



Institut für Schicht- und Ionentechnik

***Herstellung und Charakterisierung
von ultraschnellen Photodetektoren***

Michael Löken

Herstellung und Charakterisierung von ultraschnellen Photodetektoren

Michael Löken

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3687
ISSN 0944-2952
Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-3687
D38 (Diss. Univ. Köln, 1999)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
☎ 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Fabrication and characterization of ultrafast photodetectors

This work reports on the fabrication and characterization of ultrafast vertical metal-silicon-metal (MSM) Schottky-barrier-photodiodes for the detection of visible and infrared light. The devices are manufactured on an epitaxial buried CoSi_2 ground plate on silicon consisting of a high quality single crystalline silicon layer sandwiched between the buried CoSi_2 layer and a top semitransparent metal layer. For wavelengths shorter than $1.1\ \mu\text{m}$, electron-hole pairs are generated in the Si. They are separated by an internal electrical field and accelerated towards the metal electrodes. For shorter wavelengths, Si becomes transparent and carriers are emitted from the internal semiconductor-metal interface. A photocurrent is produced. This so-called internal photoeffect is governed by different carrier dynamics: hot electrons or holes are injected from the metal layers into the silicon. Their large excess energy leads to extremely fast electrical pulses. A new theoretical model for the hot carrier dynamics inside the detector is proposed and examined by detailed simulations.

The resulting temporal response of the detectors was measured with a new setup, using a modelocked Ti:sapphire laser and an optical parametric oscillator, which generates ultrafast optical pulses (170 fs) at IR wavelengths. At 820 nm the MSM photodiodes show an impulse response as short as 3.5 ps FWHM for Si(100) and 6.7 ps FWHM for Si(111). For the first time, the temporal response of MSM photodiodes was investigated at 1250 and 1560 nm wavelengths with femtosecond resolution. MSM photodiodes with different top metallization (Cr, Ti and Pt) were analyzed. In addition, the dependence of the temporal response from the applied voltage, the temperature, the dispersion on the microstrip line and the area of the detector was studied. The experimental results were interpreted with respect to the model proposed. The Ti/Si/ CoSi_2 photodetectors showed an electrical pulse response of 3.2 ps FWHM at 4 V bias. This is to our knowledge a record value. Furthermore, it is demonstrated that under certain conditions an even faster response can be achieved. At flat band bias (no electrical field inside the detector) a very sharp pulse of 1.2 ps was observed. Other important characteristics of the diodes (e.g. Schottky-Barrier heights, dark current, quantum efficiency, responsivity, crystal quality of the layers) are presented.

In addition the coupling of a monomode glass fiber and a polymer-based waveguide to the MSM photodiode on one silicon chip was realized and investigated. The manufacturing processes are described and the experimental coupling efficiencies are given.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	4
2.1	Schottky-Kontakt	4
2.1.1	Bänderschema	4
2.1.2	Schottky-Effekt	6
2.1.3	Ladungsträgertransport über die Schottky-Barriere	7
2.2	Metall-Halbleiter-Metall-(MSM)-Kontakte	9
2.2.1	Bandverlauf	9
2.2.2	Stromtransport in einer MSM-Struktur	11
2.3	Lichtabsorption in der MSM-Struktur	15
2.3.1	Lichtabsorption	15
2.3.2	Lichtabsorption in der MSM-Struktur bei Freistrahleinkopplung	18
2.3.3	Lichtabsorption in der MSM-Struktur mit der Hilfe einer Wellenleiterankopplung	21

3	Elektrodynamik der Detektoren	24
3.1	Ramos Theorem	24
3.2	Zuleitung	26
3.3	Pulserzeugung für den sichtbaren Wellenlängenbereich	28
3.3.1	Pulsentstehung im sichtbaren Wellenlängenbereich	28
3.3.2	Simulation des Pulsantwortverhaltens	30
3.4	Pulserzeugung für den infraroten Wellenlängenbereich	37
3.4.1	Interne Photoemission in der Schottky-Photodiode	37
3.4.2	Interne Photoemission in der MSM-Photodiode	39
3.4.3	Pulsentstehung im infraroten Wellenlängenbereich	42
3.4.4	Relaxation von heißen Ladungsträgern in Metallen	46
3.4.5	Relaxation von heißen Ladungsträgern im Silizium	48
3.4.6	Simulation der Dynamik von heißen Ladungsträgern	52
3.5	Silizium basierende Detektorenentwürfe für ultraschnelle Anwendungen	60
4	Ultrakurzzeitspektroskopie	64
4.1	Elektrooptisches Sampling	65
4.2	Erzeugung ultrakurzer Laserpulse	66
4.3	Der optische parametrische Oszillator	68
4.3.1	Grundprinzip der optischen parametrischen Oszillation	68
4.3.2	Der optische parametrische Oszillator (OPO)	71
4.4	Meßaufbau	74

5	Herstellung der Detektoren	79
5.1	Prozessierungsverfahren	80
5.1.1	Optische Lithographie	80
5.1.2	Lift-Off-Technik	80
5.1.3	Reaktives Ionen Ätzen (RIE)	81
5.1.4	Naßoxidation im Rohrofen	81
5.1.5	RCA-Reinigung der Si-Wafer	82
5.1.6	Herstellung von vergrabenen Metallisierungen	83
5.2	Herstellung der Photodetektoren für die Freistrahleinkopplung	84
5.3	Herstellung der Detektoren mit Glasfaserankopplung	88
6	Probencharakterisierung	93
6.1	Strukturelle Untersuchungen	93
6.1.1	Rutherford-Rückstreuung (RBS)	93
6.1.2	Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)	95
6.2	Elektrische und optische Charakterisierung der Photodetektoren . . .	96
6.2.1	Strom-Spannungsmessungen	96
6.2.2	Aktivierungsenergie-Messungen	100
6.2.3	Photostrommessung	102
6.3	Wellenleiterankopplung	104
7	Pulsmessung	107
7.1	Pulsmessung im sichtbaren Wellenlängenbereich	107
7.2	Pulsmessung im infraroten Wellenlängenbereich	111
8	Zusammenfassung	126

Literaturverzeichnis	129
Danksagung	135

Kapitel 1

Einleitung

Der traditionelle elektrische Datentransfer stößt an die physikalischen Grenzen bezüglich Geschwindigkeit und Integrationsdichte. Einen Ausweg aus diesem Dilemma bieten optische Datenkommunikationssysteme. Optische Signale sind unempfindlich gegen Übersprechen, benötigen im allgemeinen eine geringere Leistung und zeigen geringeres Absorptions- und Dispersionsverhalten als bei der elektrischen Datenübertragung. Somit erschließen sich mit dieser Technologie neue Anwendungen in der *board-to-board*, *chip-to-chip* oder in der schon weitverbreiteten Datenübertragung via Glasfaser. Schon heute werden mit kommerziellen Glasfaser-Systemen Übertragungsraten von bis zu 10 GBit/s erzielt.

Für die optische Datenkommunikation werden Photodetektoren benötigt, die möglichst schnell die optischen Signale in elektrische umwandeln. Schnelle Detektoren werden im allgemeinen aus Verbindungshalbleitern wie zum Beispiel GaAs oder InGaAs hergestellt, da diese Materialien einen direkten Bandübergang und sehr hohe Ladungsträgerbeweglichkeiten besitzen [1][2]. Obwohl diese Materialien exzellente optoelektronische Eigenschaften zeigen, haben sie dennoch den großen Nachteil, daß sie sich nur sehr schwer in die siliziumdominierte Mikroelektronik integrieren lassen. Es werden Hybrid-Techniken erforscht, bei der III-IV-Detektoren mit der Silizium-Technologie kompatibel gemacht werden [3][4]. Diese Techniken erfordern jedoch komplexe, hochpräzise Produktionsabläufe, die sich negativ auf Performance, Kosten und Ausbeute auswirken.

Ein integrierter Si-Photodetektor, der sich parallel zu den Schaltungen auf einem Si-Chip herstellen läßt, verspricht hingegen eine effektivere Lösung. Trotz des indirekten Halbleiter-Überganges haben sich Si-Detektoren mit einer p-n oder p-i-n

Struktur etabliert. Unter Spannung baut sich im intrinsischen Bereich der pin-Diode ein elektrisches Feld auf, in dem Ladungsträger optisch erzeugt und getrennt werden. In dieser Heterostruktur gibt es jedoch feldschwache Regionen, in denen die Ladungsträger nur sehr langsam zu der Verarmungszone diffundieren, so daß sich diese Art der Detektoren nicht für ultraschnelle Anwendungen im GHz-Bereich eignen. Eine Alternative bieten Metall-Halbleiter-Metall (MSM)-Photodetektoren, die aus zwei hintereinander geschalteten Schottky-Kontakten bestehen. Wird an den Metallen eine Spannung angelegt, so befindet sich immer ein Kontakt in Sperrichtung und nur ein kleiner Dunkelstrom fließt. Bei Beleuchtung mit sichtbarem Licht werden die Photonen im Silizium absorbiert und Elektron-Loch-Paare werden in der Verarmungszone zwischen den Metallelektroden erzeugt. Diese werden durch das elektrische Feld getrennt und produzieren ein elektrisches Signal. Das Zeitverhalten der Detektoren wird durch die Transitzeit der Ladungsträger zu den Elektroden sowie durch die Kapazität des Detektors maßgeblich bestimmt. Konventionelle MSM-Photodetektoren weisen eine laterale Bauform auf, bei der die erforderlichen extrem kurzen Elektrodenabstände von ca. 100 nm durch die aufwendige Elektronenstrahlolithographie erreicht wurden. Ein in Jülich maßgeblich entwickeltes Verfahren ermöglicht erstmals die Herstellung vertikaler Detektoren, bei der sich eine kristalline dünne Siliziumschicht zwischen zwei Metallschichten befindet.

Aufbauend auf dieser Technologie wurden im Rahmen dieser Promotionsarbeit zunächst vertikale MSM-Photodetektoren für den sichtbaren Wellenlängenbereich ($\lambda = 800$ nm) hergestellt und charakterisiert. Das Pulsantwortverhalten wurde dabei ausführlich mit Simulationsrechnungen untersucht. Aufgrund der erforderlichen dünnen Siliziumschicht steht eine nur kurze Absorptionslänge bei der senkrechten Freistrahleinkopplung zur Verfügung. Daraus resultiert eine relativ geringe Quanteneffizienz. Durch die Lichteinkopplung über einen Polymerwellenleiter lassen sich hingegen sehr viel bessere Kuppel-effizienzen erzielen. Ferner eignet sich diese Kopplungsmethode für Anwendungen in der integrierten Optoelektronik. In einer Kooperation wurde ein Konzept entwickelt und realisiert, das die Wellenleiterankopplung an den Detektor ermöglicht. Eine zusätzliche Integration einer Glasfaser mit dem Detektor konnte im weiteren Verlauf dieser Arbeit gezeigt werden.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit ist es, Silizium-basierende Detektoren für 1,3 μm und 1,5 μm Wellenlänge zu bauen und zu charakterisieren. Diese Wellenlängen sind insbesondere in der Datenfernkommunikation wichtig, da hier ein Absorptionsminimum in der Glasfaser vorliegt. In diesem Fall reicht die Energie der Photonen jedoch nicht aus, um Elektron-Loch-Paare im Silizium anzuregen. Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten, das Problem zu umgehen: 1. Die Verwendung von Halbleitern wie z.B. Ge

oder SiGe mit einer kleineren Bandlücke, so daß die Anregungsenergie gesenkt wird [5], oder 2. die interne Photoemission, bei der die Lichtabsorption im Metall zur Emission von photoangeregten heißen Ladungsträgern über die Schottky-Barriere führt. Insbesondere beim zweiten Prozeß fehlt bisher eine exakte Charakterisierung der dynamischen Prozeßabläufe. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieser Mechanismus detailliert untersucht. Durch den Aufbau eines neuen Meßplatzes konnte durch den Einsatz eines optischen parametrischen Oszillators erstmalig das Pulsantwortverhalten der Dioden bei $1,3\text{ }\mu\text{m}$ und $1,5\text{ }\mu\text{m}$ im sub-Pikosekundenbereich analysiert werden. Im Rahmen der Arbeit wurde ein neues Modell entwickelt, das die komplexen Prozesse des Transportes der heißen Ladungsträger durch die MSM-Struktur beschreibt.

Im folgenden Kapitel werden grundlegende Eigenschaften, die zum Verständnis der statischen Eigenschaften der Dioden wichtig sind, beschrieben. Anschließend wird im 3. Kapitel auf die Dynamik der Detektoren bei Beleuchtung mit sichtbarem und infrarotem Licht eingegangen. Im 4. Kapitel wird der neue Meßplatz vorgestellt, mit dem es möglich ist, das Pulsantwortverhalten der Dioden bis zu einer Wellenlängenbereich von ca. $1,6\text{ }\mu\text{m}$ zu studieren. Das 5. Kapitel beschäftigt sich mit der Diodenherstellung für die Freistrahleinkopplung sowie für die Glasfaser- bzw. Wellenleiterankopplung. Die strukturelle und elektrooptische Charakterisierung der Bauelemente wird im 5. Kapitel behandelt. Das Pulsantwortverhalten der Detektoren im sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich wird im 6. Kapitel diskutiert und die Ergebnisse der Arbeit im 7. Kapitel zusammengefaßt.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden grundlegende Eigenschaften, die zum Verständnis der Metall-Halbleiter-Metall (MSM)-Photodetektoren wichtig sind, beschrieben. Ausgehend von Metall-Halbleiter-Übergängen wird der Schottky-Kontakt erklärt. Die sich daraus ergebenden elektronischen Eigenschaften wie Bandverläufe, Elektronenkonzentration, elektrische Feldverteilung und Stromtransport werden betrachtet. Die in dieser Arbeit hergestellten Dioden basieren auf einem Metall-Halbleiter-Metall (MSM)-Kontakt. Daher wird das Metall-Halbleiter-Modell um einen zusätzlichen Metall-Kontakt erweitert, so daß sich zwei in Reihe geschaltete Schottky-Kontakte ergeben. In Analogie zum einfachen Metall-Halbleiter-Kontakt werden die sich daraus ergebenden neuen Eigenschaften beleuchtet. Die Lichtabsorption spielt für die Photodetektoren ebenfalls eine wichtige Rolle. Es werden physikalische Grundlagen betrachtet und zwei Alternativen zur Lichteinkopplung in den Detektor vorgestellt, die mit Hilfe von Computersimulationen untersucht werden.

2.1 Schottky-Kontakt

2.1.1 Bänderschema

Befindet sich ein Metall in Kontakt mit einem Halbleiter, so liegt ein Schottky-Kontakt vor [6]. Es bildet sich eine Barriere am Metall-Halbleiter-Übergang aus. Das Zustandekommen dieser Barriere für n-Silizium wird in Abbildung 2.1 dargestellt. Dabei handelt es sich um einen idealen Metall-Halbleiter-Kontakt. Oberflächenladungen werden in diesem Modell nicht berücksichtigt.

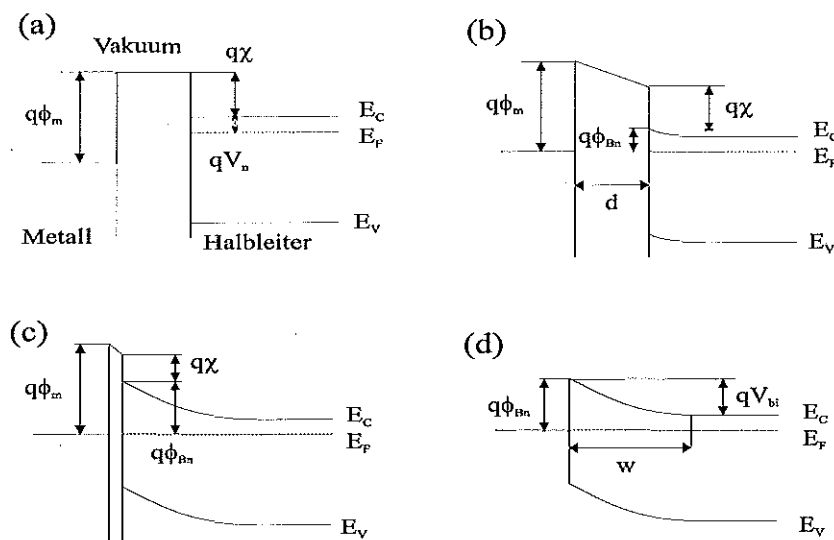


Abbildung 2.1: Zustandekommen des Schottky-Kontaktes. Dabei ist ϕ_m die Austrittsarbeit des Metalls, ϕ_{Bn} die Schottky-Barrierenhöhe, χ die Elektronenaffinität, V_{bi} ist das *built in* Potential, w ist die Breite der Raumladungszone, E_f ist das Fermi-Niveau, und E_c und E_v sind das Leitungs- bzw. Valenzband.

In Abbildung 2.1 a sind Metall und Halbleiter getrennt voneinander. Verbindet man beide Materialien elektrisch durch einen Draht, so werden wegen der unterschiedlichen Fermi-niveaus Ladungen vom Halbleiter in das Metall fließen und es bildet sich eine negative Ladung auf der Metalloberfläche. Die Fermi-niveaus werden sich schließlich an beiden Seiten angleichen (Abbildung 2.1b). Dabei erniedrigt sich das Fermi-niveau des Halbleiters relativ zu dem des Metalls um die Energiedifferenz der Austrittsarbeiten der beiden Materialien. Als Austrittsarbeit bezeichnet man die Energiedifferenz zwischen Vakuum- und Fermi-niveau. Wird der Abstand d reduziert, so erhöht sich die negative Ladung an der Metalloberfläche. Eine gleich große positive Ladung muß sich auf der Halbleiteroberfläche befinden. Da der Halbleiter n-dotiert ist, wird die positive Ladung an der Halbleiter-Oberfläche durch die an der Oberfläche ausgetretenen Elektronen erzeugt, die positive Atomrümpfe der Donatoratome zurückgelassen haben. Wegen der geringen Ladungsträgerkonzentration im Halbleiter bildet sich die positive Raumladungszone aus, die sich mit kleiner werdendem Abstand d vergrößert. Wenn der Abstand atomaren Größenordnungen entspricht, wird die Isolationsschicht transparent für die Elektronen. In diesem Fall ergibt sich aus Abbildung 2.1 d eine Schottky-Barrierenhöhe ϕ_{Bn} für die Elektronen:

$$\phi_{Bn} = \phi_m - \chi_s \quad (2.1)$$

Diese Schottky-Barrierenhöhe gilt für den idealen Metall-Halbleiter-Übergang. Verschiedene Effekte, wie zum Beispiel Oberflächenzustände im Halbleiter [7], Metall-induzierte Zustände in der Energielücke [7], Defekte im Übergangsbereich [9], der Schottky-Effekt (siehe Kapitel 2.1.2) beeinflussen die Barrierenhöhe. Gleichung 2.1 stellt daher nur eine grobe Näherung dar. In Tabelle 2.1 werden gemessene Schottky-Barrierenhöhen für die gängigsten Metalle auf n- und p-Silizium aufgeführt.

Typ	Cr	Al	Pt	Ti	Ni	CoSi ₂
n-Silizium	0.61	0.72	0.9	0.5	0.61	0.64
p-Silizium	0.51	0.58	0.2	0.61	0.51	0.46

Tabelle 2.1: Gemessene Schottky-Barrierenhöhen für Silizium (aus [9])

Der genaue Bandverlauf im Halbleiter in Abbildung 2.1 d lässt sich durch die Poisson-Gleichung im Halbleiter exakt lösen. Daraus ergibt sich der Potentialverlauf

$$V(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s} \left(wx - \frac{1}{2}x^2 \right) - \varphi_{Bn} \quad (2.2)$$

und die Größe der Verarmungszone im Halbleiter

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} \left(V_{bi} - V - \frac{k_B T}{q} \right)}. \quad (2.3)$$

Wegen der hohen Ladungsträgerkonzentration ist die Raumladungszone im Metall extrem schmal und an der Oberfläche konzentriert. Sie befindet sich innerhalb der Thomas-Fermi Abschirmlänge von ca. 0.05 nm.

2.1.2 Schottky-Effekt

Der Schottky-Effekt beschreibt die Erniedrigung der Schottky-Barrierenhöhe durch Bildladungskräfte. Zur einfacheren Berechnung des elektrischen Feldes entspricht dies dem Fall, als ob eine positive Bildladung im gleichen Abstand zur Metalloberfläche induziert würde. Daher erfährt das Elektron eine anziehende Kraft F

$$F = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_s x^2} \quad (2.4)$$

in Richtung zur Metalloberfläche. Wegen dieser anziehenden Kraft hat das Elektron eine negative potentielle Energie E_{pot} :

$$E_{pot} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_s} \int_x^\infty \frac{dx}{x^2} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_s x} \quad (2.5)$$

Dieses Bildladungspotential muß, wie in Abbildung 2.2 gezeigt, zur potentiellen Energie bezüglich der Schottky-Barriere addiert werden.

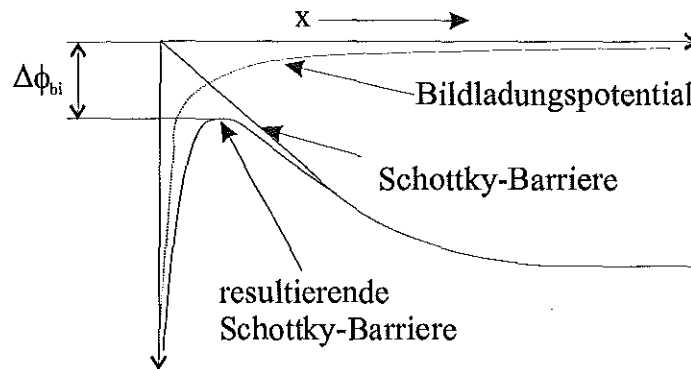


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Schottky-Effektes.

Anhand oben genannter Argumente läßt sich zeigen, daß die Schottky-Barriere bei bekannter elektrischer Feldstärke $\mathcal{E}$ nach Gleichung 2.6 um $\Delta\varphi_{bi}$ erniedrigt wird.

$$\Delta\varphi_{bi} = \sqrt{\frac{q\mathcal{E}}{4\pi\epsilon_s}} \quad (2.6)$$

2.1.3 Ladungsträgertransport über die Schottky-Barriere

In Abbildung 2.3 werden 4 mögliche Transportprozesse von Ladungsträgern über eine Schottky-Barriere gezeigt.

