmessungen an diesen MIS-Strukturen durchgeführt werden, mittels halbleitertheoretischen Überlegungen optimiert werden. Im Fokus standen hierbei die Höhe des Fotostromsignals und eine ideale laterale Auflösung.

Die hieraus gewonnenen Erkenntnisse sollten, soweit zugänglich, praktisch überprüft werden.

Zu diesem Zweck wurden Messungen an Silizium mit verschiedenen Dotierkonzentrationen durchgeführt. Auch das Halbleitermaterial selbst wurde variiert. Sämtliche Proben wurden auf Leckstrom, die HF-CV-Kurve und Fotostrom untersucht.

## 2 Stand der Technik / Literatur

### 2.1 SPIM und LAPS – die Idee

#### 2.1.1 Grundprinzip des LAPS

Bei einem LAPS, dem lichtadressierbaren potenziometrischen Sensor, wird ein Halbleiter mit einer aufgetragenen Isolatorschicht genutzt. Wird die Spannung über dieser Isolatorschicht stark negativ und ist der Halbleiter n-dotiert, entsteht an der Isolator-Halbleiter-Grenzschicht eine Raumladungszone, ein scheinbarer Dotierungswechsel. Wird nun gepulstes Licht eingestrahlt, fließt durch die Struktur ein Wechselstrom<sup>1</sup>. Wie groß der Betrag dieses Stroms ist, hängt unter anderem von der Stärke der Vorspannung an der Isolatorschicht ab.

Beim LAPS befindet sich über der Isolatorschicht ein Elektrolyt (siehe Abbildung 1.1(a)), an diesem kann die Vorspannung eingeregelt werden. Verändert sich auf Grund chemischer Einflüsse das Oberflächenpotenzial auf dem Isolator, spiegelt sich dies im Fotostrom.

Fokussiert man nun Licht auf einen kleinen Punkt dieser Oberfläche, erhält man aus dem resultierenden Fotostrom Informationen über örtliche Unterschiede des Grenzflächenpotenzials, Halbleiter-Elektrolyt.

Wird die Oberfläche mit einem fokussierten Lichtstrahl abgerastert, erhält man Bilder der **Potenzialverteilung an der Isolatoroberfläche**.

#### 2.1.2 Grundprinzip von SPIM

Wird statt des Oberflächenpotenzials die Isolatoreigenschaft verändert oder wird ein Impedanzelement auf die Isolator-Schicht aufgebracht, verändert sich auch hierdurch der Fotostrom. Hierbei ist es nicht wie beim LAPS nötig, als Kontakt einen Elektrolyten zu verwenden, eine Schichtenfolge Halbleiter-Isolator-Probe-Metall reicht aus (siehe Abbildung 1.1(b)). Durch die Beleuchtung einer kleinen Stelle der Struktur entsteht ein Fotostrom, der Informationen über die **Impedanz der Probe** an der beleuchteten Stelle enthält.

### 2.2 Sensor- / LAPS-Literatur

#### 2.2.1 Allgemeines zum LAPS

Das Prinzip des LAPS wird erstmals von HAFEMANN in [1] beschrieben. In dem 1988 erschienenen Artikel werden Untersuchungen an Enzymen durchgeführt und Einflüsse diverser Parameter (Licht, Modulationsfrequenz, etc.) auf die Höhe des Fotostroms diskutiert. HAFEMANN legt hierbei keinen Wert auf eine hohe laterale Auflösung; die beleuchtete Fläche beträgt  $1 \text{ mm}^2$ .

#### 2.2.2 Beschreibungen des LAPS

Untersuchungen zum Fotostrom und zum Ersatzschaltbild von MIS-Strukturen unter Beleuchtung werden von ENGSTRÖM in [2] durchgeführt. Diese Betrachtungen nutzen jedoch **kein** analytisches

<sup>1</sup>Eine detaillierte Erörterung dieses Fotostromeffekts findet sich im Theorieteil auf Seite 20

Modell für die Beschreibung der Ladungsträger, es wird vielmehr ein Ersatzschaltbild eingeführt, für welches Lösungen vorgeschlagen werden. ENGSTRÖM führt die Untersuchungen in [3] fort; in dieser Arbeit geht er detaillierter auf die Oberflächenzustände ein. Oberflächenzustände äußern sich phänomenologisch in einer Abflachung der Fotostromkurve und einer Verkleinerung des Fotostromsignals.

Weitere Untersuchungen am LAPS werden von COLALONGO et al. in [4] beschrieben. Die Berechnungen werden mit Hilfe des Programms HFIELDS, welches zur Analyse von MIS-Strukturen dient, durchgeführt. Es ergeben sich Aufstellungen des resultierenden Fotostroms gegen pH-Wert, Beleuchtungsintensität, Modulationsfrequenz und Wellenlänge. Die erhaltenen Ergebnisse werden mit Messwerten verglichen. Die Ergebnisse der Arbeit sind nicht leicht nachvollziehbar, da die Berechnungen mit dem Programm HFIELDS nicht erläutert werden und nur Ergebnisse präsentiert werden.

Weitere Berechnungen mit demselben Programm führen G. VERZELLESI et al. in [5] durch. Hier werden äquivalente Berechnungen am LAPS und am ISFET, dem ionensensitiven Feldeffekttransistor, durchgeführt. Betrachtungen zur lateralen Auflösung werden hier nicht durchgeführt; dennoch wird ein laterales Übersprechen des entstehenden Fotostroms diskutiert und eine Korrelation zwischen Abstand und Übersprechen aufgestellt.

Modellrechnungen an einem äquivalenten Ersatzschaltbild mit dem Schaltkreissimulationsprogramm SPICE werden von MASSOBRIO et al. in [6] vorgestellt. MASSOBRIO versucht auch Diffusionsterme der Ladungsträger in die Rechnungen miteinzubeziehen. Dennoch bleiben viele Parameter wie bei den vorhergehenden Arbeiten im Dunkeln.

### 2.2.3 Entwicklung von chemisch sensitiven Schichten

Ein wesentliches Augenmerk liegt bei der Produktion chemischer Sensoren auf der Entwicklung chemisch sensitiver Schichten.

ADAMI et al. untersuchen in [7] die Empfindlichkeit eines LAPS in Bezug auf verschiedene Enzymaktivitäten. Die Gruppe detektiert Konzentrationen bis  $10^{-10}$  M und untersucht die Ansprechzeiten des Sensors bei enzymatischen Reaktionen.

K. DILL stellt in [8] eine Anwendung zur Bestimmung von Sporenmengen auf einem LAPS vor.

A. SEKI beschreibt in [9] einen Sensor, der auf verschiedene Ionen ( $K^+$ ,  $Ca^{2+}$ ,  $Mg^{2+}$ ) bis zu einem Konzentrationsbereich von  $10^{-5}$  M sensitiv ist. Hierbei nutzt er einen Isolator auf  $Al_2O_3/SiO_2$ -Basis und beleuchtet die Struktur von der Waferrückseite.

In [10] wird ein chemischer Gas-Sensor vorgestellt, bei dem lateral aufgelöst Gase detektiert werden können. LÖFDAHL erreicht in diesem Artikel eine laterale Auflösung im Milimeterbereich und schließt seinen Messungen ausführliche Diffusionsrechnungen der Ladungsträger im Halbleiter an.

Auch SATO beschreibt einen Gas-Sensor auf LAPS-Basis in [11]. Mit diesem Sensor lassen sich Sauerstoffverteilungen lateral aufgelöst untersuchen. Als sensitive Schicht dient bei diesem Sensor eine Lanthanfluoridbeschichtung ( $LaF_3$ ).

JUN stellt in [12] einen serotonin sensitiven LAPS vor. In erster Linie wird in diesem Artikel jedoch die sensitive Schicht diskutiert und laterale Aufnahmen von Proben entfallen völlig. Auch Störungen durch Ionen werden in diesem Artikel diskutiert.

Von FANI GLIULO [13] werden chemisch sensitive Schichten in Anwendung in ISFETs und in LAPS-Anwendungen bei der Detektion von Zellmetaboliten verglichen. Diese sehr ausführliche Arbeit erlaubt einen Vergleich der beiden Techniken. Als wesentlicher Vorteil des LAPS wird sein einfacher Aufbau genannt, wodurch Produktionskosten, störende Einflüsse, z.B. durch Metallkontakte und Störanfälligkeit entfallen.

In [14] wird ein chemischer Sensor mit einer Redoxpotenzial-sensitiven Schicht beschrieben.

Wesentliches Augenmerk liegt in dieser Arbeit jedoch auf einer Erhöhung der Aufnahmegeschwindigkeit (siehe unten).

BOUSSE et al. untersuchen in [15] den Zusammenhang zwischen Diffusionslänge und Fotostrom bezüglich des LAPS. In dieser Arbeit werden in einzigartiger Weise die Erkenntnisse der einzelnen Themenbereiche verknüpft und detailliert ausgewertet. Auch Aussagen über Waferdicke, Wellenlänge, eingestrahlte Frequenz etc. werden in diesem Artikel diskutiert.

#### 2.2.4 Erhöhung der Aufnahmegeschwindigkeit beim LAPS

Da es sich bei LAPS auch um eine Scanning Mikroskopieart handelt, sind die Aufnahmezeiten bisweilen recht hoch. Um jedoch biologische Prozesse zeitaufgelöst erfassen zu können, ist eine Verkürzung der Messzeit unabdingbar.

OBA et al. untersuchen in [14] einen redoxpotenzial spezifischen Sensor. Bei einer Aufnahmedauer von 22 s, lassen sich mit dem Aufbau  $64 \times 64$  Pixel abrastern. Zu einer derartigen Verkürzung der Messzeit wurden galvanische Spiegel zur Positionierung des Lichtstrahls auf der Halbleiteroberfläche benutzt.

Auch UCHIDA et al. versuchen in [16] und [17] die Messgeschwindigkeit des LAPS zu erhöhen, nutzen zu diesem Zweck jedoch eine neue Integrationstechnik, jedoch keinen galvanischen Spiegel oder ähnliches um die Positionierung der Mechanik zu beschleunigen. Bei jeder Position des Lichtpunktes auf der Probenoberfläche wird jeweils nur ein Lichtpuls eingestrahlt. Bei sämtlichen anderen Techniken verlaufen Positionierung der Probe und Modulation des Lichts unabhängig voneinander.

#### 2.2.5 Erhöhung der lateralen Auflösung beim LAPS

Untersuchungen zur lateralen Auflösung werden sowohl theoretisch als auch praktisch durchgeführt. Eine hohe laterale Auflösung ist für die Nutzung des LAPS als mikroskopische Methode unabdingbar. Die Nutzung des LAPS ist hierbei auch günstiger als Mikroelektroden oder ISFETs, da eine Vorstrukturierung der Auflösung ausbleibt. Eine Aufstellung der in der Literatur gemessenen ( $r_{\text{prak}}$ ) und berechneten ( $r_{\text{the}}$ ) lateralen Auflösungen findet sich in Tabelle 2.1. Sämtliche Werte liegen mehr als eine Größenordnung über den von der Optik her möglichen Werten.

Theoretische Abhandlungen zur lateralen Auflösung werden in [18] durchgeführt. PARAK et al. beschreiben in diesem Artikel eine Berechnung der lateralen Auflösung eines LAPS mit der Annahme, dass die vom Licht erzeugten Ladungsträger isotrop im Halbleiter diffundieren, und dass die Bewegung durch das FICK'sche Gesetz beschrieben werden kann. Die erhaltenen Ergebnisse verknüpfen die Eindringtiefe des Lichts und die Diffusionslänge der Ladungsträger im Halbleiter. Weitere Einflüsse, wie der Einfluss der Modulationsfrequenz werden diskutiert und Messungen, die zu einer Auflösung von etwa  $100 \mu\text{m}$  führen, vorgestellt.

Auch NAKAO et al. versuchen die Auflösung zu optimieren; in [19] wird eine Beleuchtung der LAPS-Struktur von der Waferrückseite realisiert. Die hierbei erhaltene Auflösung liegt bei etwa  $100 \mu\text{m}$  und kann durch das Abdünnen des Substrats verbessert werden. In einer grafischen Aufstellung werden Waferschichtdicke und laterale Auflösung korreliert. Die mathematischen Simulationen des Artikels fundieren auf Diffusionsrechnungen. Sie sind jedoch nicht so umfassend, wie die von PARAK et al. in [18].

Eine von NAKAO et al. weitergeführte Abdünnung des Substrats auf  $20 \mu\text{m}$  führt zu einer lateralen Auflösung des LAPS bis zu  $10 \mu\text{m}$  [20]. NAKAO setzt in seinen Messungen L & S - Pattern aus fotolithografisch strukturiertem Fotoresist ein. Die visuelle Wiedererkennbarkeit wird als Maß für die Auflösung definiert. NAKAO diskutiert zudem den Einfluss der Wellenlänge auf die laterale Auflösung.

Auch ITO [21] versucht die Auflösung eines LAPS zu erhöhen, nutzt zu diesem Zweck jedoch speziell dotierte Stellen im Halbleiter. Die hohe laterale Auflösung von  $5 \mu\text{m}$  wird auch durch das

Abdünnen des Substrats realisiert. Bei dem von ITO verwendeten LAPS wird ein SOS (Silicon on Sapphire) Substrat eingesetzt, welches die dünne Halbleiterschicht günstig handhabbar macht. Die durch unterschiedliche Dotierung vorstrukturierten Stellen führen jedoch auch zu einer Auflösung, welche nicht mehr analog fungieren kann und ähnelt eher dem Konzept von Mikroelektroden.

Als ein Schlüssel zum Verständnis der Begrenzung der lateralen Auflösung gilt in obenstehender Literatur die Diffusionslänge der Ladungsträger im Halbleiter (siehe 4.7), welche im Nachfolgenden detailliert diskutiert werden.

### 2.2.6 Bestimmung von Diffusionslängen in Halbleitern

Die Verbindung zwischen lateraler Auflösung und Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger im Halbleiter erforderte intensives Literaturstudium bezüglich der Diffusionslängen im Halbleiter. Konkrete Rechnungen zum Thema Diffusion sind in Kapitel 4.7 durchgeführt.

AHRENKIEL et al. [22] untersuchen Methoden zur Bestimmung der Rekombinationszeit  $\tau$  in Halbleitermaterialien. Zu diesem Zweck nutzen sie eine kontaktfreie Analysenmethode mit Licht der Wellenlänge  $\lambda = 1064$  bzw.  $355$  nm Wellenlänge und können Rekombinationszeiten bis hinab zu  $10$  ns bestimmen. Im Artikel werden verschiedene Siliziumsubstrate aus unterschiedlichen Herstellungsprozessen charakterisiert.

Eine tabellarische Aufstellung der Diffusionslängen und Diffusionskonstanten bei Indiumphosphid findet sich in [23]. Die Diffusionslängen liegen bei Indiumphosphid im Bereich von  $1 - 25 \mu\text{m}$ . Die Lebensdauer  $\tau$  der einzelnen Ladungsträger befindet sich im Sub-Mikrosekunden-Bereich, von  $5$  bis  $3000$  ns.

Eine Methode, um die Rekombinationszeit von Minoritätsladungsträgern zu messen, wird von BOUDJANI et al. in [24] beschrieben. Die Anregung bei der als EBIC (Electron Beam Induced Current) geläufigen Technik wird mit Elektronenstrahlen durchgeführt. So wird auch in [25] die Diffusionslänge mit EBIC untersucht und Diffusionslängen von n-Silizium (Größenordnung  $100 \mu\text{m}$ ) und n-Galliumarsenid (Größenordnung  $1 \mu\text{m}$ ) verglichen.

C. H. CHAMPNESS et al. erläutern in [26] eine weitere Methode, die Diffusionslänge in Halbleiterstrukturen zu ermitteln, bei der eine Fotostrom-Kapazitätskurve zur Berechnung der Diffusionslängen herangezogen wird.

JIA et al. diskutieren in [27] Diffusionslängen an Solarzellen.

Neben Untersuchungen der Diffusionslängen im Halbleiter gibt es jedoch auch Tabellenwerke in denen Diffusionslängen protokolliert sind. Zu nennen sind [28–30], aber auch der LANDOLDT BÖRNSTEIN [31] bietet Datensammlungen verschiedener Messungen.

Lit.	$d_s$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\lambda$ [nm]	Eindringtiefe [ $\mu\text{m}$ ]	Beleuchtung	$r_{\text{prak}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$r_{\text{the}}$ [ $\mu\text{m}$ ]
[19]	630	633	2	Rückseite	$< 1000$	–
[19]	300	633	2	Rückseite	$< 500$	–
[20]	100	633	2	Rückseite	$< 100$	–
[20]	20	830	5	Rückseite	$< 10$	$6 - 14$
[18]	500	690	3	Vorderseite	$< 100$	$25 - 50$

Tabelle 2.1: Aufstellung der bei LAPS gefundenen lateralen Auflösung.

## 2.3 Literatur zu Halbleitern und MIS–Strukturen

### 2.3.1 Allgemeine Literatur

Die Halbleitertechnik wurde in den letzten Jahrzehnten weit entwickelt. Es finden sich folglich sehr umfangreiche Abhandlungen zu Halbleitern weit verbreitet in der Literatur. Zur Einarbeitung in das Thema lässt sich für den deutschsprachigen Leser BERGMANN, SCHÄFER [32] empfehlen. Als weitere deutschsprachige Literatur findet sich SEEGER [33].

Ein wesentliches Buch – besonders für elektronische Bauelemente – ist der SZE [34], in dem die Halbleitertechnologie detailliert erläutert wird.

Beim Studium zu MIS–Strukturen hilft das Buch von NICOLLIEAN & BREWS [35], welches sich ausschließlich mit MIS–Strukturen beschäftigt. Viele der in Kapitel 4 verwendeten grundlegenden Gleichungen sind in diesem Buch beschrieben. Insbesondere die Berechnung der HF–CV–Kurve ist hier ausgehend von der ersten Publikation von BREWS [36] detailliert erläutert. Eine andere Methode, die HF–CV–Kurve zu berechnen, ist in [37] zu finden (Methode nach LINDNER). Diese Methode wird in der vorliegenden Arbeit jedoch nur angeschnitten.

Auch in vielen Einzelartikeln werden die Eigenschaften von MIS–Strukturen untersucht. Eine ausgiebige theoretische Analyse findet sich in [38]. In einem weiteren Artikel [39] gehen DOGISH und HO auf mit Licht bestrahlte MIS–Strukturen ein.

Untersuchungen zu MIS–Indiumphosphid–Strukturen finden sich in mehreren Literaturstellen. Da Indiumphosphid sehr interessante Eigenschaften bezüglich Beleuchtung besitzt, scheinen gerade optische Bauelemente mit Indiumphosphid sehr vielversprechend zu sein. So untersuchen CHAKRA-BARTI et al. in [40–44] die Eigenschaften von Indiumphosphid. In erster Linie werden in diesen Artikeln komplette, mathematische Lösungswege zur Berechnung dieser Strukturen bezüglich Fotostrom, HF–CV–Kurve und Oberflächenzuständen erläutert. Grundsätzliche Erwägungen zu InP werden auch von MISHRA in [45] durchgeführt.

MADHESWARAN berechnet in [46] bei Indiumphosphid–MIS–Strukturen die Frequenzabhängigkeit des Fotostromsignals.

Weitere theoretische Betrachtungen des Fotostroms und der Fotospannung finden sich von CHOO in [47].

Der Vergleich zwischen p–n–Übergang und MIS–Strukturen bezüglich eines Fotostroms wird von MUNAKATA et al. in [48] durchgeführt.

### 2.3.2 Berechnungen und Untersuchungen zur HF–CV–Kurve

Die Fotostromkurve, welche die angelegte Gate–Spannung und den entstehenden Fotostrom an MIS–Strukturen verbindet, hängt eng mit der Hochfrequenz–Spannungs–Kurve zusammen. Diese verknüpft die Kapazität der MIS–Struktur mit der angelegten Gate–Spannung. Genau, wie beim LAPS die Fotostromkurve Informationen über das Potenzial an der Elektrolyt–Isolator–Grenzfläche liefern kann, lassen sich die Messungen äquivalent mit der Aufnahme der HF–CV–Kurve durchführen – allerdings nicht orts aufgelöst.

BERBEREICH et al. untersuchen in [49] Siliziumcarbid MIS–Strukturen auf die HF–CV–Kurve. Auch der Einfluss von Licht auf die Struktur wird in diesem Artikel diskutiert.

Weitere Untersuchungen an SiC–Proben werden unter Berücksichtigung des thermodynamischen Nicht–Gleichgewichtsfall von SADEGHI in [50] durchgeführt. In dieser Arbeit finden sich auch theoretische Betrachtungen zur Berechnungen der HF–CV–Kurve.

PAVELESCU et al. vergleicht HF–CV–Kurven an unterschiedlich präparierten MIS–Strukturen in [51]. Die Unterschiede der aufgenommenen Kurven an vergleichbaren Substraten spiegeln sich entweder a) in Verschiebungen der Flachbandspannung oder b) in unterschiedlicher Steilheit der

aufgenommenen Kurven wieder. So zeigen Materialien aus unterschiedlichen Produktionsprozessen zwar keine Veränderungen der Grundparameter wie Kapazität etc., die einzelnen Proben zeigen dennoch bei Messungen unterschiedliches Verhalten.

P. CHATTOPADHYAY et al. untersuchen in [52] ein weiteres Mal die Hochfrequenzcharakteristik – hier jedoch nicht von MIS-Strukturen, sondern von SCHOTTKY-Kontakten. In dieser Literaturstelle finden sich gute theoretische Ansatzpunkte zur Berechnung von Kapazitäten von Raumladungszonen.

Wird anstelle einer MIS-Struktur eine sogenannte SOI-Struktur eingesetzt, welche aus einer Schichtenfolge Halbleiter-Isolator-Halbleiter besteht, verändert sich auch die HF-CV-Charakteristik der einzelnen Strukturen. Eine theoretische Analyse wird von CHEN et al. in [53] durchgeführt.

## 2.4 Mikroskopie

Auch R. DE TOMMASIS führt mikroskopische Untersuchungen an 10 nm starken Siliziumdioxid-schichten auf p-dotierten Siliziumwafern durch [54]. Hierbei wird eine Prüfspitze immer wieder auf der Struktur abgesetzt und führt die Messung durch. Auch der Flachbandpunkt lässt sich bei diesen Messungen bestimmen. Die erhaltenen Werte werden mit Messungen der HF-CV-Kurve verglichen.

In [55] beschreiben J. ALMEIDA et al. die Untersuchung eines SCHOTTKY-Kontaktes an Galliumarsenid. Die Arbeit beschreibt SNOM ähnliche Aufnahmen (Verwendung einer Faseroptik) mit einer optischen, lateralen Auflösung deutlich besser als  $2 \mu\text{m}$ . Die in der Arbeit zusätzlich aufgenommenen Sheer-Force-Bilder zeigen an Orten unterschiedlichen Fotostroms dennoch gleiche Oberflächeneigenschaften.

Auch andere Mikroskopiearten an Halbleiterstrukturen sind in der Literatur aufgeführt. CHAPARRO et al. untersuchen in [56] n-MoSe<sub>2</sub> Oberflächen mit einer Scanning Mikroskopieart. Weitere Ausführungen zu photoelectrochemical Etching werden von A. M. CHAPARRO et al. in [57,58] durchgeführt. Sämtliche Messungen werden nicht an MIS-Strukturen durchgeführt, ähneln jedoch im Versuchsaufbau dem LAPS.

In [59] nutzten RAITERI et al. ein Rasterkraftmikroskop (AFM) mit einer Siliziumnitrid-Sondenspitze, um den Nullladungspunkt bei ISFET und LAPS Strukturen herauszufinden. Auch Veränderungen der AFM-Charakteristik können bei Veränderung des pH-Werts auftreten. Messungen – direkt vergleichbar zum LAPS – lassen sich mit dem beschriebenen Mikroskop jedoch nicht durchführen, da eine Wechselwirkung zwischen Sondenspitze und Probe unvermeidbar wäre.

In der Literatur werden auch Methoden beschrieben, die eine Illumination mit einer optischen Faser vorsehen. So können beispielsweise Teile eines integrierten Schaltkreises (IC) mit optischen Fasern quasi abgeschaltet werden. Gerade zur Fehlersuche an integrierten Schaltkreisen bietet sich diese Methode an [60]. CRAMER et al. [60] beschäftigen sich mit der optischen Analyse von elektronischen Bauelementen mit einem SNOM ähnlichen Aufbau. Ein derartiger Aufbau scheidet jedoch bei mikroskopischen LAPS- oder SPIM-Anwendungen, die eine Beleuchtung von der Waferrückseite vorsehen, aus, da ein zu großer Teil der Raumladungszone mit Licht bestrahlt werden würde.

Ein ebenfalls SNOM ähnlicher Aufbau wird in [61] vorgestellt; von KARRAI et al. werden n-dotierte Galliumarsenidsubstrate mit einer Technik namens ONIC untersucht. ONIC steht hierbei für Optical near-field induced current microscopy und schließt sich an das Verfahren OBIC (Optical beam induced current microscopy) an, welches jedoch keine Auflösung in den Subwellenlängenbereich erlaubt.

Einen Aufbau nach dem NSOM-Prinzip beschreibt INOUE et al. in [62]. Hierbei wird eine metallisierte Spitze an eine Halbleiterprobe herangefahren und seitlich eingestrahktes Licht durch eine Annäherung der Sondenspitze an die Halbleiteroberfläche anders reflektiert. Diese Methode erlaubt es, sowohl optisch, wie auch mit Tunnelströmen, im Submikrometerbereich zu detektieren. Eine Verwendung von MIS-Strukturen verbietet jedoch die Aufnahme von Tunnelströmen.

HIESGEN beschreibt in [63] eine STM-Technik an Halbleitern unter Berücksichtigung des bei

der Aufnahme entstehenden Fotostromes in der Struktur. Die Struktur wird hierbei großflächig von einem Laser beleuchtet.

MOHIUDDIN et al. beschreibt in [64] eine fotoelektrochemische Mikroskopiemethode und deren Anwendungen.

## 2.5 Isolatoren auf Halbleitermaterialien

Die Entwicklung von sehr dünnen Isolatorschichten ist bei kristallinem Silizium ein seit Jahrzehnten intensiv erforschter Bereich. Bei Silizium werden Siliziumdioxid- und Siliziumnitridschichten<sup>2</sup> genutzt. Diese Schichten werden bei hohen Temperaturen aufgewachsen. Sie besitzen gleiche Dichte wie der Halbleiter selbst und günstige Eigenschaften, sodass bei Silizium Schichten ab etwa 5 Atomlagen isolierend wirken können [66].

Bei anderen Halbleitermaterialien sind nicht immer derart einfach Isolatormaterialien verfügbar. Ein aktueller Forschungsgegenstand ist z.B. die Entwicklung von extrem dünnen Schichten als Isolator auf Galliumarsenid.

Ein Vergleich verschiedener Galliumarsenid–MIS–Strukturen findet sich in [67].

---

<sup>2</sup>Auch andere Isolatorschichten werden erprobt. In [65] finden sich Samariumoxid–Isolatoren,  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ , in der Erprobung.



# 3 Experimenteller Teil

## 3.1 Probenmaterialien

Es wurden Halbleiter-Strukturen aus Galliumarsenid, Indiumphosphid und Silizium untersucht. Eine Aufstellung der verwendeten Probenmaterialien findet sich in Tabelle 5.1 und in 5.2 im Ergebnisteil dieser Arbeit. Die verwendeten Galliumarsenid- und Indiumphosphid-Proben sind jeweils im Text beschrieben.

## 3.2 Probenvorbereitung

Die Proben wurden aus einem isolierten Wafer herausgeschnitten. Zu diesem Zweck wurde der Wafer vorsichtig mit einem Diamanten angeritzt und danach mit einem speziellen Halter gebrochen.

Die Reinigung der Proben erfolgte zunächst mit Aceton im Ultraschallbad. Als zweiter Schritt wurden die Proben mit Isopropanol gereinigt. Zum Trocknen wurden die Proben mit Stickstoff abgeblasen. Eine Berührung der (isolierten) Oberfläche der Probe wurde vermieden.

## 3.3 Präparieren des OHM'schen Rückseitenkontakts

An sämtlichen vermessenen Proben waren OHM'sche Rückseitenkontakte erforderlich. Diese Rückseitenkontakte wurden teilweise eigenständig erstellt und charakterisiert. Lediglich das Material aus Tabelle 5.1 und die vorliegenden Indiumphosphid-Proben waren ausreichend präpariert.

Die Galliumarsenid-Proben wurden mit einem Rückseitenkontakt versehen. Zu diesem Zweck wurde auf die Rückseite Gold aufgedampft und bei 400 °C im Ofen 15 min eindiffundiert.

Danach wurden Widerstands-Messungen an einzelnen mit Gold beschichteten Bereichen durchgeführt. Zwischen diesen Bereichen befand sich ein schmaler Steg, welcher nicht mit Gold bedampft war. Der Widerstand zwischen beiden Bereichen betrug etwa 2  $\Omega$ , gemessen in beiden Richtungen mit einem Widerstandsmessgerät.

## 3.4 Strukturieren der Proben

### 3.4.1 Abdecken der Proben

Um die Proben zu strukturieren, wurde zunächst die Methode des einfachen Abdeckens angewandt. Hierbei wird eine Metallmaske oder ein Stück eines Silizium-Wafers auf die Probe gelegt. Bei der folgenden Bedampfung oder dem Beschichten der Proben in der Sputteranlage, bleibt der Teil der Proben, welcher abgedeckt war, unbeschichtet.

### 3.4.2 „Filzschreiber-Lift-Off“

Um eine einfache Probenstrukturierung zu realisieren, wurde die Technik des sog. „Filzschreiber-Lift-Off“ entwickelt. Hierzu wird ein in organischen Lösungsmitteln löslicher Filzschreiberstrich an den Stellen, die nicht beschichtet werden sollen, aufgebracht. Danach können die Proben metallisiert

werden. Dabei ist zu beachten, dass der Filzschreiberstrich nicht einbrennt; die Proben wurden aus diesem Grund besonders langsam besputtert, damit die thermische Belastung der Proben nicht zu groß wird.

### 3.4.3 Fotolithografie und epitaktischer Lift-Off

Nach dem Auftropfen eines positiv arbeitenden Fotolacks<sup>1</sup> auf die Isolator-Halbleiter-Proben, wurde dieser mit Hilfe einer Lackschleuder bei 6000 Umdrehungen pro Sekunde, innerhalb von 30 s auf der Probe verteilt. Hierbei ergibt sich bei dem verwendeten Lack eine Schichtdicke von etwa 0.4  $\mu\text{m}$ . Danach wurde die Probe 10 min. bei 90°C getempert. Anschließend erfolgte eine 14 sekündige Belichtung im Maskaligner. Nach einem weiteren 10 minütigen Tempersschritt bei 90°C, wurden die Proben in „Shipley-Developer“ entwickelt<sup>2</sup>. Die Entwicklung wurde umgehend mit einem Mikroskop kontrolliert<sup>3</sup>. Nach einem weiteren Tempersschritt (10 min. bei 90°C) wurden die Proben im Reinraum verpackt.

Die Proben mit strukturiertem Fotolack wurden im Allgemeinen ganzflächig mit Metall beschichtet. Der Lift-Off-Prozess wurde direkt im Anschluss an die Beschichtung mit Aceton durchgeführt.

## 3.5 Beschichten der Proben mit Metall

Aus mehreren Gründen muss auf den Proben ein Metallkontakt aufgebracht werden. Die Metallschicht muss elektrisch leitfähig, möglichst stabil und oxidationsunempfindlich sein. Es ist wichtig bei der Metallisierung darauf zu achten, dass der Metallkontakt den Probenrand nicht erreicht – Dies hätte einen einfachen Kurzschluss zwischen Metallfilm und Halbleiter zur Folge. Aus diesem Grund wurden die Proben mit Aluminiumfolie eingeschlagen, sodass die äußeren 1 – 2 mm nicht metallisiert werden konnten.

### 3.5.1 Besputtern mit Platin

Die Proben wurden mit Platin besputtert. In einer Argonatmosphäre bei 6 – 8 Pascal wurde zwischen Platin-Target und Gegenelektrode ein Strom von 25 mA eingestellt. Unter Leuchterscheinungen wird bei etwa 100 V etwa 1 nm Pt pro Sekunde abgeschieden. Schichtdicken über 60 nm wurden in mehreren Schritten abgeschieden. Die thermische Belastung der Proben sollte bei einem Minimum gehalten werden.

### 3.5.2 Bedampfen mit Aluminium oder Gold

Desweiteren stand eine Bedampfungsanlage zur Verfügung. Diese wurde zum Erstellen von anderen Gate-Kontakten oder für Rückseitenkontakte eingesetzt. Es war jedoch kein Schichtdickenmonitor für diese Anlage verfügbar. Deshalb wurde diese Anlage lediglich für sehr hohe Schichtdicken eingesetzt.

## 3.6 Aufbringen von dielektrischen Schichten

Zusätzlich zu den Messungen mit einfachen, metallisierten Schichten wurden dielektrische Schichten aufgebracht.

---

<sup>1</sup>Fa. Shipley, Microposit S 1818

<sup>2</sup>Es handelt sich beim Entwickler der Fa. Shipley vermutlich um eine organische Base

<sup>3</sup>Hierbei wurde ein gelber Farbfilter im Mikroskop eingeschwenkt, sodass bei Bedarf noch weiterentwickelt werden konnte

Eine typische dielektrische Schicht wurde aus Lanthanfluorid ( $\text{LaF}_3$ ) erstellt. Lanthanfluorid besitzt eine hohe Dielektrizitätskonstante von  $\epsilon = 7.9$ . Eine dünne, transparente Lanthanfluoridschicht wurde als Untersuchungsobjekt gewählt.

Zum Aufdampfen wird der zu präparierende Wafer von der Rückseite her auf etwa  $550^\circ\text{C}$  geheizt.