1. Transport von Elektronen vom Halbleiter über die Schottky-Barriere in das Metall
2. Quantenmechanisches Tunneln durch die Barriere
3. Rekombination von Ladungsträgern in der Raumladungszone

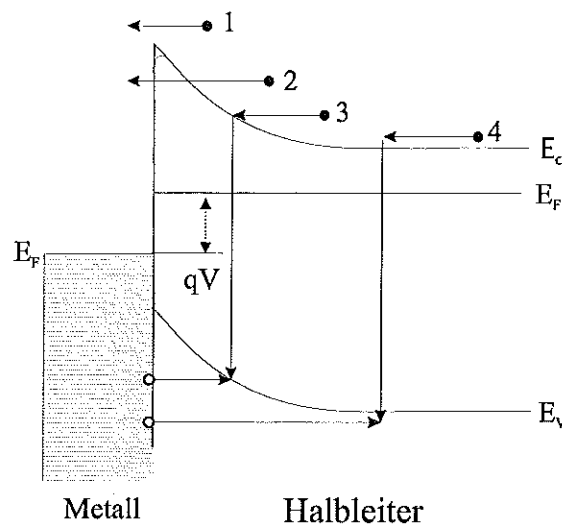


Abbildung 2.3: Mögliche Transportprozesse über die Schottky-Barriere

4. Löcherinjektion vom Metall in den Halbleiter

Den wesentlichen Beitrag zum Stromfluß leisten bei einer Schottky-Diode die Majoritätsladungsträger. Deshalb kann bei n-dotiertem Silizium die Injektion von thermisch generierten Löchern aus dem Metall in den Halbleiter vernachlässigt werden. Wegen der guten Kristallqualität und damit wegen des Fehlens von Defekten als Rekombinationszentren im Silizium kann auch Transport 3 keinen nennenswerten Beitrag zum Stromtransport leisten. Das quantenmechanische Tunneln tritt nur bei sehr hohen Dotierungen auf. Dieser Mechanismus ist oft für quasi-ohmsches Verhalten der Kontakte verantwortlich. Übrig bleibt als dominierender Prozeß der Transport von Elektronen über die Schottky-Barriere. Er läßt sich gut mit der Theorie der thermionischen Emission von Ladungsträgern nach Bethe beschreiben [11]. In dieser Theorie werden zwei Ströme betrachtet:

1. Transport von Elektronen vom Metall in den Halbleiter
2. Transport von Elektronen vom Halbleiter in das Metall

Die Stromdichten für Prozesse 1 und 2 werden gegeben durch die Anzahl der Elektronen, die genügend thermische Energie ($> E_F + q\varphi_{Bn}$) haben, um die Barriere zu überqueren. Für Prozeß 2 gilt:

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\varphi_{Bn}}^{\infty} qv_x dn \quad (2.7)$$

Dabei ist v_x die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Interface. Der Gesamtstrom ergibt sich aus der Addition der Ströme 1 und 2. Liegt nun keine Spannung an, so sind die Potentialbarrieren für die Elektronen im Metall und Halbleiter gleich hoch. Die thermionischen Ströme sind entsprechend gleich groß und heben sich auf. Es fließt kein Strom. Wird ein negatives Potential an den Halbleiter gelegt, so wird an dieser Seite das Fermi-niveau angehoben, und die Potentialbarriere für Transport 2 sinkt. Die Potentialbarriere für Transport 1 bleibt hingegen konstant, so daß der Transport 2 dominiert. Bei umgekehrter Potentialdifferenz steigt die Potential-Barriere für Transport 2 an, wohingegen die Barriere für Transport 1 wieder konstant bleibt. Es fließt ein konstanter kleiner Sperrstrom I_s , welcher aus Transport 1 resultiert. Die Richardsongleichung 2.8 beschreibt diesen Prozeß:

$$I(V) = I_s \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) \quad \text{und} \quad I_s = AA^{**} T^2 e^{\frac{-q\varphi_{Bn}}{k_B T}} \quad (2.8)$$

mit A : Fläche des Kontaktes, A^{**} Richardson-Konstante. Zur Berechnung der Richardson-Konstante siehe [9].

2.2 Metall-Halbleiter-Metall-(MSM)-Kontakte

Der MSM-Kontakt bildet die Grundstruktur für die in dieser Arbeit hergestellten und charakterisierten Photodetektoren. Der MSM-Kontakt besteht aus zwei in Reihe geschalteten einzelnen Schottky-Kontakten. Ist der Abstand der Metallschichten kleiner als die Verarmungszonen der jeweiligen Schottky-Kontakte, so werden diese sich überlagern. Dies hat Einfluß auf die elektrische Feldverteilung und damit insbesondere auf den Bandverlauf und den Ladungsträgertransport. Dieser Einfluß wird im folgenden Kapitel näher beschrieben.

2.2.1 Bandverlauf

Zur Berechnung von Valenz- und Leitungsbandverläufen werden folgende Gleichungen betrachtet:

Diffusionsgleichung

$$\vec{J}_n = qn\mu_n\vec{\mathcal{E}} + qD_n\Delta n \quad \text{und} \quad \vec{J}_p = qp\mu_p\vec{\mathcal{E}} + qD_p\Delta p \quad (2.9)$$

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\nabla\vec{J}_n + U_n \quad \text{und} \quad \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q}\nabla\vec{J}_p + U_p \quad (2.10)$$

Poisson-Gleichung

$$\Delta V = \frac{q(n - p + N_A - N_D)}{e} \quad (2.11)$$

Hier sind $\vec{J}_n$ und $\vec{J}_p$ die Stromdichten für den Elektronen- bzw. Löcherstrom, $\vec{\mathcal{E}}$ ist die elektrische Feldstärke, D_n und D_p sind die Diffusionskonstanten für die Elektronen bzw. Löcher, n und p sind die Elektronen bzw.- Löcherdichte, U_n bzw. U_p sind die Rekombinations- bzw. Generationsrate der Elektronen- bzw. Löcher, und V das elektrische Potential und N_A bzw. N_D sind die Akzeptor- bzw. Donatordichte.

Aus den Gleichungen lassen sich Elektronenkonzentration und elektrische Feldverteilungen in der Heterostruktur berechnen.

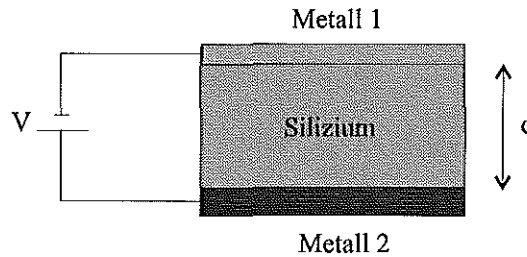


Abbildung 2.4: Typisches Modell des MSM-Kontaktes.

Die Gleichungen 2.9-2.11 wurden mit der Hilfe der Halbleitersimulationssoftware Atlas [23] für eine vertikale MSM-Struktur für unterschiedliche zwischen den Metallelektroden angelegte Spannungen gelöst (Abbildung 2.4). Die dabei gemachten Annahmen werden in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Die Ergebnisse der Simulationen werden in Abbildung 2.5 dargestellt. Waagerecht sieht man die Resultate für die Bänderverläufe, Elektronenkonzentrationen und elektrische Feldverteilung für jeweils unterschiedliche Spannungen. Liegt keine Spannung an der Metallelektrode an, so kann man in Abbildung 2.5 b an den Metall-Silizium-Übergängen die Verarmungszonen erkennen. Die Elektronenkonzentration

liegt hier unter 10^{10} cm^{-3} . Es liegen ionisierte Donatoratomrümpfe vor, die eine positive Raumladungszone generieren. Zur Mitte der Struktur hin steigt die Elektronenkonzentration bis auf ca. 10^{14} cm^{-3} an. Dies zeigt, daß auch hier eine teilweise Verarmung bereits stattfindet (Donatorkonzentration 10^{16}). Korrespondierend ergeben sich zu den Raumladungszonen die Bandstrukturen sowie die elektrische Feldverteilung (Abbildung 2.5 a und c). Die Bandstrukturen entsprechen annähernd den Bandverläufen für zwei unabhängige, in Reihe geschaltete Schottky-Kontakte. Wird nun an der Cr-Seite eine positive Spannung angelegt, so wird der Schottky-Kontakt an der Cr-Seite in Durchlaßrichtung und der Kontakt an der CoSi_2 -Seite in Sperrrichtung geschaltet. Die Raumladungszone an der CoSi_2 -Metallisierung hat sich, wie in Abb. 2.5 e gezeigt, vergrößert, während sich an der gegenüberliegenden Seite die Sperrzone reduziert hat. Wird die Spannung weiter erhöht, so wandert die Raumladungszone an der CoSi_2 -Seite weiter in das Silizium hinein. Entsprechend reduziert sich die Raumladungszone an der anderen Seite. Dies geschieht solange, bis das Silizium vollständig an freien Ladungsträgern verarmt ist (Abbildung 2.5 g-i). Abbildung 2.5 h zeigt, daß sich nahezu keine freien Ladungsträger mehr im Silizium befinden. Die ionisierten Atomrümpfe erzeugen eine Raumladung, die für die Bandverbiegung in Abbildung 2.5 g verantwortlich ist. Ferner resultiert daraus das nicht konstante elektrische Feld im Silizium. Leicht läßt sich durch die Poisson-Gleichung zeigen, daß die Krümmung der Bänder mit der Donatorkonzentration zunimmt. Bei einem intrinsischen Halbleiter ($N_D = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) ergeben sich gerade Bänder mit einem konstanten elektrischen Feld.

2.2.2 Stromtransport in einer MSM-Struktur

Im Experiment wurden vorwiegend sehr dünne ($d=360 \text{ nm}$) und nahezu undotierte ($N_D < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) Siliziumschichten für die MSM-Struktur verwendet. Es ergeben sich daraus fast gerade Valenz- und Leitungsbandverläufe. Diese werden in Ab-

Halbleitermaterial	Silizium
Dotierung [cm^{-3}]	10^{16} n-dotiert
Schottky-Barrierenhöhe Metall 1 [eV]	0.64 (CoSi_2)
Schottky-Barrierenhöhe Metall 2 [eV]	0.61 (Cr)
Elektrodenabstand d [nm]	400
Temperatur [K]	300

Tabelle 2.2: Simulationsparameter

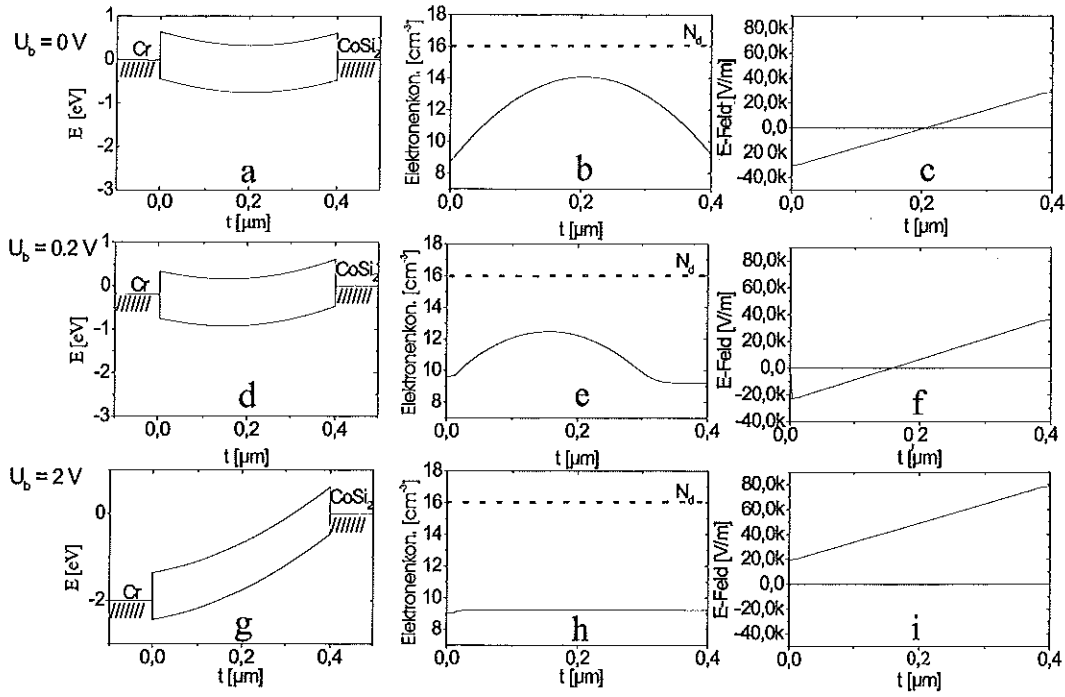


Abbildung 2.5: Berechnetes Bänderschema, Elektronenkonzentrationen und elektrisches Feld in der MSM-Struktur für drei verschiedene angelegte Spannungen.

bildung 2.6 für unterschiedliche angelegte Spannungen für einen unsymmetrischen MSM-Kontakt skizziert. Ein unsymmetrischer Kontakt liegt bei Metallen mit unterschiedlichen Schottky-Barrieren vor (z.B. Pt-Si-CoSi₂). Der Strom, der durch diese Heterostruktur fließt, lässt sich durch einen aus vier Teilströmen $i_1, \dots, i_4$ zusammengesetzten Gesamtstrom i_{ges} beschreiben. Jeder Teilstrom wird durch die thermionischen Emission von Elektronen bzw. Löchern an den jeweiligen Schottky-Barrieren erzeugt. Nach Gleichung 2.8 ergibt sich daraus:

$$i_{ges} = i_1 + i_2 + i_3 + i_4 \quad \text{mit} \quad i_i = AA^{**}T^2 \exp\left(\frac{q\varphi_{effi}}{k_B T}\right) \quad (2.12)$$

Charakteristisch für jeden Teilstrom sind nach Gleichung 2.12 die effektiven Schottky-Barrieren φ_{eff1-4} . Die effektiven Schottky-Barrieren φ_{eff} sind die Potentialbarrieren, die die Elektronen bzw. Löcher in den jeweiligen Metallen sehen, um zur gegenüberliegenden Metallelektrode zu gelangen. Sie setzen sich aus der Schottky-Barriere der Elektronen oder Löcher, dem Schottky-Effekt und dem Potentialgefälle durch das elektrische Feld im Silizium zusammen.

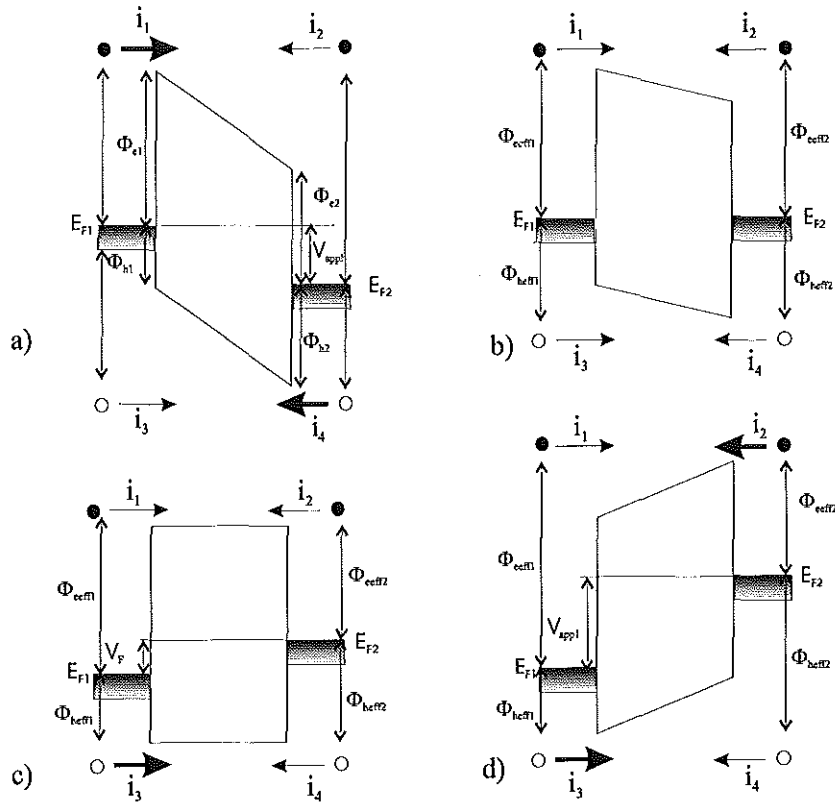


Abbildung 2.6: Stromtransport durch einen MSM-Kontakt. Die Bänderdiagramme sind für a) negative Spannung an Metall 1, b) ohne Spannung c) Spannung V_F und großer positiver Spannung an Metall 1 dargestellt.

Sind beide Metalle elektrisch verbunden und es wird keine Spannung angelegt, so sind die effektiven Barrieren für die Löcher und Elektronen jeweils gleich groß ($i_1 = i_2$ und $i_3 = i_4$). Wird nun am Metall 2 ein negatives Potential angelegt (Abbildung 2.6 c) so reduzieren sich die effektiven Schottky-Barrieren für die Löcher im Metall 1 und Elektronen im Metall 2. Das im Inneren durch die unsymmetrischen Schottky-Kontakte bestehende elektrische Feld wird durch das äußere entgegengesetzte Feld kompensiert. Der Löcherstrom i_3 wird wegen der nun kleineren effektiven Schottky-Barriere größer als Strom i_4 . Entsprechendes gilt für die Elektronenströme i_1 und i_2 . Wegen der exponentiellen Abhängigkeit des Stromes von der Schottky-Barrierenhöhe ist deren Anteil am Gesamtstrom gering und kann daher vernachlässigt werden. Vereinfacht läßt sich wegen dieser exponentiellen Abhängigkeit sagen, daß der Teilstrom mit der kleinsten effektiven Schottky-Barriere im wesentlichen die Strom-Spannungs-Abhängigkeit beeinflusst. Die aus gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien extrahierte Barrierenhöhe entspricht also im Modell

der kleinsten effektiven Barrierenhöhe. Die gemessene Barrierenhöhe wird sich mit zunehmender Spannung reduzieren, bis bei V_F ein flacher Bandverlauf vorliegt. Mit weiter zunehmender Spannung wird φ_{eff3} und damit der Löcherstrom von Metall 1 zu Metall 2 dominieren. Deren Höhe wird nach Gleichung 2.6 über den Schottky-Effekt beeinflusst und wird sich deshalb mit weiter zunehmender Spannung unwesentlich verkleinern. Für positive Spannungen verhält sich die Situation ähnlich. Aus oben genannten Gründen dominieren hier der Elektronenstrom von Metall 1 und der Löcherstrom vom Metall 2. Da aber nach Voraussetzung $\varphi_1 \gg \varphi_4$ ist, ist der Anteil der Elektronen im Verhältnis zu den Löchern vernachlässigbar. Die gemessene Schottky-Barriere entspricht der durch den Schottky-Effekt beeinflussten Schottky-Barriere φ_4 .

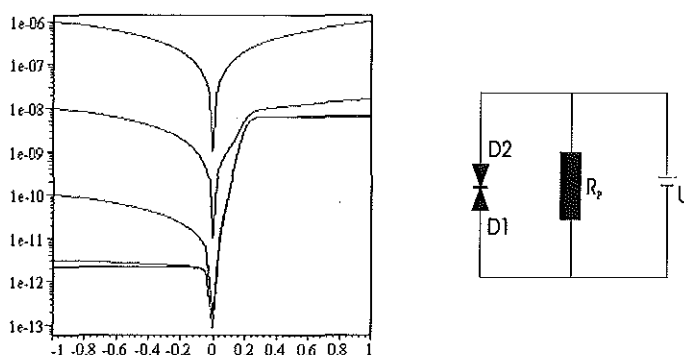


Abbildung 2.7: Links: Strom-Spannungskennlinien für unterschiedliche Parallelwiderstände (von oben nach unten $R_p = 10^6 \Omega, 10^8 \Omega, 10^{10} \Omega, 10^{12} \Omega, 10^{14} \Omega$). Rechts: Ersatzschaltbild der MSM-Diode

Dieses Modell beschreibt nur den idealen Fall. Ein realistischeres Modell bezieht zusätzlich einen möglichen seriellen und parallelen Widerstand mit ein. Der Reihenwiderstand, der z.B. aus Kontaktwiderständen an den Elektroden besteht, sorgt für einen Spannungsabfall an der Diode. Er kann das Verhalten der Diode bei hohen Strömen, das heißt bei niedrigen effektiven Schottky-Barrierenhöhen markant beeinflussen. Bei hohen effektiven Schottky-Barrieren wird der Einfluß des Parallelwiderstandes R_p besonders deutlich. In diesem Fall kann ein Strom über die Diodenränder fließen, welcher im Vergleich zum niedrigen Dunkelstrom, der durch die Diode fließt, groß werden kann. Der Einfluß des Parallelwiderstandes wird in Abbildung 2.7 dargestellt. Die I-V-Kennlinien wurden auf Grundlage des in Abbildung 2.7 gezeigten Ersatzschaltbildes für die MSM-Diode berechnet. Im Ersatzschaltbild besteht die MSM-Photodiode aus zwei gegeneinander geschalteten Schottky-Dioden

D1 und D2, an denen sich parallel ein Widerstand R_P befindet. Bei einem unendlich großen Parallelwiderstand fließt der gesamte Strom durch die Diode. Der Sperrstrom geht in diesem Fall in Sättigung. Mit kleiner werdendem Parallelwiderstand R_P weichen die Kennlinien immer stärker vom idealen Sperrverhalten ab. Aus der Simulation wird die Bedeutung der Passivierung der Diodenränder deutlich. Eine schlechte Passivierung kann den Dunkelstrom erheblich erhöhen und die Diode unbrauchbar machen (siehe Kapitel 6)

2.3 Lichtabsorption in der MSM-Struktur

Die Absorption von Licht im Silizium kann zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren und somit zum Photostrom führen. Bei infraroten Wellenlängen trägt die Lichtabsorption im Metall zum Photostrom bei. Im folgenden werden die Absorptionsmechanismen, die zur Erzeugung des Photostromes führen, beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Methoden verfolgt, um das Licht in den Detektor einzukoppeln. Das Licht wurde entweder senkrecht auf den Detektor fokussiert oder über einen Polymerwellenleiter in die Diode gekoppelt. Beide Kopplungsmethoden werden kurz beschrieben.

2.3.1 Lichtabsorption

Die Wechselwirkung von Licht mit Materie beruht auf zwei unterschiedlichen physikalischen Effekten: a) Die Ladungen in einem Festkörper können durch eine Lichtwelle polarisiert werden, das heißt die Elektronenorbitale verschieben sich relativ zu den Atomrümpfen, oder b) die Ladungen entziehen der Lichtwelle Energie und nehmen dadurch einen energetisch höheren Zustand ein. Während Prozeß a) im wesentlichen die Brechungseigenschaften der Materie beschreibt, ist Prozeß b) für die Absorption von Licht in Materie verantwortlich. Beim Durchgang einer elektromagnetischen Welle durch ein lineares optisches Medium unterliegt die Intensität der Welle einer exponentiellen Abhängigkeit:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (2.13)$$

I_0 ist die Intensität der Welle bei $x = 0$, $I(x)$ ist die Intensität bei x und α ist die Absorptionskonstante. Die Absorptionskonstante α steht dabei im direkten Zusam-

menhang mit dem Imaginärteil des komplexen Brechungsindex $\tilde{n} = n + ik$ und läßt sich somit direkt aus der dielektrischen Funktion [10] gewinnen.

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad \text{mit} \quad n^2 - k^2 = \epsilon_1 \quad \text{und} \quad 2nk = \epsilon_2 \quad (2.14)$$

λ ist die Wellenlänge und ϵ_1 und ϵ_2 sind Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante ϵ_r . Der komplexe Brechungsindex $\tilde{n}$ ist abhängig von Material und Wellenlänge.

Lichtabsorption im Halbleiter

Es gibt mehrere Mechanismen in Halbleitern, die zur Lichtabsorption führen:

1. Band-zu-Band-Übergänge: Ein absorbiertes Photon kann unter gewissen Voraussetzungen ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband heben und somit ein Elektron-Loch-Paar erzeugen.
2. Störstellen-zu-Band-Übergänge: Ein absorbiertes Photon führt zu einem Ladungsträgerübergang zwischen einem Donator- (oder Akzeptor-) Niveau und einem Band.
3. Absorption durch freie Ladungsträger: Ein Ladungsträger absorbiert ein Photon und nimmt einen energetisch höheren Zustand im gleichen Band ein.
4. Exzitonische Übergänge: Bei Photonenenergien nahe der Bandlückenenergie kann die Absorption von einem Photon zu einem durch Coulomb-Kräfte gebundenen Elektron-Loch-Paar (Exziton) führen.

Die Band-zu-Band-Absorption ist der wichtigste Absorptionsprozeß für kristalline, hochreine oder niedrigdotierte Halbleiter. Abbildung 2.8 zeigt die Abhängigkeit des optischen Absorptionskoeffizienten α als Funktion der Wellenlänge. Die Absorptionskurven für direkte und indirekte Halbleiter zeigen einen markanten Unterschied. Sobald die Photonenenergie größer als die Energielücke ist, setzt bei direkten Übergängen eine sehr starke Absorption ein. Bei indirekten Halbleitern setzt hingegen die Absorption nur langsam ein. Der Unterschied resultiert aus der Impulserhaltung, wobei bei indirekten Halbleitern ein zusätzliches Phonon für einen Übergang erforderlich ist. Bei direkten Halbleitern kann der Absorptionskoeffizient

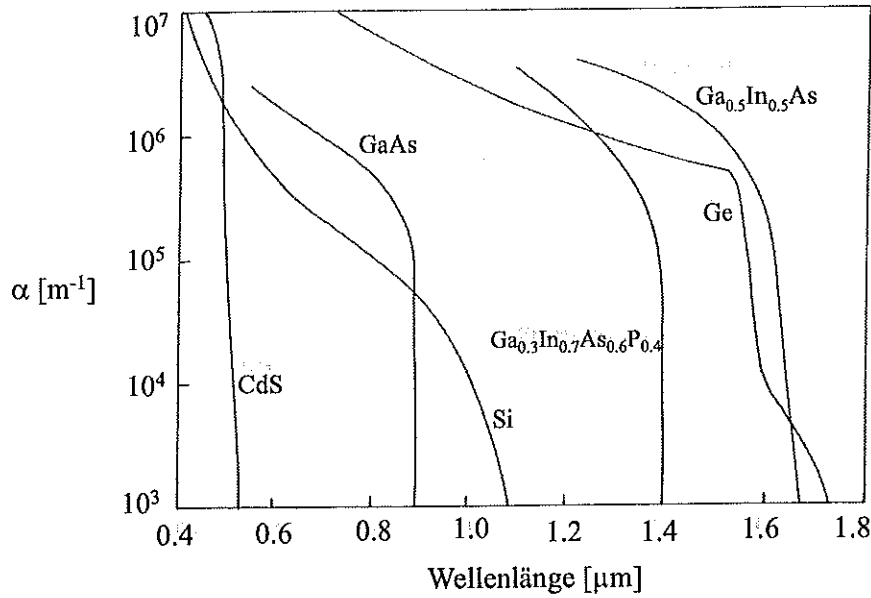


Abbildung 2.8: Absorptionskoeffizient als Funktion der Wellenlänge für unterschiedliche Materialien (aus [50]).

oberhalb von 10^5 cm^{-1} liegen. Das Licht kann innerhalb weniger 100 nm vollständig absorbiert werden. Für Silizium als indirektem Halbleiter ergeben sich viel größere Absorptionslängen. Bei einer Wellenlänge von 800 nm liegt diese bei ca. $10 \mu\text{m}$. Die maximale Wellenlänge, bei der in einem Halbleiter Band-zu-Band-Übergänge stattfinden können, ist die sogenannte Grenzwellenlänge

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g}. \quad (2.15)$$

Lichtabsorption in Metallen

Das Absorptionsverhalten von Metallen für Frequenzen um den Bereich des sichtbaren Lichtes wird von der kollektiven Anregung der freien Ladungsträger maßgeblich bestimmt. Die dielektrische Funktion läßt sich für das freie Elektronengas aus einer Bewegungsgleichung herleiten, bei der die relative Verschiebung des gesamten Elektronengases gegen die Ionenrümpfe betrachtet wird [10]. Eine wichtige Größe für die Beschreibung des Absorptionsprozesses ist die sogenannte Plasmafrequenz

$$\omega_p = \frac{ne^2}{m\epsilon}. \quad (2.16)$$

n ist die Elektronenkonzentration und m ist die Elektronenmasse. Die der Plasmafrequenz entsprechende Energie liegt bei vielen Metallen zwischen 10 und 20 eV. Für niedrige Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz ist eine starke Absorption des Lichtes im Metall und damit eine hohe Reflektivität zu beobachten. Für hohe Frequenzen oberhalb der Plasmafrequenz können die Elektronen dem elektrischen Feld bei ihren kollektiven Schwingungen nicht mehr folgen. Das Metall wird transparent. Wichtige optische Parameter für einige typische Metalle werden in Tabelle 2.3 aufgeführt.

Material	λ [nm]	Energie [eV]	n	k	α [cm ⁻¹]
Chrom	855	1.46	4.31	4.32	$6.3 \cdot 10^7$
	1310	0.9	4.43	4.6	$4.4 \cdot 10^7$
	1530	0.8	4.13	5.03	$4.1 \cdot 10^7$
Platin	855	1.46	2.92	6.77	$7.4 \cdot 10^7$
	1310	0.9	4.5	7.04	$6.5 \cdot 10^7$
	1530	0.8	5.31	3.32	$5.8 \cdot 10^7$
Titan	855	1.46	2.98	3.32	$4.9 \cdot 10^7$
	1310	0.9	3.8	3.65	$3.5 \cdot 10^7$
	1530	0.8	4.04	3.82	$3.1 \cdot 10^7$
CoSi ₂	855	1.46	3.26	4.93	$7.5 \cdot 10^7$
	1310	0.9	5.57	5.93	$5.4 \cdot 10^7$
	1530	0.8	6.08	5.61	$2.1 \cdot 10^7$

Tabelle 2.3: Optische Parameter für Cr, Pt, Ti, CoSi₂ (aus [65])

2.3.2 Lichtabsorption in der MSM-Struktur bei Freistrahleinkopplung

Trifft eine elektromagnetische Welle in einem Medium mit komplexen Brechungsindex n_1 auf ein Medium mit einem Brechungsindex n_2 , so wird an der Grenzfläche ein Teil der Welle reflektiert, der Rest transmittiert. Bei senkrechtem Einfall ergeben sich die folgenden Reflexions- und Transmissionskoeffizienten r und t :

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad \text{und} \quad t = \frac{2n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.17)$$

Bei einer Mehrlagenstruktur treten an jeder Grenzfläche erneut entsprechende Reflexionen auf. Es ist nun möglich, den Weg jeder Welle durch das Schichtsystem zu verfolgen. Durch Aufsummieren aller Feldanteile läßt sich die resultierende Feldverteilung berechnen [21]. Bei einer größeren Anzahl von Grenzflächen kann diese Berechnung sehr aufwendig werden. Matrizenberechnungen bieten einen eleganten Formalismus, um dieses Problem zu umgehen [12].

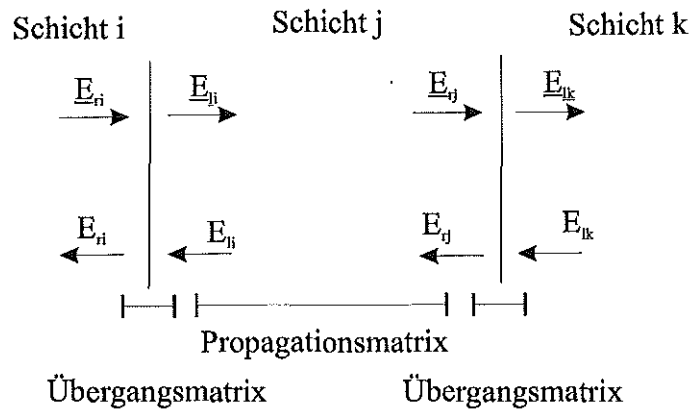


Abbildung 2.9: Prinzip der Matrixmethode.

Bei der Matrizenmethode betrachtet man die nach rechts und links laufenden elektromagnetischen Wellen an jeder Grenzfläche (siehe Abbildung 2.9). Für jede Schicht wird eine Übergangs- und eine Propagationsmatrix definiert. Die Übergangsmatrix beschreibt Reflexionen und Transmissionen an jeder Grenzfläche. Hier werden die Feldanteile für die nach rechts und links laufenden Wellen für zwei benachbarte Schichten ins Verhältnis gesetzt. In diese Matrix gehen der Reflexionskoeffizient und der Transmissionskoeffizient ein. Beim Durchqueren einer Schicht müssen zusätzlich die Phasenverschiebung sowie die Absorption der Welle berücksichtigt werden. Diese Einflüsse werden in der Propagationsmatrix behandelt. Sie setzt das elektromagnetische Feld von der linken und rechten Seite in einer Schicht für die nach links und rechts laufenden Wellen ins Verhältnis. Durch Multiplizieren der Matrizen läßt sich nun die Feldverteilung in der Struktur berechnen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Lichtabsorption in der Detektorstruktur mit der Simulationssoftware LayTEX 2.0 [12] berechnet. LayTEX ist ein Programmsystem für die Modellierung und Analyse von photometrischen Größen (Reflexion, Transmission, Absorption), das auf Grundlage einer Matrixmethode arbeitet [12]. In Abhängigkeit von Schichtdicke, Schichtmaterial, Schichtanordnung, Spektralbereich und Einfallswinkel werden Lichtdissipation und elektrische Feldverteilung in

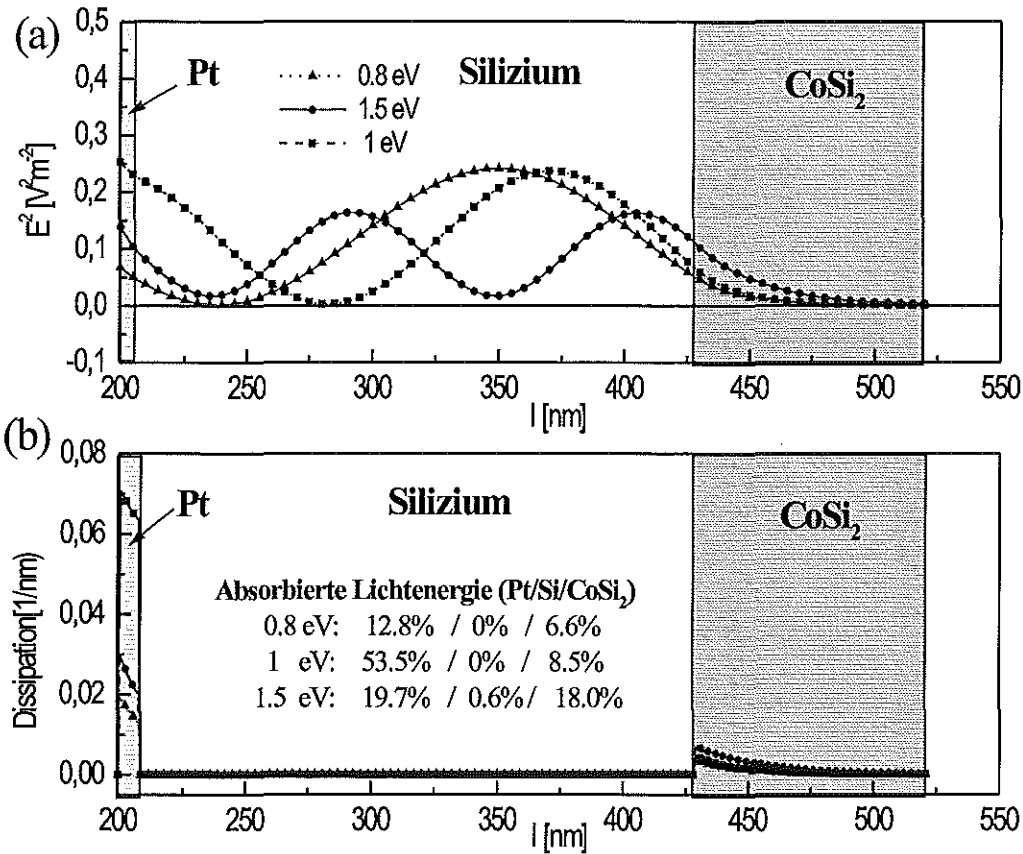


Abbildung 2.10: Elektrische Feldverteilung und Energiedissipation in der MSM-Struktur für unterschiedliche Wellenlängen

der Struktur berechnet. Die optischen Eigenschaften der Materialien wurden aus [65] entnommen. Bei bekannten Materialdaten kann durch Integration über das Schichtvolumen die absorbierte Lichtmenge in einer Schicht genau berechnet werden. Abbildung 2.10 zeigt das Quadrat der elektrischen Feldverteilung sowie die Energiedissipation in einer Platin-Silizium-CoSi₂ MSM-Schichtstruktur mit 8 nm Pt, 220 nm Si und 90 nm CoSi₂. Die Simulation ergibt natürlich auch, daß für Wellenlängen unterhalb 1.1 eV kein Licht im Silizium absorbiert wird. Die Photonenenergie reicht nicht aus, um im Silizium Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Deswegen kann bei einer Photonenenergie von 1.5 eV Licht im Silizium absorbiert werden. Aufgrund der großen Absorptionslänge von ca. 7 μm ist die Absorption in der 220 nm dicken Si-Schicht demnach nur sehr schwach. Die Schichtdicke bewirkt Interferenzen der Feldverteilung in dem Schichtpaket. Durch eine geeignete Wahl von Schichtparametern wie Material und Schichtdicke kann die Absorption in den einzelnen Schichten beeinflusst werden. Entspricht die Schichtdicke des Siliziums genau $\lambda/2$, so wird die Absorption in dieser Schicht ein Maximum annehmen. Die beiden Metallisierungen

ergeben dabei eine Anordnung ähnlich einem Fabry-Perot-Interferometer.

2.3.3 Lichtabsorption in der MSM-Struktur mit der Hilfe einer Wellenleiterankopplung

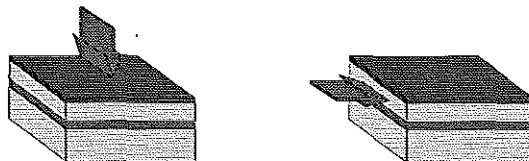


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der senkrechten und seitlichen Freistrahleinkopplung.

Aus dem vorherigen Kapitel wird ersichtlich, daß die Lichtabsorption im Silizium bei senkrechter Beleuchtung wegen der dünnen Schichtdicke (200-400 nm) nicht sehr effektiv ist. Um die Lichtabsorption zu verbessern, kann die Schichtdicke vergrößert werden. Infolge des größeren Elektrodenabstandes und der daraus resultierenden längeren Driftwege der Ladungsträger wird das Bauelement jedoch langsamer (siehe Kapitel 3).

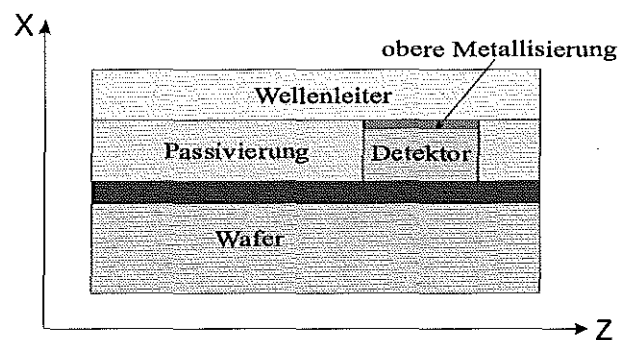


Abbildung 2.12: Schemazeichnung zur Polymerwellenleiterankopplung

Eine Lösung dieses Problems könnte die seitliche Beleuchtung versprechen. In diesem Fall ist die Absorptionslänge unabhängig von der Schichtdicke und somit vom Driftweg der Ladungsträger. Es ist aber äußerst schwierig, das Licht in die Stirnfläche des Detektors zu fokussieren. M. Siegert hat in seiner Diplomarbeit [22] ein elegantes Konzept vorgestellt, um Licht über einen Polymerwellenleiter in den Detektor zu koppeln. In Abbildung 2.12 wird das Konzept schematisch dargestellt. Das

Licht wird über den optischen Polymerwellenleiter zum Photodetektor geführt. Der Brechungsindex des Wellenleiters ($n=1.6$) ist dabei größer als der der Passivierung ($n=1.46$). Die Passivierung wirkt somit wie das *cladding*-Material einer Glasfaser, so daß das Licht sich nahezu verlustfrei im Wellenleiter ausbreiten kann. Der Photodetektor selber kann als stark gedämpfter Wellenleiter mit einem sehr hohen Brechungsindex ($n=3.5$) aufgefaßt werden. Wenn das Feld im Wellenleiter den Detektor erreicht, so koppelt Licht über. Dieser Prozeß läßt sich mit der gekoppelten Modentheorie erklären [22]. Bei geeigneter Wahl der Wellenleiter- und Detektordicke kommt es zu resonantem Einkoppeln. Der Kopplungsmechanismus wurde ausführlich mit umfangreichen 2-d BPM¹-Simulationsrechnungen beschrieben.

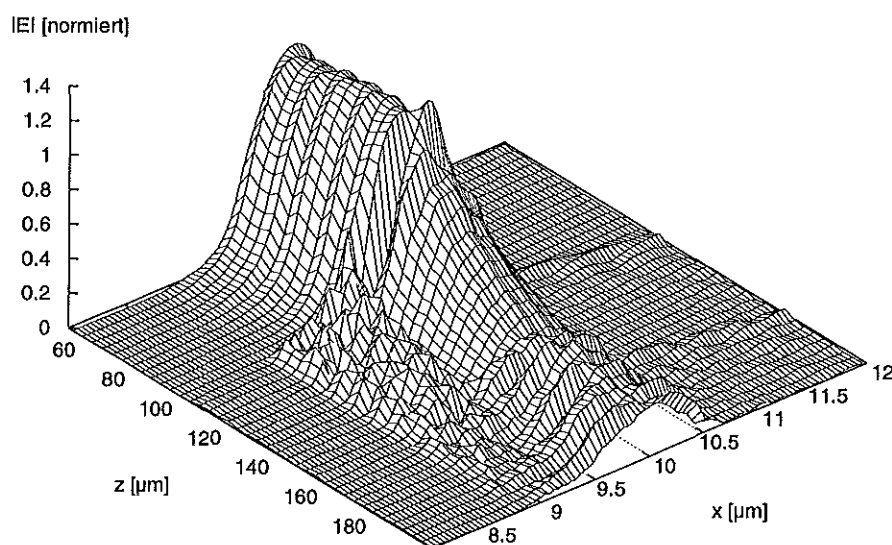


Abbildung 2.13: BPM-Simulation der neuen Struktur ohne obere Metallisierung (aus [26]).

Abbildung 2.13 zeigt eine BPM-Simulation des elektrischen Feldes der in Abbildung 2.12 gezeigten Struktur. Der $1\text{ }\mu\text{m}$ dicke Wellenleiter liegt zwischen $x=9.5\text{ }\mu\text{m}$ und $x=10.5\text{ }\mu\text{m}$ entlang der z -Achse. Der $50\text{ }\mu\text{m}$ lange Detektor liegt unter dem Wellenleiter und startet bei $z=100\text{ }\mu\text{m}$. Das Licht wird bei $z=0$ eingekoppelt. Bis zum Detektor propagiert das Licht ohne Verluste. Über dem Detektor wird das Licht

¹Beam- Propagation- Method

vom Silizium absorbiert. Das elektrische Feld fällt exponentiell über dem Detektor ab. Hinter dem Detektor läuft das verbliebene Licht verlustfrei weiter.

Mit den Simulationrechnungen konnte gezeigt werden, daß bei geeigneter Dimensionierung der Struktur mehr als 50 % der Intensität im Detektor absorbiert werden kann. Dies bedeutet eine starke Verbesserung der Einkoppeleffizienz im Vergleich zur Freistrahleinkopplung, bei der die Koppeleffizienz bei nur einigen Prozent liegt.

Kapitel 3

Elektrodynamik der Detektoren

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den stationären und dynamischen Eigenschaften der Detektoren unter Beleuchtung mit sichtbarem und infrarotem Licht. Es wird mit Hilfe des Ramos-Theorems gezeigt, daß die Bewegung der Ladungsträger zwischen den Metallelektroden des Detektors für den Photostrom verantwortlich ist. Das Antwortverhalten der Detektoren wird unter anderem durch die elektrische Zuleitung beeinflusst. Die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Mikrostreifenleitung werden daher kurz beschrieben. Das Pulsantwortverhalten der Detektoren auf ultrakurze Laserpulse hängt von verschiedenen Faktoren ab. Diese werden erläutert und mit Hilfe von Simulationsprogrammen untersucht. Abschließend werden die wichtigsten Metall-Halbleiter-Metall (MSM) Photodetektortypen für ultraschnelle Anwendungen vorgestellt und beschrieben.

3.1 Ramos Theorem

1939 hat Ramos [36] eine Methode entwickelt, um den durch bewegte Ladungen in benachbarten Elektroden induzierten elektrischen Strom zu berechnen. Diese Methode wurde ursprünglich zur Analyse von Vakuumröhren genutzt. Sie hat sich aber auch als ein nützliches Hilfsmittel zur Simulation von Halbleiterbauelementen erwiesen. Verschiedene Autoren [37] [38] haben auf der Grundlage dieses Verfahrens das Pulsantwortverhalten von MSM-Photodetektoren untersucht. Das Ramos-Theorem wird im folgenden für einen vertikalen MSM-Detektor hergeleitet.

Befindet sich eine Ladung q am Ort x zwischen den Elektroden eines Plattenkondensators mit Elektrodenabstand d , so werden die Ladungen Q_{q1} und Q_{q2} in den

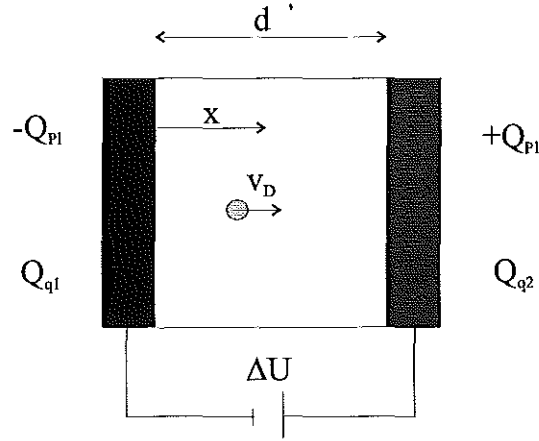


Abbildung 3.1: Bewegte Ladung in einem Plattenkondensator.