### 3.7 Fotostrommessungen

Grundsätzlich verknüpfen die Messungen des Fotostroms die an der Struktur angelegte Spannung und den entstehenden Fotostrom. Bei dieser Prozedur wird moduliertes Licht auf die Probe eingestrahlt und die Gleichspannung an der Probe variiert.

Die Proben wurden zu diesem Zweck in einen anderen, einfacher aufgebauten, Probenhalter eingespannt und dort vermessen. Als Lichtquelle diente meist eine Laserdiod<sup>4</sup>, welche von einem Stativ gehalten wurde. Die elektrische Beschaltung erfolgte jedoch über den Strom–Spannungs–Wandler.

Detaillierte Beschreibungen zur Fotostrommessung sind in Kapitel 5.1.5 zu finden. Hier werden nur die beiden prinzipiellen Möglichkeiten der Fotostrommessung beschrieben.

#### 3.7.1 am Widerstand

Erste Messungen wurden mit einem Kohleschichtwiderstand mit  $10\text{ k}\Omega$  durchgeführt. Dieser wurde in ein BNC-Abschlussstück montiert und mit einem T-Stück direkt am Lock-In-Amplifier angebracht.

#### 3.7.2 mit Strom–Spannungswandler

Jeder Widerstand führt natürlich zu einer Veränderung des Gesamtmessverhaltens. Gerade um kleine Ströme zu messen, ist ein Strom–Spannungswandler ratsam. Von der hiesigen Elektronikwerkstatt wurde ein Strom–Spannungswandler aufgebaut. Detaillierte Beschreibungen siehe Kapitel 5.1.5 oder im Anhang A.3.

### 3.8 Messung der Strom–Spannungs Charakteristik

Bei allen Halbleiterproben wird eine Strom–Spannungskurve aufgenommen. Dafür wird die Probe in den Probenhalter eingespannt. Daraufhin wird die Gleichspannung an einer Präzisionsspannungsquelle<sup>5</sup> vorsichtig in positive wie negative Richtung variiert. Die Werte, die an einem Picoamperemet<sup>6</sup> aufgenommen werden, werden protokolliert. Proben mit einem Strom, kleiner als  $1\ \mu\text{A}$  bei  $1\text{ V}$  angelegter Spannung, werden als gut befunden.

Bei Galliumarsenid– und Indiumphosphidproben sind derart kleine Ströme wegen der wesentlich schlechteren Isolareigenschaften kaum zu erwarten.

Beim Indiumphosphid konnte auf Grund der niedrigen Flachbandspannung die verwendete Präzisionsspannungsquelle nicht mehr eingesetzt werden, da diese nur für Spannungen bis zu  $\pm 11\text{ V}$  ausgelegt war. Hier wurde aus diesem Grund eine andere, geregelte Stromquelle eingesetzt. Mit dieser konnten Spannungen bis zu  $\pm 30\text{ V}$  eingeregelt werden.

<sup>4</sup>Sony, SLD 1135 VS, Lasercomponents, 650 nm, 5 mW

<sup>5</sup>Digistant, DC–Standard Typ 6401, Burster, Gernsbach Präzisionsmeßtechnik

<sup>6</sup>MV 40 DC–Milli–Pico–Meter, Fa. Präzitrone

### 3.9 Messung der Kapazitäts–Spannungs–Kurve

Die CV–Kurve wurde entweder mit dem Lock–In–Amplifier gemessen, alternativ war auch ein CV–Meter<sup>7</sup> verfügbar. Dieses Gerät erlaubt die angelegte Spannung einzustellen und zeigt die Kapazität der Probe direkt an. Alle Messungen wurden mit einer Frequenz von 10 kHz und einer Amplitude von 10 mV aufgenommen.

### 3.10 Messungen an der optischen Kante

Zur Beurteilung der Optik wurden verschiedene, optische Kanten erstellt. Diese besitzen einen Signalwechsel zwischen zwei beschichteten Bereichen, der allein auf optische Eigenschaften zurückgeht. Hierbei wurde zunächst ein Teil der Struktur abgedeckt (s.o.) und daraufhin ganzflächig mit Metall beschichtet. Weitere Charakteristiken dieser Proben siehe unten.

### 3.11 Beschreibung der Messapparatur in München

Die in München verwendete Messapparatur wurde von W. PARAK und M. GEORGE aufgebaut. Es wurde ein kommerziell verfügbares Mikroskop<sup>8</sup> umgebaut. Über einen halbdurchlässigen Spiegel wird Licht aus einer Laserdiode<sup>9</sup> mit  $\lambda = 690 \text{ nm}$  in den Beleuchtungsstrahlengang des Mikroskops eingekoppelt.

Die Größe des Lichtpunktes in der Apparatur wurde äquivalent zu der in Kapitel 5.1.3.1 beschriebenen Methode bestimmt. Eine numerische mathematische Ableitung des Anstiegs und ein anschließender Fit mit einer GAUSS–Funktion ergab eine Größe des Lichtflecks von  $2 \cdot r_L = 7 \mu\text{m}$ . Dieses Ergebnis lässt sich gut mit der visuellen Beobachtung des Lichtflecks durch das Mikroskop in Einklang bringen.

Der gesamte Versuchsaufbau war auf einem optischen Tisch in einem FARADAY’schen Käfig aus Kupferblech montiert. Sämtliche verwendeten Kabel waren abgeschirmt und die Massen an einem Punkt zusammengeführt.

---

<sup>7</sup>Hewlett Pacard, Typ HP 4284A, 20 Hz – 1 MHz, Precision LCR–Meter

<sup>8</sup>Zeiss Axiotech, Carl Zeiss, München

<sup>9</sup>Toshiba, Fa. Schäfer & Kirchoff, Hamburg

# 4 Ergebnisse aus der Halbleiter–Theorie

Eine Struktur mit der Schichtenfolge Metall/Isolator/Halbleiter wird als MIS–Struktur bezeichnet. Wird eine solche Struktur mit Licht bestrahlt, können Elektronen–Loch–Paare im Halbleiter entstehen. Diese wiederum können zu einem Stromfluss führen. Die zur Beschreibung dieses Effektes maßgeblichen Parameter werden in diesem Teil der Arbeit aufgezeigt und bewertet.

Zu diesem Zweck werden zunächst die **Grundlagen** und das **Bändermodell** der MIS–Strukturen eingeführt. Da zur Berechnung des durch das Licht generierten Fotostroms die Kapazitäts–Spannungskurve benötigt wird, wird diese erklärt und berechnet.

Diesen Schritten folgt eine **Bewertung der wesentlichen Parameter** einer MIS–Struktur bezüglich der orts aufgelösten Impedanzmessung.

**Betrachtungen zur lateralen Auflösung** und zur Ladungsträgerverbreitung in MIS–Strukturen bei Beleuchtung schließen das Kapitel ab.

## 4.1 Ladungsverteilung und Bandstruktur

Wird an eine MIS–Struktur eine äußere Spannung (hier als Gate–Spannung oder  $U_g$  bezeichnet) angelegt, führt dies zu einer Veränderung der Bandstruktur im Halbleiter. Im **Idealfall** lässt sich die Bandverbiegung in vier unterschiedliche Kategorien einteilen:

- Liegt keine Spannung zwischen Metallkontakt und Halbleiter an ( $U_g = 0$  V), verlaufen die Energieniveaus im Halbleiter an der Isolator–Halbleiter–Grenzschicht genauso wie im Innern des Halbleiters, dem Halbleiterbulk. Dieser Fall wird als *Flachbandfall* bezeichnet, da keine Bandverbiegung stattfindet. Ein solcher Fall findet sich in Abbildung 4.1(b).

Hierbei wird allerdings vernachlässigt, dass sich an der Grenzschicht zwischen Halbleiter und Isolator die Gittereigenschaften verändern. Streng genommen gilt das Energiebändermodell nur im Bulk des Halbleiters, wo sich eine regelmäßige Gitterstruktur findet. Zudem können Ladungen in der Isolatorschicht quasi „eingefroren“ sein. Hierdurch verschiebt sich der sogenannte Flachbandpunkt, an dem der Flachbandfall im Halbleiter besteht, auf der Spannungsachse. Der Flachbandpunkt liegt folglich nicht immer bei genau  $U_g = 0$  V. Die exakte Definition für den Flachbandpunkt ist  $\psi_s = 0$  (siehe Abbildung 4.2).

- Wird eine positive Spannung  $U_g > 0$  an den Metallkontakt einer MIS–Struktur angelegt, sammeln sich auf Grund des Potentials negative Ladungen (Elektronen) auf der gegenüberliegenden Seite am Isolator. Bei einem n–dotierten Halbleiter führt dies dazu, dass der Bereich an der Isolator–Halbleiter–Grenzschicht mit Elektronen angereichert ist und scheinbar noch negativer dotiert ist, als das Material im Halbleiterbulk. Dieser Fall wird als *Akkumulation* bezeichnet (Abbildung 4.1(a)).
- Wird hingegen eine negative Spannung an eine MIS–Struktur angelegt ( $U_g < 0$ ), sammeln sich die Löcher an der Grenzschicht. Das Material an der Grenzschicht verhält sich zunehmend

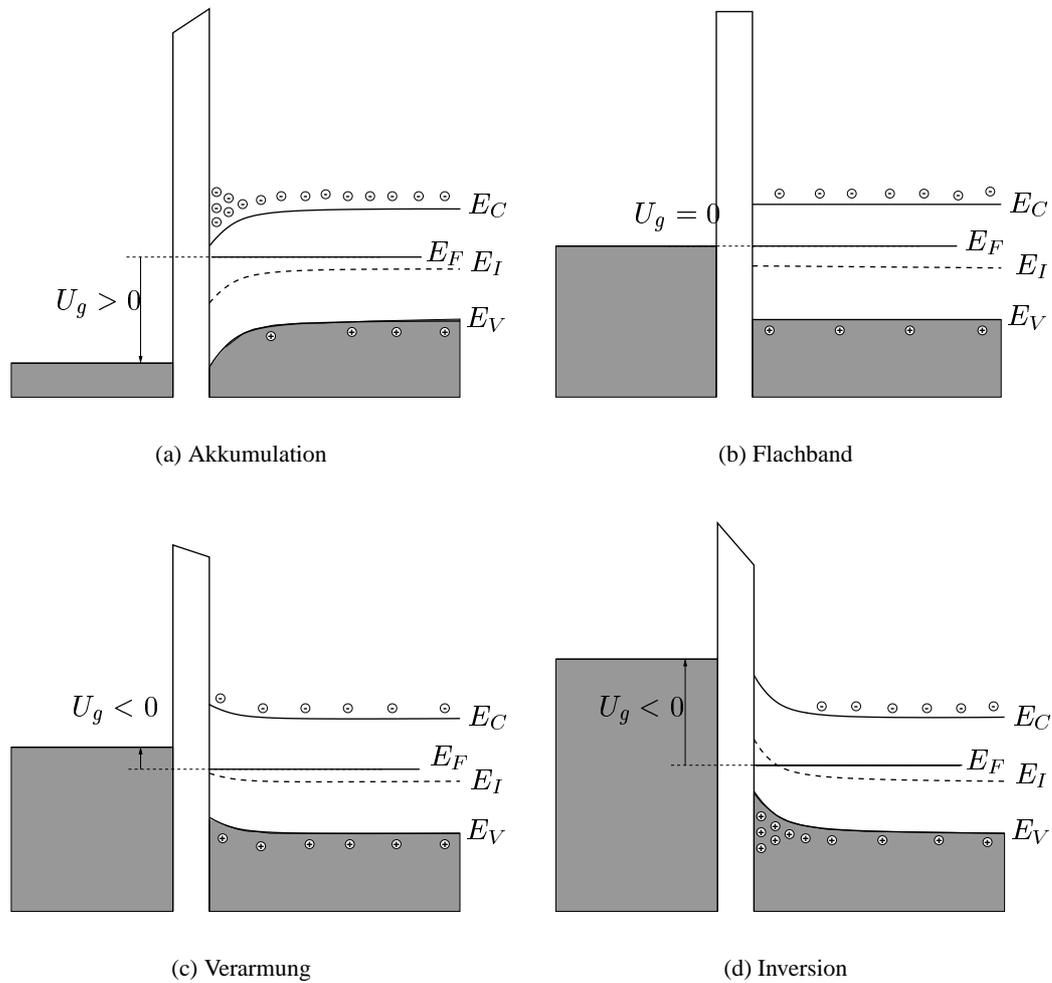


Abbildung 4.1: Bandverbiegung in Abhängigkeit von der angelegten Gate-Spannung. Es ist ein n-Halbleiter abgebildet.

intrinsisch, d.h. wie ein Halbleiter ohne Dotierung. Dieser Fall wird als *Verarmung* bezeichnet und ist in Abbildung 4.1(c) dargestellt.

- Bei weiterer Erhöhung der negativen Spannung sammeln sich an der Grenzschicht mehr positive Ladungen, als freie Ladungsträger im Bulk vorhanden sind. Hiermit unterschreitet das Fermi-Niveau den intrinsischen Energielevel und der Halbleiter ist an der Grenzschicht scheinbar p-dotiert. Dieser Fall wird als *Inversion* bezeichnet. Eine Abbildung findet sich in Abbildung 4.1(d). Bei dem Fall der Inversion befindet sich im Halbleiter ein Bandübergang ähnlich dem in einer Diode.

Das Verständnis dieser vier Grundzustände ist entscheidend für weitere theoretische Betrachtungen.

## 4.2 Spannung an der Grenzfläche

Es lässt sich leicht realisieren, an einem aufgedampften Metallkontakt eine Spannung an eine MIS-Struktur anzulegen. Die von außen angelegte Spannung korreliert allerdings nicht direkt linear mit

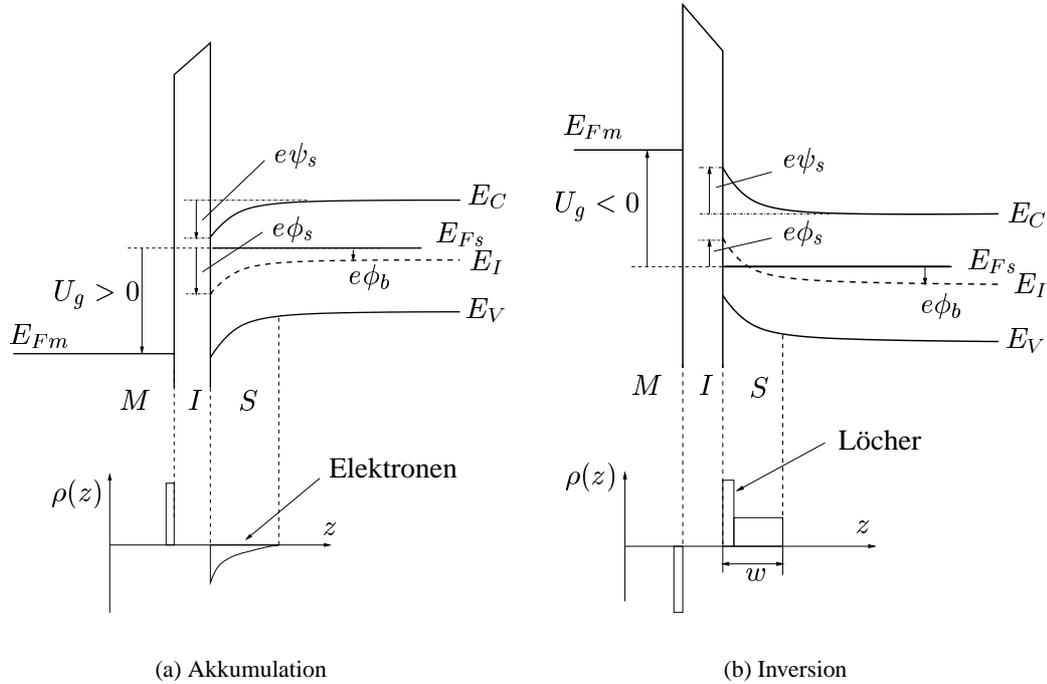


Abbildung 4.2: Bandverbiegung in Abhängigkeit von der angelegten Gate-Spannung. Es ist ein n-Halbleiter abgebildet. Im unteren Teil der Abbildung ist die jeweilige Ladungsdichte  $\rho$  [coul/cm<sup>3</sup>] als Funktion des Ortes aufgetragen. Anhand dieser Abbildung kann das Maß für die Bandverbiegung  $\psi_s$  als Differenz der beiden Potentiale  $\phi_s$  und  $\phi_b$  gedeutet werden.

dem Feld bzw. der Potentialdifferenz an der Grenzfläche. Es sind vielmehr einige Berechnungen nötig, welche das Feld an der Grenzfläche mit der angelegten Spannung, der sogenannten Gate-Spannung, korrelieren. Die makroskopisch messbare Gate-Spannung wird in der Abbildung 4.2 als Differenz der beiden Fermi-Niveaus ( $E_{F_s}$ , Fermi-Niveau im Halbleiter und  $E_{F_m}$ , Fermi-Niveau im Metall) dargestellt.

Um diese Rechnungen zu implementieren, wird das Problem in zwei Teilbereiche aufgeteilt. Die Potentiale  $\phi_s$  und  $\phi_b$  repräsentieren das Potenzial an der Oberfläche beziehungsweise im Bulk des Halbleiters.

Dieses Potenzial  $\phi$  [V] berechnet sich in den einzelnen Teilbereichen wie folgt:

$$e\phi(z) = E_F - E_I(z) \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $z$  die jeweilige Tiefe im Halbleiter, mit der Grenzschicht Isolator/Halbleiter als Nullpunkt.  $E_F$  repräsentiert das Fermi-Niveau, welches sich im Bulk und an der Grenzfläche nicht unterscheidet.  $E_I$  ist das intrinsische Energieniveau, welches in der Mitte zwischen Valenz- ( $E_V$ ) und Leitungsband ( $E_C$ ) liegt.

Die charakteristische Größe für das Maß der Bandverbiegung ist das Potenzial  $\psi_s$ . Es errechnet sich folgendermaßen:

$$\psi_s = \phi_s - \phi_b \quad (4.2)$$

Diese Gleichung resultiert aus der allgemeinen Gleichung für die Bandverbiegung, in Abhängigkeit vom Ort im Halbleiter:

$$\psi(z) = \phi(z) - \phi_b \quad (4.3)$$

Hierbei ist zu beachten, dass  $\phi_b$  nur von der Dotierung und von der Temperatur, jedoch nicht vom Ort im Halbleiterbulk abhängig ist. Dies ist auch verständlich: Im Bulkmaterial befindet sich das Potenzial des Fermi-Niveaus auf einem definierten Abstand zum intrinsischen Energie-Niveau (siehe Abbildung 4.2).

Es ist jedoch unbequem mit den Größen  $\phi_b$  und  $\phi_s$  weiterzurechnen. Aus diesem Grunde werden die dimensionslosen Potentiale  $u_s$  und  $u_b$  eingeführt. Diese sind definiert als:

$$u_s = \frac{e\phi_s}{kT} \quad u_b = \frac{e\phi_b}{kT} \quad (4.4)$$

Das Potenzial im Bulk ( $u_b$ ) errechnet sich aus der Dotierungskonzentration und der intrinsischen Konzentration. Folgende Gleichung gilt für einen n-Halbleiter<sup>1</sup>:

$$u_b = \ln \frac{N_D}{n_i} \quad (4.5)$$

Um das Potenzial an der Halbleiteroberfläche zu berechnen, nutzt man die Gleichung

$$F(u_s, u_b) = \sqrt{2(u_b - u_s) \sinh u_b - \cosh u_b + \cosh u_s} \quad (4.6)$$

$F$  repräsentiert hier das elektrische Feld an der Oberfläche zum Isolator. Die Gesamtladung pro Einheitsfläche berechnet sich nach der GAUSS'schen Gleichung, Gl. 4.8.

Mit der intrinsischen Debye-Länge im Halbleiter (Größenordnung  $L_D$  in Si  $\approx 10^{-4}$  cm)

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_s kT}{2e^2 n_i}} \quad (4.7)$$

und der Berechnung der Ladungsverteilung in der Raumladungszone

$$Q_s = \frac{\varepsilon_s}{L_D} \left( \frac{kT}{e} \right) \cdot \text{sign}(u_b - u_s) \cdot F(u_s, u_b) \quad (4.8)$$

lässt sich die Grenzflächenspannung in Relation zur angelegten Gate-Spannung bestimmen:

$$U_g = -\frac{Q_s}{C_{iso}} - \frac{kT}{e}(u_b - u_s) \quad (4.9)$$

### 4.3 Kapazitäts–Spannungs–Kurve, Niederfrequenz

Sind elektrische Ladungen in einem elektrischen Feld verteilt, die nicht einfach abfließen können, so spricht man von einer sogenannten *Kapazität*. Ein elektrischer Plattenkondensator mit zwei elektrisch nicht verbundenen, jedoch nahe beieinanderliegenden Platten, ist ein Beispiel dafür.

Unsere MIS-Struktur besteht aus zwei Kapazitäten:

- der Isolatorkapazität,  $C_{iso}$  – Diese lässt sich einfach berechnen, wenn die Dicke der Isolatorschicht, die Fläche der beiden Kontaktflächen und die Dielektrizitätskonstante des Isolators bekannt sind. Diese Isolatorkapazität gleicht der Kapazität eines Plattenkondensators und kann äquivalent berechnet werden (Gleichung 4.11).

<sup>1</sup>Siehe auch [35], S. 52

- die Raumladungskapazität,  $C_s$  – Die Raumladungskapazität wird durch die in der Halbleitergrenzschicht immobilisierten Ladungen gebildet. Über der Raumladungszone fällt eine bestimmte Spannung ab.

Beide Kapazitäten sind im elektrischen Ersatzschaltbild einer MIS–Struktur in Reihe geschaltet. Die Gesamtkapazität der beiden Teilkapazitäten berechnet sich völlig äquivalent zur Reihenschaltung zweier (Platten–)Kondensatoren:

$$C_{ges} = \left( \frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_{iso}} \right)^{-1} \quad (4.10)$$

Die Isolatorkapazität  $C_{iso}$  lässt sich auch mit der Gleichung für einen Plattenkondensator berechnen:

$$C_{iso} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d} \quad (4.11)$$

Hierbei ist  $\varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante im Vakuum,  $\varepsilon_r$  die relative Dielektrizitätskonstante des Isolators.  $A$  repräsentiert die Fläche des Kondensators<sup>2</sup> und  $d$  den Abstand der beiden leitenden Schichten, in unserem Fall der Isolatorschichtdicke.

Hier nutzt man die einzelnen Potenziale  $u_b$  und  $u_s$  und die Feldverteilung  $F$  um die Raumladungskapazität zu berechnen.

$$C_s = -\text{sign}(u_b - u_s) \left( \frac{\varepsilon_s}{L_D} \right) \frac{\sinh u_s - \sinh u_b}{F(u_s, u_b)} \quad (4.12)$$

$\varepsilon_s$  ist die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters,  $L_D$  die intrinsische Debye–Länge.

Trägt man die aus Gleichung 4.10 berechnete Kapazität gegenüber der Gate–Spannung ab, erhält man die sogenannte Niederfrequenz–Kapazitäts–Spannungskurve, im folgenden als NF–CV–Kurve bezeichnet. In den Bereichen der starken Inversion und der starken Akkumulation wird die Raumladungskapazität gegenüber der Isolatorkapazität so groß, dass in diesen Bereichen nur noch die Isolatorkapazität gemessen werden kann (siehe Abbildung 4.3).

#### 4.4 Kapazitäts–Spannungs–Kurve, Hochfrequenz

Während die Berechnung der Kapazität einer MIS–Struktur für den niederfrequenten Fall recht einfach ist (s.o.), ist dies beim hochfrequenten Fall komplizierter, da das thermodynamische Gleichgewicht gestört ist. Hier können die Ladungsträger, welche im elektrischen Feld getrennt wurden, nicht mehr direkt dem äußeren elektrischen Feld folgen. In der Praxis ist dies bei Silizium (300 K) Frequenzen  $\gtrsim 100$  Hz der Fall.

Für den Fall der Akkumulation bleibt die Situation im Halbleiter dieselbe. Bei angelegter Wechselspannung folgen die Ladungen hier dem elektrischen Feld. Die Ladungen in der Grenzschicht können einfach umgeladen werden. Es findet lediglich eine leichte Veränderung der Stärke der Bandverbiegung statt.

Im Fall der Inversion sind die Ladungen an der Grenzschicht „festgehalten“ und folgen der angelegten Wechselspannung nicht mehr. Die Kapazität der Raumladungsschicht ist hier klein gegenüber der Akkumulation.

Die Berechnung der HF–CV–Kurve erfolgt nach unterschiedlichen Methoden:

Als wichtige Methoden lassen sich folgende nennen:

---

<sup>2</sup>Hierbei kann angenommen werden, dass die Fläche des Kondensators die Fläche des aufgebrachtten Gate–Metallkontakts ist.

- Näherung der HF–CV–Kurve aus der NF–CV–Kurve mit der minimalen Kapazität – Häufig ist es nicht erforderlich die gesamte CV–Kurve zu berechnen; es reicht, die minimale Kapazität abzuschätzen. Berechnungen der minimalen Kapazität finden sich in [34,68].
- LINDNERS Methode [37] gibt eine Näherung für die HF–CV–Kurve an. Diese führt im Fall starker Inversion zu Fehlern.
- Die Methode nach BREWS [36] stellt die einzige analytische Lösung dar. Diese wird im Folgenden beschrieben und für weitere Berechnungen genutzt:

#### 4.4.1 Berechnung der Kapazität nach BREWS

Die umfassendste Lösung wird von BREWS in [36] bzw. in [35] vorgeschlagen. Hierbei berechnet er die HF–CV–Kurve analytisch mit folgenden Gleichungen:

$$F(u_s) = \sqrt{2(\exp(-u_s) + u_s - 1 + \exp(-2u_b)(\exp u_s - u_s - 1))} \quad (4.13)$$

In dieser Formel tauchen die Feldverteilung  $F$ , das Bulk– ( $u_b$ ) und das Oberflächenpotenzial ( $u_s$ ) auf.

$\Delta$  ist die Änderung des Oberflächenpotenzials an der Grenzfläche. Eine detaillierte Analyse der einzelnen Parameter findet sich in [35].

$$\Delta = \frac{F(u_s)}{\exp u_s - 1} \int_0^{u_s} \frac{\exp v - \exp(-v) - 2v}{F(v)^3} dv \quad (4.14)$$

Zur Berechnung der Raumladungskapazität benötigt man noch die Kapazität der Struktur für den Flachbandfall. Diese Kapazität ist für die HF– und für die NF–CV–Kurve identisch:

$$C_{fb} = \frac{\varepsilon_{Halbleiter}}{L_{D_{ext}}} \quad (4.15)$$

Hierbei ist  $L_{D_{ext}}$  die extrinsische Debye–Länge (siehe [35], S. 68). Die Kapazität der Raumladungszone ist nun:

$$C_s = C_{fb} \operatorname{sign}[u_b] \left( \frac{1 - \exp(-u_s) + \left(\frac{n_i}{N}\right)^2 (\exp(u_s) - 1) \frac{\Delta}{1+\Delta} + \left(\frac{n_i}{N}\right)^2 u_s \frac{1}{1+\Delta}}{F[u_s]} \right) \quad (4.16)$$

Diese Methode wurde in das Computeralgebrasystem Mathematica<sup>3</sup> implementiert und diente zur Berechnung der HF–CV–Kurve (siehe Abbildung 4.3) bei den folgenden Fotostromberechnungen.

## 4.5 Die Fotostromkurve

Obenstehende Gleichungen lassen Berechnungen sowohl der Niederfrequenz– als auch der Hochfrequenz–CV Kurve zu. Im vorliegenden Versuchsaufbau wird eine MIS–Struktur mit Licht bestrahlt. Licht erzeugt zusätzliche Elektronen–Loch–Paare im Halbleiter. Auch hier liegt ein Nicht–Gleichgewichtsfall vor. Für eine analytische Lösung müßte die Formel 4.13 mit Termen für zusätzlich generierte Ladungsträger erweitert werden.

ENGSTRÖM [2] beschreibt eine MIS–Struktur über ein Ersatzschaltbild. Diese Herangehensweise unterscheidet sich grundlegend von den vorangegangenen Berechnungen zur Kapazitäts–Spannungskurve, bei denen die analytische Lösung im Vordergrund stand.

<sup>3</sup>Wolfram Research

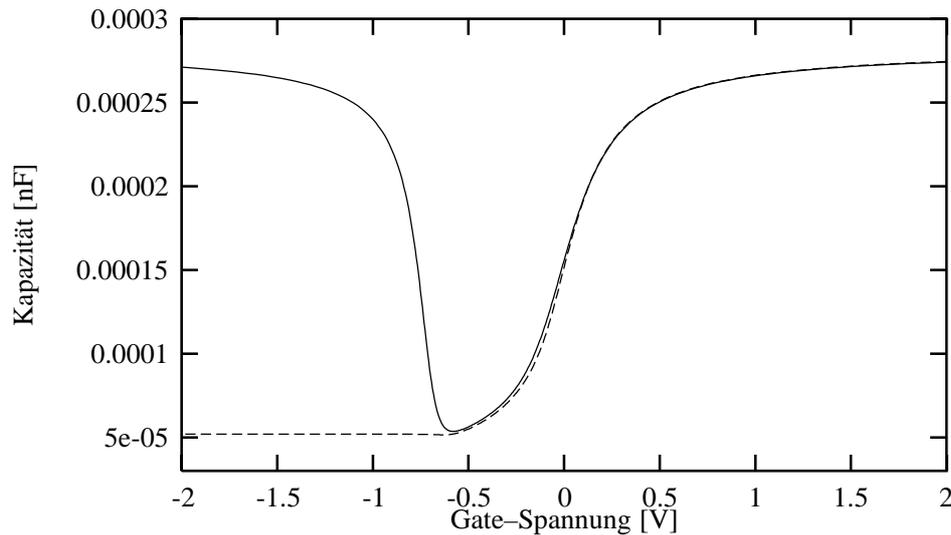


Abbildung 4.3: Kapazitäts-Spannungskurven. Für den Niederfrequenz-Fall nach Gleichung 4.12; für den HF-Fall nach Gleichung 4.16. Jeweils unter Berücksichtigung der Isolatorkapazität (Gleichung 4.10). Der spezifische Widerstand der Proben beträgt  $10 \Omega\text{cm}$ , die Fläche  $5 \text{ mm}^2$ . Weitere Parameter siehe Anhang D.

Um die Grundparameter des Fotostroms zu verstehen, muss man sich vor Augen führen, wie dieser Fotostrom generiert wird. Die hierzu wesentlichen Schritte sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

- $t = t_1$  Wird eine MIS-Struktur in der Inversion betrieben, existiert in der Raumladungszone ein scheinbarer Dotierungswechsel. Dies ist in Abbildung 4.4(a) gut zu erkennen. Werden durch das Einstrahlen von Licht Elektronen-Loch-Paare erzeugt, kann eine Ladungstrennung stattfinden. Die entstandenen Ladungsträger haben nun unterschiedliche Möglichkeiten, sich im Halbleiter auszubreiten: Ein Teil der Ladungsträger rekombiniert z.B. an der Grenzschicht zum Isolator oder auch im Halbleiterbulk. Ein weiterer Teil der Ladungsträger kann auch aus der Struktur abfließen und an einem Stromfluss detektiert werden.
- $t = t_2$  Wird weiterhin Licht in den Halbleiter eingestrahlt, verändert sich zunehmend die Bandstruktur. Hierdurch kommt der Strom, welcher an der Struktur abgegriffen werden kann, zum Erliegen. Der Fotostrom geht auf Null zurück. Dieses ist in Abbildung 4.4(b) zu erkennen. Es greifen nur noch die Prozesse der Rekombination an der Grenzfläche und im Bulk.
- $t = t_3$  Wird zum Zeitpunkt  $t_3$  die Lichtquelle abgeschaltet, kann sich der Kondensator, welcher durch den Isolator gebildet und durch das Licht aufgeladen wurde, wieder entladen. Hierbei lässt sich an der Struktur ein Entladestrom messen. Auch die Bandstruktur verändert sich bei diesem Prozess. Die durch das Licht zunehmend flacher gewordenen Bänder können sich im äußeren elektrischen Feld wieder ausrichten.
- $t = t_4$  Nach einiger Zeit kommt auch dieser Strom zum Erliegen. Die Bandverbiegung ohne Beleuchtung ist bei  $t = t_4$  wiederhergestellt.

Die Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren kann in sämtlichen Schritten nur erfolgen, wenn die Energie des Anregungslichts größer ist, als die Energie, welche sich aus dem Bandabstand ergibt. Eine Aufstellung der Bandabstände bei den einzelnen Halbleitermaterialien findet sich in Anhang C.

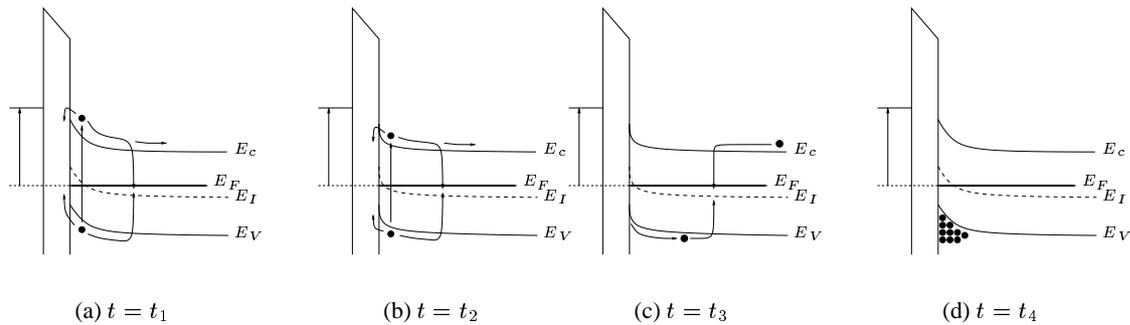


Abbildung 4.4: In diesen Bildern ist die Entstehung des Fotostroms dargestellt. Zur Zeit  $t = t_1$  befindet sich der Halbleiter in der Inversion und Licht wird eingestrahlt. Die getrennten Ladungsträger rekombinieren in der Grenzfläche, hinter der Inversionsschicht, sowie im Bulk. Ist der durch die MIS-Struktur gebildete Kondensator aufgeladen, fließt kaum mehr Strom und die Bandverbiegung verändert sich ( $t = t_2$ ). Bei  $t = t_3$  wird das Licht plötzlich abgeschaltet, der Kondensator entlädt sich. Bei  $t = t_4$  ist der Ruhezustand wieder hergestellt.

Bestrahlt man einen Halbleiter mit Licht einer Wellenlänge *kleiner* als die maximale Anregungswellenlänge für den Bandabstand des jeweiligen Halbleiters, werden Elektronen–Loch–Paare erzeugt. Der hieraus resultierende Strom hängt von der eingestrahlt Lichtmenge  $\phi_0$  und vom optischen Eingangsquerschnitt der Struktur ab. Unter der Annahme, dass jedes Photon absorbiert wird und je ein Elektronen–Loch–Paar erzeugt, kann der generierte Strom *im Halbleiter* mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$i_g = e\phi_0 \quad (4.17)$$

Hierbei ist  $i_g$  der erzeugte Strom durch die Lichteinstrahlung,  $e$  die Elektronenladung und  $\phi_0$  die eingestrahlt Lichtmenge. Zu beachten ist, dass in dieser Gleichung keine Absorption oder Streuung des Lichts berücksichtigt ist.

Der entstehende Strom  $i_g$  teilt sich in drei Teilströme auf:

1. Die entstandenen Ladungsträger können an der Grenzfläche rekombinieren. Der hieraus resultierende Stromfluss wird als  $i_{or}$  bezeichnet. Der Index „or“ steht dabei für die Oberflächenrekombination.
2. Ein Teil der Ladungsträger fließt in den Halbleiterbulk und rekombiniert dort. Der hieraus resultierende Strom wird als  $i_{br}$  bezeichnet. Der Index „br“ steht dabei für Bulkrekombination.
3. Der Durchgangsstrom  $i_d$ , welcher die Gesamtstruktur passiert, fließt durch die kapazitiven Elemente der Struktur; er ist folglich von der *Änderung* des Ladungstransports abhängig. Die Elemente der durch die Raumladungszone wie auch der durch die Oberflächenzustände gebildeten Kapazitäten wirken hierbei signalvermindernd. Der Durchgangsstrom fließt durch den vom Isolator gebildeten Kondensator und damit auch durch den sich außerhalb der Struktur befindlichen Mess–Widerstand  $R_L$ , an welchem die Messung erfolgen kann.

Die einzelnen Elemente der Struktur sind in der Abbildung 4.6 aufgeführt. Der Gesamtstrom ergibt sich also zu:

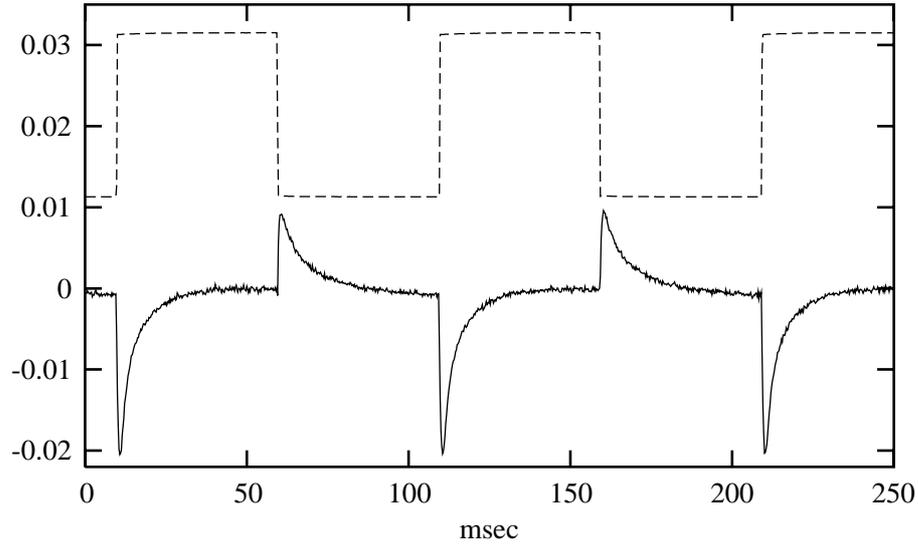


Abbildung 4.5: Nach dem Einschalten des Lichts (obere Kurve) wird bei n-Silizium ein negativer Fotostrom (untere Kurve) generiert. Die einzelnen Prozesse zur Entstehung des Fotostroms sind in 4.4 zu erkennen. Die Abfalllänge der Lade- bzw. Entladekurve hängt von unterschiedlichen Faktoren ab: Der wesentliche Faktor ist die Dicke der Isolationschicht auf dem Halbleiter. Jedoch spielen auch Rekombinationsprozesse eine Rolle.

$$i_g = e\phi_0 = i_{or} + i_{br} + i_d \quad (4.18)$$

Der erste in Gleichung 4.18 aufgeführte Term  $i_{or}$  repräsentiert den Strom durch die Oberflächenrekombination. Diese wird im Ersatzschaltbild, Abbildung 4.6, durch einen Widerstand dargestellt. Als wesentlicher Parameter wird die Oberflächenrekombinationsrate  $s$  eingeführt. Natürlich hängt dieser Stromfluss auch von den in der Struktur erzeugten Ladungsträgern bzw. von ihrer Dichte ab. Diese Ladungsträgerdichte, welche die zusätzlich entstandenen Löcher repräsentiert, wird als  $\Delta p^0$  bezeichnet.  $\Delta p^0$  kann durch  $p_n - p_{n0}$  repräsentiert werden.

$$i_{or} = e s \Delta p^0 \quad (4.19)$$

Der zweite Term, welcher im Ersatzschaltbild durch eine Diode repräsentiert wird, ist die Rekombination der Ladungsträger im Halbleiterbulk. Hierbei diffundieren die entstandenen Löcher in den Halbleiterbulk; eine Rückdiffusion ist ausgeschlossen. Aus diesem Grund wird auch die Bandverbiegung in der Struktur in diese Rechnungen einbezogen.

$$i_{br} = e \frac{D_p}{L_p} \Delta p^0 \exp\left(-\frac{e(\psi_s - \Delta\psi_s)}{kT}\right) \quad (4.20)$$

Der Stromfluss in den Bulk des Halbleiters wird durch die beiden diffusionsbestimmenden Größen  $L_p$ , die Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger (hier der Löcher) und der Diffusionskonstante  $D_p$  der Löcher beschrieben. Die sich während des Prozesses ändernde Bandverbiegung (vergl. Abbildung 4.1(a) und 4.1(b)) wird durch die Differenz  $\Delta\psi_s$  beschrieben. Der Ausdruck  $\psi_s - \Delta\psi_s$  repräsentiert das während der Diffusion wirkende Potenzial.

Der dritte Term ist der Stromfluss durch die kapazitiven Anteile der Struktur. Dieser ist abhängig von der zeitlichen Änderung der Gesamtladungsmenge  $\Delta Q_{tot}$ .

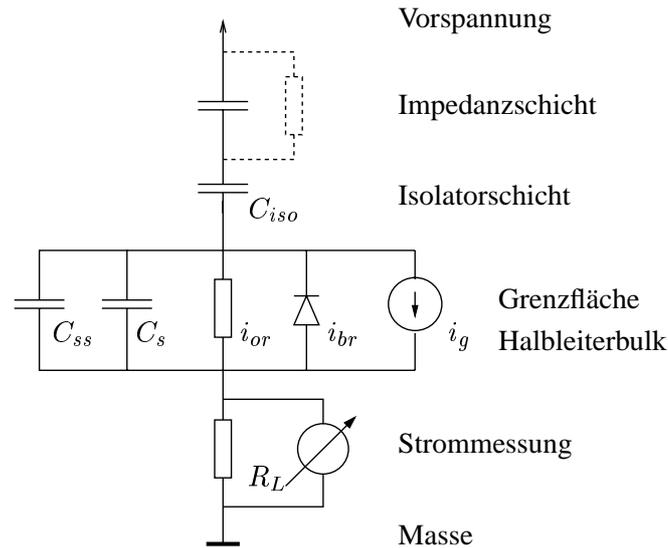


Abbildung 4.6: Das Ersatzschaltbild einer MIS-Struktur unter Beleuchtung.

$$i_d = \frac{d}{dt} (\Delta Q_{tot}) \quad (4.21)$$

Der Gesamtstrom ist die Summe der Einzelströme:

$$i_g = e \phi_0 = e s \Delta p^0 + e \frac{D_p}{L_p} \Delta p^0 \exp\left(-\frac{e(\psi_s - \Delta\psi_s)}{kT}\right) + \frac{d}{dt} (\Delta Q_{tot}) \quad (4.22)$$

Diese Gleichung kann man nutzen, um die Veränderung der Bandverbiegung bei Beleuchtung der MIS-Oberfläche zu bestimmen. Über die Definition  $Q = C \cdot U$  erhält man einen Ausdruck für  $\Delta\psi_s$ . Berechnet man aus der sich bei der Beleuchtung ändernden Bandverbiegung  $\Delta\psi_s$  die Änderung des Oberflächenpotenzials  $\Delta u_s$  und den durch den externen Messwiderstand  $R_L$  fließenden Strom, erhält man einen Ausdruck für die an diesem Widerstand abfallende Spannung. Der detaillierte Rechenweg ist in [2] zu finden.

Der Ausdruck für die am Widerstand abfallende Spannung lautet:

$$u = \frac{C_{iso}}{C_{iso} + C_s + \frac{D_p}{L_p} \exp(-e\phi_s/kT)} \frac{R_L \phi_0 x_0}{s} \quad (4.23)$$

In der vorangegangenen Formel ist lediglich die Größe  $x_0$  eingeführt worden. Diese repräsentiert die maximale Tiefe der Bandverbiegung, ähnlich der Kanaltiefe in einem MOS-FET.

Im Artikel von ENGSTRÖM [2] wird in einem weiteren Abschnitt detailliert auf die Oberflächenzustände eingegangen. Die Gesamtgleichung verändert sich mit dem Term  $C_{ss}$ , der Kapazität der Oberflächenzustände, zu:

$$u = \underbrace{\frac{C_{iso}}{C_{iso} + C_s + C_{ss}}}_{\text{Verhältnis der Kapazitäten}} \underbrace{\frac{R_L \phi_0 x_0}{s + \frac{D_p}{L_p} \exp(-e\phi_s/kT)}}_{\text{Oberflächen- und Bulkrekombination}} \quad (4.24)$$

Mit dieser Gleichung ist es möglich, die an einem externen Widerstand abfallende Spannung zu berechnen. Diese verhält sich proportional zum Fotostrom.

## 4.6 Ergebnisse der Fotostromberechnungen

Obenstehende Gleichungen erlauben eine Berechnung des Fotostroms in Abhängigkeit von der angelegten Gatespannung  $U_g$ . Sie ermöglichen eine Aussage über die Höhe des Fotostroms in Abhängigkeit von Dotierung, Oxidschichtdicke etc.. Bei der Verwendung von Gleichung 4.23 bzw. 4.24 ist auch eine vorausgehende Berechnung der HF–CV–Kurve erforderlich (Gleichung 4.16).

Das Zusammenspiel der HF–CV–Kurve (Gleichung 4.16) und der Fotostromkurve (Gleichung 4.23) ist sehr komplex. Deshalb lassen sich keine allgemeingültigen Aussagen zur Veränderung der Fotostromkurve bei Veränderung der einzelnen Parameter machen.

Aus diesem Grund wurden die obenstehenden Gleichungen mit dem Programm `Mathematica`<sup>4</sup> programmiert. Im Deklarationsteil dieses Programms können die einzelnen Parameter zur Beschreibung der MIS–Strukturen angegeben werden. Aufstellungen des Fotostroms gegen die Gate–Spannung, gegen die Dotierkonzentration etc. werden dadurch möglich.

Das Programm erlaubt eine Optimierung der Versuchsparameter bezüglich der Höhe, der Form und der Position der Fotostromkurve. Optimierungen zur lateralen Auflösung sind bei dieser Implementation nicht vorgesehen. Diese bleiben den in Kapitel 4.7 aufgeführten Rechnungen zur Ladungsträgerdiffusion vorbehalten.

Um die Fotostromkurve mit obenstehenden Gleichungen zu berechnen, mussten mehrere Parameter angenähert werden. So ist die Oberflächenrekombinationsrate  $s$  unbekannt und wurde als Konstante gewählt. Auch die Konzentration der optisch erzeugten Ladungsträger  $\Delta n^0$ , die Diffusionslänge  $L_p$  und  $\tau$ , die Rekombinationszeit, wurden als konstant angenommen.

Die eingestrahlte Lichtmenge  $\phi_0$  ist wie die Kanaltiefe  $x_0$  eine Variable, die frei gewählt werden kann. Als Messwiderstand wurden 10 k $\Omega$  angenommen. Zudem wird die Kapazität der Oberflächenzustände nicht berücksichtigt. Folgende Berechnungen wurden mit Formel 4.23 durchgeführt. Dabei wurden die Einflüsse der Oberflächenzustände vernachlässigt, die in Gleichung 4.24 berücksichtigt wurden.

Die berechneten Kurven (Abbildung 4.7 und 4.8) können aus obengenannten Gründen nur qualitativ sein.

Die Werte, die zur Berechnung angenommen wurden, finden sich im Einzelnen in Anhang D.

Die berechnete Fotostromkurve gleicht in ihrer Charakteristik stark den aufgenommenen Kurven. Sie besitzt eine annähernd sigmoidale Form, ist jedoch wesentlich steiler, da in den Rechnungen die Grenzflächenzustände vernachlässigt wurden, welche bei gemessenen Werten zu einer Abflachung der Kurve führen.

### 4.6.1 Angelegte Gate–Spannung

Als eine wesentliche Frage stellt sich die Wahl der richtigen Gatespannung  $U_g$  für die Aufnahme eines SPIM–Mikroskopiebildes. Schon bei der Beschreibung des Fotostroms in Kapitel 4.5 wird vorausgesetzt, dass sich die Bandstruktur an der Halbleiter–Isolator–Grenzschicht in der Inversion befindet. So wird im Bereich der Akkumulation kein Fotostrom entstehen, da es keinen Bandübergang gibt, an dem sich die Ladungen trennen können.

Der Arbeitsbereich eines Mikroskops auf Basis des Fotoeffekts im Halbleiter darf sich folglich nicht in der Akkumulation befinden. Um bei einer MIS–Struktur einen maximalen Fotostrom zu erhalten, muss die Struktur in die Inversion gebracht werden. Bei einem n–dotierten Halbleiter müsste folglich eine möglichst hohe negative Spannung angelegt werden.

Im Gegensatz dazu wird bei einem lichtadressierbaren potenziometrischen Sensor (LAPS) nicht der Punkt des maximalen Fotostroms als Ausgangspunkt für Messungen genommen, sondern der

<sup>4</sup>Wolfram Research

Wendepunkt der Kurve. Dies wird verständlich, wenn man den Grundmechanismus des LAPS betrachtet: Beim LAPS steht die **Verschiebung** der Fotostromkurve in Relation zur Gate-Spannung  $U_g$  im Vordergrund. Diese Verschiebung resultiert aus den unterschiedlichen Oberflächenpotenzialen an den einzelnen Stellen des Sensors bzw. dessen Grenzschicht.

Bei dem vorgeschlagenen Impedanzmikroskop, dem SPIM, wird durch die Probe nicht notwendigerweise das Potenzial an der Grenzfläche verschoben. Hier resultiert der Effekt durch eine **scheinbare Veränderung des Ersatzschaltbildes** (siehe Abbildung 4.6). Aus diesem Grund verändert sich hierbei auch die Amplitude des Fotostroms.

Überschichtet man eine Halbleiter-Isolator-Struktur mit einer Probe, so können zwei Effekte auftreten: es kann sowohl eine Potenzialveränderung als auch eine Veränderung des Ersatzschaltbildes stattfinden. Bei Untersuchungen zur Impedanz ist nur die zweite Komponente entscheidend.

Aus diesem Grund sollten die Messungen mit dem Impedanzmikroskop bei möglichst starker Inversion der MIS-Struktur stattfinden und die an einen n-dotierten Halbleiter angelegte Spannung sollte möglichst stark negativ sein. Hier ist der entstehende Fotostrom maximal und das entstehende Signal ist von einer Potenzialverschiebung an der Oberfläche unabhängig.

In Abbildung 4.8 ist eine Aufstellung der Fotostromkurve für verschiedene Oxidschichtdicken gezeigt. Die Veränderung der Oxidschichtdicke ist völlig äquivalent zur Veränderung der Dielektrizitätskonstante der Probe. In der Tat verändern sich **sowohl** die Höhe des Fotostroms als auch die Position des Wendepunkts. Bei der vorliegenden Aufstellung sollte das Mikroskop bei  $U_g \leq -0.4$  V betrieben werden. Die hierbei beobachtbaren Änderungen sind sehr groß und von Potenzialverschiebungen der Grenzschichten unabhängig.

#### 4.6.2 Dotierungsparameter

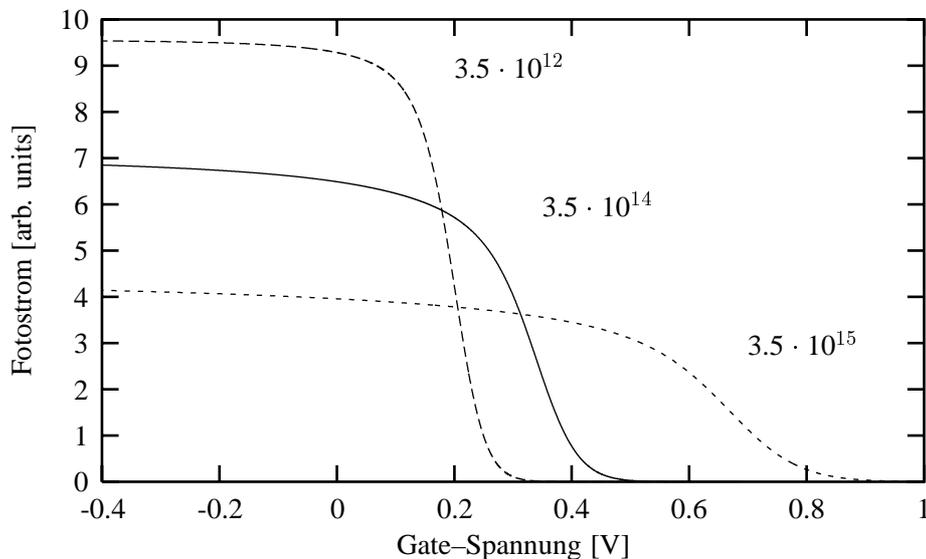


Abbildung 4.7: Fotostromkurve, berechnet. Unterschiedliche Dotierkonzentrationen. Werte jeweils in  $[\text{cm}^{-3}]$ . Weitere Werte siehe Anhang D.

Als ein wesentlicher Halbleiterparameter ist die Dotierkonzentration auszuwerten. Bei der Aufstellung der Fotostromkurve für unterschiedliche Dotierungen ergibt sich für gering dotierte Proben ein hoher Fotostrom; für hochdotierte Proben ergibt sich ein geringer Fotostrom. Dies erscheint verständlich, wenn man bedenkt, dass bei steigender Dotierkonzentration die Rekombination der Ladungsträger im Halbleiterbulk immer günstiger wird.

Folglich sollte der Halbleiter möglichst gering dotiert sein um einen hohen Fotostrom zu erhalten.

Die angenommenen Halbleiterparameter lassen keinen direkten Schluss zu, inwieweit eine p- oder eine n-Dotierung des Halbleiters zu bevorzugen ist. Die Behandlung sämtlicher Halbleiterparameter erfolgt in obenstehenden Gleichungen völlig dotierungsunabhängig. Lediglich die Größen  $s$ ,  $D$  bzw.  $L$  sind direkt von der Dotierung abhängig. Nach [34], S. 29 ist die Diffusionskonstante  $D_h$  für die Minoritätsladungsträger im p-Halbleiter immer größer als die entsprechende Diffusionskonstante für n-dotierte,  $D_p$ . Eine große Diffusionskonstante hätte eine Verringerung des Fotostroms zur Folge. Dies würde wie die folgenden Berechnungen zur lateralen Auflösung (Kapitel 4.8) für eine Verwendung von n-dotiertem Halbleitermaterial sprechen.

Diese theoretischen Überlegungen bieten die Grundlagen zur Untersuchung der dotierungsabhängigen Untersuchung der lateralen Auflösung in Kapitel 4.8.

### 4.6.3 Oxidschichtdicke

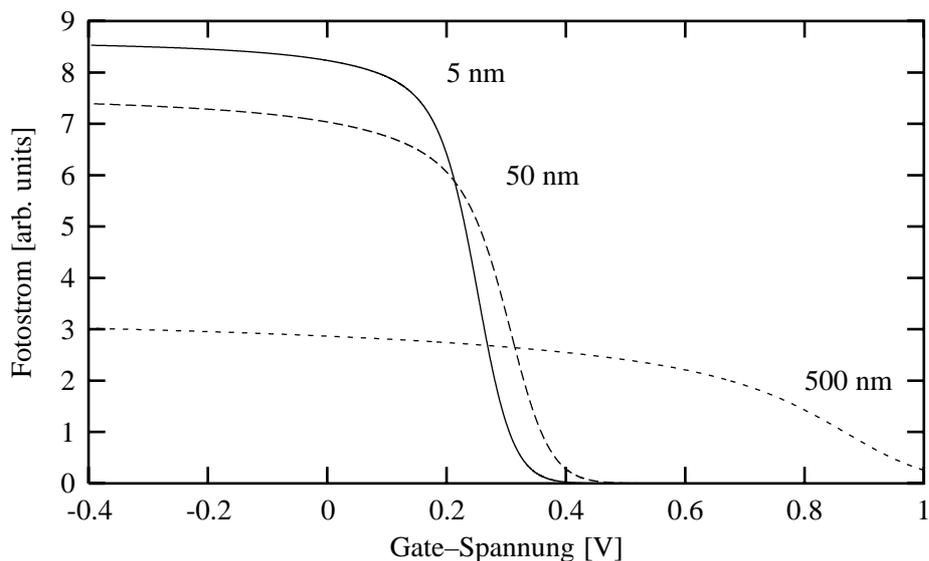


Abbildung 4.8: Variation der Schichtdicke der  $\text{SiO}_2$ -Isolatorschicht. Dicke der  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Isolatorschicht = 76 nm. Weitere Werte siehe Anhang D.

Betrachtet man das Ersatzschaltbild in Abbildung 4.6, wird klar, dass die Kapazität der Isolatorschicht  $C_{iso}$  möglichst groß sein sollte, damit Veränderungen der Impedanz bzw. der Kapazität der Probe gut detektiert werden können. Zu diesem Zweck muss der Isolator der Struktur möglichst dünn sein.

In Abbildung 4.8 ist die Fotostromkurve für drei Oxidschichtdicken berechnet.

Hier wird zudem deutlich, dass eine dünne Isolatorschicht sich auch günstig auf die Höhe des Fotostroms auswirkt. Je dünner die Schicht, desto höher der Fotostrom.

Wählt man allerdings die Dicke der Isolatorschicht zu dünn, können auch Leckströme fließen, da die Schicht nicht mehr hinreichend isoliert. Die Folge: ein geringer Fotostrom und eine kleine Phasenverschiebung durch einen OHM'schen Leckstrom. Wird nun eine isolierende Probe aufgebracht, ergibt sich an diesen Stellen ein großer Fotostrom und eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$ .

Es ist also zur sauberen Bestimmung der einzelnen Dielektrizitätskonstanten notwendig, einen möglichst dünnen und gut isolierenden Isolator zu verwenden. Die hierbei u.U. auftretenden Probleme sind in Kapitel 2.5 diskutiert.

#### 4.6.4 Eingestrahlte Frequenz

Um einen (anhaltenden) Fotostrom zu erzeugen, muss die Lichtintensität periodisch moduliert werden. Dies kann entweder mit einem Chopper oder mit einer intensitätsvariablen Lichtquelle geschehen. Die verwendete (Chopping-)Frequenz wird in den vorausgegangenen Berechnungen nicht berücksichtigt. Dennoch hat auch die Frequenz des Lichts Einfluss auf die Größe des Fotostromsignals.

Bei detaillierter Bewertung des Ersatzschaltbildes muss die Amplitude des Fotostroms mit steigender Frequenz geringer werden. Führt man sich das Ersatzschaltbild vor Augen, ist dies einleuchtend:

Der Stromfluss durch einen Kondensator erhöht sich mit steigender Frequenz. Wird berücksichtigt, dass die Kapazitäten  $C_{ss}$  und  $C_s$  den generierten Fotostrom kurzschließen, auch wenn diese Kapazitäten wesentlich kleiner sind als die Kapazität der Isolatorschicht  $C_{iso}$ , so wird mit steigender Frequenz der Fotostrom kleiner. Zu diesem Schluss kommt auch MASSOBRIIO [6], der eine Bewertung der LAPS-Parameter mit SPICE durchführt. Auch BOUSSE et al. erhalten in ihren Messungen [15] äquivalente Ergebnisse.

Es gibt hierzu noch einen wichtigen Konkurrenzprozess: Bei steigender Frequenz wird die Integration der aufgenommenen Messwerte einfacher. In gleicher Zeit können mehr Messwerte aufgenommen werden. Bei erhöhter Frequenz wird bei gleicher Messdauer das Signal/Rausch-Verhältnis besser.

#### 4.6.5 Eingestrahlte Wellenlänge des Lichts

Je kürzerwellig Licht ist, desto energiereicher ist es. Die eingestrahlte Wellenlänge  $\lambda$  des Lichts muss folglich kleiner als die maximale Anregungswellenlänge  $\lambda_{max}$  sein. Die Lichtquanten müssen energiereicher sein als der Bandabstand zwischen Valenz- und Leitungsband. Andernfalls können bei Lichteinfall keine Elektronen-Loch-Paare erzeugt werden. Eine Aufstellung der Bandabstände bei den einzelnen Halbleitermaterialien findet sich in Anhang C.

Dennoch hat die eingestrahlte Wellenlänge des Lichts auch Einfluss auf wesentliche Parameter der Messung. Mit der Wellenlänge des Lichts verändert sich auch die Stärke der Absorption des Lichts im Halbleiter. Bei Wellenlängen, die wesentlich größer sind als die maximalen Anregungswellenlängen, sind viele halbleitende Materialien transparent. Im Bereich der maximalen Anregungswellenlänge findet man im Absorptionsspektrum auch einen drastischen Anstieg des Absorptionskoeffizienten (siehe Aufstellung in [34], S. 42 oder in [32], S. 506).

Bei Veränderung des Absorptionskoeffizienten verändert sich auch die Eindringtiefe des Lichts. Beleuchtet man beim Impedanzmikroskop die Struktur von der Waferrückseite, sollte diese Eindringtiefe des Lichts möglichst groß sein, damit die Raumladungszone möglichst ohne Absorption oder laterale Verbreitung erreicht werden kann.

Detaillierte Untersuchungen zur Wellenlängenabhängigkeit des LAPS stehen noch aus.

### 4.7 Theoretische Betrachtungen zur lateralen Auflösung

Mit obenstehenden Gleichungen ist es möglich, die Entstehung und die Höhe des Fotostroms zu beschreiben und zu untersuchen. Sie enthalten kaum Informationen über die Verbreitung der Ladungsträger im Halbleiter. Zu diesem Zweck sind andere Berechnungen durchzuführen: Berechnungen, welche die **Diffusion** und eine **Rekombination** der Ladungsträger im Halbleiter beschreiben.

Berechnungen der Diffusion erlauben zudem eine Beschreibung der Ortsauflösung unseres Impedanzsensors. Die Überlegung, dass beim Einfall von Licht die entstandenen Elektronen-Loch-Paare diffundieren, ist auch bei den obenstehenden Berechnungen wichtig (Bulkrekombination).

Weitestgehend lassen sich die Berechnungen zur Diffusion auf Basis des 2. FICK'schen Gesetzes durchführen; dieses beschreibt die zeitliche Verteilung von Konzentrationsgradienten.

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (4.25)$$

Im zweiten FICK'schen Gesetz (4.25) repräsentiert  $c$  die Konzentration und  $x$  den Ort. Die Diffusionskonstante  $D$  ist bei den nachfolgenden Betrachtungen die Diffusionskonstante der Minoritätsladungsträger. Bei  $n$ -dotiertem Halbleitermaterial ist es  $D_p$ .

Unter Beleuchtung einer Halbleiterstruktur lässt sich die Dichte der Elektronen–Loch–Paare ohne angelegtes elektrisches Feld ( $E = 0$ ) und ohne Diffusion in die Raumrichtungen ( $\partial p_n / \partial x = 0$ ) folgendermaßen beschreiben ([34], S. 52):

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} \quad (4.26)$$

Hierbei ist  $G$  die Generationsrate bei Bestrahlung der Elektronen–Loch–Paare,  $p_n$  die Dichte der freien Elektronen–Loch–Paare und  $p_{n0}$  die Dichte der Elektronen–Loch–Paare bei gegebener Temperatur  $T$  und ohne Beleuchtung. Die mittlere Lebensdauer der Löcher wird durch  $\tau_p$  repräsentiert. Unter obenstehenden Bedingungen und ohne Rekombinationszentren oder andere Effekte gilt jedoch auch  $\tau_p = \tau_n$ .

Wird jetzt die Lichtquelle abgeschaltet, so wird die Generationsrate  $G$  gleich Null. Hiermit ergibt sich aus Gleichung 4.26:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} \quad (4.27)$$

Über diese Gleichung lässt sich die mittlere Minoritätsladungsträgerlebensdauer  $\bar{\tau}$  bestimmen (Methode nach STEVENSON-KEYES).

Obenstehende Gleichungen beinhalten keinerlei Aussage über den Ort der Rekombination dieser Ladungsträger. Um Informationen hierüber zu erhalten, werden die Größen  $D_p$ , die Diffusionskonstante, und  $L_p$ , die Diffusionslänge, genutzt. Es gilt, dass die Diffusionslänge im Bulk als

$$L = \sqrt{D\tau} \quad (4.28)$$

definiert ist. Mit dieser Gleichung lassen sich die einzelnen Größen der Diffusionsberechnungen umrechnen. Zur Orientierung: Die Maximalwerte für  $L$  liegen bei Silizium in der Größenordnung von 1 cm, bei Galliumarsenid bei etwa  $10 \mu\text{m}^5$ .

Bei ausschließlicher Berücksichtigung der erzeugten Elektronen–Loch–Paare und ohne weitere Bestrahlung wird Gleichung 4.27 durch zwei weitere Terme erweitert: Der zweiten Term beschreibt die Verteilung der Ladungsträger im elektrischen Feld und der dritte Term der Gleichung beschreibt die isotrope Diffusion der Ladungsträger im Halbleiter (zweites FICK'sches Gesetz).

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = \underbrace{-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}}_{\text{Gleichung 4.27}} - \underbrace{\mu_p E \left( \frac{\partial p_n}{\partial x} + \frac{\partial p_n}{\partial y} + \frac{\partial p_n}{\partial z} \right)}_{\text{elektrisches Feld}} + \underbrace{D_p \left( \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p_n}{\partial z^2} \right)}_{\text{isotrope Diffusion}} \quad (4.29)$$

Hierbei ist  $p_n [m^{-3}]$  die Dichte der freien Löcher.  $\tau$  entspricht der mittleren Lebensdauer.  $D_p$  ist der Diffusionskoeffizient und  $\mu_p [m^2 V^{-1} s^{-1}]$  entspricht der Beweglichkeit der freien Löcher im Halbleiter.

<sup>5</sup>Werte aus SZE, Lit. [34]

Bei dieser Differentialgleichung ist zur Lösung und Erklärung der Diffusionsphänomene die Wahl der Randbedingungen wesentlich.

Die Annahme, dass

$$\Delta p_n(z = 0) = 0 \quad \forall \quad t \quad (4.30)$$

$$\Delta p_n(z = d) = 0 \quad \forall \quad t \quad (4.31)$$

besagt, dass die Diffusion der Ladungsträger, welche sich am Ort  $z = 0$ , also an der Halbleiter–Isolator–Grenzfläche, befinden, Null ist. Auch an der Stelle  $z = d$ , also an der Waferunterseite, findet keine Diffusion der Ladungsträger mehr statt; die Ladungsträger werden vielmehr direkt im Feld abgesaugt.

Um aus der theoretischen Verbreitung der Ladungsträger die (theoretische) laterale Auflösung der Struktur zu bestimmen, berechnet man aus der Dichte der einzelnen freien Ladungsträger den Fluss in  $z$ -Richtung,  $j_z$ , (erstes FICK'sches Gesetz). Sind die Ladungsträger an der Waferoberseite (bei  $z = 0$ ) angelangt, greift Gleichung 4.30; eine weitere Verteilung entlang der Halbleiteroberfläche ist dann unter den obenstehenden Randbedingungen nicht mehr möglich. Die Ladungsträger werden nun im Feld abgesaugt.

Für  $z = 0$  ist der Fluss  $j_z$  wie folgt definiert:

$$j_z = -D \frac{\partial p}{\partial z} \quad (4.32)$$

Vernachlässigt man den zweiten Term der Gleichung 4.29, welcher die Verbreitung im elektrischen Feld beschreibt und nutzt die Definition der Auflösung

$$r_{the}^2 = \langle x^2 + y^2 \rangle \quad (4.33)$$

ergeben sich über

$$r_{the}^2 = \frac{\int_{t=0}^{\infty} \int_{y=-\infty}^{\infty} \int_{x=-\infty}^{\infty} (x^2 + y^2) j_z dx dy dt}{\int_{t=0}^{\infty} \int_{y=-\infty}^{\infty} \int_{x=-\infty}^{\infty} j_z dx dy dt} \quad (4.34)$$

detaillierte Beschreibungen der Auflösung.