Metallplatten induziert. Sie sind durch die Gleichung 3.1 gegeben:

$$Q_{q1} = q\left(1 - \frac{x}{d}\right) \quad \text{und} \quad Q_{q2} = q\frac{x}{d} \quad (3.1)$$

Die induzierten Ladungen sind abhängig vom jeweiligen Abstand der Festladung von den Elektroden. Besteht zwischen den Elektroden eine Potentialdifferenz ΔU , so werden zusätzliche Ladungen Q_{Pl} aufgrund der Kapazität C des Kondensators in die Metallplatten induziert:

$$Q_{Pl} = -C\Delta U \quad (3.2)$$

Bewegt sich die Ladung mit einer Geschwindigkeit v_d zwischen den Metallelektroden, so wird auf den Plattenkondensator ein Strom

$$i(t) = \frac{dQ_{q1}(t)}{dt} + \frac{dQ_{Pl}(t)}{dt} = q\frac{v_d(t)}{d} - C\frac{\partial U}{\partial t} \quad (3.3)$$

fließen. Betrachtet man den Kurzschlußfall, wie in Abbildung 3.1 gezeigt, so ist $\Delta U = 0$ und der resultierende Strom $i(t)$ wird durch die Geschwindigkeit der Ladung bestimmt. In einem realistischen Bauelement besteht eine kapazitive Kopplung zwischen Diode und parasitären Elementen, wie Leitungs-Kontaktwiderstand, Induktivitäten und Kapazitäten. ΔU kann in diesem Fall unter Umständen nicht vernachlässigt werden. Die parasitären Elemente bilden ein lineares passives Netzwerk,

in das die Elektroden des Detektors eingebettet sind (Abbildung 3.2). Angenommen die Bewegung der Ladungsträger ist bekannt und wird nicht vom Netzwerk beeinflusst, so läßt sich der Gesamtstrom $i(t)$ aus der Faltung des Stromflusses im Kurzschlußfall $i_k(t)$ mit der Stoßantwort $h(t)$ des Netzwerkes berechnen [38].

$$i(t) = i_k(t) * h(t) \quad (3.4)$$

Als Stoßantwort $h(t)$ bezeichnet man die Erregung eines Systems durch einen Dirac-Stoß. Die Stoßantwort des Netzwerkes $h(t)$ läßt sich im Zeitbereich nur schwer bestimmen. Auch ist eine Faltung im Zeitbereich schwierig auszuführen. Einfacher ist die Bestimmung von $i(t)$ im Frequenzbereich. Ein Faltungsprodukt von $i_k(t)$ und $h(t)$ im Zeitbereich entspricht einer algebraischen Multiplikation der Fouriertransformierten $I_K(f)$ und $H(f)$ im Frequenzbereich [39].

$$I(f) = I_k(f) * H(f) \quad (3.5)$$

Die fouriertransformierte Stoßantwort des Netzwerkes $H(f)$ wird in der Signalübertragung als Übertragungsfunktion bezeichnet. Die Übertragungsfunktion $H(f)$ gewinnt man mit der Methode der symbolischen Wechselspannungsrechnung [39]. Für das in Abbildung 3.2 skizzierte Ersatzschaltbild des Netzwerkes ergibt sich daraus:

$$H(f) = \frac{R_L}{1 + i2\pi fC(R_S + R_L) + \frac{R_S + R_P}{R_P}} \quad (3.6)$$

Durch eine inverse Fouriertransformation läßt sich $I(f)$ in den Zeitbereich zurücktransformieren und man erhält daraus $i(t)$. Mit dieser Methode ist es folglich möglich, das Zeitverhalten der Detektoren unter Einbeziehung parasitärer Elemente zu bestimmen.

3.2 Zuleitung

Die Zuleitung transportiert das in der Diode erzeugte elektrische Signal zu einem anderen Ort. Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich die in der Halbleiterindustrie häufig verwendeten Mikrostreifenleitungen (Abbildung 3.3) verwendet. Sie ist ein inhomogener Zuleitungstyp, da das elektrische Feld nicht völlig zwischen

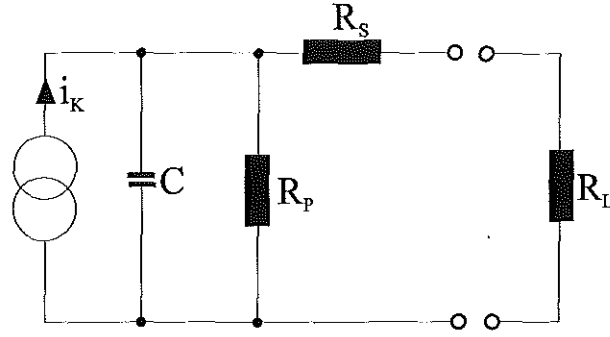


Abbildung 3.2: Ersatzschaltbild der MSM-Photodiode.

Streifenleitung und Grundplatte im Substrat eingeschlossen ist. In Kapitel 3.1 wurde festgestellt, daß der Wellenwiderstand der Zuleitung R_L einen Einfluß auf das Pulsantwortverhalten über die RC-Zeitkonstante hat. Im Falle hoher Frequenzen ist der Wellenwiderstand R_L reell und läßt sich im Falle $W/h \geq 1$ für eine Mikrostreifenleitung durch

$$R_L = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \left(\frac{W'}{h} + 1.393 + 0.667 \ln \left(\frac{W'}{h} + 1.444 \right) \right)^{-1} \quad (3.7)$$

$$\text{mit} \quad \frac{W'}{h} = \frac{W}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{t}{h} \left(1 + \ln \frac{2h}{t} \right) \quad (3.8)$$

berechnen [20]. ϵ_{eff} ist die effektive Dielektrizitätskonstante, die sich unter Vernachlässigung von Dispersion folgendermaßen darstellen läßt:

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} (1 + 12h/W)^{-0.5} - \frac{\epsilon_r - 1}{4.6} \frac{t/h}{\sqrt{W/h}} \quad (3.9)$$

Für eine typische Geometrie der verwendeten Mikrostreifenleitungen ergibt sich daraus ein Wellenwiderstand von ca. 10-15 Ω . Ein Puls, der über die Streifenleitung propagiert, setzt sich aus verschiedenen Frequenzen zusammen. Da die Phasengeschwindigkeit von der Frequenz abhängt, wird der Puls aufgrund von Dispersion auseinanderlaufen. Zudem wird das Signal auf der Zuleitung absorbiert [19]. Strahlungsverluste infolge der höheren Geschwindigkeit des Pulses auf der Streifenleitung im Vergleich zur Geschwindigkeit im Substrat führen zur Abstrahlung von Energie. Andere Verlustquellen sind z.B. dielektrische Verluste durch Polarisation des Substrates oder Anregung von Oberflächen-Moden [20].

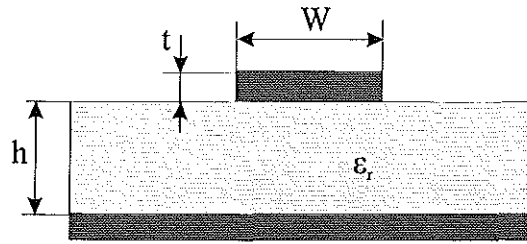


Abbildung 3.3: Geometrie der Mikrostreifenleitung

3.3 Pulserzeugung für den sichtbaren Wellenlängenbereich

3.3.1 Pulsentstehung im sichtbaren Wellenlängenbereich

Der MSM-Photodetektor besteht aus zwei gegeneinander geschalteten Schottky-Kontakten. Die Bandstruktur innerhalb der Heterostruktur in Abhängigkeit von der Spannung wurde in Kapitel 2.2 gezeigt. Wird der Detektor beleuchtet, so kann Licht die obere semitransparente Metallschicht passieren und ins Silizium gelangen. Ist die Energie der Photonen größer als die Energielücke des Siliziums, so werden sie im Silizium absorbiert und erzeugen Elektron-Loch-Paare. Diese werden vom inneren elektrischen Feld getrennt und bewegen sich entsprechend ihrer Ladung zu den Metallelektroden. Ein Photostrom wird fließen.

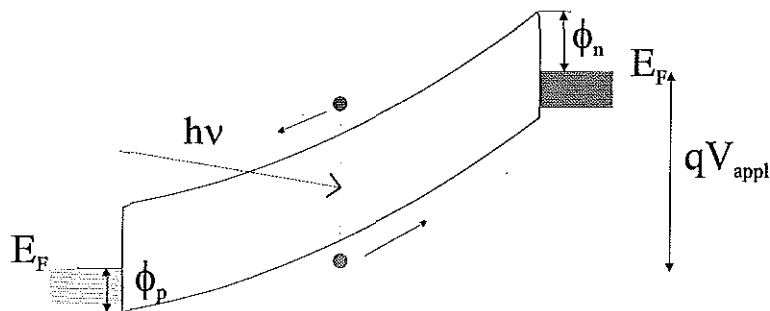


Abbildung 3.4: Prinzip der Photostromerzeugung im sichtbaren Wellenlängenbereich.

Das Zeitverhalten der Diode auf einen kurzen Lichtpuls wird im wesentlichen von

zwei Faktoren bestimmt:

- Die Driftzeit der Ladungsträger zu den Elektroden
- Die RC-Zeitkonstante des Detektors

Betrachtet man zunächst den ersten Prozeß, so läßt sich der durch ein bewegtes Elektron-Loch-Paar erzeugte Strom $i(t)$ im Kurzschlußfall nach dem Ramos-Theorem berechnen. Ist das elektrische Feld im Silizium groß genug ($\mathcal{E} > 10^4 \text{V/cm}$), so bewegen sich die Löcher mit konstanter Sättigungsgeschwindigkeit v_{sh} auf die Kathode und die Elektronen mit v_{se} auf die Anode zu. Die Ladungsträger werden solange zum Photostrom beitragen, bis sie die Elektroden erreicht haben. Werden im Silizium Photonen absorbiert, so erzeugen sie einen Strom wie in Abbildung 3.5 gezeigt. Die durchschnittliche Transitzeit τ_{tr} der Ladungsträger wird somit von der Geschwindigkeit v_s und dem Abstand der Elektroden d bestimmt.

$$\tau_{tr} = 0.5 \frac{d}{v_s} \quad (3.10)$$

Die Metallelektroden wirken wie ein Plattenkondensator. In Kombination mit dem Netzwerk integriert er den Photostrom auf und verlängert somit den Strompuls (Abbildung 3.5). Der Einfluß des Netzwerkes wird mit einer RC Zeitkonstanten τ_{RC} charakterisiert.

$$\tau_{RC} = R_L \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d} \quad (3.11)$$

Dabei ist R_L der Wellenwiderstand der Zuleitung, A die Fläche des Detektors und d der Elektrodenabstand. In erster Näherung ergibt sich daraus eine 3dB Grenzfrequenz des Detektors [40].

$$f_{3dB} = \frac{1}{2 * \pi \sqrt{t_{tr}^2 + \tau_{RC}^2}} \quad (3.12)$$

Ein schneller Detektor sollte demnach eine möglichst kleine Fläche mit kurzen Elektrodenabständen haben. Jedoch darf der Abstand d nicht zu klein sein, da sonst die Kapazität und damit die RC-Zeitkonstante zu groß werden.

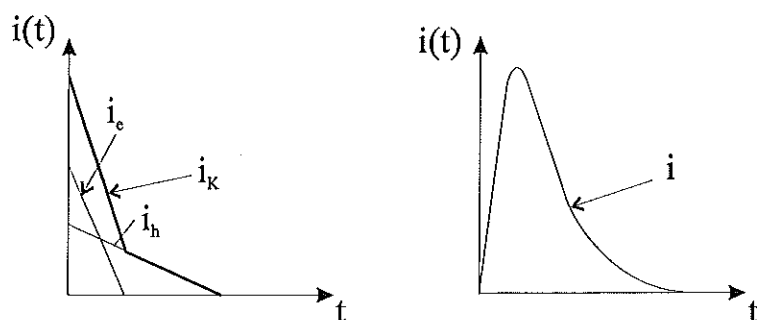


Abbildung 3.5: Ramos-Theorem. Links: Im Kurzschlußfall addieren sich Löcherstrom i_h und Elektronenstrom i_e zum Gesamtstrom i_k . Rechts: Wegen der Kapazität und der RC-Zeitkonstante wird dieser Pulsverlauf beobachtet.

Das Pulsantwortverhalten des Detektors läßt sich mit dem Ramos-Theorem bestimmen. Dazu muß nach Gleichung 3.3 der Kurzschlußstrom $i(t)$ mit der Stoßfunktion des Netzwerkes gefaltet werden. Zur genaueren Analyse des Zeitverhaltens der Detektoren wurde das Halbleitersimulationsprogramm Atlas der Firma Silvaco verwendet.

3.3.2 Simulation des Pulsantwortverhaltens

Die Simulation des Pulsantwortverhaltens, das heißt die Reaktion auf einen ultra-kurzen Laserpuls, umfaßt folgende Aufgaben:

- Spezifikation der zu simulierenden Struktur (siehe Abbildung 3.6): obere Metallisierung 10 nm Cr ; Photoempfindliche Schicht: 400 nm Si; Dotierung 10^{16} cm^{-3} Antimon, untere Metallisierung: 90 nm CoSi_2 , Substrat: intrinsisches Silizium; Passivierung: Silizium-Oxid 400 nm dick
- Definition des Gitters (Netz): Maschenabstand typischerweise 20 nm
- Festlegung der Elektroden: obere Metallisierung: Anode (pos. Spannung) Schottky-Barrierenhöhe 0.5 eV (für Elektronen), untere Metallisierung: Kathode (neg. Spannung) $\text{SBH}=0.64 \text{ eV}$ (für Elektronen)
- Der Wellenwiderstand der elektrischen Zuleitung wird durch einen seriellen 15 Ω Widerstand beschrieben.

- Definition der physikalischen Modelle: konzentrations- und feldabhängige Beweglichkeit der Ladungsträger

$$\mu(\mathcal{E}) = \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_0 \mathcal{E}}{v_{sat}} \right)^\beta} \right)^{\frac{1}{\beta}} \quad (3.13)$$

$\mu_{0e}=1076 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ $\mu_{0h}=460 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ $v_{satn} = 1 * 10^7 \text{ cm/s}$, $v_{sath} = 6 * 10^6 \text{ cm/s}$;
 $\beta = 1$ für Löcher und $\beta = 2$ für Elektronen

Fermi-Dirac-Statistik, Auger- und Shockley-Read-Hall-(SRH)-Rekombination [23]

- Definition der Lichtquelle: senkrechter Lichteinfall; Wellenlänge= 800nm

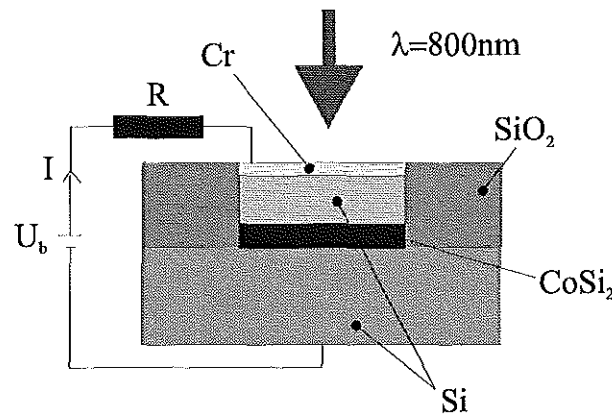


Abbildung 3.6: Modell für Atlas-Computersimulationen.

Um das Pulsantwortverhalten der Diode auf einen ultrakurzen Laserpuls zu simulieren, wird eine Beleuchtung von 180 fs angenommen. *Atlas* berechnet dann nach einem Modell der geometrischen Optik die Absorption im Metall sowie im Silizium und daraus die Erzeugung der Elektron-Loch-Paare im Silizium. *Atlas* berechnet ebenso die elektronischen Eigenschaften des Materials. Dazu werden die Kontinuitäts-, Poisson- und Strom-Gleichungen (siehe Gleichung 2.9 - 2.11) räumlich diskretisiert und auf dem zuvor definierten Gitter gelöst. Aus den Lösungen der Gleichungen erhält man Informationen über Konzentration, Geschwindigkeit und Energie der Ladungsträger. Sind diese Parameter bekannt, so kann der Strom berechnet werden, der über den seriellen Widerstand auf die Diode fließt. Um den zeitlichen Verlauf des Ladungsträgertransportes zu verfolgen, wurden die Gleichungen auch zeitlich

diskretisiert. Die Schrittweite der Diskretisierung δt kann vor Beginn der Simulation festgelegt werden. Sind die elektronischen Eigenschaften der Struktur zum Zeitpunkt t_1 bekannt, so kann auf den Zustand zum Zeitpunkt $t + \delta t$ geschlossen werden. Durch ein iteratives Rechenverfahren werden die elektronischen Eigenschaften der Struktur in Abhängigkeit von der Zeit bestimmt. Wichtig für die Simulation ist, daß die Maschenbreite Δx nicht größer als die Debye-Länge L_D und die zeitliche Diskretisierung nicht größer als die dielektrische Relaxationszeit gewählt werden. Die Debye-Länge ist eine charakteristische Länge für die Änderung der Ladungsträgerkonzentration und ist im Silizium mit einer Dotierung von etwa 10^{16} cm^{-3} etwa 40 nm. Die dielektrische Relaxationszeit ist die Zeitkonstante mit der eine im Ungleichgewicht befindliche Ladungsträgerkonzentration zeitlich relaxiert. Im folgenden Abschnitt sollen Modellrechnungen gezeigt werden, um den Einfluß von unterschiedlichen Parametern auf den elektrischen Pulsverlauf zu untersuchen. Dazu wurden folgende Größen variiert:

- Spannung
- Siliziumschichtdicke
- Diodenfläche
- Wellenwiderstand der Leitung
- Intensität der eingestrahlten Lichtleistung

Die Standarddiode stellt eine Diode unter typischen Betriebsbedingungen dar. Die angelegte Spannung beträgt bei einer Standarddiode 2 Volt. Sie hat eine Fläche von $100 \mu\text{m}^2$ und wird mit einer Lichtintensität I beleuchtet, die eine im Vergleich zu der Ladungsmenge an den Metallelektroden kleine Ladungsmenge im Silizium erzeugt. Dies stellt sicher, daß das durch die Ladungsträger erzeugte elektrische Feld klein gegen das äußere Feld ist. Im folgenden werden Simulationen gezeigt, bei denen immer nur ein Parameter an der Standarddiode variiert wurde.

Einfluß der angelegten Spannung

Abbildung 3.7 zeigt das Pulsantwortverhalten der Diode in Abhängigkeit von der angelegten Diodenspannung. Liegt keine Spannung an, so ist das Signal klein und

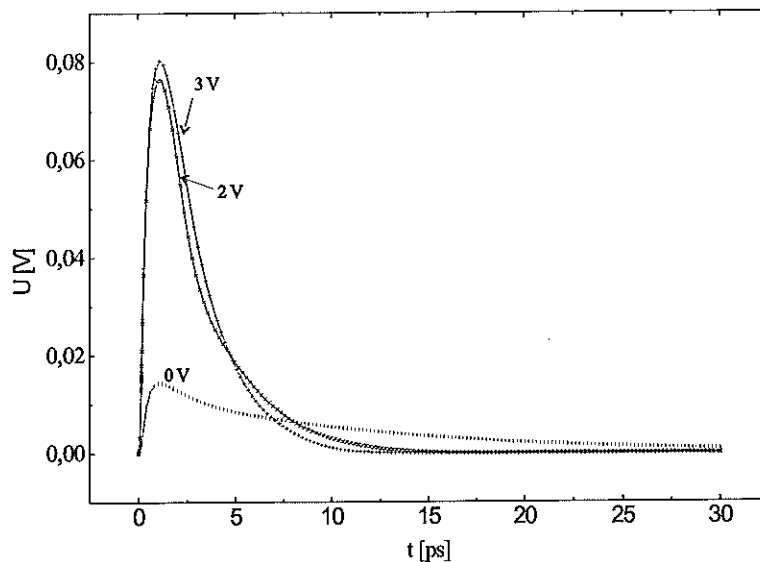


Abbildung 3.7: Berechnetes Pulsantwortverhalten einer MSM-Standard-Diode als Funktion der angelegten Spannung.

langsam. Das durch die unterschiedlichen Schottky-Barrieren verursachte interne elektrische Feld im Silizium ist schwach, so daß die Ladungsträger sich langsam zu den Elektroden bewegen. Mit steigender Spannung steigt das elektrische Feld im Silizium an und die Elektronen bewegen sich schneller zu den Metallschichten, so daß der Puls kürzer wird. Bei einer Spannung von ungefähr 2 V erreichen die Ladungsträger Sättigungsgeschwindigkeit, so daß mit weiter ansteigender Spannung kein schnelleres Signal zu beobachten ist.

Einfluß der Zuleitung

Wie in Abbildung 3.5 und Kapitel 3.3 angedeutet, hat das Netzwerk aus Kondensator und Widerständen einen Einfluß auf das Pulsantwortverhalten der Diode. Der Einfluß wird mit einer RC-Zeitkonstanten τ_{RC} beschrieben, die sich in erster Näherung aus dem Wellenwiderstand R_L der elektrischen Zuleitung und der Kapazität C des Detektors zusammensetzt. Je nach Typ und Geometrie der Streifenleitung können sich sehr unterschiedliche Wellenwiderstände R_L ergeben. Der Wellenwiderstand R_L einer Mikrostreifenleitung mit einer für die Detektoren kompatiblen Geometrie ist typischerweise 10-15 Ω , einer koplanaren Streifenleitung ca. 50 Ω und einem koplanaren Wellenleiter ca. 100 Ω . Der Einfluß des Wellenwiderstandes für diese Zuleitungstypen ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Für ein schnelles Pulsantwortverhalten

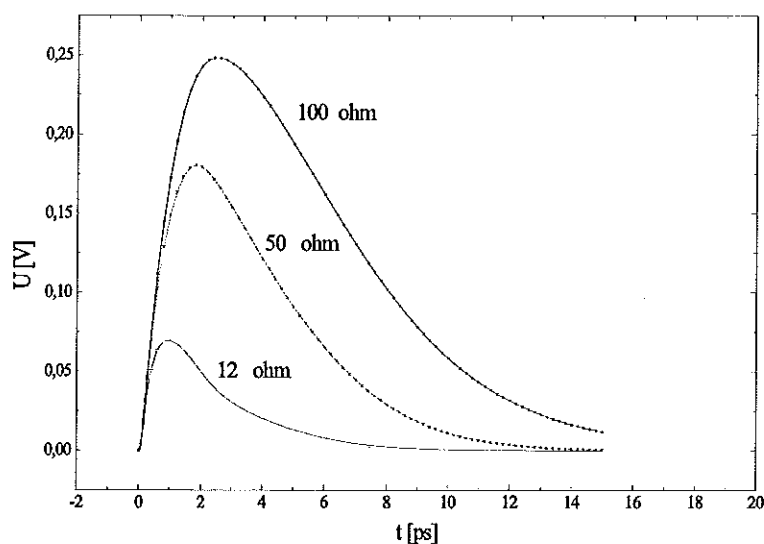


Abbildung 3.8: Berechnetes Pulsantwortverhalten der MSM-Photodiode als Funktion des Wellenwiderstandes der Zuleitung.

bietet sich daher aufgrund des geringen Wellenwiderstandes die Mikrostreifenleitung an.

Einfluß der Diodenfläche

Neben dem Wellenwiderstand der Zuleitung beeinflusst auch die Diodenfläche die RC-Zeitkonstante des Detektors. Mit kleiner werdender Fläche des Detektors nimmt die Kapazität des Detektors und somit die RC-Zeitkonstante ab. Solange die RC Zeitkonstante sehr viel kleiner als die Transitzeit der Ladungsträger ist, wird der Puls unwesentlich vom Netzwerk beeinflusst. Wird die Diode aber zu groß dimensioniert, so wird der Puls aufgrund der großen RC-Zeitkonstanten langsamer (siehe Abbildung 3.9).

Einfluß der Schichtdicke

Eine dünne Siliziumschicht reduziert die Transitzeit der Ladungsträger und erzeugt damit einen schnellen Puls, hat aber den Nachteil einer geringen Absorptionslänge und einer großen Kapazität. Der Vorteil einer kurzen Transitzeit der Ladungsträger kann somit durch die damit verbundene größere Kapazität kompensiert werden. In Abbildung 3.10 a werden die Pulse mit und ohne Einfluß der Kapazität gezeigt.

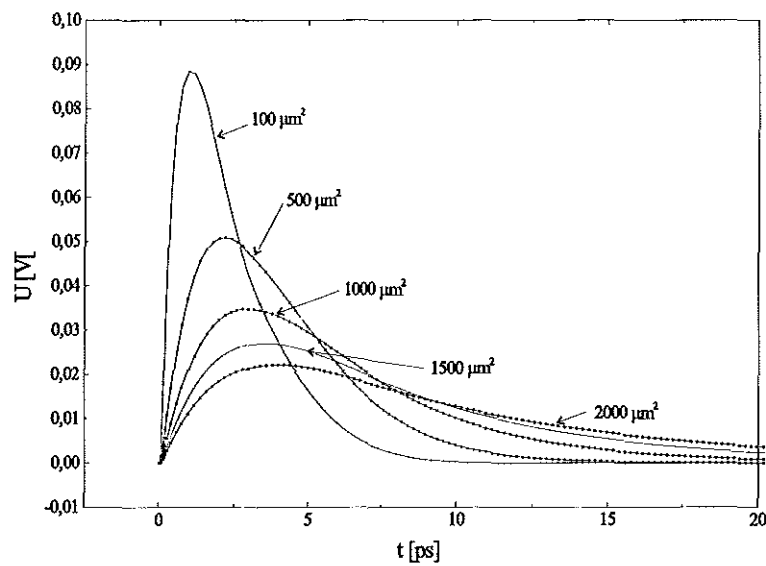


Abbildung 3.9: Berechnetes Pulsantwortverhalten einer MSM-Photodiode als Funktion der Diodenfläche

Einfluß der eingestrahlt Intensität

Die eingestrahlte Intensität beeinflusst die durch die Photonen erzeugte Ladungsmenge an freien Elektron-Loch-Paaren im Silizium. Die Elektronen und Löcher werden durch das äußere elektrische Feld voneinander getrennt und es bilden sich in der Nähe der Elektroden Raumladungszonen aus. Diese Raumladungszonen schirmen im Inneren des Siliziums das äußere elektrische Feld ab, so daß die Ladungsträger ein geringeres elektrisches Feld erfahren. Aufgrund des niedrigeren Feldes nimmt die Geschwindigkeit der Ladungsträger ab und der Puls wird langsamer. Dieser Effekt wird erst deutlich, wenn die durch die Photonen erzeugte Ladungsmenge der Ladungsmenge auf den Metallelektroden entspricht.

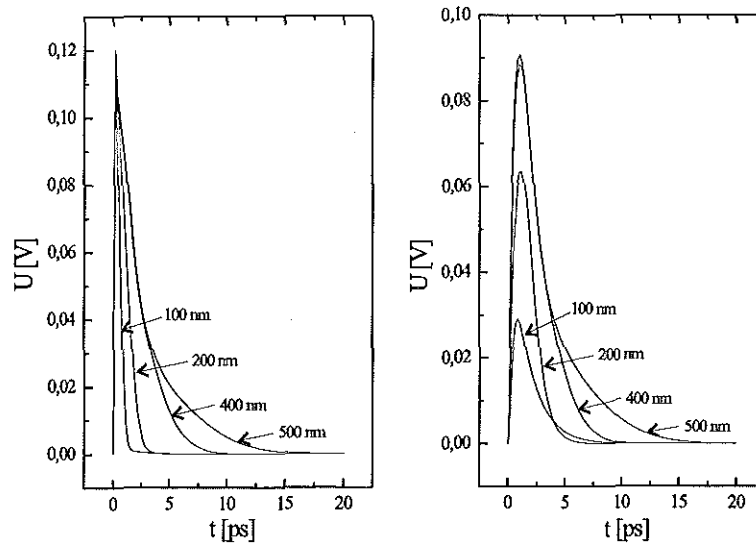


Abbildung 3.10: Pulsantwortverhalten einer MSM-Photodiode als Funktion der Diodendicke. a) Einfluß der Laufzeit ohne Berücksichtigung der Kapazität C , b) Simulation unter Berücksichtigung der Kapazität C

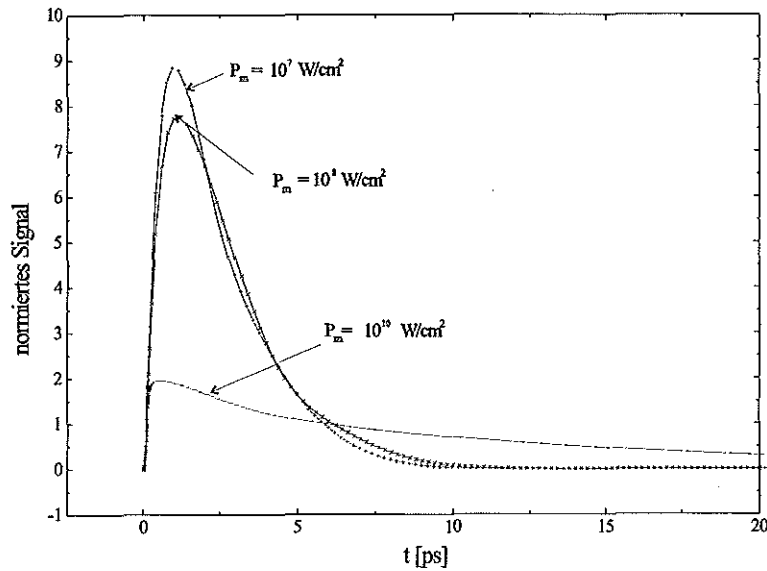


Abbildung 3.11: Pulsantwortverhalten einer MSM-Photodiode als Funktion der eingestrahlt Intensität

3.4 Pulserzeugung für den infraroten Wellenlängenbereich

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Grundlagen beschrieben, die zum Verständnis der internen Photoemission von Ladungsträgern in einer MSM-Struktur unter stationären und dynamischen Bedingungen wichtig sind. Zunächst wird der stationäre Stromtransport über einen einzelnen Schottky-Kontakt und dann für zwei in Reihe geschaltete Schottky-Kontakte (MSM-Kontakt) untersucht. Ein im Rahmen dieser Promotionsarbeit entstandenes neues Modell wird die Dynamik des elektrischen Stromtransportes bei kurzzeitiger Beleuchtung der MSM-Struktur beschreiben. Die Relaxation von heißen Ladungsträgern im Silizium und in den Metallen spielt in diesem Modell eine wichtige Rolle. Wichtige Eigenschaften dieses Prozesses werden ausführlich vorgestellt. Abschließend wird ein Programm zur Simulation des Relaxationsverhaltens von heißen Elektronen unter Einfluß eines elektrischen Feldes vorgestellt. Ergebnisse der Simulationen werden in Zusammenhang mit der internen Photoemission von heißen Ladungsträgern an der Schottky-Barriere gebracht.

3.4.1 Interne Photoemission in der Schottky-Photodiode

Die interne Photoemission von Ladungsträgern über Schottky-Barrieren ist zuerst 1931 von Fowler beschrieben worden [41]. Fowler fand eine Gleichung, mit der die interne Quanten-Effizienz des Prozesses bestimmt werden kann. Die interne Quanteneffizienz ist das Verhältnis der über die Schottky-Barriere photoemittierten Elektronen zur Anzahl der photoangeregten Elektronen, die sich am Metall-Halbleiter-Übergang befinden. Das Verhältnis wird berechnet, indem die Anzahl N_B der Ladungsträger bestimmt wird, die nach der Photoabsorption eine größere kinetische Energie E_{kin} in Richtung zum Übergang hin haben als die Potentialbarriere darstellt.

$$N_B = \int_{\frac{1}{2}mu^2=\chi_0-h\nu}^{\infty} n(u)du \quad (3.14)$$

In dieser Gleichung ist u die Geschwindigkeitskomponente der Ladungsträger senkrecht zum Übergang in Richtung des Siliziums und $n(u)$ entspricht der Anzahl der Ladungsträger/Volumen, die eine Geschwindigkeitskomponente zwischen u und $u + du$ haben. χ_0 ist die Vakuumenergie und $h\nu$ ist die Energie der Photonen. Das Integral kann durch eine Reihenentwicklung gelöst werden. Im Modell des freien

Elektronengases und $h\nu \ll E_F$ wird die Quanteneffizienz der internen Photoemission sehr gut durch folgende Formel angenähert [71]:

$$Y_I = \frac{(h\nu - \varphi_B)^2}{8E_F h\nu} \quad (3.15)$$

Dabei ist φ_B die Schottky-Barrierenhöhe und E_F ist die Fermi-Energie. Genaugenommen gilt Gleichung 3.15 nur für unendlich dünne Metallschichten, in denen alle Photonen absorbiert werden. Für eine genauere Bestimmung der Quanteneffizienz muß die Photonenabsorption im Metall und die Diffusion der photoangeregten Ladungsträger im Metall zum Metall-Halbleiter-Übergang berücksichtigt werden. J. Duboz and P. Badoz [42] haben ein Modell entwickelt, um die erwähnten physikalischen Phänomene zu beschreiben. In ihrem Modell wird zunächst die Absorption der Photonen $N(x)dx$ in einem Schichtsegment zwischen x und $x + dx$ berechnet:

$$N(x)dx = -\frac{1}{h\nu} \frac{\partial S(x)}{\partial x} dx \quad (3.16)$$

$S(x)$ ist dabei der Pointingvektor. Die Anzahl der absorbierten Photonen entspricht der Anzahl der photoangeregten Elektronen. Die heißen Elektronen müssen zur Metall-Halbleiter-Grenzfläche diffundieren. Auf ihrem Weg verlieren die Elektronen durch optische Phononen-Streuung Energie (siehe auch Kapitel 3.4.4). Damit die heißen Ladungsträger zum Photostrom beitragen können, muß die verbliebene Energie an der Grenzfläche größer als die Potentialbarriere sein. Die Wahrscheinlichkeit $p(x)$, daß ein Elektron auf seinem Weg zur Grenzfläche genügend Energie behält, wird durch eine exponentielle Abhängigkeit des Abstandes x zwischen Photoabsorption und Grenzfläche beschrieben. Die Abklingkonstante der Exponentialfunktion wird Austrittslänge L genannt. Reflexionen der Ladungsträger an der gegenüberliegenden Metallseite werden in dieser Wahrscheinlichkeit berücksichtigt.

$$p(x) = \frac{1}{2} e^{-\frac{x}{L}} \left(e^{\frac{x}{L}} + e^{-\frac{x}{L}} \right) \quad (3.17)$$

Die Wahrscheinlichkeit Y_E , daß ein absorbiertes Photon tatsächlich zu einem Photoelektron führt, wird durch die Kombination der drei erwähnten Prozesse beschrieben.

$$Y_E = \int_0^d Y_I p(x) \frac{N(x)}{N_i} dx \quad (3.18)$$

Mit der Hilfe von Gleichung 3.18 kann nun die Quanteneffizienz Y_E als Funktion der Metallschichtdicke d berechnet werden. Abbildung 3.12 zeigt die berechnete externe Quanteneffizienz von Schottky-Dioden als Funktion der Metallschichtdicke für unterschiedliche Austrittslängen L . Ist die Schicht sehr dünn, so können nur wenige Photonen absorbiert werden. Y_E ist dementsprechend klein. Wird die Schichtdicke erhöht, so werden zunächst mehr Photonen absorbiert; die Quanteneffizienz steigt. Gleichzeitig nimmt der Diffusionsweg der Elektronen zur Grenzfläche hin zu. Durch Energielaxation werden mit steigender Schichtdicke immer mehr Elektronen zu viel Energie verlieren, um die Barriere zu überwinden. Entspricht die Metallschichtdicke der Austrittslänge L so erreicht die Quanteneffizienz ein Maximum. Mit weiter ansteigender Schichtdicke nimmt die Anzahl der absorbierten Photonen weiter zu. Wegen der sehr langen Diffusionswege nimmt insgesamt gesehen die externe Quanteneffizienz aber ab.

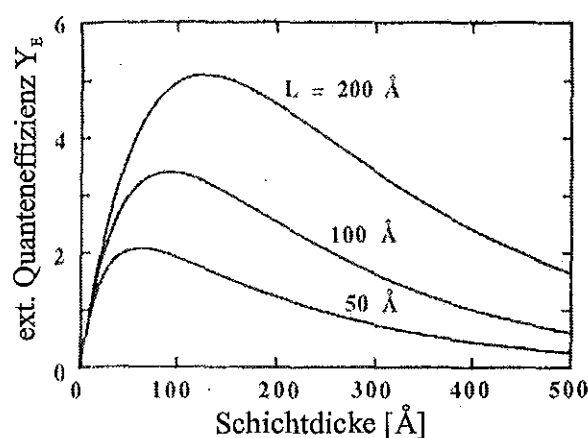


Abbildung 3.12: Berechnete externe Quanteneffizienz für eine CoSi_2/Si -Schottky-Diode als Funktion der Metallschichtdicke d und der Austrittslänge L . Die Photonenenergie ist 1 eV. (aus [42])

Experimentelle und theoretische Eigenschaften von Schottky-Dioden können aus [15][16][17] entnommen werden.

3.4.2 Interne Photoemission in der MSM-Photodiode

Nachdem die interne Photoemission an einem Metall-Halbleiter-Übergang betrachtet wurde, wird im folgenden Kapitel die Photoemission in einer Metall-Halbleiter-Metall Heterostruktur untersucht. Besteht die MSM-Struktur aus einer dünnen,

intrinsischen Siliziumschicht, so ergeben sich gerade Potentialbarrieren zwischen den Metallfilmen. Haben die beiden Metalle unterschiedliche Schottky-Barrierenhöhen (SBH), so ergeben sich unsymmetrische Bandverläufe (Abbildung 2.6). Wird die Struktur mit Licht einer Wellenlänge größer $1.1 \mu\text{m}$ beleuchtet, so reicht die Energie der Photonen nicht aus, um im Silizium Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Die Photonen können aber in den Metallfilmen absorbiert werden und dort heiße Elektron-Loch Paare anregen. Ein Teil der heißen Ladungsträger kann unter Umständen die trapezförmige Barriere überwinden und zum Photostrom beitragen. Insgesamt gibt es vier Möglichkeiten für die heißen Ladungsträger, die gegenüberliegende Metallelektrode zu erreichen:

1. Elektronenstrom i_1 : Elektronen überqueren die Metall 1/Si SB und bewegen sich mit dem elektrischen Feld, bis sie im Metall 2 eingesammelt werden.
2. Elektronenstrom i_2 : Elektronen passieren die Metall 2/Si Schottky-Barriere und wandern entgegen dem elektrischen Feld zum Metall 1
3. Löcherstrom i_3 : Löcher werden im Metall 1 angeregt, überqueren die Schottky-Barriere für die Löcher und werden im Metall 2 eingesammelt
4. Löcherstrom i_4 : Löcher aus Metall 2 wandern mit dem elektrischen Feld und erreichen die gegenüberliegende Metallelektrode.

Voraussetzung für diese Ströme ist, daß die Energie der Ladungsträger ausreicht, um die Barriere zu überwinden. In erster Näherung (inelastische Streuung der heißen Ladungsträger im Silizium wird vernachlässigt) wird die Grenzenergie E_{gr} , bei der Ladungsträger die Barriere gerade noch überqueren können, durch die effektive Schottky-Barrieren φ_{eff} bestimmt. Die effektive Schottky-Barriere setzt sich aus der Schottky-Barriere für die Löcher bzw. Elektronen und der Potentialdifferenz aufgrund des elektrischen Feldes im Silizium zusammen. Durch das Anlegen einer Spannung kann die Potentialdifferenz im Silizium und damit die effektive SBH variiert werden. Damit ändern sich auch die Grenzenergien für die Ströme $i_1 \dots i_4$. Die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit des Detektors kann somit durch Variation der Spannung verändert werden. Wegen dieser Eigenschaft werden diese Detektoren auch als *tunable internal photoemission detectors* (TIPS) bezeichnet [14][18].

Betrachtet man die Quanteneffizienz der Detektoren, so kann diese nicht mit dem einfachen Fowler Formalismus (Photostrom proportional zu $(h\nu - \varphi_{eff})^2$) beschrieben werden. Der Gesamtphotostrom i_{ges} setzt sich aus den 4 einzelnen Strömen $i_1 \dots i_4$

zusammen, die gleichzeitig in Konkurrenz zueinander stehen. Jeder einzelne Strom sieht andere effektive Potentialbarrieren. Auch beeinflussen Relaxationsprozesse der heißen Ladungsträger im Silizium die Wahrscheinlichkeit, ob ein Ladungsträger entgegen dem elektrischen Feld zur gegenüberliegenden Metallelektrode gelangen kann. Aufgrund der Mehrlagenstruktur ändert sich im Gegensatz zu den einfachen Schottky-Dioden die Photoabsorption stark mit der Wellenlänge. Die MSM-Struktur wirkt dabei wie ein Fabry-Perot Interferometer. Die Metallschichtdicken haben, wie in Kapitel 3.4.1 gezeigt, einen weiteren Einfluß auf die interne Quanteneffizienz. Je dicker die Schicht, desto mehr Photonen können absorbiert werden, aber entsprechend nehmen die Diffusionswege der angeregten Ladungsträger zu. Dabei können sie soviel Energie durch Streuprozesse im Metall verlieren, daß sie die Barriere nicht überwinden können. Um die Quanteneffizienz der TIPS zu berechnen müssen also:

- die vier einzelnen Photoströme $i_1 \dots i_4$
- die Photonenabsorption in den Metallschichten
- die Relaxation von heißen Ladungsträgern in den Metallfilmen
- die Relaxation von heißen Ladungsträgern im Silizium

berücksichtigt werden. Die Gesamteffizienz Y_{ges} setzt sich also aus vier Beiträgen $Y_1 - Y_4$ zusammen:

$$Y_{ges} = \sum_{i=1}^4 Y_i \quad \text{mit} \quad Y_i = A_i f_{abs}^i (h\nu - \varphi_{eff}^i)^2 \alpha_i \quad (3.19)$$

A_i ist eine konstante Funktion der Metallschicht, von der die Ladungsträger erzeugt worden sind. f_{abs} ist der Teil des Lichtes, der in der betreffenden Metallschicht absorbiert worden ist. $(h\nu - \varphi_{eff}^i)^2$ resultiert aus der Fowler-Gleichung und α_i ist die Transferkonstante. α_i hängt von der Spannung ab und beschreibt die Relaxation von heißen Ladungsträgern im Silizium. Für Ladungsträger, die sich in Feldrichtung bewegen, ist $\alpha_i = 1$, sonst kleiner als 1. Durch Messung der Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge und der Spannung kann α_i bei bekannter Schottky-Barrierenhöhe bestimmt werden. Aus Gleichung 3.19 wird ersichtlich, daß die Grenzwellenlänge λ_{gr} , bei der noch ein Photostrom gemessen werden kann, von der kleinsten effektiven Schottky-Barriere abhängt. Durch Variation der Spannung kann somit die Grenzwellenlänge verschoben werden.

Liegt keine Spannung an den Elektroden an, so werden i_1 und i_4 den Photostrom bestimmen (Abbildung 2.6 b). In Gegensatz zu i_3 und i_4 können die Ladungsträger sich mit dem elektrischen Feld bewegen. Die Grenzwellenlänge wird dabei durch die kleinere der beiden Barrieren bestimmt. Wird an Metall 1 ein negatives Potential angelegt, so ändern sich die effektiven Barrieren φ_1 und φ_4 nur durch den schwachen Schottky-Barrieren-Effekt. Die effektiven Barrieren φ_2 und φ_3 werden noch größer. Die Grenzwellenlänge wird sich daher kaum verändern. Wird hingegen an Metall 1 ein positives Potential angelegt, so werden die effektiven Barrieren für i_2 und i_3 kleiner. Die Grenzwellenlänge wird sich entsprechend zu höheren Wellenlängen verschieben und die Ströme i_2 und i_3 werden nach dem Fowler Formalismus größer. Auch nähert sich der Transferkoeffizient α_i mit zunehmender Spannung Eins an. Mit weiter zunehmender positiver Spannung wird schließlich der Zustand flacher Bänder erreicht. In diesem Fall ist wegen des schwachen elektrischen Feldes ein kleiner Photostrom zu erwarten. Die Grenzwellenlänge wird wie in Abbildung 2.6 c gezeigt durch den Löcherstrom i_3 bestimmt. Wegen der viel höheren effektiven Schottky-Barrieren werden i_1 und i_2 nur einen kleinen Beitrag zum Photostrom leisten. Wird die Spannung weiter erhöht, so wird im wesentlichen der Strom i_3 wegen der kleinsten Schottky-Barriere dominieren (Abbildung 2.6 d). Experimentelle Daten können aus [18][13] entnommen werden.

3.4.3 Pulsentstehung im infraroten Wellenlängenbereich

Bei der internen Photoemission in der MSM-Struktur werden im stationären Betrieb im wesentlichen nur Photoströme in Richtung des elektrischen Feldes fließen. Die Ladungsträger, die sich gegen das elektrische Feld bewegen, relaxieren schnell im Silizium und tragen somit nicht zum Gesamtstrom bei. Auch ist der Anteil der Einzelströme $i_1 \dots i_4$ am Gesamtstrom i_{ges} stets konstant. Unter dynamischen Verhältnissen, das heißt bei kurzzeitiger Beleuchtung, sind diese Annahmen nicht mehr gültig. Der Beitrag der Ladungsträger, die sich gegen das elektrische Feld bewegen und an die Bandkante relaxieren, kann einen starken Einfluß auf die Pulsentstehung haben. Um diesen Einfluß zu beschreiben, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Modell entwickelt, das helfen soll, die dynamischen Vorgänge bei der internen Photoemission zu verstehen. Der Relaxationsprozeß von heißen Ladungsträgern im Silizium spielt in diesem Modell eine entscheidene Rolle. Daher werden im Anschluß an das Modell die physikalischen Eigenschaften von heißen Ladungsträgern, wie mittlere Energie, Driftgeschwindigkeit und Beweglichkeit als Funktion des elektrischen Feldes, zunächst unter stationären Verhältnissen beschrieben [68]. Bei dynamischen

Vorgängen müssen insbesondere Energie- und Impulsrelaxationszeiten berücksichtigt werden [66] [69]. Dazu wurde ein Simulationsprogramm geschrieben, welches die Dynamik eines Ensembles von heißen Ladungsträgern unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes erfassen kann. Ein bekanntes Phänomen von heißen Ladungsträgern ist der sogenannte *velocity-overshoot*-Effekt, der bei sich schnell ändernden elektrischen Feldern auftritt. Dieser Effekt wird näher beleuchtet. Abschließend wird mit der Software die Relaxation von heißen Ladungsträgern an der Schottky-Barriere untersucht.