Dieser Ausdruck, welcher die laterale Auflösung eines MIS–Halbleitersensors beschreiben kann, ist im Theorieteil in [18] und [69] mit analytischen Lösungen erweitert. Allerdings widersprechen experimentellen Ergebnisse [69] der Theorie für extrem dünne Halbleiterschichten aus [18]. Diese besagt, dass die laterale Auflösung von einem LAPS bei dünnen Halbleiterschichten ( $d < L$ ) sich an den Grenzwert der Waferschichtdicke  $d$  annähert.

Hierfür ist wahrscheinlich die Randbedingung nach Gleichung 4.30 zu einfach beschrieben, zumal sich während der Bestrahlung der Struktur die Tiefe der Raumladungszone verändert (siehe auch Abbildung 4.1).

Detaillierte mathematische Abhandlungen über Diffusion im Allgemeinen finden sich z.B. in [70, 71]. Diese Literaturstellen bieten wichtige Hilfen zur Berechnung der Diffusionsparameter.

## 4.8 Ergebnisse der Diffusionsrechnungen

Mit den Berechnungen zur zeitlichen Ladungsträgerverteilung entlang der Halbleiteroberfläche (s.o.) lassen sich die wesentlichen Grundparameter einer guten Ortsauflösung bestimmen. Die in Kapitel 4.7 eingeführten Parameter  $D$ ,  $L$ ,  $\tau$  und  $p_{n0}$  sind wichtige Stellgrößen, an denen sich nach den theoretischen Überlegungen die Auflösung eines MIS–Sensors voraussagen und optimieren lässt.

Als entscheidender Parameter gilt hier die Diffusionslänge  $L$ . Diese sollte möglichst gering sein. Je schneller die Diffusion und die Rekombination der Ladungsträger beendet ist, desto näher befinden sich die Ladungsträger an ihrem Entstehungsort. Die laterale Verbreitung, welche mit einer Verschlechterung der lateralen Auflösung einhergeht, sollte durch den Konkurrenzprozess der Rekombination weitestgehend eingeschränkt sein.

Folgend aus der Gleichung  $L = \sqrt{D\tau}$  sollten sowohl die Diffusionskonstante  $D_p$  als auch die mittlere Rekombinationszeit  $\tau$  möglichst klein sein.

Ein wesentliches Problem ist die Verknüpfung der einzelnen Parameter. So hängen z.B. die Diffusionskonstante  $D_p$  und die Beweglichkeit der Ladungsträger  $\mu_p$  direkt über die EINSTEIN'sche Beziehung  $D_p = (kT/e)\mu_p$  zusammen. Zudem hat auch die Dotierkonzentration Einfluss auf die Beweglichkeit der Ladungsträger. Je höher die Dotierung, desto niedriger ist die Beweglichkeit. Jedoch führt eine Erhöhung der Dotierkonzentration auch zu einer Abnahme des Fotostroms.

Anhand Gleichung 4.29 lassen sich Grundüberlegungen zur optischen Auflösung von MIS–Strukturen anstellen:

Die durch das Licht erzeugten Ladungsträger sollen nach den theoretischen Überlegungen möglichst schnell rekombinieren – Folglich muss  $\partial p_n / \partial t$  möglichst negativ sein, d.h. dass die Zahl der Ladungsträger schnell abnimmt.

- Der erste Term der Gleichung 4.29 muss folglich möglichst groß sein. Aus diesem Grund muss
  - Die Lebensdauer der angeregten Ladungsträger  $\tau_p$  möglichst klein sein,
  - Die Generationsrate  $p_n$  möglichst groß sein,
  - $p_{n0}$  möglichst gering sein – Es gilt  $p_{n0} \simeq n_i^2 / N_D$ . Dieser Parameter spricht folglich für eine hohe Dotierkonzentration.
- Der zweite Term (elektrisches Feld) sollte möglichst groß sein.
  - Die Beweglichkeit der Minoritätsladungsträger (bei n–dotiertem Material  $\mu_p$ ) geht direkt als Faktor in die Berechnungen ein, wobei es wichtig ist, dass dieser Faktor möglichst klein ist. Die Abnahme der Ladungsträger entlang der Raumrichtungen X, Y und Z ist schon negativ. Diese Überlegung legt die Verwendung von n–dotiertem Halbleitermaterial nahe, da die Beweglichkeiten der Elektronen im Halbleiter im Allgemeinen kleiner sind als die der Löcher. Auch eine Erhöhung der Dotierung erscheint zur Verminderung der Beweglichkeit der Ladungsträger im Halbleiter sinnvoll. Siehe hierzu die Aufstellung der Beweglichkeiten gegenüber der Dotierung in [34], S. 29.
  - Auch das Feld  $E$  sollte möglichst negativ sein.
- Der dritte Term, welcher die isotrope Diffusion beschreibt, muss möglichst gering sein.
  - Die Diffusionskonstante  $D_p$  muss also möglichst gering sein, damit der Diffusionsterm möglichst gering sein kann. Zum Zusammenhang zur Beweglichkeit siehe oben.

## 4.9 Einfluss des Bandübergangs auf die Diffusionslänge

Man unterscheidet zwischen Halbleitern mit *direktem* und *indirektem* Bandübergang.

Die Darstellung des Bandübergangs in Abhängigkeit vom k–Vektor im inversen Raum (Impulsraum) lässt sich bei monokristallinen Festkörpern recht einfach durchführen. Hierbei ergeben sich zwei wesentliche Klassen:

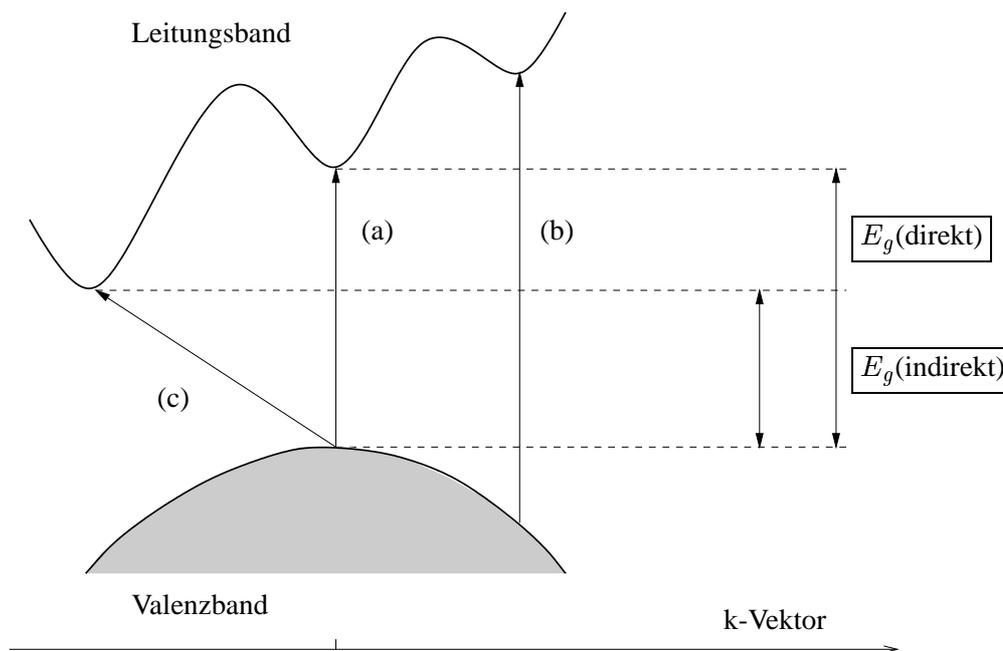


Abbildung 4.9: Optische Übergänge: (a) und (b) sind sogenannte direkte Übergänge, (c) ist ein indirekter Bandübergang, welcher Phononen anregt.

- Halbleiter, bei denen eine Anregung sowie eine Relaxation **ohne** Veränderung des  $k$ -Vektors zustande kommen kann, werden als *direkte Halbleiter* bezeichnet. Zu den direkten Halbleitern gehören GaAs, InP, InGaAs.
- Halbleiter mit indirektem Bandübergang, wie beispielsweise Si oder GaP, besitzen keinen Übergang vom Valenz- ins Leitungsband, welcher ohne eine Veränderung des  $k$ -Vektors geschehen kann.

Wenn hingegen bei einem *indirektem Halbleiter* eine Anregung in ein höherliegendes Niveau erfolgt, kann eine Relaxation nicht ohne die Veränderung des  $k$ -Vektors erfolgen. Im Allgemeinen geschehen diese Veränderungen durch Phononenanregung (Gitterschwingungen).

Die Diffusionslängen sind im Allgemeinen in direkten Halbleitern kürzer als in indirekten. Dieses Erkenntnis spricht **für** die Verwendung von direkten Halbleitern in unserer Anwendung bezüglich der lateralen Auflösung.

Insbesondere die Materialien Galliumarsenid und Indiumphosphid bieten sich an, da sich bei diesen Materialien auch MIS-Strukturen erzeugen lassen. In der Technik sind viele Isolatorschichten in der Erprobung. Siehe auch Kapitel 2.5.

Es gibt noch ein weiteres Argument für die Verwendung von GaAs. – Untersuchungen an einem (SCHOTTKY-)Übergang von Au/SiN/GaAs ergeben eine Auflösung von deutlich besser als  $2 \mu\text{m}$ . Diese Messungen wurden von J. ALMEIDA in [55] beschrieben.

Die zunehmende Verwendung von amorphen Halbleitermaterialien, so zum Beispiel von amorphem Silizium, erschließt eine neue Klasse von Halbleitern. So besitzt amorphes Silizium einen *quasi-direkten* Bandübergang<sup>6</sup> und damit eine geringe Diffusionslänge. Die saubere Beschreibung des Bandüberganges im Silizium kann jedoch nicht einfach durchgeführt werden. Eine Transformation in den  $k$ -Raum verbietet sich bei amorphen Materialien auf Grund ihrer nicht regelmäßig bzw.

<sup>6</sup>siehe hierzu z.B. Lit. [32], S. 608

nicht periodisch aufgebauten Struktur. Dennoch können spezifische Parameter dieser amorphen Halbleiter mit Bildern wie „quasi–direkt“ beschrieben werden. Diese Klassifizierung legt eine geringere Diffusionslänge als bei kristallinem Silizium, welches einen indirekten Bandübergang besitzt, nahe.

Auf Grund dieser Überlegung zum Bandübergang im amorphen Silizium scheint dieses Material gut geeignet für die Verwendung in optischen, lateral adressierbaren MIS–Halbleitersensoren.

Zudem wird amorphes Silizium durch Abscheidungstechniken, wie Chemical Vapor Deposition (CVD) oder Plasma Wafer Deposition (PVD), auf Trägermaterialien abgeschieden. Mit diesen Techniken können Schichten im Mikrometerbereich hergestellt werden. Die Theorie der diffusionsabhängigen Auflösung (siehe 4.7) legt nahe, dass insbesondere dünne Schichten eine hohe optische laterale Auflösung zeigen.

Allerdings ist bei amorphen Halbleitern die Verfügbarkeit von guten Isolatorschichten zweifelhaft. Einerseits werden Isolatorschichten nicht gut und gleichmäßig auf amorphen Materialien aufwachsen, andererseits fehlt in der Technik das nötige Know–How, welches bei kristallinem Silizium schon seit Jahren hoch entwickelt ist (Entwicklung des MOS–FET bereits 1960).



# 5 Ergebnisse der experimentellen Arbeiten

In diesem Teil werden praktische Arbeiten und deren Ergebnisse vorgestellt.

Zunächst wird die **aufgebaute Messapparatur** beschrieben und hinsichtlich der **mechanischen, optischen und elektrischen Eigenschaften** charakterisiert.

Danach werden **Messungen an MIS-Halbleitermaterialien** vorgestellt, die einer **Beurteilung der lateralen Auflösung** eines lichtadressierbaren potenziometrischen Sensors oder des vorgestellten Impedanzsensors SPIM dienen.

Zu diesem Zweck wird eine **Messmethode** beschrieben, mit der **unterschiedlich dotierte Silizium MIS-Strukturen** charakterisiert werden.

Als Abschluss werden Messungen an zwei **Halbleitermaterialien mit direktem Bandübergang**, Galliumarsenid und Indiumphosphid, beschrieben und bewertet.

## 5.1 Aufbau und Charakterisierung der Messapparatur

### 5.1.1 Vorüberlegungen

Es sollte eine Messapparatur aufgebaut werden, die es ermöglicht, orts aufgelöste Fotostrom-Messungen an MIS-Strukturen durchzuführen.

Die Apparatur muss Licht auf einen kleinen Bereich im Halbleiter fokussieren und eine Bewegung der Probe relativ zur Lichtquelle erlauben. In diesem Teil der Arbeit werden Proben genutzt, die

1. eine optische Strukturierung der Oberfläche besitzen, folglich an unterschiedlichen Stellen einen unterschiedlichen Fotostrom zeigen,
2. eine Metallkante aufweisen und eine Bestimmung der lateralen Auflösung der Probe erlauben (Kapitel 5.2.1).

Die Proben sollten entlang einer Linie vermessen werden können (Linescan). Auch ein Abscannen der Probenoberfläche (Patternsan) sollte möglich sein.

Die Beleuchtung sollte sowohl von der Wafervorderseite als auch von der Waferrückseite möglich sein. Weiterhin sollte die Probengröße nicht nach unten hin beschränkt sein, damit auch kleinere Proben vermessen werden können. Eine Nutzung von Elektrolytlösungen ist nicht erforderlich, da sämtliche Versuche auf Grund des vom LAPS verschiedenen Prinzips ohne Elektrolyt stattfinden können.

Die gesamte Apparatur sollte computergestützt betrieben werden können. Dennoch müssen grundsätzliche Einstellungen auch manuell realisierbar bleiben.

### 5.1.2 Der mechanische Aufbau

Die Messapparatur ist an einem klassischen LAPS-Aufbau (Abbildung 1.1(a)) orientiert; detaillierte Beschreibungen siehe Kapitel 1.

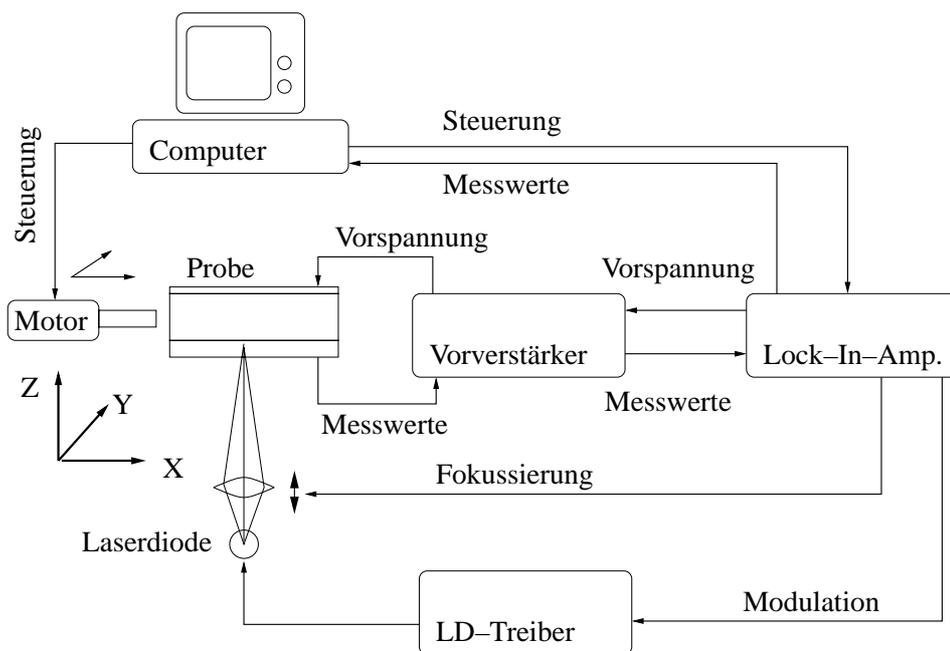


Abbildung 5.1: Schema des experimentellen Aufbaus.

Der im Rahmen dieser Arbeit realisierte Aufbau ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Eine detaillierte Darstellung findet sich in Abbildung 5.8.

Bei dem verwendeten Konzept wird die Probe bewegt und die Lichtquelle ist fest mit der Grundplatte verbunden.

Der gesamte Aufbau ist auf eine mit Gewindebohrungen versehene Stahlplatte mit den Maßen  $40 \times 50$  cm montiert. Diese Platte liegt auf Grund ihres Eigengewichts stabil auf einem gemauerten Labortisch.

Die **Positionierung** der Probe relativ zur Lichtquelle erfolgt mit einem kommerziell gefertigten x-y-Positioniertisch der Firma RFT. Der Positioniertisch wurde durch zwei Linearversteller erweitert und mit Pratzen fest auf die Grundplatte montiert. Die Linearversteller Typ M-224.50 der Firma Physics Instruments besitzen laut Hersteller eine Positionierungsgenauigkeit von 100 nm. Diese Positioniergenauigkeit ist um zwei Größenordnungen besser, als die aus dem Literaturstudium erwartete laterale Auflösung der Halbleiterstrukturen<sup>1</sup>. Um die Positionierungsgenauigkeit zu gewährleisten, muss eine Federvorspannung gegen den Steppermotor aufgebracht werden. Diese Vorspannung wird durch zwei auf Zug belastete Stahlfedern realisiert. Der Gesamthub der Motoren beträgt 25 mm. Somit sind Fahrten im Bereich  $25 \times 25$  mm möglich.

Die Steppermotoren werden von einer Steuerungskarte<sup>2</sup> in einem 486er-PC angesteuert. Die Karte kann zwei Motoren verwalten und wird unter Turbo Pascal 7.0 für DOS<sup>3</sup> angesprochen. Eine Kalibrierung der Motoren wurde nicht durchgeführt. Die Position wird bei jedem Motorstopp ausgelesen und in eine Messdatei geschrieben. In den Messprogrammen kann der Scanbereich direkt in Mikrometern angegeben werden.

Für einen Linescan werden die einzelnen Scans jeweils ab einem frei definierten Nullpunkt gefahren. Die Messung erfolgt jeweils bei der Bewegung in eine Richtung.

Ebenso wird verfahren um einen Patternscan zu realisieren. Dieses Verfahren dauert länger als

<sup>1</sup>Siehe Aufstellung der Auflösung in den einzelnen Literaturstellen in Tabelle 2.1

<sup>2</sup>Typ C-842, ebenfalls Fa. Physics Instruments

<sup>3</sup>Fa. Borland/ Inprise

das Messen auf dem Hin- **und** auf dem Rückweg, die Positionierung erfolgt aber, nach Angabe des Herstellers der Linearversteller, genauer.

Auf dem Positioniertisch ist ein Messinggehäuse mit dem Strom–Spannungswandler (siehe A.3) montiert. An diesem befindet sich ein Metallwinkel, an dem die Probe eingespannt werden kann. Im Allgemeinen werden die Proben auf einen Probenhalter<sup>4</sup> mit Leitsilber aufgeklebt und von der Vorderseite mit einem dünnen Kupferdraht kontaktiert. Die Probenhalter sind aus einer 0.5 mm starken doppelseitig beschichteten Platine erstellt. Die Kontaktierung des Probenhalters erfolgt mit einer Klammer, sodass die Proben leicht und schnell gewechselt werden können.

### 5.1.2.1 Positioniergenauigkeit der Mechanik

Dieser Aufbau diente zur Aufnahme vieler **Linescans**. Alle Scans, bei denen die Probe eingebaut blieb, zeigen bei einer Auflösung von  $\leq 0.5 \mu\text{m}$  keinen Versatz, der sich auf eine Verschiebung in der jeweiligen Scanrichtung zurückführen lassen könnte.

Ebenso zeigen die, bei sämtlichen **Patternscans** aufgenommene Bilder, keinen optischen Versatz. Auch bei Bildern, die nach längeren Messpausen aufgenommen wurden, wurde kein Versatz festgestellt. Die maximale Auflösung der aufgenommenen Patternscans beträgt  $0.5 \mu\text{m}$ .

Der mechanische Aufbau genügt den gestellten Anforderungen voll und ist weitaus leistungsfähiger als es die Messanwendung erfordert.

Bei einigen Scharfeinstellprozeduren (siehe unten, 5.1.3.1) fiel auf, dass schon bei leichten mechanischen Erschütterungen im Raum Veränderungen im Fotostrom detektiert werden konnten. Dies legt die Verwendung eines stärker gepufferten optischen Tisches nahe.

Zudem konnte nicht realisiert werden, dass nach erneutem Einspannen der Probe sich diese wieder am selben Ort befindet. Die Positioniergenauigkeit des Probenhalters beträgt etwa  $100 - 400 \mu\text{m}$ .

Die aus Epoxidharz gefertigten Probenhalter zeigten zudem teilweise Verwindungen, welche ein Verkippen der Probe aus der  $x$ - $y$ -Ebene verursachten. Bei großen Scanbereichen führte diese Verkipfung zu Defokussierungen der Probe relativ zur Optik.

### 5.1.3 Aufbau der Optik

Es wurde eine **Linsenoptik** verwendet. Hierbei wird Licht über eine Linse in eine zu untersuchende Schicht eingekoppelt. Die Grenzen der Auflösung sind bei dieser Methode aus der Beugung des Lichtstrahls<sup>5</sup> bedingt.

Um einer Sensortechnik wie LAPS eine große Verbreitung zu ermöglichen, ist ein miniaturisierter und kostengünstiger optischer Aufbau von großem Vorteil. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde aus diesem Grund eine kommerziell verfügbare CD–Spieler Optik untersucht.

Die Optik eines CD–Spielers ist auf einen Bereich  $\approx 1 \mu\text{m}$  fokussiert um die einzelnen sogenannten *Pits* einer CD ausleuchten zu können. Zur Detektion wird das reflektierte Licht durch einen halbdurchlässigen Spiegel auf einen Sensor geworfen, welcher die Informationen (Pit ja/nein) an die Elektronik weiterleitet.

Als Lichtquelle dient eine Laserdiode aus einer CD–(ROM)–Player–Optik mit einer Wellenlänge um  $780 \text{ nm}$ <sup>6</sup>. Diese Laserdiode ist fest justiert in einen Kunststoff–Grundkörper eingebaut. Das Licht der Laserdiode wird über einen halbdurchlässigen Spiegel auf eine Linse umgelenkt. Diese Linse, mit einer Brennweite von etwa  $3.5 - 3.7 \text{ mm}$  und einem Durchmesser von etwa  $5 \text{ mm}$ , ist in einen beweglichen Kunststoffhalter eingefasst.

<sup>4</sup>siehe Abbildung 5.8 oben rechts abgebildet.

<sup>5</sup>Beugungsbegrenzung, siehe z.B. [72]

<sup>6</sup>Bei Laufwerken neuerer Bauart (CD–ROM–Writer, DVD Laufwerke) werden zunehmend Laserdioden mit  $650 \text{ nm}$  verwendet.

Es wurden verschiedene CD-ROM–Laufwerke zerlegt. In Laufwerken verschiedener Hersteller befinden sich bisweilen identische Optiken. Bei der Erprobung mehrerer Optiken erwies sich ein optischer Pick-Up<sup>7</sup> der Firma Sanyo als besonders gut geeignet; die Optik ließ sich sehr einfach auf eine Grundplatte aufkleben.

Die Grundplatte mit der Optik wurde an zwei rechtwinklig verbundenen Verschiebetischen<sup>8</sup> angeschraubt. Diese dienen zur groben z–Justage und zur manuellen Positionierung der Optik relativ zur Probe. Beim manuellen Fokussieren der Optik wurde die mechanische Toleranz der Verschiebetische schnell offenbar. Schon leichte Berührungen der Verschiebetische führten zu Defokussierungen.

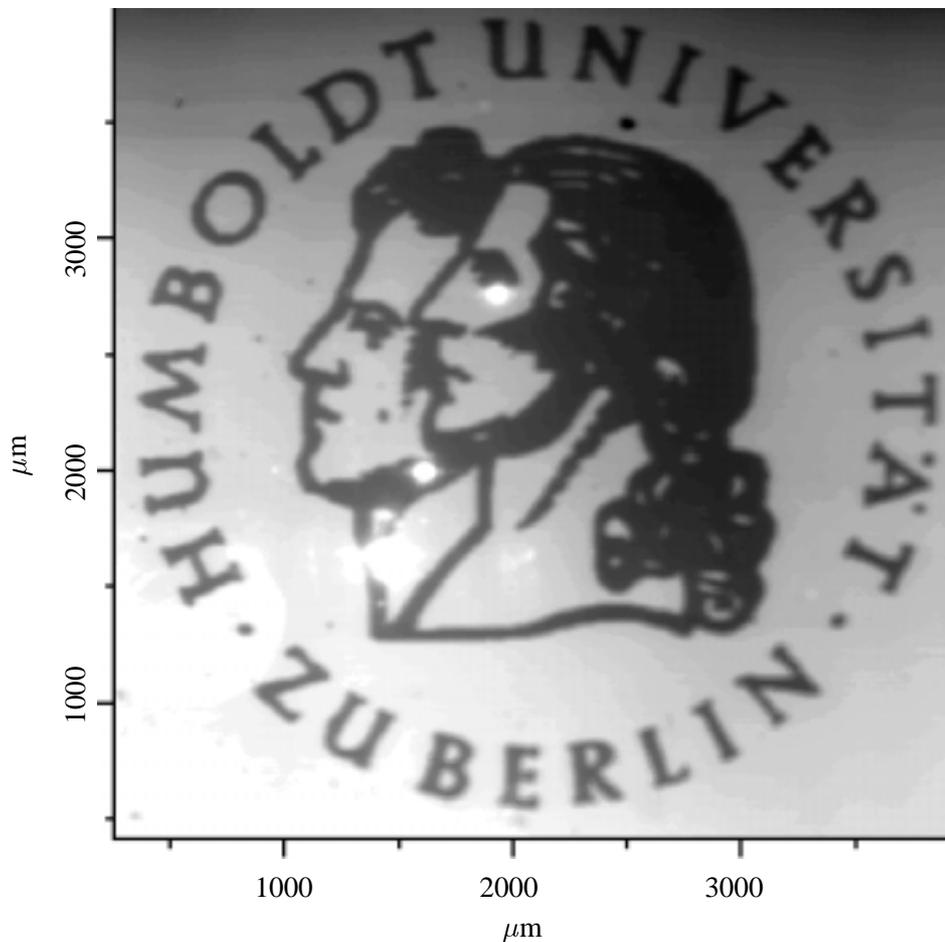


Abbildung 5.2: Auf diesem Patternscan erkennt man deutlich die Aufgebrachte Struktur des Fotolacks

Ein prinzipieller Funktionsbeweis der Optik wurde mit einer Fotostrommessung an einer Struktur aus Fotolack realisiert, welche ganzflächig mit einem dünnen Platinfilm (10 nm) überschichtet wurde. Ein Patternscan einer fotolithografisch erstellten<sup>9</sup> Struktur findet sich in Abbildung 5.2. Bei dieser Probe wurde wie bei allen anderen Messungen eine Modulationsfrequenz von 10 kHz und eine Lichtintensität von 180  $\mu\text{W}$  eingestellt.

<sup>7</sup>engl. für „Aufnehmer“

<sup>8</sup>Fa. Owis, Staufen im Breisgau, Typ 27.08.251.Z

<sup>9</sup>Fotolithografie, siehe Kapitel 3.4.3

### 5.1.3.1 Justage der Optik

Zur Untersuchung der Optik wie auch zum Fokussieren wurden optische Kanten (siehe Kapitel 3.4) erstellt. Diese bestanden aus zwei unterschiedlich dicken Metallfilmen, welche auf eine Isolator–Halbleiter–Struktur aufgebracht wurden.

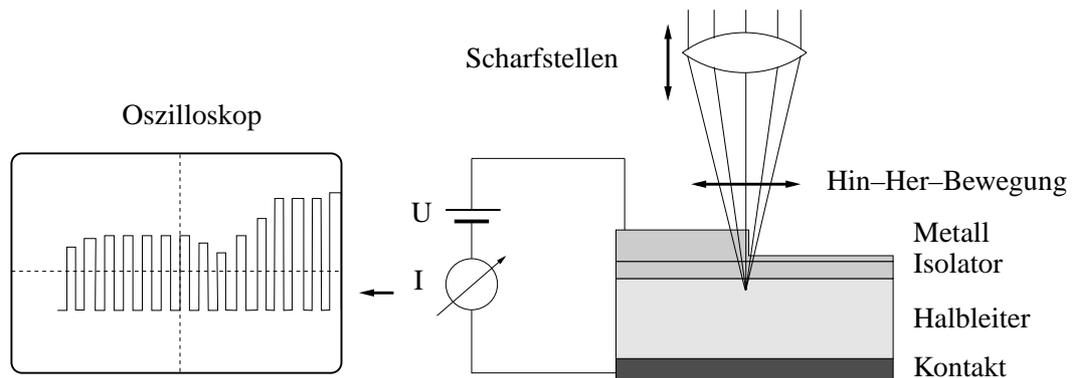


Abbildung 5.3: In dieser Abbildung ist die Scharfeinstellprozedur dargestellt. Die Probe wird hin- und herbewegt. Hierbei wird das Fotostromsignal verfolgt. Bei maximaler Amplitude bzw. bei höchster Steigung wird angenommen, dass sich die Probe im Fokus befindet.

**Manuelle Vorjustage** Zur Justage der Optik wird die Probe entlang einer Achse hin- und hergeführt. Der genutzte Hub beträgt 5 bis 50  $\mu\text{m}$ . Das resultierende Fotostromsignal kann bei dieser Prozedur auf einem Oszilloskop im „ROLL“-Mode dargestellt werden. Eine Darstellung dieser Prozedur befindet sich in Abbildung 5.3.

Es gilt einen günstigen Kompromiss zwischen Integrationszeit des Lock-In-Amplifiers und der Geschwindigkeit der Bewegung zu finden. Die Bewegung wird mit einer Frequenz von ca. 1 bis 10 Hz durchgeführt, die Integrationszeit beträgt 1 ms. Wird die Integrationszeit höher gewählt, so wird die Bewegung nicht mehr aufgelöst; bei zu geringer Integrationszeit wird das Rauschen gegenüber der Bewegung so stark, dass diese nicht mehr beobachtet werden kann.

Bei dieser Scharfeinstellprozedur können weitestgehend sämtliche erstellten Halbleiterstrukturen eingesetzt werden. Idealerweise lässt sich die Apparatur auf der Basis optischer Kanten mit einem großen Signalwechsel justieren. Auch bei kleinerem Signalwechsel ist eine Justage möglich. Befinden sich auf der Struktur z.B. Schichten mit unterschiedlicher Impedanz, ist eine Justage immer noch möglich.

Die Fokussierung erfolgt durch Maximierung der Signalamplitude. Diese manuelle Vorjustage lässt sich auf etwa 100  $\mu\text{m}$  genau durchführen. Eine weitere Justage erfolgt per computergestützter Justage mittels Linescans bei unterschiedlichen  $z$ -Positionen.

Bei Proben mit guter lateraler Auflösung gestaltet sich diese manuelle Vorjustage bisweilen recht kompliziert, da bei einer Verstellung per Hand der Schärfbereich sehr leicht „überfahren“ wird und sich keine Kante auf der Struktur finden lässt.

**Computergestützte Fokussierung** Äquivalent zur manuellen Justage können Linescans über optische Kanten durchgeführt werden. Am Übergang zwischen dünn und dick beschichteten Bereichen findet eine Intensitätsabnahme des Lichts statt, welches auf den Halbleiter fällt. Bei einer MIS-Struktur in elektrischer Inversion resultiert diese Abnahme zudem in einem **Intensitätsabfall** im Fotostromsignal. In starker Inversion zeigen die aufgenommenen Linescans einen großen Anstieg des

Fotostroms an der optischen Kante. Der Anstieg des Fotostroms an dieser Kante wurde als Maß für die Justage der Optik relativ zur Probe erkannt.

Es wurden bei einer solchen Scharfeinstellprozedur mehrere Linescans mit unterschiedlichen  $z$ -Positionen des Linsenhalters durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde eine Spannung an einen Elektromagneten der CD-ROM-Optik angelegt. Diese lässt den Linsenhalter computergesteuert samt Linse stufenlos auf der  $z$ -Achse verschieben. Die benötigte Vorspannung wird aus dem Lock-In-Amplifier entnommen. Bei einer Spannungsvariation von  $-0.02$  V bis  $+0.02$  V bewegt sich die gesamte Optik in einem Bereich von etwa  $300 \mu\text{m}$ .

Die (gewollte)  $z$ -Variation ist von einer leichten Veränderung (max.  $10 \mu\text{m}$ ) der  $y$ -Position überlagert. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die mechanische Aufhängung des Linsenhalters durch mehrere Federdrähte realisiert ist, die bei einer  $z$ -Variation leicht in die  $y$ -Richtung verschoben wird. Diese Verschiebung der  $y$ -Position ist nur bei den Scharfeinstellprozeduren ein Problem; ist die Lichtquelle einmal fokussiert, werden die  $x$ - und die  $y$ -Position nur noch (willentlich) von der Positioniermechanik verändert.

Der Intensitätsabfall an der Struktur wird aufgetragen und die numerische Ableitung einer Stufe dieser Funktion an eine GAUSS-Funktion gefittet. Es ergab sich eine minimale Halbwertsbreite von  $2.6 \mu\text{m}$ . Diese Messungen lassen einen Rückschluss auf die Breite des Lichtflecks zu.