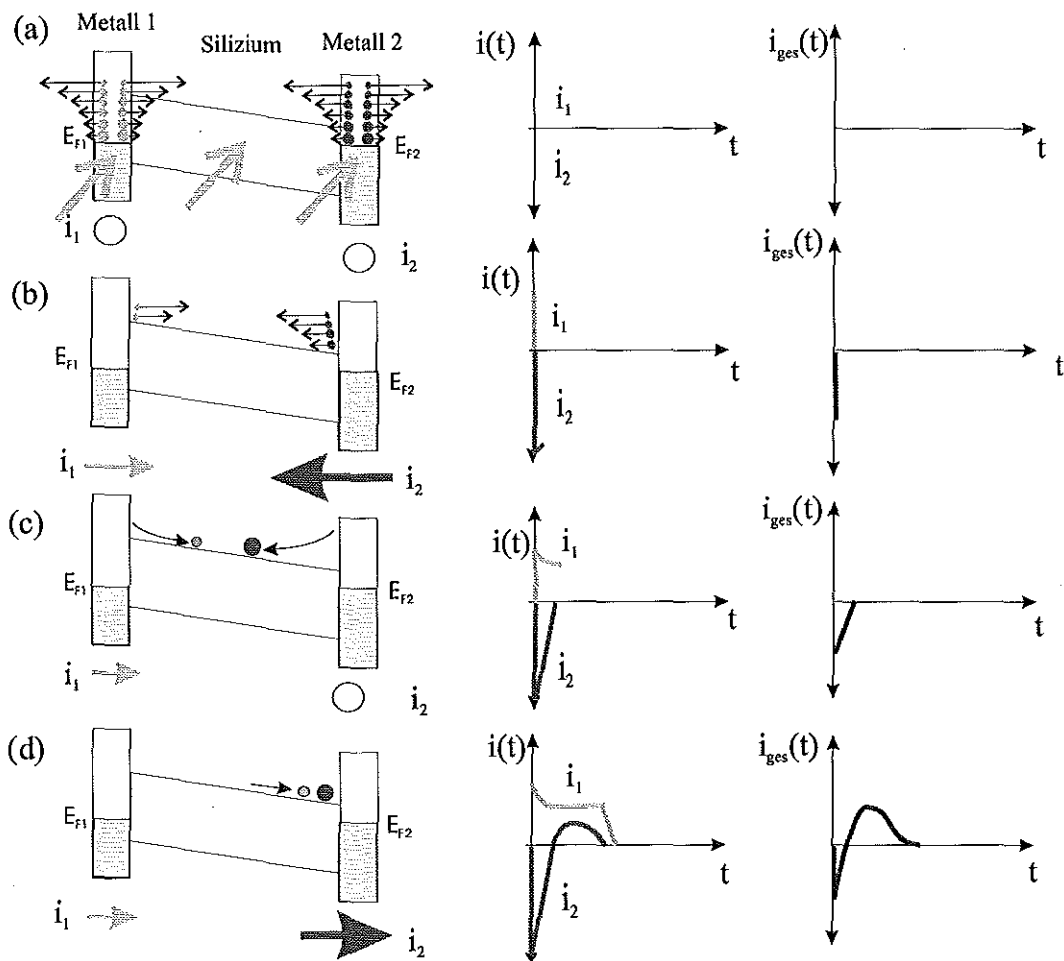


Abbildung 3.13: Modell zur Pulsentstehung im infraroten Wellenlängenbereich.

Modell

Bei Beleuchtung der MSM-Struktur mit infrarotem Licht können im Silizium keine Photonen absorbiert werden. Die Energie der Photonen reicht nicht aus, um dort

Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Jedoch wird das Licht in den Metallschichten absorbiert und erzeugt dort angeregte Elektron-Loch-Paare. Die Ladungsträger haben durch die Photonenabsorption kinetische Energie aufgenommen und bewegen sich zunächst isotrop in alle Raumrichtungen im Metall fort. Im folgenden sollen nur die Geschwindigkeitskomponenten der Ladungsträger senkrecht zum Metall-Halbleiter-Übergang betrachtet werden. In Abbildung 3.13 a wird dieser Zustand skizziert. Die heißen Löcher werden in diesem Modell wegen der Übersichtlichkeit nicht betrachtet. Sie können aber analog zu den Elektronen behandelt werden. Es werden viele Elektronen (großer Kreis) eine kleine Geschwindigkeitskomponente (kurzer Pfeil) und wenige Elektronen (kleiner Kreis) eine große Geschwindigkeitskomponente (langer Pfeil) senkrecht zum Interface haben. Die Ladungsträger, die sich vom Metall-Halbleiter-Übergang entfernen, relaxieren durch optische Phononenstöße im Metall innerhalb einiger fs (siehe Kapitel 3.4.4). Die Elektronen hingegen, die sich in Richtung des Halbleiters bewegen und am Metall-Halbleiter-Übergang eine kinetische Energie senkrecht zum Interface größer als die Schottky-Barriere haben, können diese überwinden und in den Halbleiter eindringen (siehe Abbildung 3.13 b). Da die Relaxationszeiten im Silizium mehrere Größenordnungen größer (400 fs) als im Metall sind, können sich die Ladungsträger zunächst ballistisch, das heißt ohne Streuung mit dem Gitter, durch das Silizium bewegen. Es treten dabei Driftgeschwindigkeiten der Elektronen oberhalb der für Si charakteristischen Sättigungsdriftgeschwindigkeit von 10^7 cm s^{-1} auf. Es bildet sich ein resultierender Elektronenfluß an den jeweiligen Metall-Kontakten in Richtung zur gegenüberliegenden Elektrodenseite aus. Nach dem Ramos-Theorem erzeugen bewegte Ladungen in einem Plattenkondensator einen elektrischen Stromfluß $i(t)$, der durch die Geschwindigkeit $v(t)$ und der Anzahl N der Ladungsträger bestimmt wird.

$$i(t) = qN \frac{v(t)}{d} \quad (3.20)$$

Danach gibt es einen Strom i_1 von Metall 1 zu Metall 2 und einen Strom i_2 von Metall 2 zu Metall 1. Liegt ein unsymmetrischer MSM-Kontakt vor, so werden bei gleichmäßiger Beleuchtung und gleicher Metallschichtdicke mehr Elektronen von der Metallseite mit der geringeren Schottky-Barriere (Strom proportional $(h\nu - \varphi_B)^2$) fließen. Auch ist deren mittlere Geschwindigkeit wegen der höheren kinetischen Energie der Ladungsträger größer. Ist also die Schottky-Barriere, wie in Abbildung 3.13 gezeigt, für Metall 2 sehr viel kleiner als für Metall 1 ($\varphi_1 \ll \varphi_2$), so wird direkt nach der Beleuchtung aufgrund des Ramos-Theorems $i_2 \gg i_1$ sein. Da beide Ströme in entgegengesetzter Richtung fließen, setzt sich der Gesamtstrom i_{ges} aus einem po-

sitiven Strom $i_1(t)$ und einem negativen Strom $i_2(t)$ zusammen: $i_{ges} = i_1(t) - i_2(t)$ und ist zunächst negativ. Die heißen Ladungsträger streuen an optischen Phononen und verlieren dabei Energie und Impuls bzw. Geschwindigkeit. Während sich die Ladungsträger direkt nach der Photonenanregung mit Geschwindigkeiten oberhalb der Sättigungsgeschwindigkeit fortbewegen konnten, nähert sich die Geschwindigkeit für die Elektronen von Metall 1 nach einigen hundert fs der stationären Driftgeschwindigkeit an. Die Elektronen von Metall 2 kommend, relaxieren ebenfalls und bewegen sich solange gegen das elektrische Feld, bis deren mittlere Geschwindigkeit gleich Null ist (Abbildung 3.13 c). Zu diesem Zeitpunkt gibt es nur einen positiven Strombeitrag von i_1 . Danach bewegen sich die abgebremsten Ladungsträger von Metall 2 in umgekehrter Richtung, das heißt in Richtung des elektrischen Feldes, weiter. Der Strom i_2 wechselt daher sein Vorzeichen (Abbildung 3.13 d) und der Gesamtstrom i_{ges} setzt sich nun aus zwei Komponenten i_1 und i_2 mit jeweils gleichem Vorzeichen zusammen. Der Strom i_{ges} erlischt, wenn alle Ladungsträger in Metall 2 eingesammelt worden sind. Der Gesamtpuls besteht also aus einem scharfen negativen Puls, der durch die Ladungsträger von Metall 2 erzeugt worden ist, und einem langsamen breiten positiven Puls, der sich im wesentlichen durch die Drift der Ladungsträger in Richtung des elektrischen Feldes zusammensetzt. Der Relaxationsprozeß unter Einfluß eines elektrischen Feldes wird in Kapitel 3.4.5 mit Hilfe eines Simulationsprogrammes untersucht.

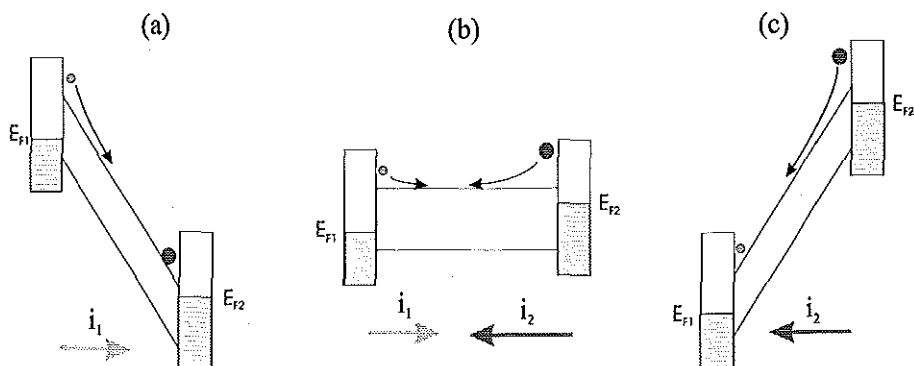


Abbildung 3.14: Ladungsträgertransport in der MSM-Struktur aufgrund von kurzzeitiger Beleuchtung bei (a) negativer Spannung, (b) Flachbandspannung, (c) positiver Spannung.

Aus diesem einfachen Modell lassen sich nun qualitativ folgende Aussagen treffen:

- Ist die Schottky-Barriere von Metall 1 kleiner als von Metall 2, so ändert sich auch das Vorzeichen des scharfen Peaks bzw. des Überschwingers. Der Über-

schwinger ist nur zu erkennen, wenn der Kontakt mit der größeren Schottky-Barriere in Sperrichtung geschaltet wird.

- Wird das negative Potential an Metall 1 erhöht (Abbildung 3.14 a), so wird der negative Peak schmaler. Die gegen das elektrische Feld laufenden Ladungsträger werden stärker abgebremst und relaxieren somit schneller. Ferner werden die Ladungsträger von Metall 1 durch das größere elektrische Feld schneller, so daß sie eher die gegenüberliegende Metallelektrode erreichen.
- Wird eine positive Spannung an Metall 1 angelegt, so daß kein elektrisches Feld im Silizium vorhanden ist (flache Bandverläufe), so wird der Strom von i_2 wegen der kleineren Schottky-Barriere dominieren (Abbildung 3.14 b). Elektronen verlassen Metall 2 und verlieren auf ihren Weg zu Metall 1 Impuls und Energie, so daß sie unter Umständen die andere Metallelektrode nicht erreichen können. Die mittlere Geschwindigkeit wird dann innerhalb des Siliziums gegen Null gehen und ein scharfer Strompuls mit nur einem Vorzeichen wird sichtbar. In diesem Fall hängt die Pulsbreite nicht mehr vom Abstand der Elektroden ab, sondern wird durch die Relaxationszeitkonstanten der heißen Ladungsträger bestimmt. In diesem Fall lassen sich theoretisch extrem schnelle Pulse mit einer Pulsbreite von einigen hundert fs realisieren.
- Wird ein größeres positives Potential an Metall 1 angelegt, so gelangen die Elektronen von Metall 2 immer weiter in Richtung zu Metall 1 (Abbildung 3.14 c). Der Strompuls i_2 in negativer Richtung wird länger.
- Bei sehr großen negativen oder positiven Spannungen ist fast ausschließlich der Beitrag der Elektronen, die sich mit dem elektrischen Feld bewegen, sichtbar.
- Aus den Simulationsrechnungen in Kapitel 3.4.6 geht hervor, daß bei höheren Photonenenergien die Ladungsträger schneller relaxieren. Es sind also schärfere Peaks zu beobachten.
- Mit größer werdender Diodenfläche nimmt die Kapazität und damit die RC-Zeitkonstante zu. Daher sollten breitere Pulse zu beobachten sein.

3.4.4 Relaxation von heißen Ladungsträgern in Metallen

Die elektrischen Relaxationszeiten τ_{el} von Ladungsträgern in Metallen werden im Drude-Modell durch folgenden Zusammenhang berechnet [49].

$$\tau_{el} = \frac{m}{\rho n e^2} \quad (3.21)$$

m ist die Elektronenmasse, ρ ist der spezifische Widerstand und n ist die Elektrodendichte. Die berechneten Relaxationszeiten werden für einige Metalle in Tabelle 3.1 gezeigt.

Material	$\tau_{el} [fs]$
Al	8
Fe	2.4
Mg	6.7

Tabelle 3.1: Berechnete Relaxationszeiten τ_{el} [49].

Die durch Gleichung 3.21 gegebenen Relaxationszeiten τ_{el} gelten für den elektrischen Stromtransport. Bei der Relaxation von optisch angeregten Ladungsträgern sind häufig sehr viel kürzere Relaxationszeiten beobachtet worden als in Tabelle 3.1 angegeben. Im wesentlichen sind hierfür zwei Effekte verantwortlich:

1. Die Energie der optisch angeregten Elektronen (0.5-1eV) ist sehr viel höher als die der elektrisch angeregten (Die Potentialdifferenz über die mittlere freie Weglänge im Metall ist klein). Daher stehen den Ladungsträgern eine höhere Anzahl von Phononen zur Relaxation zur Verfügung. Insbesondere können auch optische Phononen am Relaxationsprozeß eine wesentliche Rolle spielen.
2. Neben der Elektron-Phonon-Streuung nehmen bei optischen Frequenzen auch Elektron-Elektron-Wechselwirkungen am Relaxationsprozeß teil.

Aus den oben genannten Gründen gilt [48]:

$$\tau_{el} > \tau_{opt} \quad (3.22)$$

Für CoSi_2 ist eine Relaxationszeit von 2.5 fs für optisch angeregte Ladungsträger berechnet worden [48]. Für die meisten Metalle sind Relaxationszeiten von 1-30 fs gemessen worden.

3.4.5 Relaxation von heißen Ladungsträgern im Silizium

Stationärer, nichtlinearer Stromtransport von heißen Elektronen im Silizium

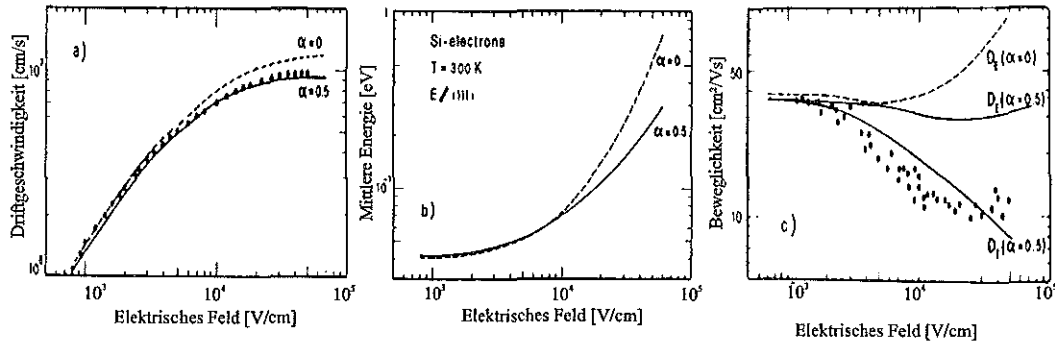


Abbildung 3.15: Driftgeschwindigkeit (a), mittlere Energie (b) und Beweglichkeit (c) als Funktion des elektrischen Feldes (aus [47]).

Bei niedrigen elektrischen Feldern ist die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger proportional zur elektrischen Feldstärke. Die Proportionalitätskonstante ist die bekannte Beweglichkeit μ_0 der Ladungsträger. Im thermischen Gleichgewicht streuen die Ladungsträger mit dem Gitter und absorbieren und emittieren im gleichen Maße akustische Phononen. Der Nettoenergieaustausch ist Null. Die Geschwindigkeitsverteilung wird, wie in Abbildung 3.16 a gezeigt, im k -Raum durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben. In Anwesenheit eines elektrischen Feldes erhalten die Ladungsträger Energie aus dem Feld, die sie durch zusätzliche Emission von akustischen Phononen wieder an das Gitter abgeben. Bei ausreichend großen elektrischen Feldern gewinnen die Ladungsträger genügend Energie aus dem Feld, um auch optische Phononen (63 meV) zu emittieren. Mit weiter ansteigender Feldstärke erhalten die Ladungsträger zunehmend mehr Energie aus dem elektrischen Feld. Im stationären Gleichgewicht muß dieser Energiegewinn durch die zusätzliche Emission von optischen Phononen ausgeglichen werden. Dabei steigt auch die mittlere Energie der Ladungsträger an (siehe Abbildung 3.15 b). Sie erhalten eine effektive Temperatur T_e , die höher als die Temperatur T des Gitters ist. Wenn der Energiegewinn der Ladungsträger durch das elektrische Feld und der Energieverlust an das Gitter verglichen wird, kann die effektive Temperatur T_e und damit die mittlere Energie $\bar{E}$ berechnet werden [47].

$$T_e = T \frac{1}{2} \left(1 + \left(1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 \mathcal{E}}{C_s} \right)^2 \right)^{0.5} \right) \quad \text{und} \quad \bar{E} = \frac{3}{2} k_B T_e \quad (3.23)$$

Dabei ist C_s die Schallgeschwindigkeit im Silizium, μ_0 die Ladungsträgerbeweglichkeit und $\mathcal{E}$ die elektrische Feldstärke. Mit zunehmender Temperatur streuen die Elektronen verstärkt mit den Phononen. Dadurch nimmt die mittlere Streuzeit und die Beweglichkeit der Ladungsträger ab (Abbildung 3.15 c). Die Elektronen verlieren den in Richtung des elektrischen Feldes gewonnen Impuls. Die mittlere Geschwindigkeit der Ladungsträger erreicht somit mit steigender Feldstärke einen Sättigungswert (siehe Abbildung 3.15 a). Die Driftgeschwindigkeit $\bar{v}$ als Funktion des elektrischen Feldes $\mathcal{E}$ wird gut mit

$$\bar{v} = v_{se} \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{v_{se}}{\mu_{0e} \mathcal{E}} \right)^2} \right)^{0.5} \quad (3.24)$$

angenähert. Obwohl die einzelnen Ladungsträger einen sehr großen Impuls in Richtung des Feldes erhalten, wird er durch Streuprozesse im Raum verteilt. Die Impulsverteilungsfunktion verschiebt sich in Richtung des elektrischen Feldes und verbreitert sich infolge der Kollisionen der Ladungsträger mit den Phononen (Abbildung 3.16b).

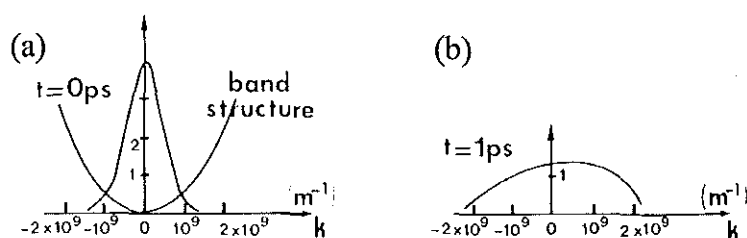


Abbildung 3.16: Impulsverteilungsfunktion (a) ohne elektrisches Feld (b) mit großem elektrischen Feld (aus [46]).

Liegt die mittlere Energie $\bar{E}$ mehrere $k_B T$ über dem Fermi-Niveau, so spricht man von heißen Ladungsträgern. Die Gleichungen 3.23 - 3.24 gelten nur für den stationären Ladungsträgertransport.

Dynamik von heißen Ladungsträgern

Wenn die Impuls- und Energierelaxationszeiten gleich sind, dann werden mittlerer Impuls und mittlere Energie der Ladungsträger in gleichem Maße Änderungen im elektrischen Feld folgen und einen neuen Gleichgewichtszustand einnehmen (siehe durchgezogene Kurven in Abbildung 3.17). Ist aber die Energierelaxationszeit sehr viel langsamer als die Impulsrelaxationszeit, dann wird die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ der Ladungsträger, deren Beweglichkeit von der mittleren Energie der Ladungsträger abhängt, kontinuierlich „korrigiert“, bis die Energieverteilung einen konstanten Wert erreicht hat. Die Geschwindigkeit wird dann wie die gestrichelte Kurve in Abbildung 3.17 relaxieren. Die Geschwindigkeit der Ladungsträger kann somit vom stationären Gleichgewichtswert abweichen. Dieser Effekt wird als *velocity-overshoot* bezeichnet.

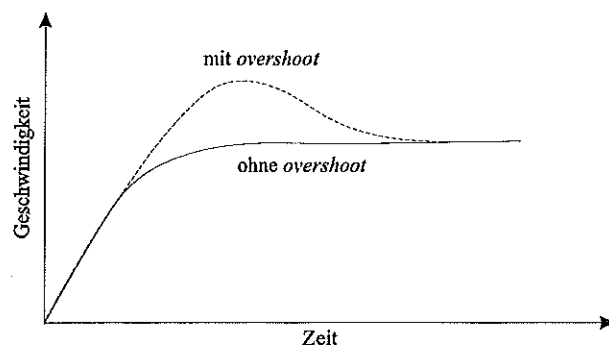


Abbildung 3.17: Annäherung an das statische Gleichgewicht mit und ohne *velocity-overshoot*.

Zum besseren Verständnis des *overshoot*-Phänomens wird im folgenden das Relaxationsverhalten von heißen Elektronen im Si unter dem Einfluß eines zum Zeitpunkt $t = 0$ eingeschalteten elektrischen Feldes in Si(111) Richtung untersucht (Abbildung 3.18). Die Elektronengeschwindigkeit steigt zunächst linear mit der Zeit an. Die Ladungsträger werden frei beschleunigt, das heißt sie bewegen sich ballistisch durch das Material. Dabei kann die Geschwindigkeit oberhalb der Sättigungsgeschwindigkeit liegen. Bei fortschreitender Zeit beginnen die Ladungsträger mit dem Gitter zu streuen. Die Geschwindigkeit der Ladungsträger verringert sich, bis der stationäre Zustand erreicht ist. Während des ballistischen Transports von Ladungsträgern lassen sich also Driftgeschwindigkeiten oberhalb der statischen Sättigungsdriftgeschwindigkeit realisieren.

Um das Phänomen besser zu verstehen, ist es hilfreich, die Impulsverteilungsfunktion

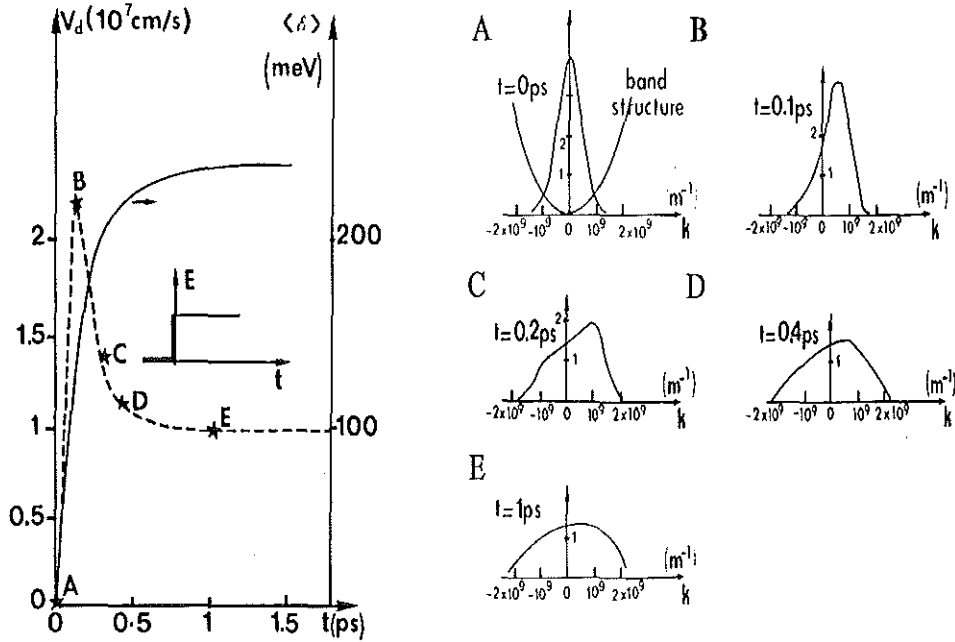


Abbildung 3.18: (a) Mittlere Geschwindigkeit und mittlere Energie der Ladungsträger als Funktion der Zeit nach Einschalten eines elektrischen Feldes mit $\vec{E}||\text{Si}(111)$ bei 293 K. (b) Zugehörige Impulsverteilungsfunktion. (aus [46])

zu bestimmten Zeitpunkten nach Einschalten des elektrischen Feldes zu betrachten. In Abbildung 3.18 b werden die aus Monte-Carlo-Simulationen berechneten Impulsverteilungsfunktionen im k -Raum dargestellt [46]. Zum Zeitpunkt $t = 0$ befindet sich das System im thermischen Gleichgewicht. Die Funktion ist symmetrisch um $k = 0$ und die mittlere Geschwindigkeit ist $\bar{v} = 0$. Aus der Verteilungsfunktion und der Bandstruktur kann durch Integration über alle k -Werte die mittlere Energie berechnet werden. 0.1 ps nach Einschalten des elektrischen Feldes haben Streuprozesse noch nicht eingesetzt und jeder k -Wert wird in Richtung des elektrischen Feldes um einen Wert proportional zur elektrischen Feldstärke und zur verstrichenen Zeit verschoben (Abbildung 3.18 (a)). Die Driftgeschwindigkeit steigt linear mit der Zeit an. Schreitet die Zeit weiter fort, so werden Streuprozesse verstärkt eintreten. Dadurch wird der Impuls verteilt, und immer mehr Zustände im k -Raum entgegen der elektrischen Feldrichtung werden besetzt. Das Maximum der Verteilungsfunktion, das sich zunächst in Richtung des elektrischen Feldes bewegt hat, relaxiert (Abbildung 3.18 (B)-(D)) zu seinem Gleichgewichtswert (Abbildung 3.18 (E)). Während dieser Zeit ist die Driftgeschwindigkeit höher als die stationäre Driftgeschwindigkeit.

3.4.6 Simulation der Dynamik von heißen Ladungsträgern

Theorie

Treten Veränderungen des elektrischen Feldes in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Ladungsträger bzw. der mittleren Zeit zwischen zwei Stößen mit dem Gitter auf, so können sich von Gleichung 3.24 abweichende Eigenschaften ergeben. Um das Verhalten eines Ensembles von Ladungsträgern in einem Halbleiter bei sich zeitlich änderndem elektrischen Feld zu untersuchen, müssen deren mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ und Energie $\bar{E}$ betrachtet werden. Monte-Carlo-Methoden bieten ein Mittel, um solche zeitabhängigen Vorgänge zu studieren. Die Boltzmann-Transport-Gleichung muß dazu numerisch gelöst werden. Dies setzt die genaue Kenntnis der einzelnen Relaxationsmechanismen, der Energiebänder und Kopplungskonstanten voraus. Ferner sind diese Berechnungen zeitaufwendig und häufig sind nur die stationären Transportkoeffizienten in der Literatur gegeben. Verschiedene Autoren [45] [46] haben eine wesentlich einfachere Methode benutzt, um Transportphänomene zu untersuchen. In der Relaxationszeit-Näherung werden durch zwei gekoppelte Differentialgleichungen Energie- und Impuls-Relaxation in Zusammenhang gebracht, um die mittlere Energie $\bar{E}$ und Geschwindigkeit $\bar{v}$ der Ladungsträger unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes $\mathcal{E}$ zu untersuchen. Die Ratengleichungen können unter Berücksichtigung der Streumechanismen aus der Boltzmann-Transport-Gleichung abgeleitet werden. Die grundlegenden Gleichungen lauten:

$$\frac{d(m(\bar{E})\bar{v})}{dt} = q\mathcal{E} - \frac{m(\bar{E})\bar{v}}{\tau_P(\bar{E})} \quad (3.25)$$

$$\frac{d\bar{E}}{dt} = q\mathcal{E}\bar{v} - \frac{\bar{E} - E_0}{\tau_E(\bar{E})} \quad (3.26)$$

Dabei ist τ_E die Energie-Relaxationszeitkonstante und τ_P die Impuls-Relaxationszeitkonstante. Der Vorteil dieser Approximation ist, daß bei bekannter mittlerer Energie $\bar{E}$ und Geschwindigkeit $\bar{v}$ der Ladungsträger sowie bei bekannter elektrischer Feldstärke $\mathcal{E}$ im Halbleiter zum Zeitpunkt $t=0$ der weitere Verlauf des Ladungsträgertransportes unter Berücksichtigung von Relaxationsprozessen berechnet werden kann. Es wurde ein Computerprogramm entwickelt, welches die Gleichungen 3.25 und 3.26 löst. Eine analytische Lösung dieser Differentialgleichungen ist wegen der Abhängigkeit von τ_E , τ_M und m von der mittleren Energie der

Ladungsträger äußerst schwierig. Nougier [45] hat einen Algorithmus entwickelt, mit welchem die Differentialgleichungen 3.25 und 3.26 numerisch gelöst werden:

Ausgangspunkt des Algorithmus ist die Berechnung von $\bar{v}(t)$ und $\bar{E}(t)$ zu einem späteren Zeitpunkt $t + \Delta t$. Ist Δt sehr viel kleiner als die Relaxationszeiten τ_E und τ_m , so gilt:

$$m\bar{v}(t + \Delta t) = m\bar{v}(t) + \Delta t \frac{dm\bar{v}(t)}{dt} \quad (3.27)$$

$$\bar{E}(t + \Delta t) = \bar{E}(t) + \Delta t \frac{d\bar{E}}{dt} \quad (3.28)$$

Aufgabe ist es nun, die Differentialkoeffizienten $dm\bar{v}(t)/dt$ und $d\bar{E}/dt$ zu bestimmen. Dazu muß die Abhängigkeit von τ_E, τ_P und m von der mittleren Energie der Ladungsträger bekannt sein. Diese Abhängigkeit kann aus den durch Monte-Carlo-Methoden [47] bekannten stationären Eigenschaften von $\bar{v}_s(\mathcal{E}_s)$, $\bar{E}_s(\mathcal{E}_s)$ und $\bar{m}_{eff}(\mathcal{E}_s)$ gewonnen werden. Aus $d(m(E)\bar{v})/dt = 0$ und $d\bar{E}/dt = 0$ ergeben sich damit folgende Zusammenhänge:

$$\tau_P(\bar{E}_s) = \frac{m(\bar{E}_s)v_s(\bar{E}_s)}{q\mathcal{E}_s} \quad (3.29)$$

$$\tau_M(\bar{E}_s) = \frac{\bar{E}_s - \bar{E}_0}{q\mathcal{E}_s v_s(\bar{E}_s)} \quad (3.30)$$

Gleichungen 3.29 und 3.30 in Gleichungen 3.26 und 3.25 eingesetzt, ergeben die gesuchten Differentialkoeffizienten $d(m\bar{v}(t))/dt$ und $d\bar{E}/dt$:

$$\frac{d(m(\bar{E})\bar{v})}{dt} = q \left(\mathcal{E} - \frac{\bar{v}}{v_s(\bar{E})} \mathcal{E}_s(\bar{E}) \right) = q \left(\mathcal{E} - \frac{\bar{v}}{\mu_s(\bar{E})} \right) \quad (3.31)$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = q[\mathcal{E}\bar{v} - \mathcal{E}_s(\bar{E})v_s(\bar{E})] = q[\mathcal{E}\bar{v} - \mu_s(\bar{E})\mathcal{E}_s^2(\bar{E})] \quad (3.32)$$

$\mu_s(\bar{E})$ ist die statische Beweglichkeit, die durch $\mu_s(\bar{E}) = v_s(\bar{E})/\mathcal{E}_s(\bar{E})$ gegeben ist. Als einzige unbekannte Größe fehlt die effektive Masse m als Funktion der Energie. Diese Abhängigkeit ergibt sich aus der Krümmung des nichtparabolischen Bandverlaufes des Leitungsbandes (Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich Simulationen mit Elektronen durchgeführt). Für nichtparabolische Bänder gibt es folgende Dispersionsbeziehung:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} = \bar{E}(1 + \alpha \bar{E}) \quad (3.33)$$

α ist der Bandkrümmungs-Faktor und m_0 ist die effektive Masse, die für Elektronen in Silizium in Si $\langle 111 \rangle$ Richtung durch

$$\frac{1}{m_0} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{m_l} + \frac{2}{m_t} \right) \quad (3.34)$$

gegeben ist [9]. Dabei ist m_l die longitudinale und m_t die transversale Masse. Die energieabhängige effektive Masse m wird gewöhnlich durch folgende Beziehung gegeben:

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial k^2} \quad (3.35)$$

Durch Kombination der Gleichungen 3.34-3.35 läßt sich die effektive Masse in erster Näherung als Funktion der Energie durch

$$m = m_0(1 + 2\alpha \bar{E})^3 \quad (3.36)$$

ausdrücken [45].

Programm

Die statischen Abhängigkeiten der mittleren Energie $\bar{E}$ und der mittleren Driftgeschwindigkeit $\bar{v}$ von der elektrischen Feldstärke $\mathcal{E}$ werden durch Gleichung 3.23 und 3.24 beschrieben. Dabei wurde die Schallgeschwindigkeit C_s in Gleichung 3.23 so angepaßt, daß der Energieverlauf mit den aus der Monte-Carlo-Simulation berechneten Werten möglichst gut übereinstimmt (siehe Abbildung 3.15 b). Durch Umkehrung der Funktion 3.23 erhält man die stationäre Feldstärke als Funktion der mittleren Energie. Die Umkehrfunktion eingesetzt in Gleichung 3.24 bestimmt dann die Driftgeschwindigkeit als Funktion der mittleren Energie. Mit Hilfe von Gleichung 3.29 und 3.30 berechnet das Simulationsprogramm τ_E , τ_m und μ als Funktion der mittleren Energie. Die Abhängigkeit der effektiven Masse m von der Energie wurde dabei berücksichtigt. Die Ergebnisse werden in Abbildung 3.19 dargestellt und stehen in guter Übereinstimmung mit den aus Monte-Carlo-Simulationen errechneten Werten [46]. Die weiteren in dieser Simulation verwendeten Parameter sehen wie folgt aus:

- Sättigungsgeschwindigkeit der Elektronen $v_{se} = 10^5 \text{ m/s}$
- Beweglichkeit der Elektronen bei niedrigen Feldern $\mu_0 = 1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
- Temperatur $T = 300 \text{ K}$
- Bandkrümmungsfaktor $\alpha = 0.5$

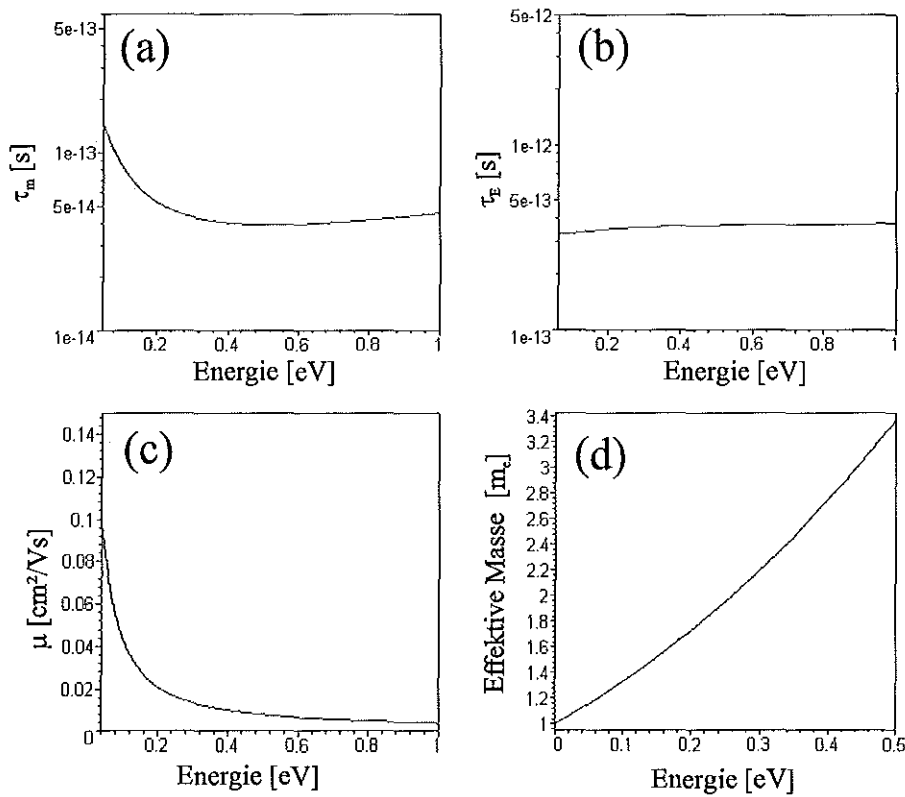


Abbildung 3.19: Berechnete Impulsrelaxations- (a), Energierelaxationszeiten (b), Beweglichkeiten (c) und effektive Masse (d) als Funktion der mittleren Energie der Ladungsträger.

Zur Simulation des Relaxationsverhaltens eines Ensembles von Elektronen muß zunächst deren mittlere Energie $\bar{E}$, Geschwindigkeit $\bar{v}$ und das elektrische Feld $\mathcal{E}$ zum Zeitpunkt $t = 0$ definiert werden. $\bar{E}_s$ wird gleich $\bar{E}$ gesetzt, wodurch sich $\mathcal{E}_s(\bar{E})$ und $\mu_s(\bar{E}_s)$ ergibt. Diese Werte in Gleichung 3.31 und 3.32 eingesetzt ergeben die Differentialkoeffizienten $d(m\bar{v})/dt$ und $d\bar{E}/dt$. Mit Hilfe von Gleichung 3.27 und 3.28 läßt sich nun $\bar{v}$ und $\bar{E}$ zu einem Zeitpunkt $t = t + \Delta t$ berechnen. Diese Prozedur wird dann solange iterativ wiederholt, bis sich das System einem stationären Gleichgewicht angenähert hat.

Um die Zuverlässigkeit des Programmes zu überprüfen, wurde der zuvor beschriebene *overshoot*-Effekt simuliert. Unter gleichen Startbedingungen wurden die mit diesem Programm erzielten Simulationen mit Monte-Carlo-Rechnungen verglichen. Das Resultat dieses Vergleiches wird in Abbildung 3.20 gezeigt. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen den MC-Rechnungen und dem Simulationsprogramm festzustellen.

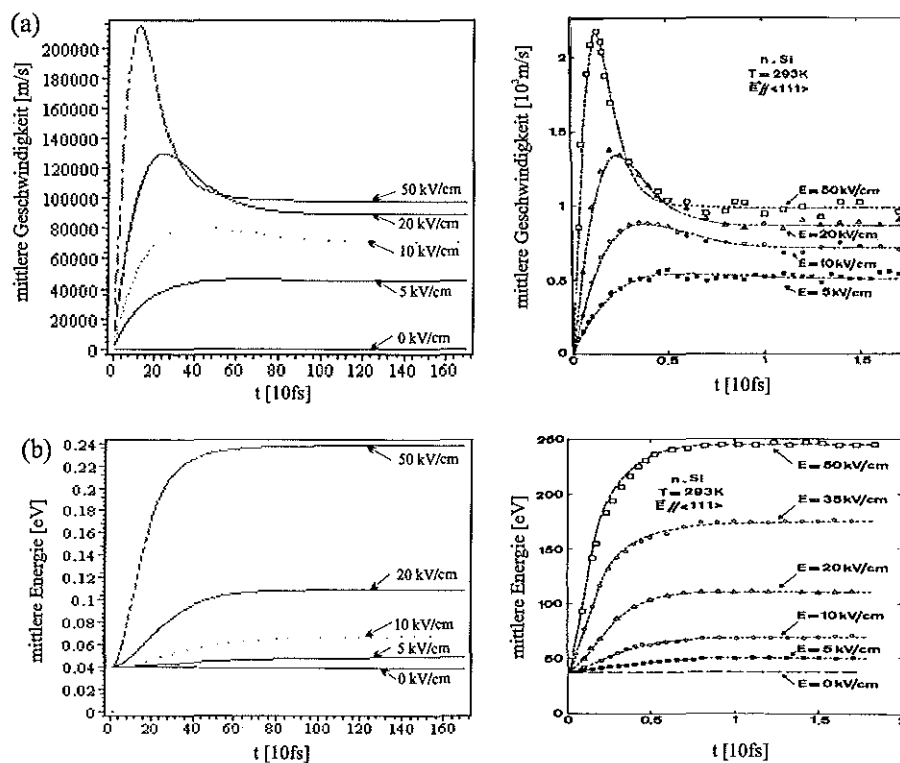


Abbildung 3.20: Mittlere Geschwindigkeit (a) und mittlere Energie (b) als Funktion der Zeit unter dem Einfluß eines plötzlich eingeschalteten elektrischen Feldes: links) Simulation des Programmes, rechts) Monte-Carlo-Simulation (aus [45]).

Relaxation von heißen Ladungsträgern an der Schottky-Barriere

Bei der Berechnung des *velocity-overshoot*-Effektes waren zum Zeitpunkt $t = 0$ die mittlere Energie $\bar{E} = 3/2 k_B T$ und die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v} = 0$. Bei der internen Photoemission sind hingegen andere Startparameter zu erwarten. Wenn die heißen Ladungsträger die Metallschicht in Richtung des Halbleiters verlassen, so haben sie eine mittlere Energie $\bar{E} \gg 3/2 k_B T$ und eine Geschwindigkeitskomponente

senkrecht zum Übergang $\bar{v} \gg 0$. Sind diese Werte bekannt, so kann deren Relaxationsverhalten unter Einfluß eines elektrischen Feldes analog wie beim *velocity-overshoot*-Effekt berechnet werden. Im folgenden werden die drei Startparameter $\bar{E}$, $\bar{v}$ und $\mathcal{E}$ variiert, um zu sehen, welchen Einfluß sie auf den Relaxationsprozeß haben. Da der durch die Diode fließende Strom nach dem Ramos-Theorem proportional zur Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ist, lassen sich aus diesen Simulationen wichtige Erkenntnisse über den Stromtransport in der MSM-Struktur gewinnen.

Einfluß der Überschußenergie auf das Relaxationsverhalten

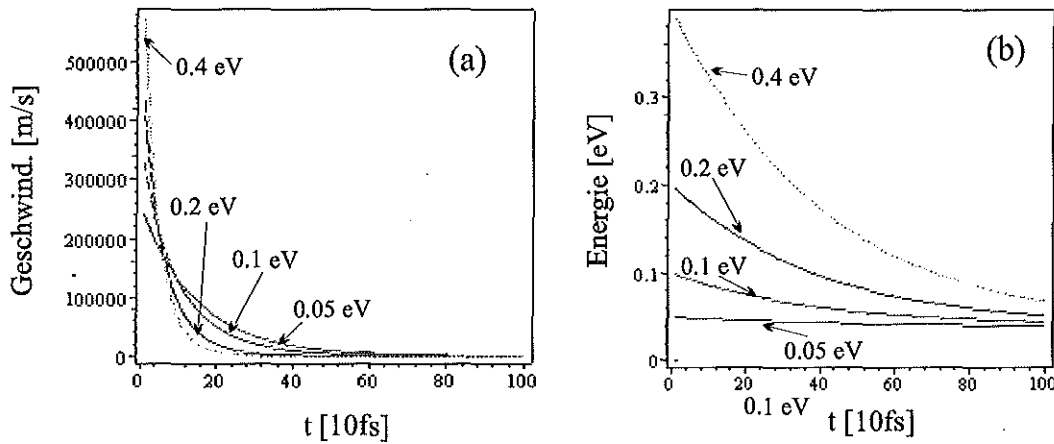


Abbildung 3.21: Relaxation der mittleren Geschwindigkeit (a) und mittleren Energie (b) von über die Schottky-Barriere photoemittierten Elektronen mit unterschiedlichen Überschußenergien.

Abbildung 3.21 zeigt das Relaxationsverhalten von $\bar{v}$ und $\bar{E}$ in Abwesenheit eines elektrischen Feldes bei Variation der Überschußenergie. Die Überschußenergie ist dabei die mittlere Energie der Ladungsträger direkt nach Eintritt in den Halbleiter und wird proportional zu $(h\nu - \varphi)$ sein. In erster Näherung wird angenommen, daß sich daraus die mittlere Geschwindigkeit über $\bar{v} = \sqrt{2\bar{E}/m}$ ergibt. Die Überschußenergie definiert die Startparameter $\bar{v}$ und $\bar{E}$ zum Zeitpunkt $t = 0$. Die Ladungsträger bewegen sich zunächst ballistisch mit einer mittleren Geschwindigkeit weit oberhalb der Sättigungsgeschwindigkeit durch das Silizium. Die Elektronen beginnen mit den Phononen zu streuen und verlieren dabei Geschwindigkeit und Energie bis sie das stationäre Gleichgewicht nach einigen hundert fs erreicht haben. Deutlich ist in Abbildung 3.21 zu erkennen, daß mit steigender Überschußenergie, das heißt bei kleinerer Schottky-Barriere bzw. höheren Photonenenergie, die Pulse steiler

und kürzer werden. Dieser Effekt ist eine Konsequenz aus der starken Streuung der Ladungsträger mit den Phononen bei hoher mittlerer Energie der Ladungsträger. Daraus resultiert eine niedrige Mobilität der Ladungsträger direkt zu Anfang der Photoemission, die eine schnelle Relaxation der Ladungsträger bewirkt.

Einfluß eines elektrischen Feldes auf das Relaxationsverhalten

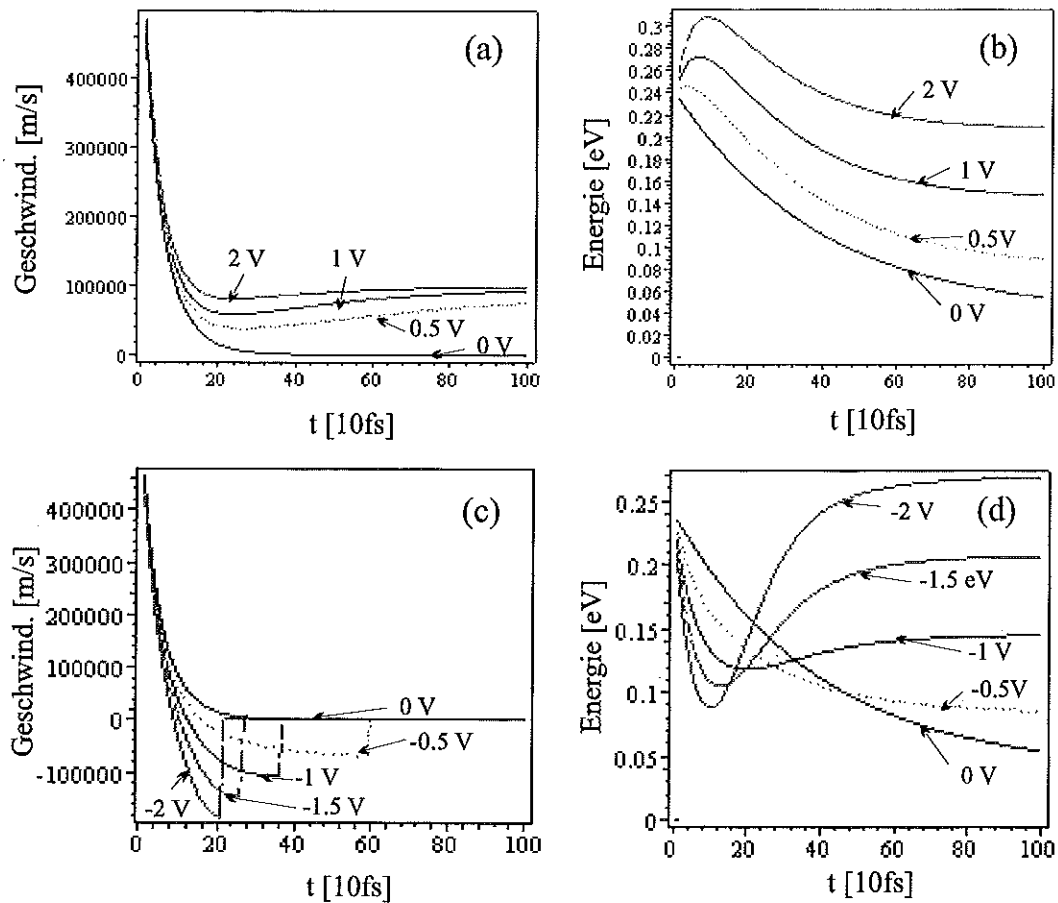


Abbildung 3.22: Mittlere Geschwindigkeit und mittlere Energie von über die Schottky-Barriere photoemittiertem Elektronen unter dem Einfluß eines positiven (a) und (b) und negativen (c) und (d) elektrischen Feldes.