## 5.1.4 Beurteilung des Optischen Aufbaus

### 5.1.4.1 Beurteilung des Strahlprofils

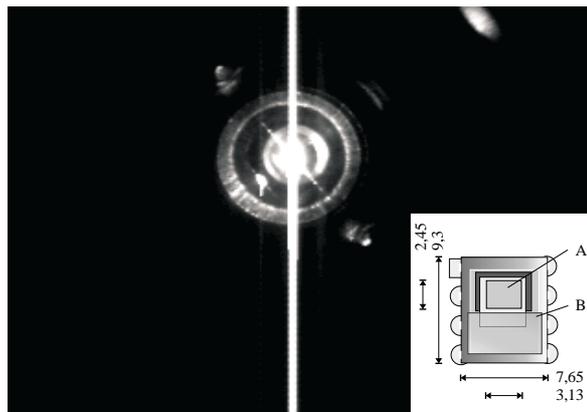


Abbildung 5.4: Der selbstgebaute Beamprofiler erlaubte eine direkte Sicht auf das Strahlprofil: In der Mitte ein starker Lichtpunkt, mehrere konzentrische Kreise und einige Satelliten längs und quer zur Laufrichtung der CD. Bei dem aufgeführten Bild verläuft die Laufrichtung schräg von links oben nach rechts unten im Bild. Der vertikale, helle Strich resultiert aus Abbildungsfehlern des CCD-Elements. Rechts unten im Bild: Das CCD-Element, alle Maße in mm. A bezeichnet die sensitive Fläche; B die verklebte Glasscheibe.

**Makroskopische Überprüfung** Zur Überprüfung des Strahlprofils wurde von einer einfachen CCD-Kamera<sup>10</sup> die Linsenoptik entfernt und das nackte CCD-Element freigelegt. Lediglich eine mit dem Chip unmittelbar verklebte Schutzscheibe wurde auf der Optik belassen. Das CCD-Element wurde direkt über der Fokussierungslinse der CD-ROM-Optik montiert. Es konnten am angeschlossenen

<sup>10</sup>Connectix Quickcam, SW, Eine einfache Webcam im Preisniveau unter DM 100,-

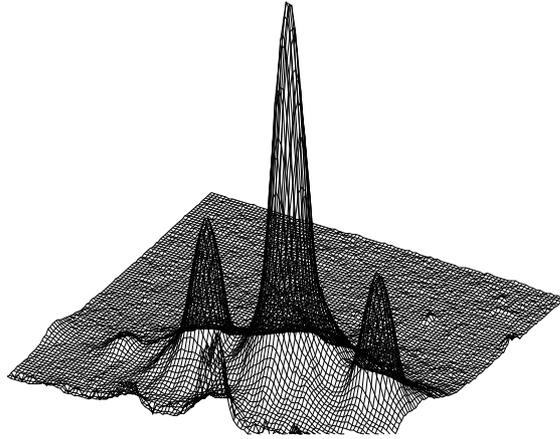


Abbildung 5.5: Mikroskopische Ansicht des Strahlprofils. Bei der Abbildung handelt es sich um einen Ausschnitt von  $100 \times 100 \mu\text{m}$  aus Abbildung 5.18.

Computer Bilder mit einer Auflösung von  $320 \times 240$  Punkten vom CCD–Element in Echtzeit aufgenommen werden. Befindet sich das CCD–Element im Fokus, ist auf den Bildern ein stark gebündelter Lichtfleck zu erkennen. Dieser ist von mehreren konzentrischen Kreisen umgeben. Auch einige Satelliten entlang und quer zur Laufrichtung der CD sind zu erkennen (Abbildung 5.4).

Die aufgenommenen Bilder lassen kaum Rückschlüsse auf die absoluten Intensitäten der einzelnen Helligkeitsbereiche zu, sodass das Ausmaß der Störung auf den Fotostrom nicht quantifizierbar ist. Das CCD–Element ist nicht geeicht und arbeitet unter Umständen nicht linear. Auch das CCD–Element zeigt Verzeichnungen. So ist der vertikale, helle Strich in Abbildung 5.4 auf eine Übersättigung des Aufnahmeelements zurückzuführen.

**Mikroskopische Überprüfung** Bei dem Material Galliumarsenid wurden auch Patternscans von metallbeschichteten Proben aufgenommen. Teilweise wies der metallisierte Bereich Löcher auf. Dies ließ Rückschlüsse auf das Strahlprofil der CD–Optik zu – Die Lichtverteilung wird im Bild direkt dargestellt. Eine Aufnahme, auf der eine solche Helligkeitsverteilung zu erkennen ist, findet sich in Abbildung 5.18. Ein Ausschnitt aus dieser Darstellung befindet sich in Abbildung 5.5; dieser zeigt einen Bereich von  $100 \times 100 \mu\text{m}$ .

Es handelt sich um eine Faltung des Bildes mit dem Strahlprofil. Das wahre Bild besteht aus einem kleinen Punkt – eben dem Loch im metallisierten Bereich. Nach der Theorie verhält sich das in der Inversion befindliche Halbleitermaterial linear gegenüber der eingestrahlten Lichtintensität. Es ließen sich folglich absolute Intensitätsverhältnisse bestimmen.

Bei der Auswertung der Bilder, welche mit einem Patternscan beim Galliumarsenid aufgenommen wurden, ergeben sich zwei optische Satelliten im Abstand von  $25 \mu\text{m}$  zum Hauptsignal.

**Probleme bei unzureichenden Metallkanten** Die beschriebenen Artefakte führen zu Problemen bei der Messung an optischen Kanten. Diese spielen eine wichtige Rolle (siehe unten).

Die optischen Satelliten (siehe Abbildung 5.5) führen zu einer Integration des Fotostroms über einen großen Bereich; insbesondere dann, wenn der aufgebrauchte Metallfilm auf den Proben nicht intransparent ist. Sowohl beim Anstieg des Signals als auch beim Abfall macht sich dieser Effekt bemerkbar. Ein Vergleich von gut und schlecht metallisierten Proben findet sich in Abbildung 5.6. Zum Bestimmen der Diffusionslänge nach Kapitel 5.2.1 mussten in einigen Fällen Exponentialfunktionen zweiten Grades<sup>11</sup> angefitet werden, um die Faltung mit den optischen Artefakten zu berechnen.

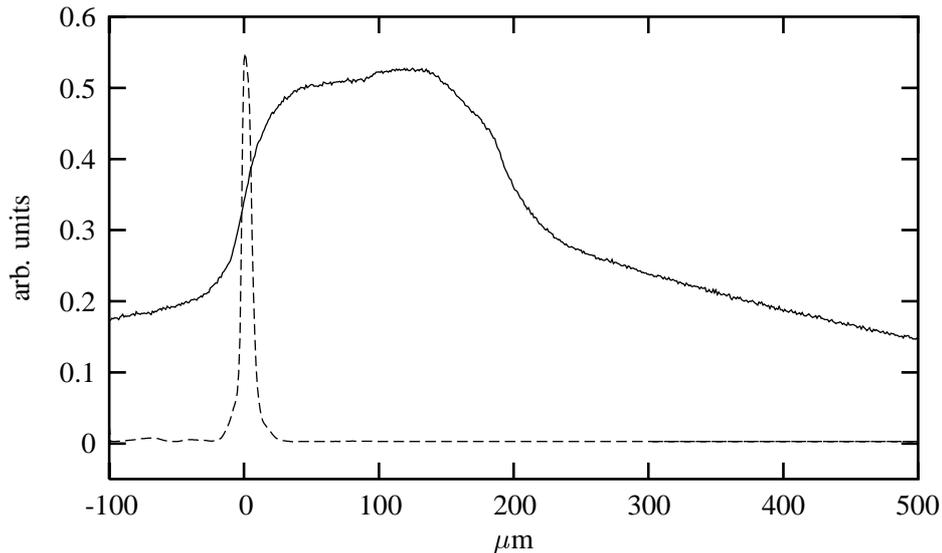


Abbildung 5.6: Vergleich von zwei Messungen, aufgenommen mit der Apparatur in Berlin an Galliumarsenid. Bei unzureichender Metallbeschichtung (obere Kurve) ergibt sich eine deutliche Verfälschung des Signals. Es wird hierbei über einen sehr großen Bereich integriert.

**Minimieren der optischen Artefakte** Um die Artefakte des Messsystems, also die Intensität der optischen Satelliten zu minimieren bzw. diese abzuschatten, wurde zunächst auf Lochblenden zurückgegriffen, die in den Strahlengang eingeschwenkt werden konnten. Die Abschattung mit Lochblenden war mit Problemen verbunden. Die verwendeten Lochblenden mit 0,5, 0,8, 1,0 und 1,5 mm  $\varnothing$  welche aus Messingblech von  $15 \times 15$  mm gefertigt waren, konnten nur bis etwa 1,5 mm an die Probe herangefahren werden. Eine weitere Annäherung war durch den aufgeklebten elektrischen Kontakt auf der Probe verhindert.

Ein Linescan mit und ohne Lochblende ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Da die Intensität des Fotostromsignals drastisch absinkt, aber keine gravierende Verbesserung der Auflösung erreicht wurde, wurde auf Lochblenden verzichtet.

Als Erweiterung dieser Idee wurde eine konische Lochblende konzipiert, welche direkt auf die CD-Spieler-Optik aufgeklebt werden konnte. Diese bestand aus einem trichterförmigen Messingstück, in welches an der Vorderseite ein Loch gefertigt war. Diese Blende hatte einerseits den Vorteil störende Teile des Lichts einfach auszublenden, andererseits ließ sie eine Kontaktierung der Probe von der Vorderseite zu.

Es lassen sowohl die Lochblende aus Messingblech als auch die konische Lochblende keine Abschattung von Artefakten zu, die sich in weniger als  $200 \mu\text{m}$  weit vom gewünschten Fokus befinden.

<sup>11</sup>siehe Erweiterungsterm in Gleichung 5.1

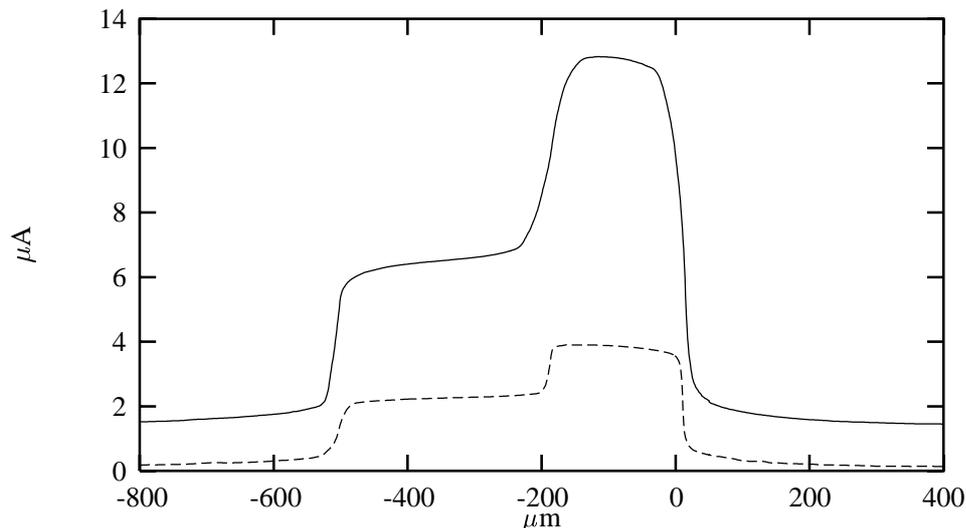


Abbildung 5.7: Die Optik wies bei Linescans teilweise große Nachteile auf. In der Grafik sind zwei Linescans über den gleichen Bereich einer Probe zu erkennen. Die größere der beiden Kurven ist mit der reinen CD-ROM-Optik aufgenommen. Bei der kleineren Kurve befindet sich noch eine Lochblende mit 1mm  $\varnothing$  im Strahlengang. Diese Lochblende reduziert auch die Gesamtintensität des Linescans. So ist die Form der beiden Kurven nach einer Normierung der beiden Kurven annähernd gleich.

Trotz der Artefakte ist die verwendete Optik für die in dieser Arbeit verwendeten Modellproben voll nutzbar. Eine weitere Optimierung der Lochblende bezüglich Position und Durchmesser sollte bei einer weiteren Verwendung der Optik vorangetrieben werden.

### 5.1.5 Der elektrische Aufbau

Als universelles Messgerät wird für diesen Aufbau ein Lock-In-Amplifier<sup>12</sup> genutzt. Dieser Messverstärker dient sowohl als reines Messgerät als auch als Signalgenerator und als Spannungsquelle.

Auf Grund der Natur der MIS-Strukturen ist eine Strommessung erforderlich (siehe 4.5). Zwar lässt der Lock-In-Amplifier direkte Strommessungen zu, jedoch sind die in der MIS-Struktur auftretenden Ströme gering und die Zuleitungen zur Probe lang (bis ca. 2 m), dass von einer direkten Strommessung abgesehen wurde. Bei langen Zuleitungen tritt das Problem auf, dass elektrische Felder durch den Raum einkoppeln können und u.U. das Messsignal verfälschen.

Die Strommessung wurde zunächst über den Spannungsabfall an einem **Kohleschichtwiderstand** gemessen. Der verwendete Widerstand soll möglichst klein sein, um das Messergebnis nicht stark zu verfälschen, aber dennoch so groß, dass das Signal noch gut messbar ist. Nach Prüfung mehrerer Widerstände bot sich als guter Kompromiss ein Widerstand von 10 k $\Omega$  an. Bei sämtlichen kleineren Widerständen wird die abfallende Spannung derart gering, dass das Messsignal bei vielen Proben in den Bereich des Rauschens kommt.

Es wurde die Möglichkeit einen **Strom-Spannungswandler** zu nutzen geprüft. Die Problematik besteht darin, dass ein Strom-Spannungswandler als weiteres elektrisches Element im Schaltkreis wirkt. Bei besonders hohen oder niedrigen Frequenzen kann ein derartiger Messverstärker die Phase verändern oder den Wert des Fotostroms verfälschen.

<sup>12</sup>Fa. Stanford Research Systems, Modell SR 830 DSP

Nach positiven Erfahrungen der Arbeitsgruppe GAUB in München wurde ein Strom–Spannungswandler mit einem kommerziell verfügbaren Instrumentenverstärker<sup>13</sup> aufgebaut.

Der Verstärker ist als zweistufiger Verstärker ausgelegt und kann mit Steckbrücken auf den jeweiligen Messbereich angepaßt werden. Weitere Steckbrücken dienen zur Kontrolle von Rausch- und Schwingverhalten des Verstärkers. Auch die Gate–Vorspannung muss über den Instrumentenverstärker auf die Probe eingekoppelt werden.

Der Verstärker wurde mit Kohleschichtwiderständen als Modellprobe überprüft. Im Gleichstromfall arbeitet der Verstärker absolut problemlos, im Wechselstromfall treten mehrere Probleme auf. Der Verstärker reagiert auf die Einkoppelung eines Rechteckimpulses z.B. mit Über- bzw. Einschwingverhalten. Besonders kritisch ist das Einschwingverhalten bei realen MIS–Strukturen, welche einen sehr großen kapazitiven Anteil besitzen. Hier kam es bei Messungen, ähnlich Abbildung 4.5 zu überlagerten Schwingungen von 180 – 210 kHz. Diese überlagerte Frequenz tritt hier als Einschwingverhalten auf und nimmt nach einigen Millisekunden ab.

Weiteres Schwingverhalten tritt bei zeitweiliger Übersteuerung ( $\geq 0.5$  s) des Verstärkers auf. In diesem Fall schwingt sich der Verstärker ein und gibt nur noch eine Wechselspannung von 80 kHz aus.

Nach Informationen der Elektronikwerkstatt lässt sich ein derartiges Schwingverhalten nur durch einen weiteren Kompensationsverstärker im Schaltkreis realisieren. Aus diesem Grund wurde von Messungen mit Rechteckimpulsen abgesehen.

Unter Verwendung des Messverstärkers schwankt die Phasenverschiebung im Bereich von 200 Hz bis 30 kHz um etwa  $1^\circ$ . In diesem Frequenzfenster sind Impedanzmessungen möglich; eine Erweiterung des Frequenzbereiches erfordert einen neuen Verstärker. Für eine effektive Nutzung der impedanzsensitiven Fähigkeiten der MIS–Halbleiterstrukturen sind insbesondere niedrige Frequenzen von Interesse.

Auch aus anderen Gründen ist der Frequenzbereich massiv eingeschränkt – Bei niedrigen Frequenzen koppeln sehr leicht Störungen vom Stromnetz ein. Zudem arbeitet die Integration der Messwerte nicht mehr sehr wirkungsvoll. In jedem Fall ist bei Bedarf eines erweiterten Frequenzbereichs ein FARADAY’scher Käfig zu benutzen.

Ein FARADAY’scher Käfig aus Blech hätte weitere Vorteile: Optische Störeinflüsse z.B. Raumlicht könnten ausgeschlossen werden. Das Raumlicht koppelte sowohl eine eigene Frequenz (50 bzw. 100 Hz) ein, zudem verschob das Licht die Sättigungsgrenze der Ladungsträger im Halbleiter. Sehr empfindliche Probenmaterialien wurden bisweilen vom Raumlicht zerstört (InP), siehe auch Kapitel 5.2.4. Sämtliche Messungen wurden im abgedunkelten Labor durchgeführt. Bei Aufbau der Apparatur wurde darauf geachtet weitestgehend abgeschirmte Kabel zu verwenden, welche beim Aufbau einer Abschirmung mittels BNC–Durchführungen weiterverwendet werden können.

---

<sup>13</sup>INA 103, SMD–Bauweise, Burr–Brown, siehe Lit. [73]

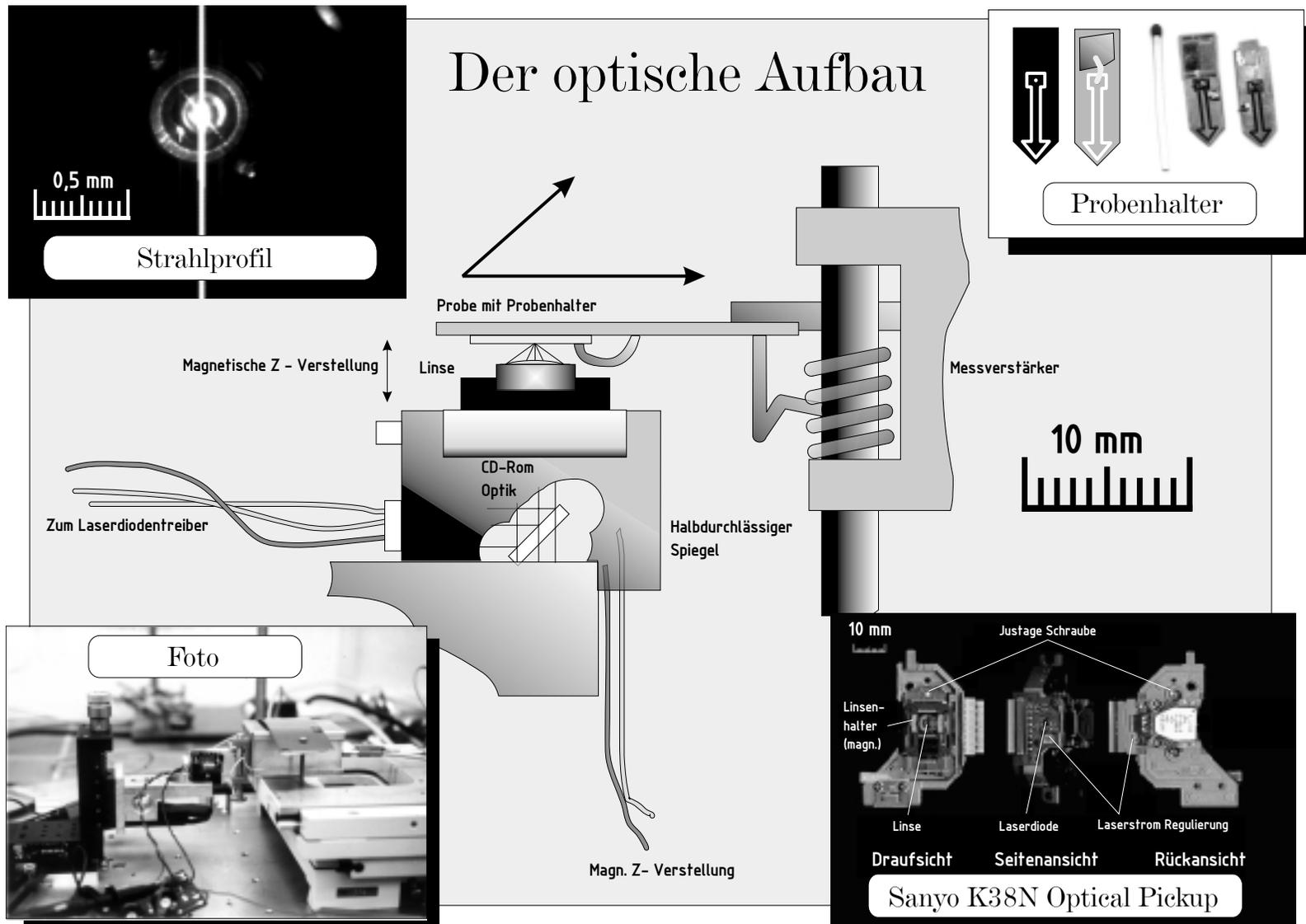


Abbildung 5.8: Der komplette Versuchsaufbau. Oben links das Strahlprofil, aufgenommen mit dem CCD-Beamprofiler. Oben rechts der Probenhalter und zwei typische Proben. Unten links ein Foto des experimentellen Aufbaus. Unten rechts eine schematische Aufstellung der CD-ROM-Laufwerksoptik

## 5.2 Bestimmen der lateralen, optischen Auflösung des Halbleitermaterials

### 5.2.1 Messungen an einer Metallkante, beschichtet/unbeschichtet

Um die optische laterale Auflösung von Halbleitermaterialien zu vermessen, wurden in der Literatur verschiedene Messmethoden beschrieben. Hierbei stehen Messungen mit sogenannten L & S –Pattern<sup>14</sup> und deren visuelle Wiedererkennbarkeit im Vordergrund.

Hier wird eine weitere Möglichkeit vorgeschlagen, die optische Auflösung zu vermessen:

Mit einem Lichtpunkt, welcher die Struktur von der Waferoberseite beleuchtet, fährt man von einem metallisierten in einen nicht-metallisierten Bereich auf einer MIS-Struktur. In den beiden Extremfällen gestaltet sich die Beschreibung der Messwerte einfach:

- Im metallisierten Bereich gibt es durch das anliegende Potenzial eine Bandverbiegung. Im Falle einer Inversion wird ein Fotostrom generiert. Ist jedoch die Metallschicht undurchsichtig, kann hier kein Fotostrom entstehen, da kein Lichteinfall in die Struktur erfolgt.
- Im nicht metallisierten Bereich gibt es keine Inversion und keinen Fotostrom. Die entstehenden Ladungsträger werden nicht getrennt bzw. abgesaugt. Die Ladungsträger rekombinieren ohne erkennbares Signal nach einiger Zeit.

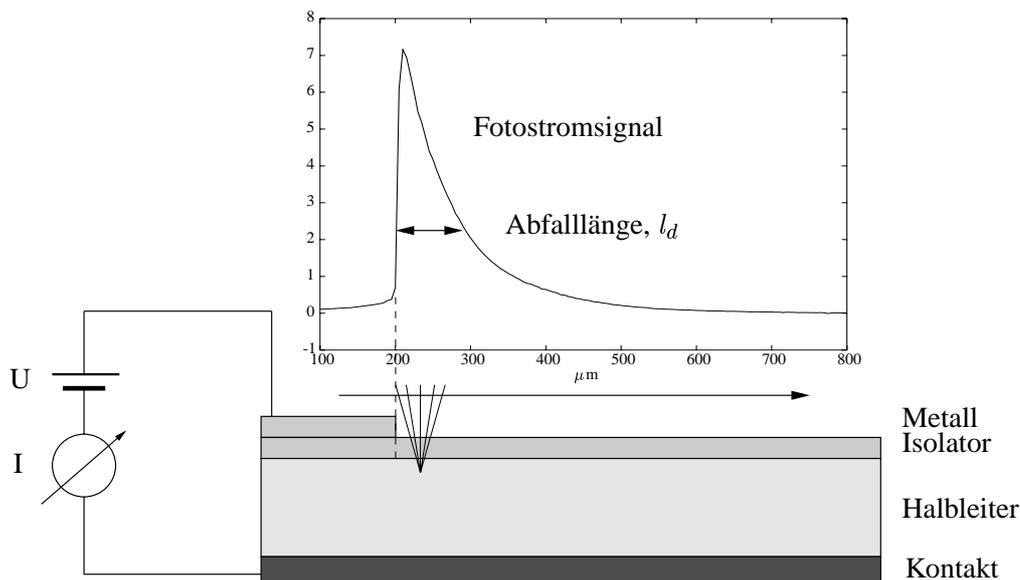


Abbildung 5.9: Bestimmung der lateralen Auflösung mittels abnehmendem Fotostrom an einer Metallkante.

In der Nähe der Metallkante, jedoch im nicht beschichteten Bereich, werden durch Lichteinfall Ladungsträger erzeugt. Diese Ladungsträger breiten sich auf Grund isotroper Diffusion in alle Raumrichtungen aus. Geraten die erzeugten Ladungsträger nun in den Bereich der Raumladungszone, werden diese getrennt und im elektrischen Feld abgesaugt. Als Konkurrenzprozess findet die Rekombination während der Diffusion statt. Entsprechend der mittleren Lebensdauer  $\tau$  der einzelnen Ladungsträger rekombinieren diese unter Umständen auf dem Wege zur elektrischen Ableitung (siehe Kapitel 4.8, Theorie).

<sup>14</sup>L & S – Pattern, Line-Space Muster, wechselweise beschichtete und unbeschichtete Bereiche auf einer Struktur

Der Fotostrom liegt idealerweise im metallisierten Bereich bei Null. Beim Herausfahren aus dem metallisierten Bereich steigt der Fotostrom drastisch an – Die entstehenden Ladungsträger werden getrennt und im Feld abgesaugt. Der Anstieg resultiert aus der Veränderung der Lichtintensität, welche auf den Halbleiter fällt. Bei weiterer Entfernung von der Metallkante können die Ladungsträger nur noch mittels Diffusion in die Raumladungszone gelangen. Ladungsträger, die auf diesem Weg nicht rekombinieren, nehmen exponentiell mit Entfernung von der Metallkante ab. Entsprechend verhält sich auch das Fotostromsignal. Der Fotostrom nimmt exponentiell ab und fällt schließlich auf Null ab, da sämtliche Ladungsträger rekombinieren und nicht mehr zum Fotostrom beitragen können.

Die resultierende Kurvenform ist bei Messungen z.B. in Abbildung 5.9 abgebildet. Davon gibt es Abweichungen bei unzureichend metallisierten Metallschichten. An diese Abfallfunktion kann eine Exponentialfunktion angefitet werden. Die sich ergebende Abfalllänge  $l_t$  wird als Maß für die optische laterale Auflösung gedeutet.

### 5.2.2 Ergebnisse am Silizium

Zusammen mit der Arbeitsgruppe GAUB der LMU München wurden gemeinsame Messungen durchgeführt. Diese Messungen sollten eine Beurteilung der lateralen Auflösung eines lichtadressierbaren potenziometrischen Sensors, LAPS, in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration erlauben. Die gewonnenen Ergebnisse lassen sich auf die Messmethode SPIM übertragen (siehe unten). Sämtliche Messungen dieses Abschnitts wurden mit einer in München aufgebauten LAPS–Apparatur vermessen. Eine detaillierte Beschreibung dieser Apparatur findet sich in Kapitel 3.11.

Es waren MIS–Strukturen mit einem spezifischen Widerstand  $\rho$  von 0.003 – 1350  $\Omega\text{cm}$  und einer Waferdicke von 0.38 – 1 mm verfügbar<sup>15</sup>. Eine weitere Probe mit einer 3  $\mu\text{m}$  dicken Epilayerschicht mit einer geringen Dotierkonzentration ( $\rho = 10 \Omega\text{cm}$ ) auf einem hochdotierten Trägersubstrat (380  $\mu\text{m}$  Stärke,  $\rho = 0.002 \Omega\text{cm}$ ) wurde zusätzlich untersucht.

Die Proben waren mit einem OHM’schen Rückseitenkontakt<sup>16</sup> versehen und waren mit einem Isolator aus Siliziumoxid und Siliziumnitrid beschichtet. Eine detaillierte Aufstellung der verwendeten Halbleitermaterialien findet sich in Tabelle 5.1. Auf die Proben wurde eine jeweils 25 nm Dicke Schicht einer Chrom–Nickel Legierung aufgedampft. Die einzelnen Proben mit den Abmessungen 18  $\times$  18 mm wurden auf einen Probenhalter aufgeklebt und konnten visuell in den Fokus der Laseroptik<sup>17</sup> gebracht werden. Die Strukturierung der Proben erfolgte durch fotolithografischen Lift–Off. Die metallisierte Fläche auf den Proben betrug etwa 15  $\times$  9 mm.

Die einzelnen Proben wurden zunächst auf ihre Strom–Spannungs–Charakteristik untersucht; die Isolatorqualität schien bei den meisten Proben recht gut, dennoch zeigten Proben mit einem spezifi-

<sup>15</sup>Halbleitermaterial von Fa. Crystec, Berlin

<sup>16</sup>Der Rückseiten–Kontakt wurde von der Bundeswehrhochschule in Neuburg hergestellt. Dieser bestand aus einer eindiffundierten Titan/Wolfram Legierung und war mit einer Platinschicht überzogen.

<sup>17</sup>Eine detaillierte Beschreibung der in München verwendeten Optik findet sich auf Seite 14

Nr./ Bez.	1	2	3	4	5	6	7	M
$\rho$ [ $\Omega\text{cm}$ ]	0.014	05 – 10	10 / 0.005–0.02	15	64–77	64–77	900–1800	10 – 15
dS [mm]	0.18	0.38	0.003 / 0.38	1.0	0.18	0.38	0.38	0.5
Isolator	b/c	b/c	a	b/c	b/c	b/c	b/c	c

Tabelle 5.1: Aufstellung der in München vermessenen und im Text charakterisierten Probenmaterialien. Die aufgebrauchten Isolatorschichten sind wie folgt charakterisiert: a) 20nm  $\text{SiO}_2$  und 20 nm  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , b) 10 nm  $\text{SiO}_2$  und 30 nm  $\text{Si}_3\text{N}_4$  und c) 30 nm  $\text{SiO}_2$  und 60 nm  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

schen Widerstand unter  $5 \Omega\text{cm}$  einen Durchbruch und waren trotz unterschiedlicher Isolatorschichtdicke nicht vermessbar. Dies sowohl auf Grund des hohen Kurzschlussstroms als auch auf Grund des ausbleibenden Fotostromeffekts. Eine Verkleinerung der metallisierten Fläche brachte eine Reduktion des Stroms – Wahrscheinlich waren statistisch verteilte Pin-Holes für den Leckstrom verantwortlich.

Die bei der Strom-Spannungs-Messung für gut befundenen Proben wurden daraufhin auf ihre Fotostromkurve untersucht. Bei sehr gut isolierenden Proben wurden meist Vorspannungen bis  $-8 \text{ V}$  angelegt und die Form der Fotostromkurve überprüft. Die Fotostromkurve besaß bei den meisten Materialien eine klassisch sigmoidale Form. Der Bereich der Inversion wurde bei allen Proben erreicht.

Messungen der HF-CV-Kurve wurden in München nicht durchgeführt.

Bei sämtlichen Proben wurden Linescans aus dem metallisierten in den nichtmetallisierten Bereich durchgeführt. Hierbei wurde an jedem Punkt die Fotostromkurve aufgenommen. Die Fotostromwerte aus starker Inversion ( $\partial I / \partial U_{Gate} \simeq 0$ ) wurden aufgetragen und eine exponentielle Abfallfunktion angefitet (siehe Gleichung 5.1, erster Teil).

$$f(x) = \underbrace{y_0 + A_1 e^{(x-x_0)/t_1}}_{\text{Exp. 1. Grades}} + \underbrace{A_2 e^{(x-x_0)/t_2}}_{\text{erw. Term}} \quad (5.1)$$

Die Linescans wurden hierbei in einem Bereich von  $200 \mu\text{m}$  vor der Metallkante, bis zu einem Bereich  $800 \mu\text{m}$  nach der Metallkante aufgenommen. Wesentlich war, dass an den beiden Endpunkten der Messung der resultierende Fotostrom Null sein sollte. Dies war in allen Fällen gewährleistet.

Die Messungen an den Metallkanten wurden wie beschrieben in starker Inversion bestimmt. Jedoch wurden auch andere ausgezeichnete Punkte der Fotostromkurve auf die sich ergebende Abfalllänge untersucht. Bei Proben, welche eine Fotostromkurve mit annähernd sigmoidaler Form besitzen<sup>18</sup>, wurde der Wendepunkt der Strukturen durch eine mathematische Annäherungsfunktion bestimmt (Gleichung 5.2). Trägt man für die einzelnen Strukturen statt der Abfalllänge in starker Inversion die gefittete Abfalllänge am Wendepunkt auf, ergeben sich größere Werte für die bestimmte Abfalllänge. Dies deutet darauf hin, dass die laterale Auflösung der Strukturen von der angelegten Gate-Vorspannung abhängt und diese im Bereich des Wendepunktes ungünstiger ist.

Jedoch ergibt sich am Wendepunkt auch eine Verschiebung der Fotostromkurve auf der Spannungsachse. Wird, ausgehend von diesen Daten, eine Kurve für die starke Inversion angefitet, ergeben sich ähnliche Werte für die Abfalllänge in beiden Bereichen. Dieses lässt den Schluss zu, dass NAKAOS Ergebnisse am LAPS, aufgenommen am Wendepunkt der Fotostromkurve, auch einen Rückschluss auf die Auflösung von SPIM, bei Messungen in maximaler Inversion, erlauben.

$$f(U_{gate}) = \frac{I_{max}}{1 + e^{b(U_{gate} - U_0)}} \quad (5.2)$$

Bei einer Variation der auf den Halbleiter eingestrahlten Lichtmenge zwischen  $0.05$  und  $1 \text{ mW}$  wurde kein Zusammenhang mit der, im oben beschriebenen Experiment aufgenommenen Abfalllänge, festgestellt.

Auch eine Variation der Isolatorschichtdicke hatte keinen reproduzierbaren Einfluss auf die gemessene Diffusionslänge. Die Auftragung der einzelnen Abfalllängen in Abbildung 5.10 ergab bei einigen Proben mit dickem Isolatormaterial mal eine bessere, mal eine schlechtere Auflösung.

Eine Variation der jeweiligen Dotierkonzentration im Halbleiter hatte einen gravierenden Einfluss auf die im Abfallexperiment vermessene Diffusionslänge. Eine grafische Darstellung der Messwerte findet sich in Abbildung 5.10

<sup>18</sup>Dies ergab sich insbesondere bei höher dotierten Substraten; niedriger dotierte zeigten z.T. beinahe intrinsisches Verhalten und eine Fotostromkurve mit zwei Maxima, sowohl mit positiver als auch mit negativer Gate-Vorspannung

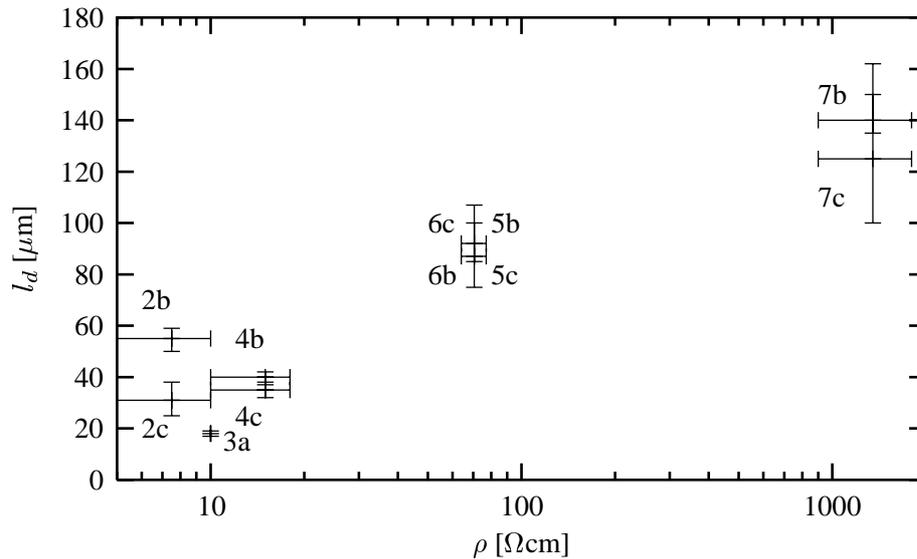


Abbildung 5.10: Übersicht der in München vermessenen Proben. Es sind die exponentiell gefitteten Abfalllänge gegen den spezifischen Widerstand der Proben aufgetragen.

**Die Messungen ergeben einen direkten Zusammenhang zwischen der Dotierkonzentration und der im Experiment bestimmten Abfallfunktion.** Je höher die Dotierkonzentration, desto besser ist die laterale Auflösung. Je niedriger der Halbleiter dotiert ist, desto schlechter ist die optische laterale Auflösung der Struktur.

Diese Erkenntnis lässt sich gut mit der Theorie zur lateralen Auflösung in Kapitel 4.7 in Einklang bringen.

Wird dieses Ergebnis mit den Erkenntnissen der theoretischen Arbeiten verknüpft, lassen sich keine generalisierenden Aussagen zur Auswahl der Dotierkonzentration machen. Bei einer Erhöhung der Dotierkonzentration **steigt** die laterale Auflösung, es **sinkt** jedoch die Höhe des Fotostromsignals. Je nach Zielstellung muss hier ein optimales Material ausgewählt werden. Dennoch liegt beim Silizium die beste erreichte laterale Auflösung um mehr als zehnmal höher als es die Optik erlauben würde.

Es konnte weder eine Abhängigkeit der lateralen Auflösung von der eingestrahlten Lichtintensität noch eine Abhängigkeit von der Gate-Spannung  $U_g$  festgestellt werden.

**Ergebnisse am Epilayermaterial** Interessant sind die Ergebnisse am  $3\ \mu\text{m}$  starken epitaktisch abgeschichteten Halbleitermaterial (siehe Tabelle 5.1, Probe 3). Es ergibt sich eine Diffusionslänge von  $17 \pm 3\ \mu\text{m}$ . Bei dem Halbleitermaterial, welches **einheitlich** einen spezifischen Widerstand von  $\rho = 10\ \Omega\text{cm}$  besitzt, wurde eine wesentlich größere Abfalllänge bestimmt. Allerdings ist diese Abfalllänge größer als die Stärke der Epilayer-Schicht. Dieses widerspricht zunächst der in [18] formulierten Theorie, dass sich die Auflösung einer MIS-Struktur der Waferschichtdicke annähert. Offenbar ist die Randbedingung, dass bei Erreichen des OHM'schen Rückseitenkontakts die Ladungsträger direkt im OHM'schen Leiter bzw. dem hochdotiertem Bulk-Material abgesaugt werden, im vorliegenden Material nicht erfüllt.

Bei weiteren Untersuchungen der hochdotierten Halbleitermaterialien wurde von der Arbeitsgruppe GAUB bemerkt, dass auch sehr hochdotierte Halbleitermaterialien ebenso wie das Epilayermaterial eine sehr kurze Diffusionslänge besitzen. Die Messungen an den hochdotierten Materialien

wurden erst möglich, als die Metallfläche auf der Isolator–Halbleiter–Struktur verkleinert wurde und damit der Leckstrom reduziert wurde. Die Diffusionslänge, ebenfalls bestimmt mit dem oben beschriebenen Abfallexperiment, wurde bei Material (1) mit  $\rho = 0.014 \Omega\text{cm}$  auf  $15 \mu\text{m}$  festgestellt.

Dieses deutlich höher dotierte Material ergibt trotz einer Waferdicke von  $180 \mu\text{m}$  eine **niedrigere** Abfalllänge als das Epilayermaterial. Als mögliche Erklärung bietet sich an, dass beim Epilayermaterial nicht nur der Epilayer eine Diffusion der Ladungsträger erlaubt, sondern auch das Bulk–Material die Ladungsträger zu einem Teil ohne Rekombination weitertransportiert. Erfolgt eine Diffusion aus dem Bulk zurück in das  $10 \Omega\text{cm}$  – Material, ergibt sich eine Diffusionslänge, welche **zwischen** der von beiden Materialien liegt. In diesem Experiment zeigt die Verwendung des Epilayermaterials keine Vorteile.

Zur weiteren Erhöhung der lateralen Auflösung würde eine Abdünnung der (Gesamt–)Waferdicke eine weitere Diffusion in  $z$ –Richtung verbieten. Von M. GEORGE wurde die Möglichkeit einer  $\delta$ –Dotierung vorgeschlagen. Bei dieser Lösung würde die beobachtete Rückdiffusion aus der Schicht verhindert.

Aus den Ergebnissen dieser Messungen wurden eine Veröffentlichung für die Eurosensors '99 [74] und ein Artikel für Sensors & Actuators [69] erstellt.

**Vergleichende Untersuchungen verschiedener Halbleiter–Isolator–Strukturen** Zu den diversen in München vermessenen Substraten waren noch zwei weitere Siliziumsubstrate in Berlin verfügbar. Diese Proben wurden für Untersuchungen der Messapparatur genutzt und sollten eine Beurteilung von Halbleitereigenschaften erlauben. Die Probenmaterialien wurden als Material U und L bezeichnet. Eine genaue Probenaufstellung befindet sich in Tabelle 5.2.

Die einzelnen Proben wurden zunächst auf ihren Leckstrom untersucht. Proben, welche bei einer negativen Vorspannung von  $1 \text{ V}$  einen Strom von mehr als  $1 \mu\text{A}$  besaßen, wurden verworfen. Die Proben zeichneten sich weitgehend durch einen geringen Leckstrom aus.

Die Materialien aus Berlin besaßen dickere Isolatorschichten, als das in München vermessene Material. Der Flachbandpunkt konnte bei Messungen der HF–CV–Kurve als niedriger ermittelt werden, als beim Material M.

Die in Berlin vermessenen Proben zeigten einen sehr geringen Fotostrom (bis ca. Faktor  $1/100$  gegenüber Material M) und ließen sich für eine gewünschte SPIM– oder LAPS–Anwendung nur schlecht einsetzen. So wurden an diesem Material Artefakte beobachtet, die zum Teil mit einer Umkehrung des Fotostromsignals (niedriger Fotostrom, trotz größerer Lichtintensität) einhergingen.

Bei der Beurteilung der HF–CV–Kurve zeigte eine mit  $10 \Omega\text{cm}$  deklarierte Probe (M) eine deutlich geringere Raumladungskapazität ( $0.04 \text{ nF}$ ) als die beiden anderen Materialien ((U) und (L), ca.  $0.13 \text{ nF}$ ). Mit hoher Wahrscheinlichkeit liegt hier die Dotierkonzentration unter der, der beiden anderen Proben. Diese Tendenz würde auch den, an dieser Probe deutlich höheren Fotostrom erklären, allerdings ist der Faktor  $100$  nicht befriedigend zu erklären. Es zeigt sich, dass die Grundparameter von Material zu Material verschieden sind und sich generalisierende Aussagen immer an den konkre-

Nr.	U	L
$\rho$ [ $\Omega\text{cm}$ ]	10	10
dS [mm]	0.5	0.5
Isolator	a	b

Tabelle 5.2: Aufstellungen der in Berlin vermessenen  $n$ –Silizium Halbleitermaterialien. Beide Materialien sind relativ ähnlich. Der mit a) bezeichnete Isolator besteht aus  $70 \text{ nm SiO}_2$  und  $151 \text{ nm Si}_3\text{N}_4$ . Isolator b) besteht aus  $74 \text{ nm SiO}_2$  und  $80 \text{ nm Si}_3\text{N}_4$ .

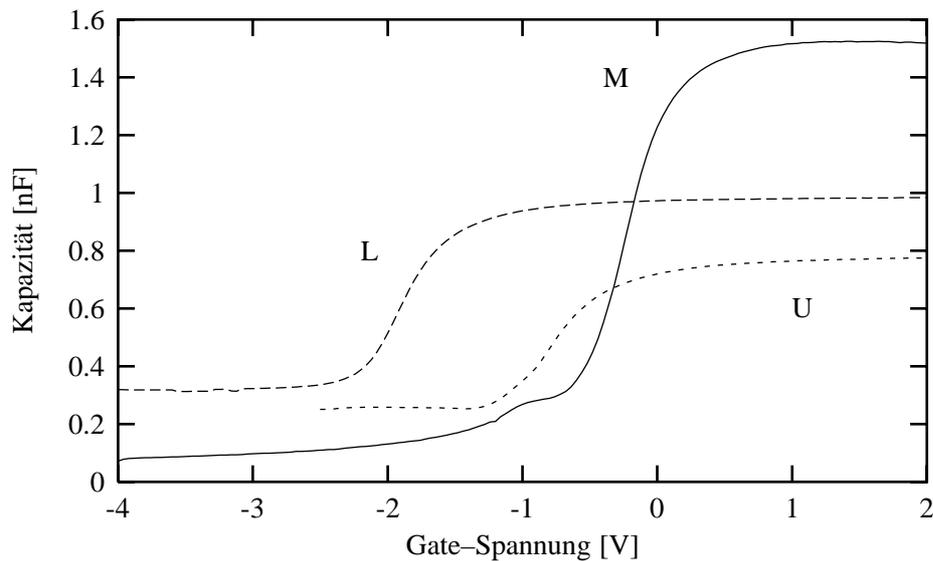


Abbildung 5.11: Hochfrequenz CV-Kurven der in Berlin vermessenen Materialien. Zum Vergleich ist Probe M aus München mit vermessen. Diese Probe besitzt einen deutlich dünneren Isolator. Die Proben sind mit einem 2mm  $\varnothing$  großen Punkt aus 30 nm Pt vermessen. Die Raumladungskapazitäten betragen M) 0.04 nF, U) 0.125 nF und L) 0.15 nF.

ten Messwerten orientieren müssen.

Auch sehr dick metallisierte Strukturen (z.B. 30 nm Pt mit einem zweiten Bereich mit 60 nm Pt) zeigten einen sehr weiten Abfallbereich; die zu erwartende scharfe Kante bleibt allerdings aus. Dennoch wurde bei einer kraftmikroskopischen Aufnahme dieser Übergänge zwischen den einzelnen Bereichen ein sauberer Übergang um 30 nm detektiert. Dies legt den Einfluss eines Effekts nahe, bei dem das Licht im metallisierten Bereich auf der Halbleiterstruktur lateral verbreitet wird. Dieser Artefakt lässt sich unter Umständen auf Streuung des Lichts an einzelnen Metallkristalliten erklären. Er kann durch die Verwendung dünnerer Metallschichten vermieden werden.

### 5.2.3 Ergebnisse am Galliumarsenid

Nach theoretischen Überlegungen wurde die Möglichkeit einer höheren lateralen Auflösung mit direkten Halbleitermaterialien vorausgesagt<sup>19</sup>. Als besonders vielversprechend galt das Material Galliumarsenid. Hierbei sind insbesondere auch MIS-Strukturen realisierbar (siehe oben, Kapitel 2.5).

#### 5.2.3.1 Messungen am oxidiertem Galliumarsenid

Es wurden Versuche mit anodisch oxidierten Galliumarsenid durchgeführt. Das vorliegende Material bestand aus einem niedrigdotierten halbleitenden Epilayer und einem hochdotierten GaAs-Trägersubstrat. Die Stärke des Epilayers betrug 8  $\mu\text{m}$  und die des Trägermaterials 500  $\mu\text{m}$ . Die Stärke der isolierenden Galliumoxidschicht betrug 100 nm;

Die oxidierte, isolierende Oberseite des Substrats wies einige leichte Höhenunterschiede (Riefen) auf, welche mit großer Wahrscheinlichkeit aus der Waferproduktion resultierten. Die Rückseite des Substrats war unpoliert und matt. Es musste auf diese Rückseite ein OHM'scher Kontakt aufgebracht werden (siehe Kapitel 3.3). Teilweise lösten sich kleinere Bereiche (Größenordnung  $\leq 1 \text{ nm}^2$ )

<sup>19</sup>siehe Theorieteil, S. 32

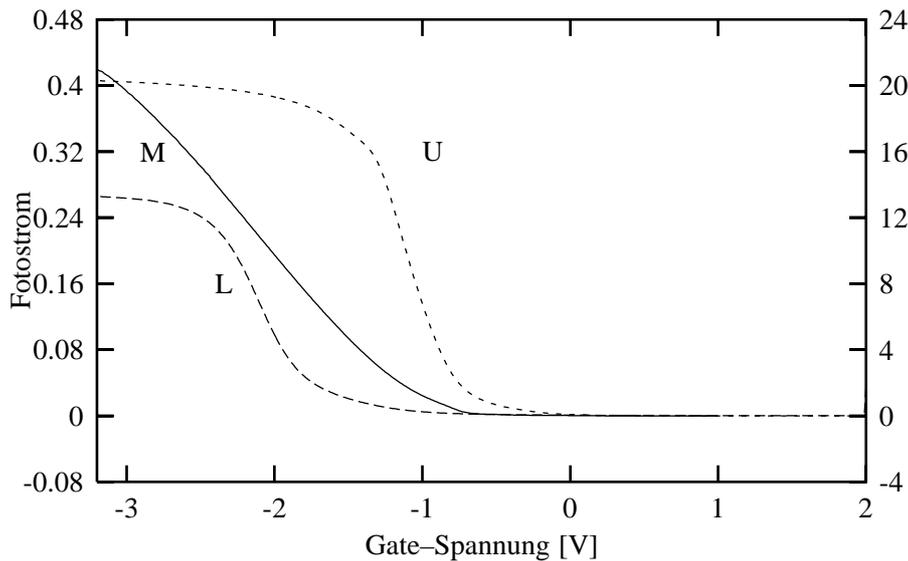


Abbildung 5.12: Fotostromkurve der Materialien nach Tabelle 5.2. Zu bemerken ist der gravierende Unterschied zu den Proben, welche in München vermessen wurden. Die rechte Skala bezieht sich nur auf das Material M. Die Proben sind mit einem 2mm  $\varnothing$  großen Punkt aus 30 nm Pt vermessen. Werte in  $\mu\text{A}$ .

des aufgedampften und eindiffundierten Kontaktmaterials in organischen Lösungsmitteln im Ultraschallbad ab. Dies resultierte wahrscheinlich aus den ungünstigen mechanischen Eigenschaften des Gold-Rückseitenkontakts. Dennoch wurden auch diese Proben mit Leitsilber auf die Probenhalter aufgeklebt und nicht weiterbehandelt. Bei den Messungen zeigten sich keine Unterschiede zwischen Proben, bei denen sich Teile des Rückseiten-Kontakts ablösten und welchen bei denen dies nicht geschah.

Widerstandsmessungen an Proben mit Metallisierung auf der Isolatorschicht, zeigten ausreichende isolierende Eigenschaften in einem Bereich von -1 bis 0 V. Eine Strom-Spannungskurve ist in Abbildung 5.13 zu finden. Die Größe des metallisierten Bereiches war bei diesen Messungen nicht entscheidend. Somit lassen sich statistisch verteilte Pinholes ausschließen. Zudem waren die Ergebnisse am GaAs weitgehend gut reproduzierbar. Eine große Anzahl von Proben zeigte trotz unterschiedlicher Präparation sowohl des Rückseiten- als auch des auf die Isolatorschicht aufgetragenen Metallkontakts, äquivalentes Verhalten bei der Strom-Spannungsmessung.

Bei  $U_g > 0$  V steigt der fließende Strom drastisch an. Diese Charakteristik gleicht der einer Diode und lässt sich gut mit den Aufnahmen zur HF-CV-Kurve in Einklang bringen.

Die aufgenommene Strom-Spannung-Kurve wurde bei Dunkelheit gemessen, nachdem sich eine Veränderung der Charakteristik bei Beleuchtung herausstellte.

Der Flachbandpunkt liegt nach der HF-CV-Kurve bei etwa 0 Volt.

Die Charakteristik der HF-CV-Kurve lässt einen Fotostrom ab -0.5 Volt erwarten.

Der erwartete Fotostrom ließ sich am Galliumarsenid nachweisen. Ein guter Kompromiss zwischen I-U-Kennlinie und Fotostromkurve stellte die Vermessung der Proben bei -0.8 V dar. Bei stärker negativen Spannungen zeigte das aufgenommene Fotostromsignal teilweise Fluktuationen<sup>20</sup>, die nicht weiter untersucht wurden. Bei -0.8 V war noch nicht das Maximum der Fotostromkurve erreicht. Jedoch kann auch bei positiven Spannungen ein Fotostromsignal gemessen werden. Der Flachbandpunkt liegt aus diesem Grund wahrscheinlich über 0 Volt. Dieser derart hohe Flachband-

<sup>20</sup>Teilweise sind diese Fluktuationen ab -0.7 V im Plot des Fotostroms, Abbildung 5.15, zu erkennen

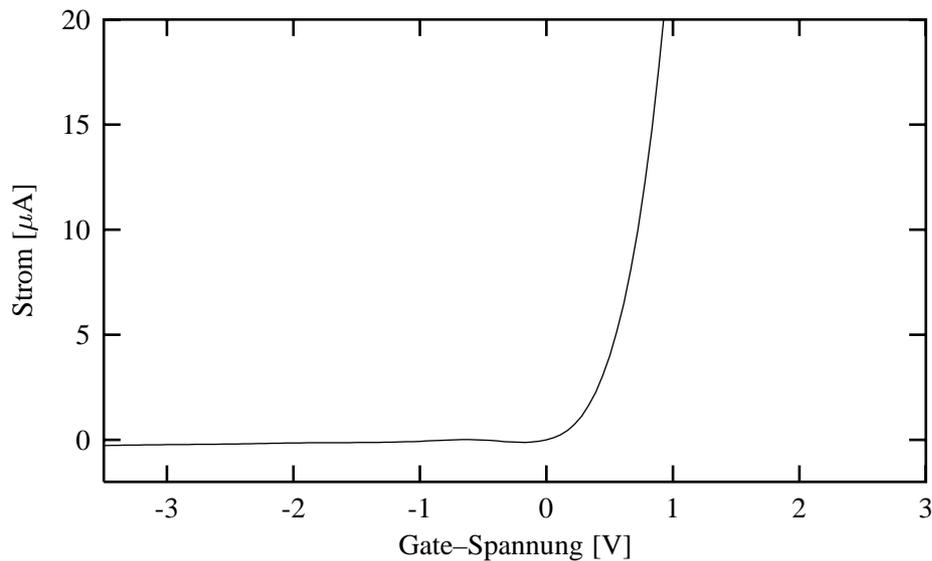


Abbildung 5.13: Strom-Spannungs-Kurve am anodisch oxidierten Galliumarsenid. Mit dieser Messung wurde die Qualität des Isolatormaterials untersucht.

punkt resultiert wahrscheinlich aus „eingefrorenen“ Ladungen in der Isolatorschicht.

Die Intensität des aufgenommenen Fotostroms ähnelte dem Silizium Material M, war also sehr groß.

Am derart präparierten Galliumarsenid wurde eine Untersuchung der lateralen Auflösung nach der Methode in Kapitel 5.2.1 durchgeführt.

An diesen Abfallkanten zeigen sich einige äußerst positive Ergebnisse: Die Abfalllängen am Galliumarsenid sind äußerst gering.

**Bei einem Fit mit einer monoexponentiellen Abfallfunktion wurde im Idealfall eine Abfalllänge von  $3.12 \mu\text{m}$  bestimmt.**

Sämtliche anderen vermessenen Materialien (Silizium, Indiumphosphid) zeigen eine größere Abfalllänge und besitzen damit wahrscheinlich auch nach Optimierung eine schlechtere laterale Auflösung als das Material Galliumarsenid.

Die geringe Abfalllänge von  $3.12 \mu\text{m}$  wurde durch einen Linescan mit einer Schrittweite von  $0.5 \mu\text{m}$  bestimmt. Mit dieser Messung ist wahrscheinlich die Leistungsfähigkeit der Apparatur erreicht. Ein direkter Vergleich zwischen Silizium und Galliumarsenid ist in Abbildung 5.16 zu finden. Bei einem Fit wurden die Abfalllängen auf  $73.8$  und  $5.9 \mu\text{m}$  festgestellt. Die Materialien sind Material M aus München bei  $-8 \text{ V}$  und das anodisch oxidierte Galliumarsenid bei  $-0.8 \text{ V}$ . Es ist deutlich der Unterschied der beiden Kurven zu bemerken.

Das Ergebnis ist besonders bemerkenswert, da das vorliegende Material nicht auf diese Anwendung optimiert wurde.

Messungen mit Abfalllängen in dieser Größenordnung ( $\leq 6 \mu\text{m}$ ) konnten an zwei präparierten Proben reproduzierbar durchgeführt werden (mindestens 10 Messungen pro Probe an unterschiedlichen Stellen). Auch ein Patternscan konnte mit der Auflösung realisiert werden. Dieser ist in Abbildung 5.18 gezeigt. Der mit Metall beschichtete Bereich findet sich oben im Bild, während der untere Bereich nicht beschichtet ist. Es ist somit nur eine Linie am Übergang der beiden Bereiche zu erwarten. Das Bild ist mit dem Strahlprofil der Optik gefaltet.

Es bieten sich zwei mögliche Erklärungen für die sehr geringe Abfalllänge an:

1. Die kürzere Abfalllänge hängt direkt mit der im Galliumarsenid kürzeren Diffusionslänge

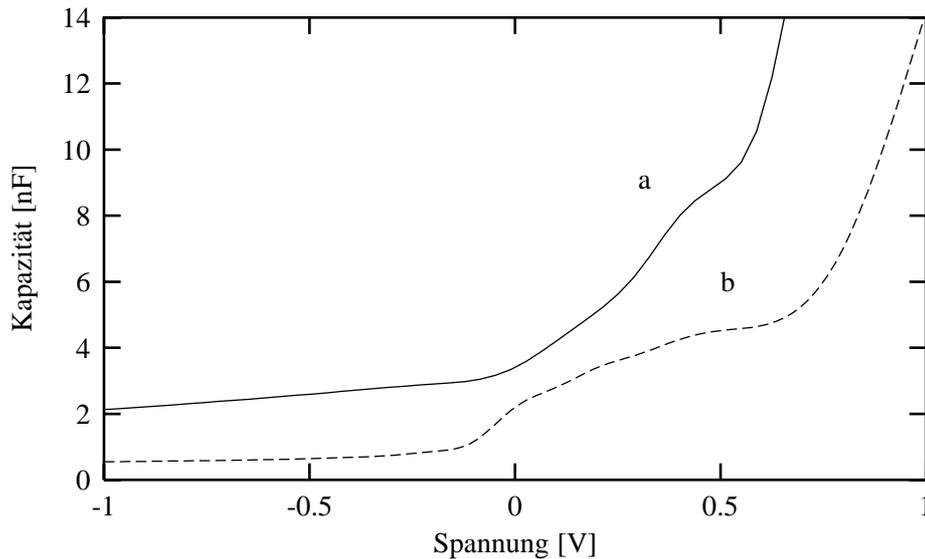


Abbildung 5.14: Hochfrequenz-Kapazitätskurven an Galliumarsenid. Der Bereich der Inversion ist deutlich zu erkennen. Kurve (b) besitzt ein Plateau bei etwa 5 nF.

zusammen. Die Hypothese, welche für die Verwendung von **direkten** Halbleitermaterialien spricht würde sich hiermit bestätigen.

2. Das dünne Epilayer-Material reduziert die Abfalllänge effektiv, indem Ladungsträger sehr schnell durch das hochdotierte Trägersubstrat abgeleitet werden.

Die Möglichkeit nach 2. kann recht schnell ausgeschlossen werden, da sich die Abfalllängen deutlich unter der Stärke des Epilayers befinden.

Die Hypothese welche für die Verwendung von Galliumarsenid sprach, scheint mit den aufgenommenen Messergebnissen gestärkt.

Bei den gemessenen, sehr großen Leckströmen konnte nicht garantiert werden, dass die MIS-Struktur ein rein kapazitives Verhalten zeigt. Für eine Nutzung der GaAs-Struktur für Anwendungen wie LAPS oder SPIM ist jedoch eine MIS-Struktur ohne (Gleich-)Stromfluss erforderlich.

Eine wichtige Voruntersuchung war die Aufnahme der HF-CV-Kurve (siehe Abbildung 5.14). Hierbei waren Kurven zu beobachten, die bei positiven Spannungen einen großen Stromfluss zeigten (a). Andere Kurven (b) zeigten ein Plateau, welches wahrscheinlich von der Isolatorkapazität der MIS-Struktur herrührt. Berechnungen zur erwarteten Isolatorkapazität nach Gleichung 4.11 führen bei der eingesetzten Struktur<sup>21</sup> (b) in Abbildung 5.14 zu einem Wert von  $\approx 4$  nF. Diese Kapazität ist deutlich als Plateau in der Abbildung zu erkennen.

Als weiterer Grundversuch wurde die Stromcharakteristik bei Einstrahlung von gepulstem Licht (Abbildung: 5.17) überprüft. Im Falle eines Bandübergangs ohne Kapazität müsste der Strom dem eingestrahlenen Licht direkt folgen. Dies ist nicht der Fall; in der Auftragung von gepulstem Licht und Fotostrom erkennt man deutlich ein kapazitives Verhalten der GaAs-Struktur.

Zudem wurde beim Material Galliumarsenid versucht eine Struktur aus Fotoresist aufzubringen. Nach einem Präparationsverfahren, äquivalent zu dem in 3.4.3 beschriebenem, wurde der Isolator zerstört – Sämtliche Proben zeigten einen Kurzschluss. Beim Präparationsverfahren wird als Ent-

<sup>21</sup>Fläche etwa 5 mm<sup>2</sup>

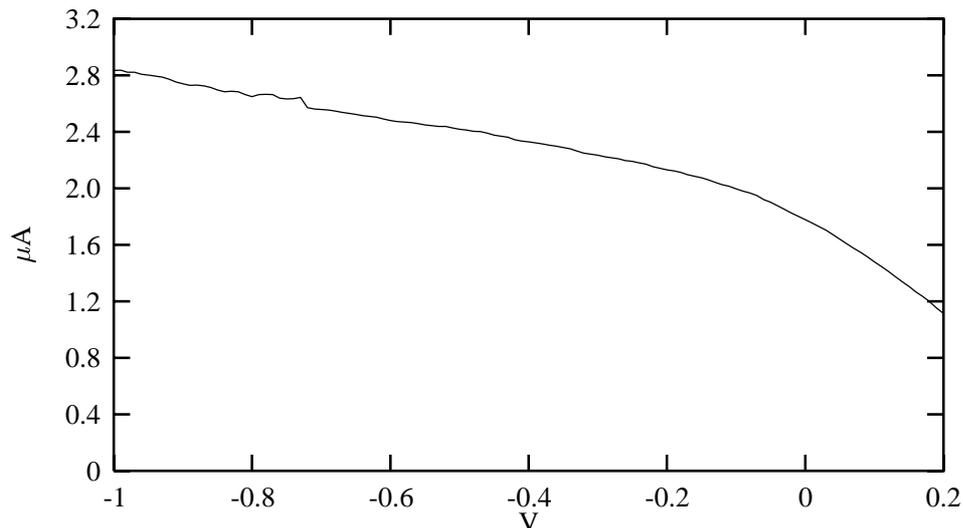


Abbildung 5.15: Fotostromkurve am Galliumarsenid. Aufgenommen an einer Probe, die eine nach Kapitel 5.2.1 bestimmte Abfalllänge von  $3.12 \mu\text{m}$  besitzt, direkt an der Grenze beschichteter/unbeschichteter Bereich.

wickler eine organische Base verwendet. Diese führt wahrscheinlich zu einer Zerstörung des aufgebrauchten Isolators.

Im Prinzip ist hier an die Verwendung von alternativen Fotolacken mit anderen Entwicklungsverfahren zu denken, z.B. mit in organischen Lösungsmitteln lösbarem Negativlack.

### 5.2.3.2 Messungen an Galliumarsenid von der Waferrückseite

Am Material Galliumarsenid wurden neben den Messungen von der Vorderseite auch Messungen von der Waferrückseite durchgeführt. Die hierbei wesentlichen Fragestellungen waren wie folgt:

1. Wird bei der Bestrahlung durch den Wafer-Bulk ein Fotostrom erzeugt?
2. In welchem Verhältnis steht die Intensität des Fotostroms gegenüber der Beleuchtung von der Vorderseite der Struktur?
3. Läßt sich an verschiedenen Stellen des Wafers ein unterschiedlicher Fotostrom (sowohl Phase als auch Intensität) abgreifen?
4. Wenn ja: Wie korreliert dieser Fotostrom mit den auf dem Isolator aufgebrauchten Strukturen?

Um Messungen von der Waferrückseite durchzuführen, wurde der Rückseitenkontakt speziell für diese Messungen präpariert. Ein Teil (z.B. eine Hälfte) der Struktur wurde **nicht** mit Gold (siehe oben, Kapitel 3.3) beschichtet. Auf der (gegenüberliegenden) Isolatorschicht wurden nur Teile der Struktur mit Metall beschichtet. Diese aufgebrauchte Metallschicht sollte einen Unterschied des Fotostroms in den einzelnen Bereichen sicherstellen.

Bei den Messungen von der Waferrückseite konnte ein Fotostrom beobachtet werden. Dieser Fotostrom war um etwa zwei Größenordnungen kleiner als bei der Beleuchtung der Struktur von der Vorderseite.

Zudem ließen sich Strukturen an der Oberseite der Halbleiterprobe erkennen. Allerdings war bei sämtlichen Messungen von der Rückseite eine Fokussierung sehr kompliziert, da das Fotostromsignal

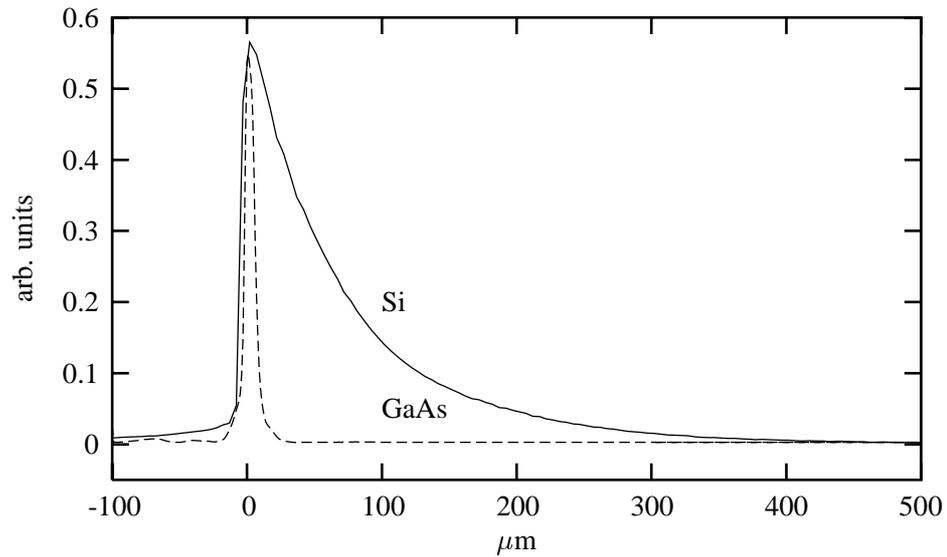


Abbildung 5.16: Direkter Vergleich der Abfalllängen von Silizium und Galliumarsenid. Hierbei handelt es sich um relativ zueinander skalierte Proben.

sehr gering wurde und ein Anstieg bzw. ein Abfall nur nach langen Einstellversuchen gefunden werden konnte. Die Struktur in Abbildung 5.19 lässt lediglich den Schluss zu, dass auch bei Beleuchtung von der Rückseite ein Fotostrom generiert wird. Auch Patternsansichten lassen sich an den bestehenden Strukturen aufnehmen. Das in Abbildung 5.20 gezeigte Beispiel verdeutlicht auch die Probleme bei der Fokussierung.

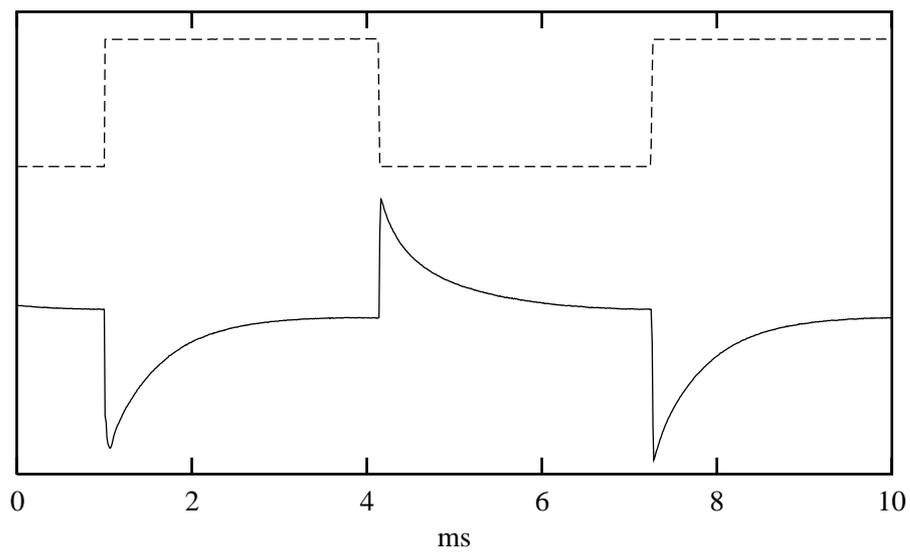


Abbildung 5.17: Versuch zur MIS-Charakteristik der GaAs-Strukturen. Hierbei wird gepulstes Licht (obere Kurve) eingestrahlt und das Antwortsignal (unten) aufgenommen. Die Größe des Metallkontakts auf Galliumarsenid ist 2 mm  $\varnothing$ .

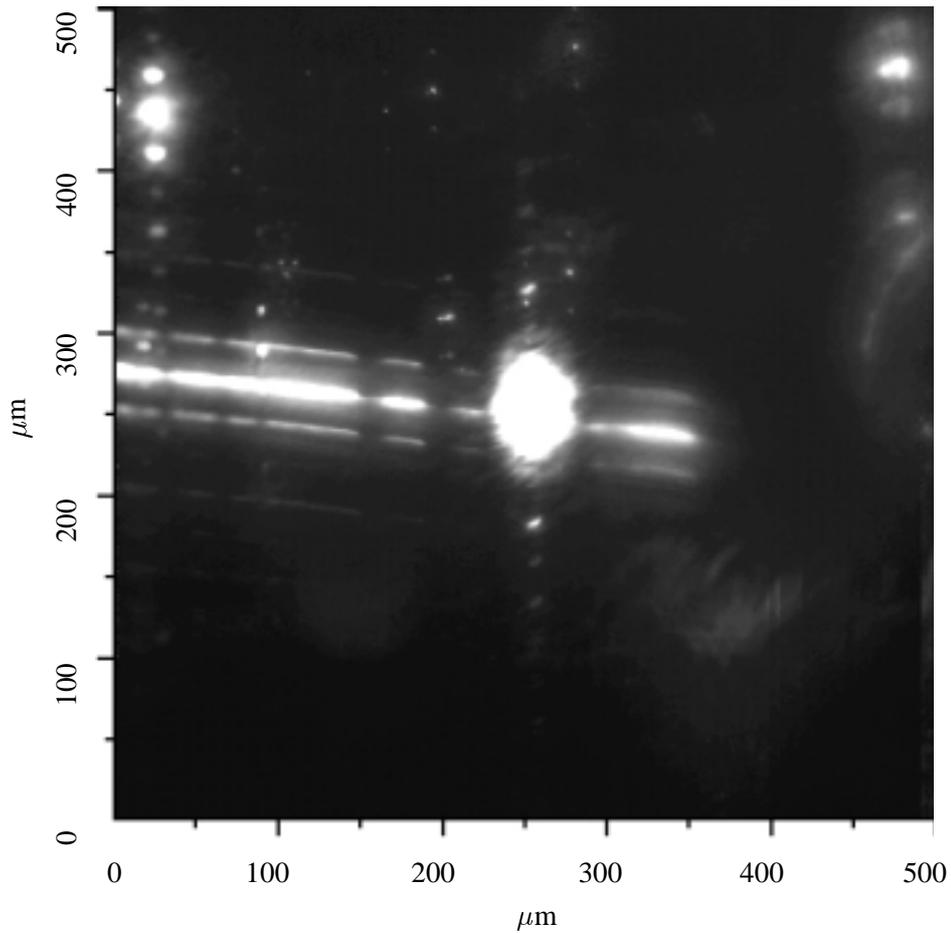


Abbildung 5.18: Patternscan am Galliumarsenid. Der aufgenommene Bereich beträgt  $500 \times 500 \mu\text{m}$ .

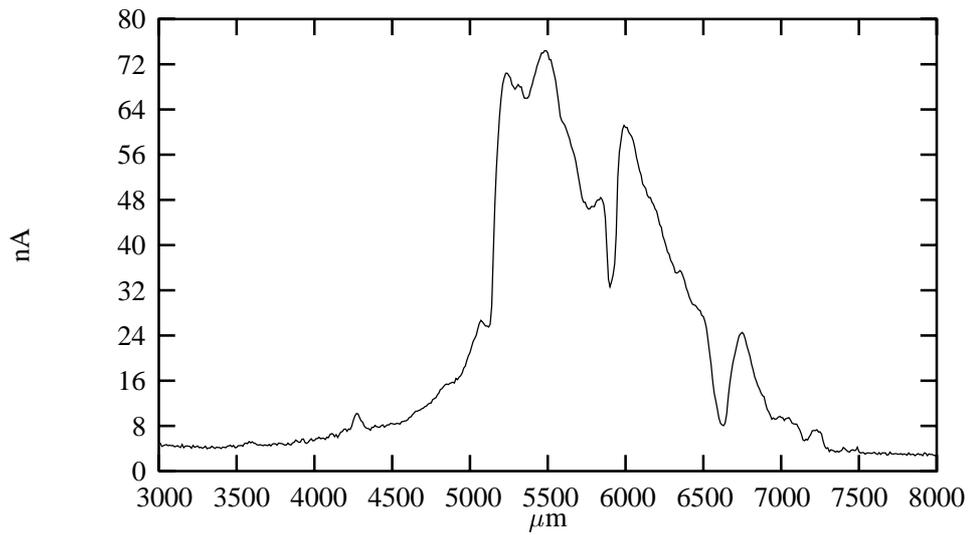


Abbildung 5.19: Linescan am Galliumarsenid. Hier wurde das Material von der Rückseite beleuchtet.

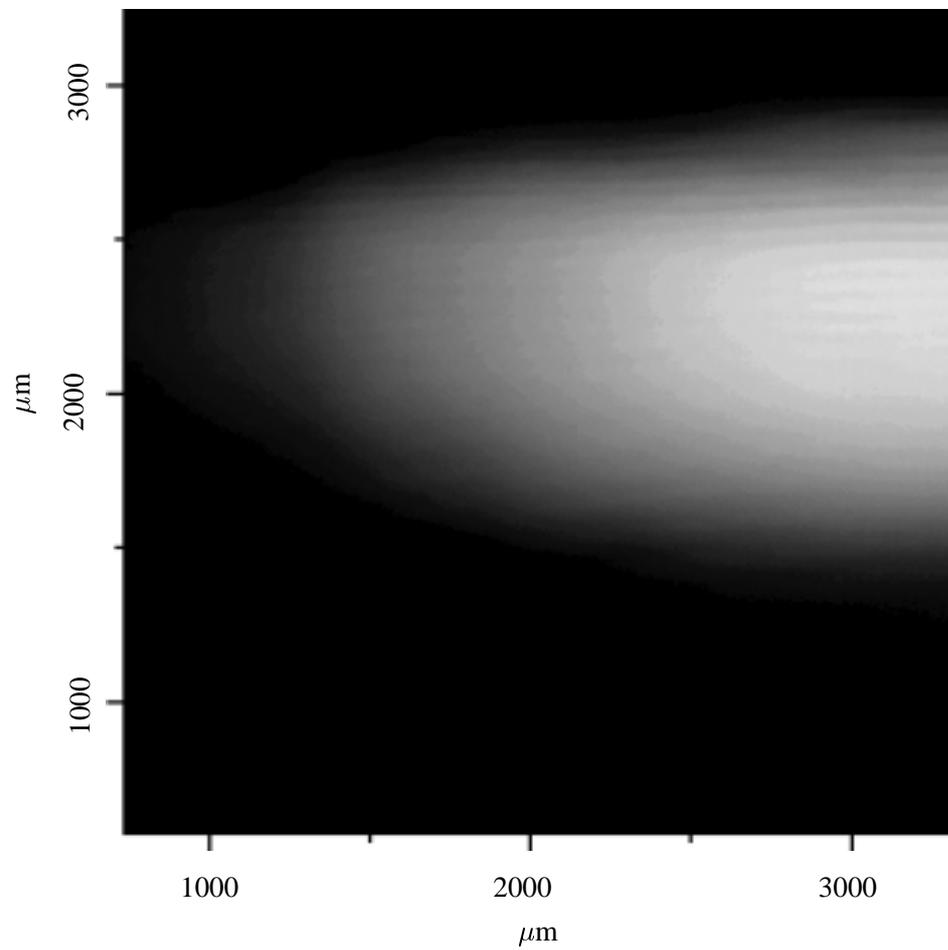


Abbildung 5.20: Patternscan am Galliumarsenid von der Rückseite.

### 5.2.4 Ergebnisse am Indiumphosphid

Indiumphosphid ist ein Material, welches vielfach für optische Detektoren untersucht wurde. Es besitzt wie Galliumarsenid einen direkten Bandübergang. Auch MIS-Strukturen sind bei Indiumphosphid bereits untersucht worden (siehe auch Literaturübersicht in Kapitel 2.3.1).

Bei den vorliegenden Proben diente eine aufgesputterte Schicht aus Siliziumnitrid,  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , als Isolator. Das Material besaß eine Waferdicke von  $600 \mu\text{m}$ . Erste Messungen der I-U-Kennlinie zeigten ungünstig hohe Ströme (siehe Abbildung 5.21). Zudem waren die Untersuchungen der I-U-Kennlinie von starken Fluktuationen des fließenden Stroms geprägt. Der Strom veränderte die Struktur massiv und es konnten keine reproduzierbaren Werte für Messungen mit steigender und fallender Spannung durchgeführt werden. Auch die Verwendung einer anderen Spannungsquelle (siehe Kapitel 3.8) wurde durch die hohe Flachband-Spannung nötig.

Der Leckstrom der Strukturen lässt sich wahrscheinlich auf einzelne Löcher (Pin-Holes) in der aufgesputterten Isolatorschicht zurückführen. So trat bei allen Proben, welche mit mehr als  $3 \text{ mm}^2$  Pt beschichtet waren, ein Kurzschluss auf. Bei kleineren metallisierten Bereichen traten Kurzschlüsse statistisch verteilt auf.

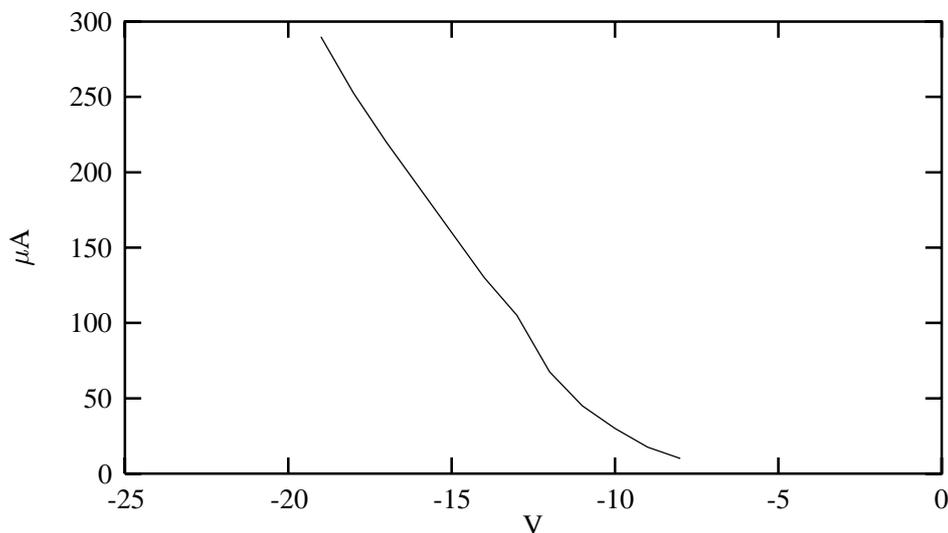


Abbildung 5.21: Strom-Spannungskurve am Indiumphosphid. Schon im Bereich ab  $-1 \text{ V}$  sind sämtliche Messungen durch einen hohen Leckstrom gekennzeichnet. Diese Messung wurde an Platin mit einer Schichtdicke von  $30 \text{ nm}$  und  $1 \text{ mm } \varnothing$  durchgeführt.

Erst nach vielen Anläufen konnte eine umfassende Messung der Kapazitäts-Spannungskurve realisiert werden, da Spannungen aufgebracht werden mussten, bei denen große Ströme fließen.

Die HF-CV-Kurve (siehe Abbildung 5.22) ließ auf einen n-dotierten Halbleiter mit einem Flachbandpunkt um  $-13 \text{ V}$  schließen. Der Leckstrom der Struktur war bei diesen Strukturen derart groß (im Bereich von etwa  $300 \mu\text{A}$ ), dass eine Fotostromkurve nicht sicher aufgenommen werden konnte. Die aufgenommenen HF-CV-Kurven zeigen ein klassisches Verhalten. Gerade der normale, sigmoidale Verlauf lässt darauf schließen, dass kein intrinsisches oder nur sehr niedrig dotiertes Material vorliegt. Der hohe Leckstrom und die hohe benötigte Gate-Vorspannung auf den Strukturen lässt vermuten, dass ein Fotostrom generiert werden kann.

Trotz aller ungünstiger Parameter zeigten gerade dünn ( $30 \text{ nm}$ ) metallisierte Strukturen, auf denen sich ein metallisierter Bereich von  $1 \text{ mm } \varnothing$  befand, einen deutlichen Fotostrom. Dieser Fotostrom war

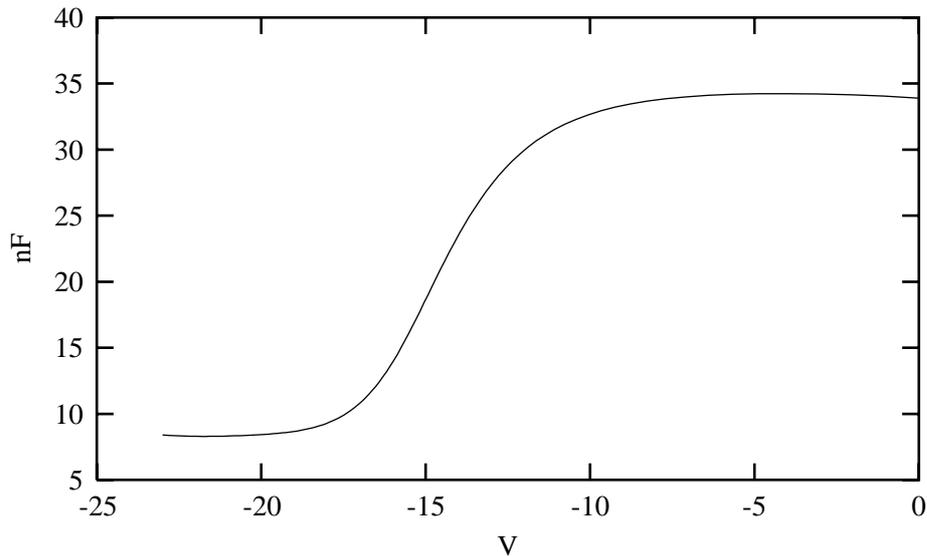


Abbildung 5.22: Hochfrequenz-Kapazitätsspannungskurve von Indiumphosphid.  $\Delta U = 10$  mV,  $f = 10$  kHz. Aufgenommen an einer Fläche von etwa 1 mm Durchmesser.

örtlich abgegrenzt und zeigte einen erkennbaren Übergang in den nicht metallisierten Bereich. Bei der mikroskopischen Aufnahme in Abbildung 5.25 ergibt sich eine gefittete Abfall-Länge von  $48 \mu\text{m}$ . Komplexer strukturierte Proben, etwa L & S - Pattern, wurden nicht eingesetzt. Eine Illumination von der Waferrückseite wurde nicht untersucht.

Es fanden sich beim Indiumphosphid kaum reproduzierbare Ergebnisse. Schon das Einschalten des Raumlichts und damit verbundenen elektrischen und optischen Störungen zerstörten teilweise die Strukturen. Gerade der besonders hohe Leckstrom verursachte bei Störungen ein „Durchbrennen“ der Proben. Der resultierende Fotostrom wurde mehr und mehr kurzgeschlossen, sank schließlich auf Null ab.

Da insgesamt nur ein kleines Stück ( $2 \text{ cm}^2$ ) InP vorlag, konnten nur wenige Wiederholungsmessungen durchgeführt werden.

Indiumphosphid ist wahrscheinlich ein geeignetes Material, jedoch war bei dem vorliegenden Material der Leckstrom durch a) die unzureichende Isolatorqualität und b) die stark negative Flachbandspannung zu hoch. Die Isolatorqualität müsste für weitere Untersuchungen extrem verbessert werden. Zudem sollte die Flachbandspannung möglichst bei Beträgen unter 5 V liegen.

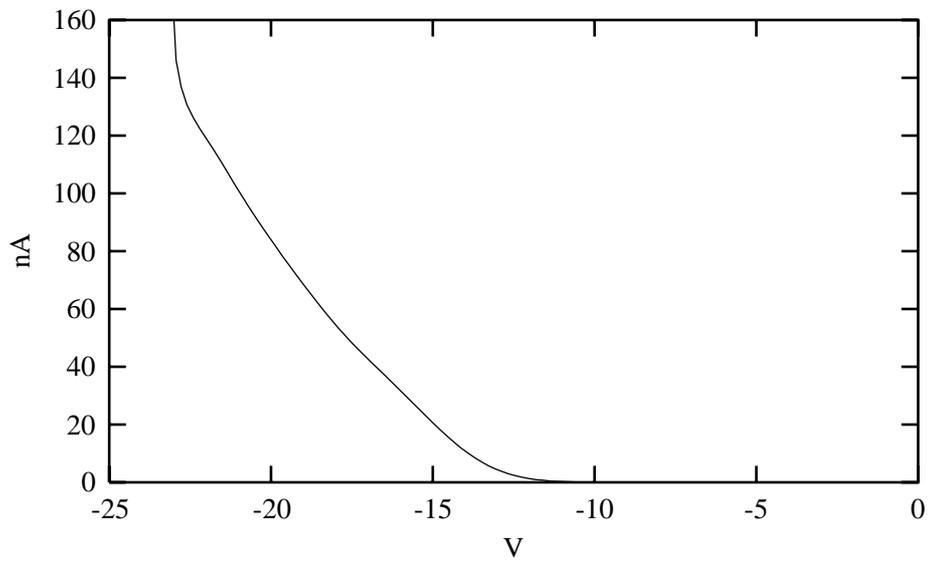


Abbildung 5.23: Fotostromkurve Indiumphosphid. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Material n-dotiert ist. Da die Strom–Spannungs–Kurve einen sehr großen Leckstrom aufweist, wurde die Messung nur bis zu einer Spannung von -23 V aufgenommen. Ein Bereich der Inversion ist bei diesen Messungen noch nicht erreicht.

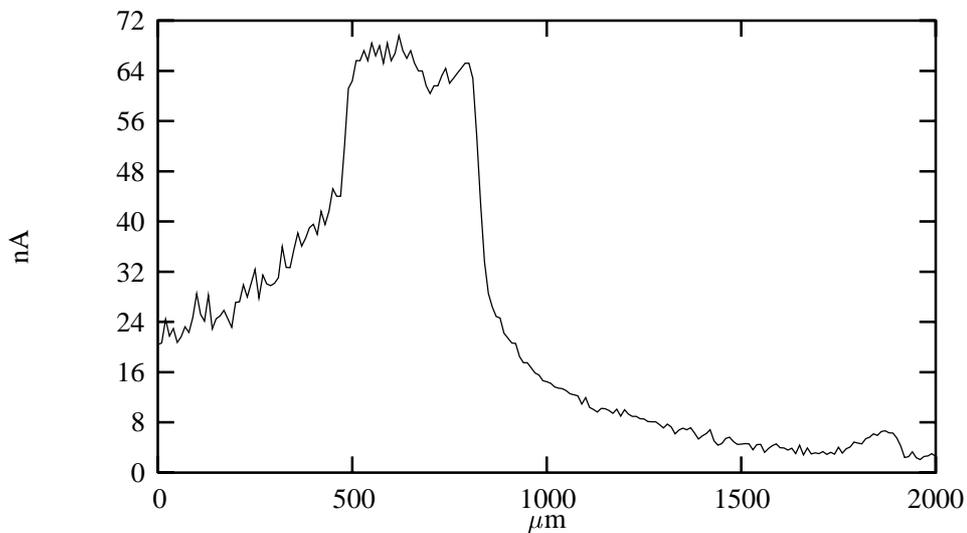


Abbildung 5.24: Linescan am Indiumphosphid. Im Bereich von 500 bis etwa 850  $\mu\text{m}$  befindet sich ein mit 30 nm Platin beschichteter Bereich. Linescan entnommen aus 5.25 an Stelle  $Y = 250 \mu\text{m}$ . Ein Fit mit einer monoexponentiellen Funktion ergibt ein  $t_1$  von 48  $\mu\text{m}$ .

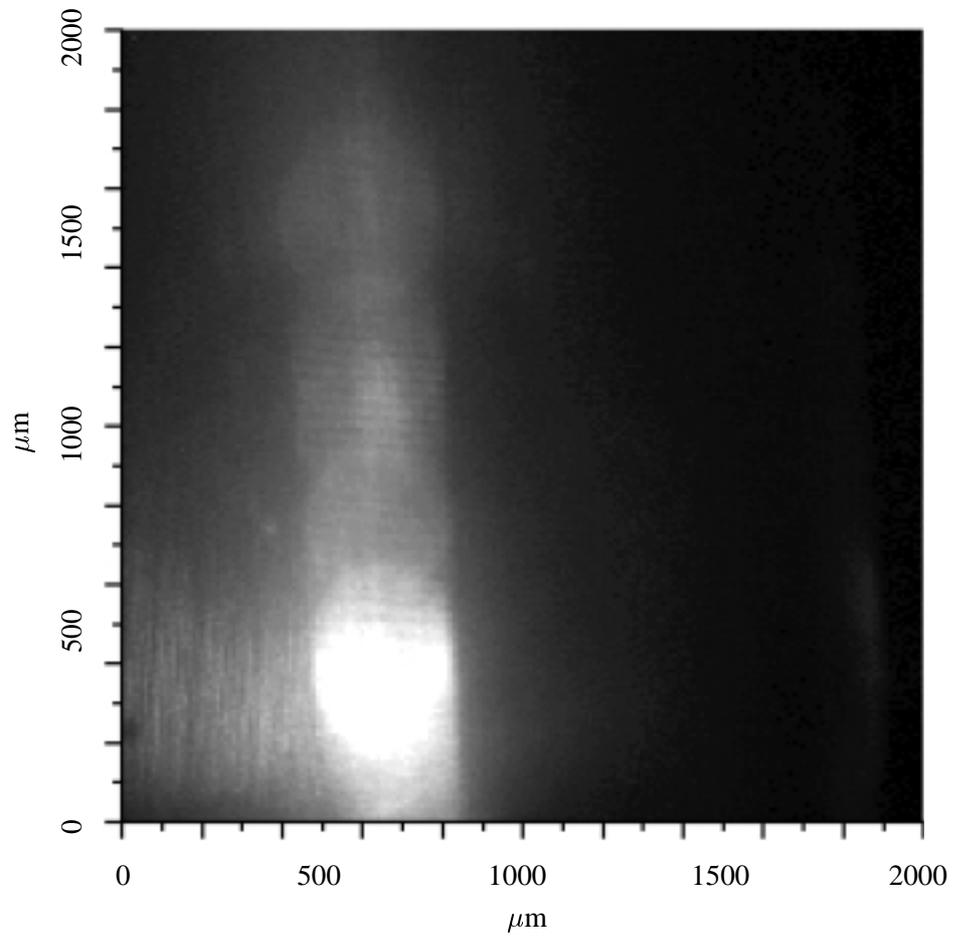


Abbildung 5.25: Patternscan am Indiumphosphid. Am Punkt (620,350) befindet sich ein metallisierter Bereich von etwa  $300 \mu\text{m}$   $\varnothing$ . Deutlich zu erkennen ist ein Abfall bei  $x = 850 \mu\text{m}$



# 6 Ausblick

## 6.1 Erweiterungen der theoretischen Abhandlungen

Bei den theoretischen Arbeiten wurde bemerkt, dass es keine durchgehende Theorie zur Fotostromkurve gibt, welche sich auf beleuchtete MIS-Strukturen bezieht. Die Theorie von ENGSTRÖM et al. [2] ist nur eine Näherungslösung, welche sich zur qualitativen Beschreibung nutzen lässt. Mit der Literaturrecherche zu dieser Arbeit ist es möglich, eine durchgängige Theorie zur Fotostromkurve zu entwickeln. Insbesondere die Arbeiten von CHAKRABARTI et al. [40,41], welche theoretische Überlegungen zur Fotostromkurve an InP-Strukturen anstellen, können die Grundlage einer durchgehenden Theorie, der Erweiterung der Nicht-Gleichgewichtszustände in Halbleiter-Isolator Strukturen bilden. Die Lösung der theoretisch berechneten Fotostromkurve würde eine Neuerung darstellen und die theoretischen Untersuchungen von unterschiedlichen Arbeitsgruppen vereinen.

Ohnehin laufen die theoretischen Überlegungen weitgehend auf zwei unterschiedlichen Strängen. Ein wichtiger Ansatzpunkt ist das **Lösen von Diffusionsgleichungen** von Ladungsträgern im Halbleiter. Andere Überlegungen zielen direkt auf die **Berechnung des Fotostroms** ab. Hier sollte eine Integration aus beiden Theoriesträngen erfolgen (Ansätze in [15]). Die Kombination der Diffusionsrechnungen mit den Fotostromberechnungen ermöglicht eine umfassende Behandlung sowohl von LAPS als auch von SPIM-Techniken. Gerade die Optimierung zwischen lateraler Auflösung und Signal/Rausch-Verhältnis sollte nicht nur empirisch erfolgen, sondern auf einem festen Theoriegebäude aufsetzen. Diese Kombination ist bislang nicht in der Literatur beschrieben und würde eine Neuerung der theoretischen Untersuchungen darstellen.

## 6.2 Weitere praktische Arbeiten

Der experimentelle Aufbau lässt weitere Messungen an unterschiedlichen Materialien zu. So sollen die Untersuchungen am Galliumarsenid weitergeführt werden. Die laterale Auflösung ist bei den maximal erreichten  $3.12 \mu\text{m}$  wahrscheinlich noch nicht am erreichbaren Optimum. Wiederholungsmessungen mit einer höheren Auflösung als  $0.5$  bzw.  $1 \mu\text{m}$  lassen sich einfach realisieren. Auch Messungen von der Rückseite des Galliumarsenids waren in einzelnen Versuchen vielversprechend. Hier sollten auch Versuche mit klassischen dielektrischen Schichten (z.B. Lanthanfluorid) realisiert werden.

Eine deutliche Auflösungsverbesserung ist mit der oben vorgestellten Versuchsanordnung wahrscheinlich nicht realisierbar, da die Grenzen der Apparatur weitgehend ausgereizt sind (siehe Kapitel 5.1.3.1).

## 6.3 Anwendungsmöglichkeiten

Das SPIM-Mikroskop bietet zum Beispiel eine **Untersuchungsmöglichkeit für Lackschichten**. Eine undurchsichtige Lackschicht, so z.B. ein Lack mit intensivem schwarzen Pigment, lässt sich nicht mehr mit einem Lichtmikroskop untersuchen. Ist die Schicht nicht transparent, ist eine Betrachtung im Durchlicht ohnehin verhindert. Auch die Untersuchung im Auflicht ist sehr schwierig. Im Falle einer gleichmäßig aushärtenden Lackschicht, bei der die Oberfläche des Lacks nicht strukturiert ist,

lässt sie sich auch nicht direkt mit einer anderen Scanning–Mikroskopie–Art untersuchen. Lediglich eine Messung mit Röntgenstrahlung oder Ultraschall ist noch möglich.

Alternativ bietet sich hier die Möglichkeit an, die Schicht mit dem Impedanzmikroskop zu untersuchen. Hierbei können unterschiedliche Distributionen von im Lack enthaltenen Pigmenten untersucht werden. Zu diesem Zweck muss der Lack einfach auf eine Halbleiter–Isolator Struktur aufgebracht (z.B. aufgesprüht) werden und die Lackschicht mit einem Metall beschichtet, also bedampft oder besputtert, werden. Die laterale Illumination der Halbleiterrückseite liefert je nach dielektrischer Beschaffenheit der Lackschicht ein unterschiedliches Signal.

Auch die Möglichkeit, einen lateral spezifischen Sensor zu bauen, bietet sich an. Erste Versuche in diesem Bereich werden in [10] beschrieben.

Eine weitere Möglichkeit bietet das Aufbringen von pyroelektrischen Schichten. Pyroelektrische Stoffe verändern, je nach Einstrahlung von z.B. infraroter Strahlung, die dielektrischen Eigenschaften.

So werden z.B. pyroelektrische IR–Detektoren in der Infrarot–Spektroskopie als Detektoren eingesetzt. Ein typischer Stoff für diese Anwendung ist Triglycinsulfat ( $\text{H}(\text{NHCH}_2\text{CO})_3\text{OH} \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$ ). Dieser Stoff verändert seine Dielektrizitätskonstante je nach eingestrahelter Wärmemenge, bzw. je nach eingestrahelter infraroter Strahlung. Besonders in Fourier–Transform IR Geräten werden diese Detektoren eingesetzt. Das Messsignal ist die jeweilige Kapazität des Kondensators. Informationen zu pyroelektrischen Sensoren finden sich z.B. in [75].

## 7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine **neue Scanning–Mikroskopie–Methode** beschrieben und diskutiert. Diese Methode erlaubt die Untersuchung von dünnen Schichten bezüglich ihrer Impedanz. Es werden Unterschiede und Gemeinsamkeiten zum lichtadressierbaren potenziometrischen Sensor, LAPS, aufgezeigt und diskutiert.

Eine **Untersuchung der Halbleiterparameter** im theoretischen Teil dieser Arbeit bietet die Grundlage für die Auswahl von Halbleitermaterialien. Wesentliche Optimierungsmerkmale waren hierbei

1. die Maximierung des Fotostroms,
2. die Verbesserung der optischen lateralen Auflösung.

Es ergibt sich, dass ein hochdotierter Halbleiter zwar bessere Eigenschaften bezüglich der lateralen Auflösung besitzt, sich das Fotostromsignal bei höherer Dotierung allerdings signifikant verkleinert. Folglich ist ein Material zu finden welches einen Kompromiss zwischen beiden Varianten darstellt.

Die Isolatorschichtdicke sollte so dünn wie möglich sein. Einerseits wird hierdurch das Fotostromsignal größer, andererseits erhöht sich die Empfindlichkeit des beschriebenen Impedanzmikroskops.

Für praktische Messungen wurde eine **miniaturisierte und kostengünstige Messapparatur** aufgebaut und eingehend charakterisiert. Sie eignet sich für orts aufgelöste Untersuchungen an Halbleiterstrukturen. Sie ist sowohl als Messapparatur für das beschriebene Impedanzmikroskop einsetzbar wie für weitere Messungen an unterschiedlichen Schichtstrukturen. Die Apparatur erlaubt

1. die Einstrahlung von fokussiertem Licht,
2. Fotostrommessungen, sowohl von der Wafervorder– als auch von der Waferrückseite,
3. eine Variation der Modulation des Lichts, sowohl in Bezug auf seiner Frequenz als auch seine Intensität,
4. Line– bzw. x–y–Scans der Probe relativ zur Lichtquelle,
5. komplett computergestützte Messungen.

Die Apparatur besitzt einen Fokus von  $\lesssim 3 \mu\text{m}$  und eine reproduzierbare Positioniergenauigkeit besser als  $1 \mu\text{m}$ . Die nachgewiesenen optischen Artefakte stören die Messungen jedoch nur in einer Raumrichtung.

Der Einfluss des Halbleitermaterials auf die laterale Auflösung der Messmethode wurde an Silizium, Indiumphosphid und Galliumarsenid untersucht.

Um die **Dotierungsabhängigkeit der lateralen Auflösung** festzustellen, wurden verschiedene Siliziumproben mit einem neuartigen Diffusionslängen–Experiment vermessen. Es ergab sich, dass bei steigender Dotierung die optische laterale Auflösung verbessert wird. Diese Ergebnisse

bekräftigen die im Theorieteil gewonnene Erkenntnis, dass mit abnehmender Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger die Auflösung besser wird.

Die am Silizium erreichte beste laterale Auflösung liegt bei  $15\ \mu\text{m}$ . Untersuchungen, bei denen ein Silizium-Schichtsubstrat aus hochdotiertem Träger und niedrigdotierter Überschichtung benutzt wurde, ergeben eine schlechtere Auflösung als das höchstdotierte einheitliche Siliziumsubstrat. Jedoch ist zu berücksichtigen, dass hierbei lediglich ein einziges Material charakterisiert wurde. Folglich sind weitere Messungen an Epilayer-Materialien erforderlich.

Es wurden **Untersuchungen an Indiumphosphid** mit  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Isolationsschicht durchgeführt. Das Material besaß einen Flachbandpunkt  $< -10\ \text{V}$ . Bei der zur Erzeugung des Fotostroms benötigten hohen Vorspannung floss ein großer Leckstrom durch die Struktur. Trotz dieser Einschränkungen ließ sich am Indiumphosphid der beschriebene Fotostromeffekt realisieren.

Das vorliegende Material muss bezüglich der Isolatoreigenschaften und der Lage des Flachbandpunktes optimiert werden.

**Untersuchungen am Galliumarsenid** ergaben eine laterale Auflösung von  $3\ \mu\text{m}$ . Dieses Halbleitermaterial ist trotz fehlender Optimierung seiner Materialparameter besser als sämtliche in der Literatur beschriebenen Materialien. Auch die Größe des Fotostromsignals war für Messungen ausreichend hoch. Messungen der HF-CV-Kurve deuten auf ein kapazitives Verhalten der Struktur hin.

Als Schlussfolgerung aus den Ergebnissen dieser Arbeit kann abgeleitet werden, dass für hochauflösende Fotostrommessungen an MIS-Strukturen **Galliumarsenid den Silizium-Strukturen deutlich überlegen ist**. Mit einer weiteren Optimierung der Galliumarsenid-MIS-Struktur und der Optik scheint es möglich zu sein eine Auflösung  $< 1\ \mu\text{m}$  zu erreichen.

# A Aufgebaute Schaltungen

## A.1 Laserdiodentreiber 1

Eine Laserdiode ist ein sehr empfindliches Bauelement und es ist gefährlich eine Laserdiode außerhalb der Spezifikation zu betreiben, bzw. eine Laserdiode ohne einen geeigneten Treiber zu nutzen.

Aus diesem Grund wurden zwei unterschiedliche Laserdiodentreiber aufgebaut.

Die erste Schaltung beruht auf einem Treiber-IC der Firma IC-Haus. Die im Datenblatt [76] angegebene Schaltung wurde jedoch leicht modifiziert.

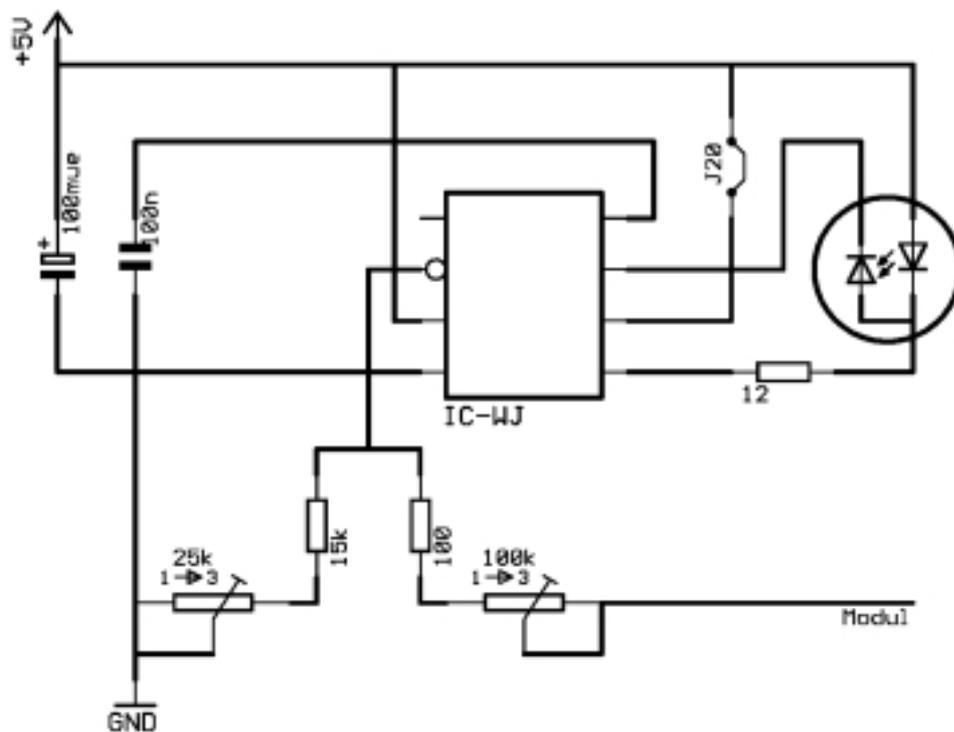


Abbildung A.1: Schaltplan des Laserdiodentreiber mit integriertem Schaltkreis IC-WJ

## A.2 Laserdiodentreiber 2

Um die Probleme mit dem Laserdiodentreiber 1 auszuräumen wurde noch eine zweite Schaltung erstellt. Diese nutzt anstelle eines IC einen Leistungs-MOS-FET. Zum Schutz der Laserdiode ist eine Zenerdiode vorgeschaltet.



## B Messprogramme

Um die Messungen am Steppertisch durchzuführen, wurden mehrere Programme in der Programmiersprache Turbo Pascal<sup>1</sup> erstellt.

Zur einfachen Implementation weiterer Programme wurden zum Auslesen des Lock-In-Amplifier und zur Steuerung des Steppertischs eigene Routinen (sog. Units) erstellt.

Die Programme konnten

1. zum Anfahren jeder gewünschten Stelle auf der Halbleiterprobe,
2. zum Anfahren einer gewünschten Stelle und der Aufnahme einer Fotostromkurve,
3. zum Ausführen einer Hin- und Herbewegung zur Justage der Z-Position,
4. zum Aufnehmen eines Linescans entlang einer beliebigen Achse (x oder y) mit gleichzeitiger z-Variation,
5. zum Aufnehmen eines Patternscans über die Oberfläche einer Probe.

genutzt werden.

---

<sup>1</sup>Turbo Pascal für DOS, Version 7.0



## C Bandlücken

Material	Bandabstand	$\lambda_{max}$
Direkte Halbleiter		
<b>GaAs</b>	1.43 eV	867.029 nm
<b>InP</b>	1.34 eV	925.263 nm
InAs	0.36 eV	3444.03 nm
GaSb	0.7 eV	1771.22 nm
In <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2.7 eV	459.205 nm
ZnO	3.2 eV	387.454 nm
SnO <sub>2</sub>	3.5 eV	354.243 nm
CdS	2.42 eV	512.336 nm
ZnS	2.67 eV	464.364 nm
ZnSe	2.67 eV	464.364 nm
CdSe	1.74 eV	712.559 nm
ZnTe	2.25 eV	551.045 nm
CdTe	1.5 eV	826.568 nm
GaN	3.5 eV	354.243 nm
InN	2. eV	619.926 nm
Indirekte Halbleiter		
<b>Si</b>	1.12 eV	1107.01 nm
Ge	0.67 eV	1850.53 nm
SiC:hexagonal	3.2 eV	387.454 nm
SiC:kubisch	2.2 eV	563.569 nm
AlN	5.9 eV	210.144 nm
GaP	2.26 eV	548.607 nm
Werte bei 300 K		



# D Parameter der Fotostromberechnungen

$$\begin{aligned} T &= 300K \\ \varepsilon_{Si} &= 11.9 \\ \varepsilon_{SiO_2} &= 3.9 \\ d_{SiO_2} &= 76nm \\ \varepsilon_{Si_3N_4} &= 7.5 \\ d_{Si_3N_4} &= 80nm \\ n_i &= 1.45 \cdot 10^{10} cm^{-3} \\ N_D &= 3.5 \cdot 10^{14} cm^{-3} \\ A &= 1m^2 \\ s &= 10^5 cm/s \\ \Delta n^0 &= 1cm^{-3} \\ L_p &= 1\mu m \\ \tau &= 2 \cdot 10^{-6} s \\ \phi_0 &= 1 \cdot 10^6 /m^2 s \\ x_0 &= 1\mu m \\ R_L &= 10k\Omega \end{aligned}$$

Tabelle D.1: Aufstellung der in den Fotostromberechnungen verwendeten Parameter, sofern nicht anders angegeben.



## E Literaturverzeichnis

- [1] D.G. Hafeman, J.W. Parce, and H.M. McConnell. Light addressable potentiometric sensors for biochemical systems. *Science*, 240(2):1182, 1988.
- [2] Olof Engström and Annelie Carlsson. Scanned light pulse technique for the investigation of insulator–semiconductor interfaces. *Journal of Applied Physics*, 54(9):5245 – 5251, September 1983.
- [3] Olof Engström. Energy concepts of insulator–semiconductor interface traps. *Journal of Applied Physics*, 54(9):5240 – 5244, September 1983.
- [4] Luigi Colalongo, Giovanni Verzellesi, Daniele Passeri, Paolo Ciampolini A. Lui, and Massimo V. Rudan. Modeling of light–addressable potentiometric sensors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 44(11):2083 – 2089, November 1997.
- [5] G. Verzellesi, L. Colalongo, D. Passeri, B. Margesin, M. Rudan, G. Soncini, and P. Ciampolini. Numerical analysis of ISFET and LAPS devices. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 44(1):402 – 408, October 1997.
- [6] Giuseppe Massobrio, Sergio Martinoia, and Massimo Grattarola. Light–addressable chemical sensors: Modeling and computer simulations. *Sensors and Actuators B*, 7:484 – 487, 1992.
- [7] Manuela Adami, Luciana Piras, Marco Lanzi, Antonio Fanigliulo, Sergey Vakula, and Claudio Nicolini. Monitoring of enzymatic activity and quantitative measurements of substrates by means of a newly designed silicon-based potentiometric sensor. *Sensors and Actuators B*, 18 – 19:178 – 182, 1994.
- [8] Kilian Dill, Jim H. Song, Jayne A. Blomdahl, and John D. Olson. Rapid, sensitive and specific detection of whole cells and spores using the light–addressable potentiometric sensor. *J. Biochem. Biophys. Methods*, 34:161 – 166, 1997.
- [9] Atsushi Seki, Kentaro Motoya, Sinya Watanabe, and Izumi Kubo. Novel sensors for potassium, calcium and magnesium ions based on a silicon transducer as a light–addressable potentiometric sensor. *Analytica Chimica Acta*, 382(1):131 – 136, February 1999.
- [10] M. Löfdahl and I. Lundström. Monitoring of hydrogen consumption along a palladium surface by using a scanning light pulse technique. *Journal of Applied Physics*, 86(2):1106 – 1113, July 1999.
- [11] T. Sato, M. Shimizu, H. Uchida, and T. Katsube. Light–addressable suspended-gate gas sensor. *Sensors and Actuators B*, 20:213 – 216, 1994.
- [12] Xie Jun, Wang Ping, and Feng Wuwei. A novel application of LAPS for the determination of serotonin. In *Transducers '97*, pages 489 – 493. International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, 1997.

- [13] A. Fanigliulo, P. Accossato, M. Adami, M. Lanzi, S. Martinoia, S. Paddeu, M.T. Parodi, A. Rossi, M. Sartore, M. Grattarola, and C. Nicolini. Comparison between a LAPS and an FET-based sensor for cellmetabolism detection. *Sensors and Actuators B*, 32:41 – 48, 1996.
- [14] Noriko Oba, Tatsuo Yoshinobu, and Hiroshi Iwasaki. Redox potential imaging sensor. *Japanese Journal of Applied Physics*, 35(4A):L 460 – L 463, April 1996.
- [15] Luc Bousse, Shahriar Mostarshed, Dean Hafeman, Marco Sartore, Manuela Adami, and Claudio Nicolini. Investigation of carrier transport through silicon wafers by photocurrent measurements. *J. Appl. Phys.*, 75(8):4000 – 4008, April 1994.
- [16] H Uchida, Zhang Wenyi, and T. Katsube. High speed chemical image sensor with digital LAPS system. In *Transducers '95*, pages 928 – 931, 1995.
- [17] H. Uchida, W. Y. Zhang, and T. Katsube. High speed chemical image sensor with digital LAPS system. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 34(1):446 – 449, August 1996.
- [18] W. J. Parak, U. G. Hofmann, H. E. Gaub, and J. C. Owicki. Lateral resolution of light-addressable potentiometric sensors: An experimental and theoretical investigation. *Sensors and Actuators A: Physical*, 63(1):47 – 57, September 1997.
- [19] Motoi Nakao, Tatsuo Yoshinobu, and Hiroshi Iwasaki. Improvement of spatial resolution of a laser-scanning pH-imaging sensor. *Japanese Journal of Applied Physics*, 33(3A):L 394 – L 397, March 1994.
- [20] Motoi Nakao, Shinji Inoue, Tatsuo Yoshinobu, and Hiroshi Iwasaki. High-resolution pH imaging sensor for microscopic observation of microorganisms. *Sensors and Actuators B*, 34:234 – 239, 1996.
- [21] Yoshitaka Ito. High-spatial resolution LAPS. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 52(1):107 – 111, September 1998.
- [22] R.K. Ahrenkiel and StevenJohnston. Contactless measurement of recombination lifetime in photovoltaic materials. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 55:59 – 73, 1998.
- [23] R.K. Ahrenkiel. Electron diffusion length and diffusion coefficient in p-inp. *Tabellenbuch InP* (?), pages 75 – 79, 89, June 1990.
- [24] A. Boudjani, G Bassou, T. Benbakhti, M. Beghdad, and B. Belmekki. Direct measurement of minority carrier diffusion length in planar devices. *Solid-State Electronics*, 38(2):471 – 475, 1995.
- [25] D. Cavalcoli and A. Cavallini. Evaluation of diffusion length at different excess carrier concentrations. *Materials Science and Engineering*, B 24:98 – 100, 1994.
- [26] C.H. Champness and C.H. Chan. Photocurrent-capacitance method of diffusion length measurement. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 30:65 – 75, 1993.
- [27] Jia Jianguang, Morio Fujitani, Yae Shinji, and Yoshihiro Nakato. Hole diffusion length and temperature dependence of photovoltages for n-si electrodes modified with LB layers of ultrafine platinum particles. *Electrochimica Acta*, 42(3):431 – 437, 1997.
- [28] M. Willander and V. Grivickas. *Lifetimes of Photogenerated Carriers in Undoped Si*, chapter 8.4, pages 197 – 203. July 1987.

- [29] J.A. Del Alamo. *Minority Carrier Electron Diffusion Length in P-Type Si*, chapter 5.8, pages 147 – 149. August 1987.
- [30] J. A. Del Alamo. *Minority Carrier Hole Diffusion Length in N-Type Si*, chapter 6.5, pages 164 – 167.
- [31] Landoldt – Börnstein. chapter 1.2, pages 22 – 24.
- [32] Schäfer Bergmann. *Lehrbuch der Experimentalphysik*, volume 6, Festkörper. Walter de Gruyter, 1992.
- [33] Seeger. chapter 5, pages 154 – 165.
- [34] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley, New York, 2nd edition, 1981.
- [35] E.H. Niccolleian and J. R. Brews. *MOS Physics and Technology*. Wiley, New York, 1982.
- [36] J.R. Brews. An improved high-frequency MOS capacitance formula. *Journal of Applied Physics*, 45(3):1276 – 1279, March 1974.
- [37] R. Lindner. Semiconductor surface varactor. *Bell System Technical Journal*, XL4(3):803 – 831, May 1962.
- [38] Mohamed Yehya Dogish and Fat Duen Ho. A comprehensive analytical model for metal–insulator–semiconductor (MIS) devices. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 39:2771 – 2780, December 1992.
- [39] Mohamed Yehya Dogish and Fat Duen Ho. A comprehensive analytical model for metal–insulator–semiconductor (MIS) devices: A solar cell application. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 40(8):1446 – 1454, August 1993.
- [40] P. Chakrabarti, B. R. Abraham, A. Dhingra, A. Das, B. S. Sharan, and V. Maheshwari. Effect of illumination on the characteristics of a proposed hetero-MIS diode. *IEEE Transaction on Electron Devices*, 39(3):507 – 514, March 1992.
- [41] P. Chakrabarti, A. Chandra, V. Gupta, H.S. Shah, and Y. Ravi Kumar. Optically controlled characteristics of an ion-implanted hetero-MIS capacitor. *IEE Proc.-Optoelectron.*, 141(1):27 – 32, February 1994.
- [42] P. Chakrabarti, B.R. Abraham, A. Das, B. S. Sharan, and V. Maheshwari. Effect of illumination on the capacitance of a proposed MIS diode. *phys. stat. sol. (a)*, 128:513 – 520, 1991.
- [43] P. Chakrabarti, M. Madheswaran, B. K. Mishra, S. Singatwaria, A. Tandon, and B. Ghosh. Effect of surface states on the electrical and optical characteristics of InP MIS capacitor. *phys. stat. sol. (a)*, 155:389 – 398, 1996.
- [44] P. Chakrabarti. Numerical simulation for estimating c-v characteristics of MODFETs under illumination. *Solid-State Electronics*, 35(2):225 – 227, 1992.
- [45] B. K. Mishra and P. Chakrabarti. An optically controlled InP MIS capacitor. *Solid-State Electronics*, 38(1):255 – 257, 1995.
- [46] M. Madheswaran and P. Chakrabarti. Frequency dependent characteristics of an optically controlled InP MIS capacitor. *Solid-State Electronics*, 42(5):795 – 801, May 1998.

- 
- [47] S.C. Choo, L.S. Tan, and H.H. See. Theory of surface photovoltage in a semiconductor with deep impurities. *Solid-State Electronics*, 36(7):989 – 999, 1993.
- [48] Chusuke Munakata, Shigeru Nishimatsu, Noriaki Honma, and Kunihiro Yagi. AC surface photovoltages in strongly-inverted oxidized p-type silicon wafers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 23(11):1451 – 1461, November 1984.
- [49] S. Berberich, P. Godignon, M. L. Locatelli, J. Millan, and H. L. Hartnagel. High frequency CV measurements of SiC MOS capacitors. *Solid-State Electronics*, 42:915 – 920, 1998.
- [50] M. Sadeghi, A. Jauhiainen, B. Liss, E. Ö. Sveinbjörnsson, and O. Engström. High frequency capacitance measurements on metal-insulator-semiconductor structures in thermal non-equilibrium condition. *Solid-State Electronics*, 42(11):2233 – 2238, December 1998.
- [51] C. Pavelescu, J.P. McVittie, C. Chang, and K.C. Saraswat. High frequency c-v investigation of metal-oxide-semiconductor capacitors prepared by low temperature subatmospheric pressure chemical vapour deposition of SiO<sub>2</sub> films on silicon substrates. *Thin Solid Films*, 217:68 – 74, 1992.
- [52] P. Chattopadhyay and B. RayChaudhuri. Frequency dependence of forward capacitance-voltage characteristics of schottky barrier diodes. *Solid-State Electronics*, 36(4):605 – 610, 1993.
- [53] Hung-Sheng Chen and Sheng S. Li. A model for analyzing the interface properties of a semiconductor-insulator-semiconductor structure – i: Capacitance and conductance techniques. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 39(7):1740 – 1746, July 1992.
- [54] R. De Tommasis, A. Di Giacomo, G. Moccia, F. Bordoni, and L. Fasciani. Scanning capacitance microscope, an alternative technique to the c-v measurement for the SiO<sub>2</sub> characterisation. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 216:180 – 184, August 1997.
- [55] J. Almeida, G. Margaritondo, C. Coluzza, S. Davy, M. Spajer, and D. Courjon. Laterally-resolved study of the au / SiN / GaAs [100] interface. *Applied Surface Science*, 125:6 – 10, 1998.
- [56] A. M. Chaparro, P. Salvador, and A. Mir. The scanning microscope for semiconductor characterisation: Photocurrent, photovoltage and electrolyte electroreflectance imaging at the n-MOS/i- interface. *Journal of Electroanalytical Chemistry*, 424:153 – 157, 1997.
- [57] A.M Chaparro, P. Salvador, and A. Mir. Localized photoelectrochemical etching with micrometric lateral resolution on transition metal diselenide photoelectrodes. *Journal of Electroanalytical Chemistry*, 422:35 – 44, 1997.
- [58] Chaparro A.M., P. Salvador, and Mir A. The scanning microscope for semiconductor characterization (SMSC): Comparative study of the influence of surface defects on the photoelectrochemical behavior of n-WSe<sub>2</sub> and n-MoSe<sub>2</sub> layered compounds. *Journal of Electroanalytical Chemistry*, 411(1 – 2):79 – 85, August 1996.
- [59] R. Raiteri, B. Margesin, and M. Grattarola. An atomic force microscope estimation of the point of zero charge of silicon insulators. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 46(2):126 – 132, February 1998.
- [60] R. M. Cramer, W. R. Schade, R. Heiderhoff, L. J. Balk, and R. Chin. Scanning near-field optical microscopy analyses of electronic devices. *Microelectronics and Reliability*, 38(6 – 8):963 – 968, June 1998.

- [61] K. Karrai, G. Kolb, G. Abstreiter, and A. Schmeller. Optical near-field induced current microscopy. *Ultramicroscopy*, 61(1):299 – 304, December 1995.
- [62] Yasushi Inouye and Satoshi Kawata. Reflection-mode near-field optical microscope with a metallic probe tip for observing fine structures in semiconductor materials. *Optics Communications*, 134(1):31 – 35, January 1997.
- [63] R. Hiesgen and D. Meissner. Local nanoscale photocurrent characterization of semiconductor interfaces by scanning tunneling microscopy. *Electrochimica Acta*, 42(19):2881 – 2888, 1997.
- [64] T. F. Mohiuddin, R. S. Hutton, and D. E. Williams. Effects of electrode geometry and poisoning on image contrast in photoelectrochemical microscopy. *Electrochimica Acta*, 41(13):2025 – 2034, August 1996.
- [65] V. A. Rozhkov, A. Yu. Trusova, and I. G. Berezhnoy. Silicon MIS structures using samarium oxide films. *Thin Solid Films*, 325(1):151 – 155, July 1998.
- [66] sf. Grenzen der Miniaturisierung. *FAZ - Frankfurter Allgemeine Zeitung*, July 1999.
- [67] V.I.Gaman, V.M.Kalygina, and A.V.Panin. Effect of chalcogenide elements on the electrical characteristics of GaAs MIS structures. *Solid-State Electronics*, 43:583 – 588, 1999.
- [68] T.Hori. *Gate Dielectrics and MOS ULSIs, Principles, Technologies and Applications*. Springer, Berlin, 1997.
- [69] M. George, I. Gerhardt, W. Moritz, H. Geiger, I. Eisele, W. J. Parak, and H. E. Gaub. Investigation of the spatial resolution of the light-addressable potentiometric sensor (LAPS). *Paper for Eurosensors, Fall 1999*, pages 1 – 3, August 1999.
- [70] Crank. *The Mathematic of Diffusion*, chapter 1, pages 1 – 29.
- [71] Crank. *The Mathematic of Diffusion*, chapter 4, pages 44 – 49.
- [72] Eugene Hecht. *Optik*. Addison–Wesley, Bonn, 3rd edition, 1989.
- [73] Burr Brown. INA 103 - low noise, low distortion instrumentation amplifier, 1998.
- [74] M. George, I. Gerhardt, W. Moritz, H. Geiger, I. Eisele, W. J. Parak, and H. E. Gaub. Experimental investigation of the spatial resolution of the light-addressable potentiometric sensor (LAPS). *Proceedings for Eurosensors, Fall 1999*, pages 1 – 3, March 1999.
- [75] D.A. Skoog and J.J. Leary. *Instrumentelle Analytik*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2nd edition, 1996.
- [76] IC-Haus. IC-WJ, IC-WJZ datenblatt, 1998.



# F Danksagung

- ★ Ich danke Herrn Dr. Werner Moritz für die interdisziplinäre Themenstellung und dafür, dass er sich viel Zeit für Diskussionen genommen hat
- ★ Ich danke Herrn Dr. Lars Bartholomäus für viele anregende Diskussionen und grundlegende Einführungen in das Thema Halbleiterphysik
- ★ Ich danke Frau Dr. Steffi Krause für zahlreiche Gespräche am Telefon über und um das Thema SPIM
- ★ Ich danke Frau Schäfer aus der Physik für Erstellung der Fotoresistmasken auf meinen Proben.
- ★ Ich danke Herrn Spitzer aus dem Rechenzentrum, dafür, dass er mir bei einigen Problemen mit Mathematica zur Seite stand.
- ★ Ich danke Herrn Dipl. Phys. Wolfgang Parak und Herrn Dipl. Phys. Michael George für die freundliche Aufnahme in der Arbeitsgruppe Prof. Dr. Gaub an der LMU-München, für den Schaltplan des Strom–Spannungswandlers und die Idee mit dem Abfallexperiment
- ★ Herrn Buck von der Elektronikwerkstatt, der wusste, wann welche Dinge wichtig waren und wann die Teile „gestern“ fertig sein mussten
- ★ Ich danke der mechanischen Werkstatt Bunsenstraße für die Anfertigung vieler Teile für meine Messapparatur
- ★ Frau Dipl. Chem. Claudia Ritter danke ich recht herzlich für die Aufnahme einiger AFM-Bilder
- ★ Ich danke Herrn Martin Wieser für zahlreiche kreative Gespräche im und über das Studium. Dafür, dass er mir während meiner Studienzeit in vielen Praktika stets ein guter Freund und Kollege war und dafür, dass er diese Arbeit auf Rechtschreibfehler durchsucht hat.
- ★ Ich danke Herrn Dipl. Chem. Roland Schanz für zahlreiche amüsante Stunden im Labor.
- ★ Besonders danke ich aber auch meinen Mitbewohnern und Mitbewohnerinnen, meinen Freunden und Freundinnen, die mich immer unterstützt haben.
- ★ Besonderer Dank gilt auch Nike–Ann Schröder, die mir immer wieder klarmachte, dass es auch noch andere Probleme ausserhalb der Chemie gibt.
- ★ Ein besonderer Dank gebührt meinem Onkel Stephan Meyer und Nina Neumann, die mir ein Obdach in der Zeit in München stellten.
- ★ Ich danke auch meiner Mutter und dem SO36 e.V., welche die finanzielle Grundlage für mein Studium boten.



# G Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit über das Thema „Ortsaufgelöste Messungen an Dünnschichtsystemen auf Basis des Photoeffekts im Halbleiter“ in der gesetzten Frist selbständig verfasst und keine anderen Hilfsmittel als die angegebenen verwendet habe.

Alle Stellen der Arbeit, die anderen Werken wörtlich oder sinngemäß entnommen sind, sind unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Sämtliche Abbildungen sind von mir erstellt.

Berlin, 21. Oktober 1999

Ilja Gerhardt



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Der klassische LAPS–Aufbau im Vergleich zum SPIM . . . . .	2
4.1	Bandverbiegung im n–Halbleiter . . . . .	16
4.2	Die prinzipiellen Möglichkeiten der Bandverbiegung . . . . .	17
4.3	Kapazitäts–Spannungskurven, berechnet . . . . .	21
4.4	Das Entstehen des Fotostroms . . . . .	22
4.5	Lichtpulse und resultierender Stromfluss . . . . .	23
4.6	Ersatzschaltbild einer MIS–Struktur . . . . .	24
4.7	Fotostromkurve, berechnet . . . . .	26
4.8	Fotostromkurve, berechnet für Oxidschichtdicken . . . . .	27
4.9	Direkte und indirekte Halbleiter . . . . .	32
5.1	Schema des Aufbaus . . . . .	36
5.2	Patternschan, über Fotolack bei Silizium . . . . .	38
5.3	Scharfeinstellprozedur . . . . .	39
5.4	Beamprofiler aus CCD–Kamera . . . . .	40
5.5	Mikroskopische Ansicht des Strahlprofils . . . . .	41
5.6	Vergleich zweier Messungen GaAs/GaAs . . . . .	42
5.7	Vergleich der Optik, mit/ohne Lochblende . . . . .	43
5.8	Der komplette Versuchsaufbau, Übersicht . . . . .	45
5.9	Abfallexperiment . . . . .	46
5.10	Dotierungsvergleich, Silizium . . . . .	49
5.11	HF–CV–Kurve, Silizium . . . . .	51
5.12	Fotostromkurve, Silizium . . . . .	52
5.13	Strom–Spannungs–Kurve, Galliumarsenid . . . . .	53
5.14	HF–CV–Kurve, Galliumarsenid . . . . .	54
5.15	Fotostromkurve, Galliumarsenid . . . . .	55
5.16	Vergleich Silizium/Galliumarsenid . . . . .	56
5.17	Gepulstes Licht auf Galliumarsenid . . . . .	57
5.18	Patternschan, Galliumarsenid . . . . .	58
5.19	Linescan Galliumarsenid, Rückseite . . . . .	58
5.20	Patternschan, Galliumarsenid von Rückseite . . . . .	59
5.21	Strom–Spannungs–Kurve, Indiumphosphid . . . . .	60
5.22	HF–CV–Kurve, Indiumphosphid . . . . .	61
5.23	Fotostromkurve, Indiumphosphid . . . . .	62
5.24	Linescan, Indiumphosphid . . . . .	62
5.25	Patternschan, Indiumphosphid . . . . .	63
A.1	Schaltplan Laserdiodentreiber 1 . . . . .	A
A.2	Schaltplan Laserdiodentreiber 2 . . . . .	B
A.3	Schaltplan Strom–Spannungswandler . . . . .	B

# Index

- A**
- Abkürzungsverzeichnis ..... f
  - Ausblick ..... 65
    - Anwendungsmöglichkeiten ..... 65
    - Erweiterungen Theorie ..... 65
    - Praxis ..... 65
- C**
- CD-Spieler-Optik ..... 37
  - CV-Kurve
    - hochfrequenter Fall ..... 19
      - Berechnung ..... 20
    - niedrigerfrequenter Fall ..... 18
- D**
- Danksagung ..... O
  - Diffusion
    - Ergebnisse ..... 30
  - Diffusionslängen ..... 6
- E**
- Elektronen-Loch-Paare
    - Entstehung ..... 1
  - Ergebnisse
    - Dotierungsparameter ..... 26
    - Fotostromberechnungen ..... 25
    - Frequenzparameter ..... 28
    - optimale Gate-Spannung ..... 25
    - Oxidschichtdicke ..... 27
    - praktischer Teil ..... 35
    - Wellenlänge des Lichts ..... 28
- F**
- Fotostrom
    - Entstehung ..... 20
    - Kurve ..... 20
  - Fotostrommessungen ..... 13
    - mit Strom-Spannungswandler ..... 13
    - mit Widerstand ..... 13
- H**
- Halbleiter
    - amorphe ..... 32
    - direkte und indirekte ..... 31
- I**
- Impedanzuntersuchungen ..... 1
- Isolatoren auf Halbleitermaterialien ..... 9
- L**
- LAPS ..... 1
    - Aufnahmegeschwindigkeit ..... 5
    - chemisch sensitive Schichten ..... 4
    - Grundprinzip ..... 3
    - laterale Auflösung ..... 5
  - Laserdiodentreiber
    - mit integriertem Schaltkreis ..... A
    - mit MOS-FET ..... A
  - Literatur
    - Allgemeines zum LAPS ..... 3
    - andere mikroskopische Methoden ..... 8
    - Halbleitertheorie ..... 6
    - HF-CV-Kurve ..... 7
    - MIS-Strukturen ..... 7
    - Verzeichnis ..... H
- M**
- Messapparatur ..... 35
    - Übersichtsgrafik ..... 45
    - computergestützte Fokussierung ..... 39
    - elektrischer Aufbau ..... 43
      - FARADAY'scher Käfig ..... 44
    - Münchener Aufbau ..... 14
    - manuelle Vorjustage ..... 39
    - Mechanik ..... 35
    - Optik ..... 37
      - Beurteilung ..... 40
      - Justage ..... 39
      - makroskopische Überprüfung ..... 40
      - mikroskopische Überprüfung ..... 41
      - Optimieren ..... 42
      - Probleme ..... 41
    - Positioniergenauigkeit ..... 37
    - Positionierung ..... 36
    - prinzipieller Funktionsbeweis ..... 38
  - Messungen
    - an Galliumarsenid ..... 51
    - an Metallkante ..... 46
    - an Si-Epilayermaterial ..... 49
    - Silizium
      - Dotierungsvariation ..... 47
    - Voruntersuchungen am Silizium ..... 50
  - MIS-Struktur

Ersatzschaltbild . . . . .	22
Ladungsverteilung und Bandstruktur . . . . .	15
Spannung an der Grenzfläche . . . . .	16
Teilströme . . . . .	22

## P

### Proben

Aufbringen von dielektrischen Schichten	12
Präparation	
Metallisierung mittels Bedampfen . . . . .	12
Metallisierung mittels Besputtern . . . . .	12
Rückseitenkontakt . . . . .	11
Reinigung . . . . .	11
Strukturierung . . . . .	11
„Filzschreiber–Lift–Off“ . . . . .	11
Einfaches Abdecken . . . . .	11
Fotolithografie . . . . .	12

### Programme

Zum Steuern der Messapparatur . . . . .	C
---	---

## S

Schaltungen . . . . .	A
Laserdiodentreiber mit IC . . . . .	A
Laserdiodentreiber mit MOS-FET . . . . .	A
Strom–Spannungswandler . . . . .	B

### SPIM

die Idee . . . . .	1
Grundprinzip . . . . .	3

## T

Theorie . . . . .	15
der lateralen Auflösung . . . . .	28

## Z

Ziel der Arbeit . . . . .	2
Zusammenfassung . . . . .	67