Der Einfluß eines positiven und negativen elektrischen Feldes auf das Relaxationsverhalten von $\bar{E}$ und $\bar{v}$ wird in Abbildung 3.22 a-d gezeigt. Die Elektronen bewegen sich zunächst mit einer mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$ weit oberhalb der Sättigungsgeschwindigkeit. Aufgrund von Streuung nähern sich $\bar{E}$ und $\bar{v}$ nach ca. 0.5 ps den

stationären Gleichgewichtswerten an. Mit steigender positiver Spannung werden die Ladungsträger in Richtung des elektrischen Feldes stärker beschleunigt, so daß eine Pulsverbreiterung zu beobachten ist. Bei kleinen positiven Spannungen ist eine Erniedrigung der Driftgeschwindigkeit unterhalb der statischen Driftgeschwindigkeit zu beobachten (Abbildung 3.22 a). Wegen der hohen Energie und der damit verbundenen geringen Beweglichkeit der Elektronen verlieren die Elektronen schneller Impuls durch Stöße mit den Phononen als sie durch das elektrische Feld gewinnen. Dadurch werden die Elektronen unter die stationäre Driftgeschwindigkeit abgebremst. Erst nach ca. 200 fs hat sich die Energie der Ladungsträger so weit erniedrigt, daß die Beweglichkeit der Elektronen und damit die Driftgeschwindigkeit wieder ansteigt, bis der stationäre Gleichgewichtswert erreicht ist. Die Abbildungen 3.22 c und d zeigen den Einfluß eines negativen elektrischen Feldes auf den Relaxationsprozeß. Die Ladungsträger werden aufgrund der negativen Feldstärke abgebremst, bis $\bar{v} = 0$ ist. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes werden die Ladungsträger dann in die umgekehrte Richtung beschleunigt, bis sie die Elektrode, von der sie gekommen sind, wieder erreicht haben. Mit steigender negativer Feldstärke bzw. Spannung werden die Ladungsträger stärker abgebremst und der Puls wird kürzer.

Einfluß der RC-Zeitkonstanten

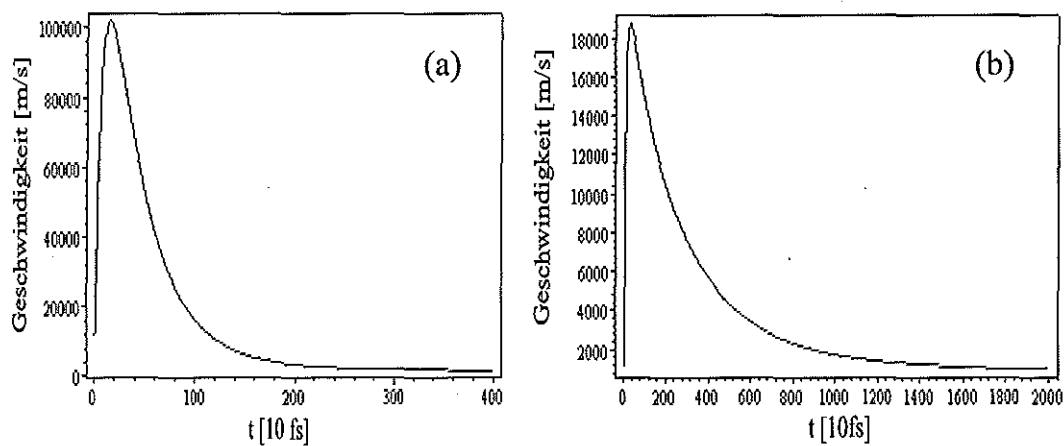


Abbildung 3.23: Simulation der internen Photoemission von Elektronen über eine Schottky-Barriere unter Einbeziehung der RC-Zeitkonstanten (a) $A = 100 \mu\text{m}^2$ (b) $A = 700 \mu\text{m}^2$ ($\bar{E} = 0.25 \text{ eV}$, $\bar{v} = 3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$, $\mathcal{E} = 0 \text{ V/m}$).

Bisher wurden Simulationen gezeigt, die den Einfluß der Kapazität des Detektors sowie des Netzwerkes nicht berücksichtigt haben. In Kapitel 3.1 wurde gezeigt, daß

der Einfluß des Netzwerkes auf den Stromtransport mit der Hilfe von Fouriertransformationen bestimmt werden kann. Das Ergebnis dieser Fouriertransformationen ist in Abbildung 3.23 zu erkennen. Aufgrund der kapazitiven Kopplung zwischen Diode und Netzwerk wird der Strom aufintegriert und das Signal wird langsamer. Mit steigender Diodenfläche nimmt die Kapazität der Diode und somit die RC-Zeitkonstante zu, welches eine Pulsverbreiterung bewirkt. Für die in Abbildung 3.23 wurden folgende Annahmen gemacht:

- Diodenfläche: 100 und 700 μm^2
- Elektrodenabstand: 350 nm
- Wellenwiderstand der Zuleitung: 15 Ω

3.5 Silizium basierende Detektorenentwürfe für ultraschnelle Anwendungen

Für den sichtbaren Wellenlängenbereich ($0.4 \mu\text{m} - 1 \mu\text{m}$) haben sich Silizium basierende Photodetektoren für kommerzielle Anwendungen etabliert. Im allgemeinen weisen diese Detektoren eine p-n oder p-i-n Struktur auf. Unter Sperrspannung baut sich im intrinsischen Bereich der pin-Diode ein konstantes elektrisches Feld auf, in dem die Ladungsträger erzeugt und getrennt werden [28]. Obwohl die intrinsische Schicht sehr dünn gemacht werden kann, eignen sich diese Art von Detektoren nicht für ultraschnelle Anwendungen weit in den GHz Bereich. In den pn-Detektoren gibt es feldschwache Regionen in denen die Ladungsträger nur langsam zur Verarmungszone diffundieren. Dies macht das Pulsantwortverhalten langsamer. Im folgenden sollen andere erfolgreiche Metall-Halbleiter-Metall (MSM) basierende Detektoren-designs vorgestellt werden, die in Abbildung 3.24 dargestellt werden.

Abbildung 3.24 a zeigt einen planaren MSM-Photodetektor auf Silizium mit einer Finger-Elektrodenstruktur. Die kürzeste Driftlänge der Ladungsträger wird durch den Abstand der Elektroden bestimmt. Für ein schnelles Pulsantwortverhalten sollte daher der Abstand der Elektroden nach Möglichkeit minimiert werden. Die Auflösung der Photolithographie ist dabei der limitierende Faktor. Bei einem Fingerabstand von 200 nm und einer Fingerbreite von 200 nm sind kurze Pulse mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von 5.5 ps bei einer Wellenlänge von 400 nm gemessen worden [57] [58]. Bei einer Wellenlänge von 800 nm hat sich hingegen das

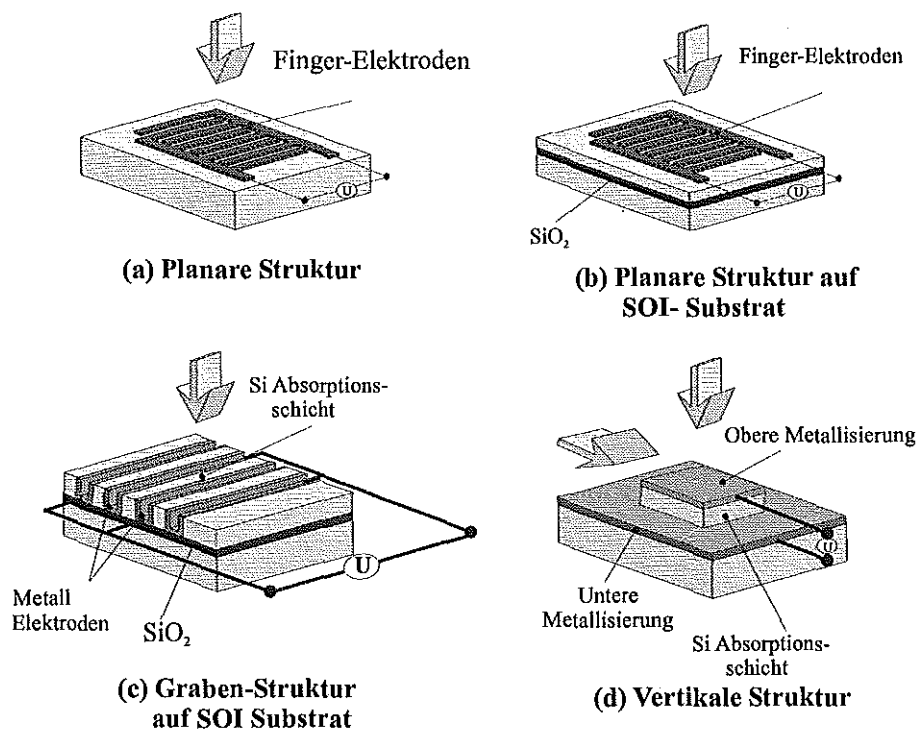


Abbildung 3.24: Vier unterschiedliche Detektorendesigns. (a) planare Struktur, (b) planare Struktur auf einem SOI Wafer (Silicon on Insulator), (c) Grabenstruktur, (d) vertikale Struktur (aus [27])

Pulsantwortverhalten der Diode auf 11 ps FWHM verlangsamt. Dieser Effekt läßt sich mit der größeren Eindringtiefe des Lichtes im Silizium bei 800 nm begründen. Bei kurzen Wellenlängen wird das Licht an der Oberfläche absorbiert (innerhalb eines Mikrometers). Damit ist verbunden, daß die Elektron-Loch Paare ebenfalls nur im oberflächennahen Bereich generiert werden. Sie erfahren ein großes elektrisches Feld und können schnell die Elektroden erreichen. Bei 800 nm erhöht sich die Eindringtiefe des Lichtes auf ca. $7 \mu\text{m}$, so daß sehr tief im Siliziumsubstrat Elektron-Loch-Paare angeregt werden. Diese müssen dann einen sehr langen Weg zu den Elektroden zurücklegen und machen damit den Puls länger. In Abbildung 3.25 a wird ein anderer Nachteil der Fingerstruktur ersichtlich. An den Fingerelektroden herrscht eine sehr inhomogene elektrische Feldverteilung und eine Feldstärke, die zudem stark mit dem Abstand zu den Elektroden abfällt. Es werden Ladungsträger in feldschwachen Regionen erzeugt, die dann langsam zu den Elektroden driften. Ferner erhöht sich ebenfalls die mittlere Driftlänge der Ladungsträger zu den Elektroden.

Eine Verbesserung des Fingerstrukturendesigns wurde durch die Verwendung von *Silicon on Insulator* (SOI) Substraten erzielt (Abbildung 3.24 b). Indem die Fin-

gerstruktur auf diesen Substraten mit 100 nm Silizium-Schichtdicke strukturiert worden sind, entfällt der Anteil der Ladungsträger, die tief im Substrat angeregt worden sind. Bei einer Fingerbreite und einem Fingerabstand von 100 nm wurde ein Rekordergebnis von 3.2 ps FWHM für Si basierende Photodetektoren bei einer Wellenlänge von 780 nm mit diesem Design erzielt [59]. Die Empfindlichkeit¹ dieser Detektoren liegt bei 5.7 mA/W und resultiert aus der dünnen Absorptionsschicht. Es gibt verschiedene Ansätze, die Quanteneffizienz der Detektoren zu verbessern. Zum Beispiel erhöht ein Rückseiten-Reflektor [60] oder Streuung von einer rauen Oberfläche [61] die Empfindlichkeit der planaren Detektoren.

Ein völlig anderes Detektorendesign wird in Abbildung 3.24 c vorgestellt [62]. In einem SOI Wafer mit 6 μm Decksilizium sind Gräben in das Silizium bis auf das Oxid heruntergeätzt worden. Es bleiben 1.25 μm breite und 6 μm hohe Siliziumstreifen stehen, die das photoabsorbierende Material im Detektor bilden. In den Gräben befinden sich die Fingerelektroden, an denen eine Spannung angelegt wird. Bei senkrechter Lichteinkopplung ergibt sich somit eine Absorptionslänge von 6 μm . Daraus resultiert eine hohe Empfindlichkeit von 0.12 A/W bei $\lambda = 790$ nm. Das elektrische Feld zwischen den Elektroden ist homogen und die Driftlänge der Elektroden wird durch den Abstand der Elektroden bestimmt. Pulsbreiten von 23 ps FWHM sind mit diesem Design gemessen worden [62].

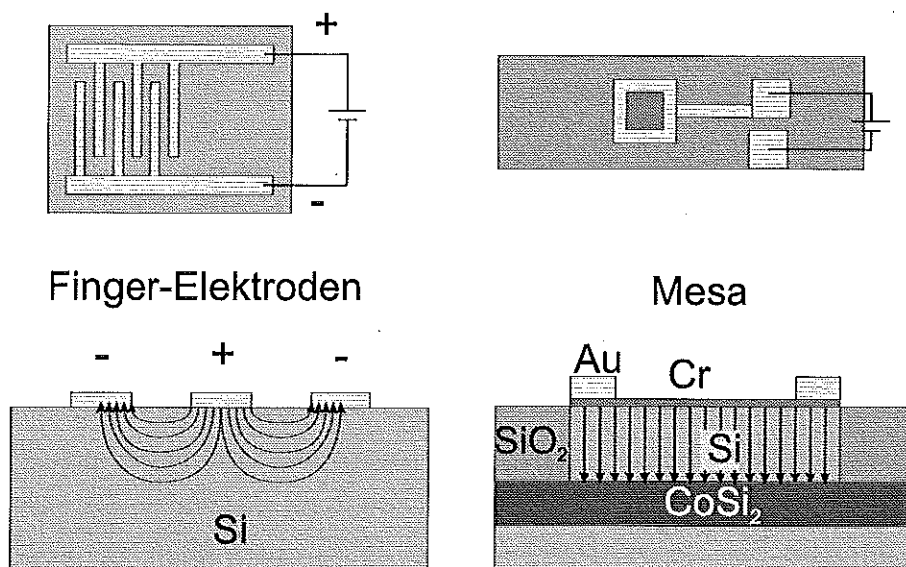


Abbildung 3.25: Elektrische Feldverteilung für (a) planare und (b) vertikale Detektoren

¹Verhältnis des Photostromes zur eingestrahltten Lichtintensität

Die in dieser Arbeit hergestellten Dioden basieren auf dem in Abbildung 3.24 d gezeigten Design [63], [64]. Der Vorteil dieses Designs wird in Abbildung 3.25 deutlich. Der Elektrodenabstand läßt sich einfach durch die Siliziumschichtdicke einstellen. Eine Elektronenstrahlolithographie ist für die gewünschten Abstände nicht erforderlich. Auch weist das Design eine homogene elektrische Feldverteilung ohne feldschwache Regionen auf. Die CoSi_2 -Schicht wirkt wie ein Rückreflektor, der die Effizienz der Anordnung verbessert. Außerdem verhindert er die Lichtabsorption tief im Si-Substrat. Weitere Eigenschaften dieses Detektortypes werden in dieser Arbeit ausführlich beschrieben.

Kapitel 4

Ultrakurzzeitspektroskopie

Zur Untersuchung dynamischer Vorgänge in der Festkörper-, und hier insbesondere in der Halbleiterphysik, benötigt man eine zeitaufgelöste Spektroskopie, deren noch auflösbares Zeitintervall t klein gegen die Dauer T des zu untersuchenden Vorganges ist. Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung des Pulsantwortverhaltens von Photodetektoren, deren charakteristische Zeitskala im ps-Bereich liegt. Elektronische Meßverfahren sind wegen der begrenzten Geschwindigkeit der Elektronik ungeeignet. Optische Meßmethoden bieten dagegen einen Ausweg. Hier hat die Entwicklung ultrakurzer Laserpulse die Möglichkeit geschaffen, sehr schnelle Vorgänge im Femtosekundenbereich zu untersuchen. Die Erzeugung der Femtosekunden-Laserpulse beruht dabei auf dem Verfahren des phasenstarrten Koppelns aller gleichzeitig angeregten Moden in einem Laserresonator (Modelocking). Bei dieser Technik spielt der Ti:Saphir-Laser eine wichtige Rolle. Er erzeugt Laserpulse von ca. 100 fs Pulslänge und läßt sich im Wellenlängenbereich von 700-1000 nm durchstimmen. Ein derartiger Meßplatz wurde von O. Holtricher im Rahmen seiner Dissertation [31] aufgebaut. Einen besonders für die Telekommunikation interessanten Wellenlängenbereich für Photodetektoren stellen aber die 1300 und 1500 nm dar. Hier hat die Glasfaser Absorptionsminima. Um auch bei diesen Wellenlängen im Femtosekundenbereich messen zu können, wurde im Rahmen dieser Promotionsarbeit ein neuer Meßplatz aufgebaut. Ein optischer parametrischer Oszillator (OPO) konvertiert durch nichtlineare optische Prozesse die Wellenlänge der Ti:Saphir-Laserpulse in den gewünschten Wellenlängenbereich, ohne den Puls nennenswert zu verbreitern. Im folgenden wird das Meßprinzip des elektrooptischen Samplings beschrieben. Auch wird kurz auf den Ti:Saphir-Laser eingegangen. Wegen der Neuheit der optischen parametrischen Oszillatoren wird deren Funktionsprinzip detailliert dargestellt.

4.1 Elektrooptisches Sampling

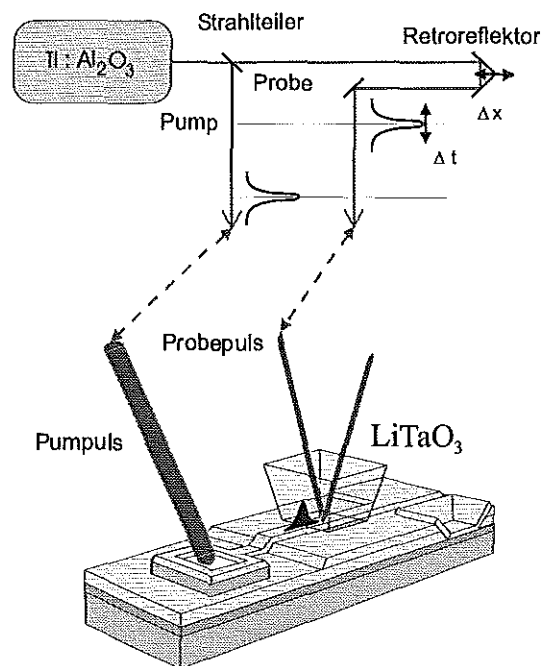


Abbildung 4.1: Prinzip des elektrooptischen Sampling.

Beim elektrooptischen Sampling wird ein optischer Puls verwendet, um ein elektrisches Signal im Detektor zu erzeugen, welcher anschließend wiederum mit einem zweiten zeitversetzten aber synchronen optischen Puls analysiert wird. Der enorme Vorteil dieses Meßverfahrens liegt darin, daß die Zeitauflösung durch die Dauer der Laserpulse gegeben ist und nicht durch die Geschwindigkeit der elektronischen Komponenten. Es lassen sich heutzutage extrem kurze Laserpulse von unter 6 fs erzeugen. Hier liegt derzeit die maximale Zeitauflösung. Im Experiment wurde zur Erzeugung von ultrakurzen Laserpulsen ein passiv modegelockter Ti:Saphir-Laser verwendet. (siehe auch Kapitel 4.2). Bei einer Repetitionsfrequenz von 76 MHz werden Pulse von unter 100 fs erzeugt. Der Laser ist in einem Wellenlängenbereich von 700 nm bis ca. 1000 nm durchstimmbar. Durch die Hinzunahme eines optischen parametrischen Oszillators standen zusätzlich ultrakurze Laserpulse zwischen 1100 nm und 1600 nm zur Verfügung. Mit einem Strahlteiler werden die Laserpulse in zwei Teile aufgespalten: a) dem Pumpstrahl, der zur Anregung des elektrischen Signals im Photodetektor dient und b) dem Probestrahl, der zur Analyse des elektrischen Signals verwendet wird. Über eine Linse wird der Pumpstrahl auf den Photodetektor fokussiert und dann im Silizium absorbiert. Elektron-Loch-Paare werden gebildet, die über das angelegte äußere elektrische Feld getrennt werden. Die bewegten Ladungsträger

erzeugen für einen kurzen Moment ein elektrisches Signal, welches über die Streifenleitung propagiert und anschließend mittels des Probestrahls über ein elektrooptisches Verfahren nachgewiesen wird. Dazu wird ein elektrooptischer LiTaO₃-Kristall verwendet, der direkt über die Streifenleitung positioniert wird. Während der elektrische Puls über die Streifenleitung propagiert, wird ein Teil des Pulses nach einer bestimmten Laufzeit auch den Kristall passieren und seine elektrischen Feldanteile werden im Kristall über den elektrooptischen Effekt eine Änderung der Brechungsindizes hervorrufen. Wird nun zur gleichen Zeit der Probestrahl in den Meßkristall fokussiert, so ändert sich im Kristall sein Polarisationszustand. Die Änderung des Polarisationszustandes ist dabei proportional zur elektrischen Feldstärke und damit zur Pulshöhe. Der Probestrahl wird an der Rückseite des Kristalls zurückreflektiert und kann dann analysiert werden. Voraussetzung ist natürlich, daß der Probestrahl zeitgleich mit dem elektrischen Puls den Kristall durchquert. Dazu wird der Probestrahl über eine optische Verzögerungsstrecke geführt. Die optische Verzögerung ist über einen beweglichen Retroreflektor einstellbar, so daß der zeitliche Verlauf des elektrischen Signals auf der Streifenleitung, wie bei einem Stroboskop, abgetastet werden kann.

4.2 Erzeugung ultrakurzer Laserpulse

Die Erzeugung ultrakurzer Laserpulse beruht auf dem Verfahren des phasenstarken Koppelns aller in einem Laserresonator angeregten Moden (Modelocking). Die phasenstarre Überlagerung von angeregten longitudinalen Moden kann durch eine Fourierreihenentwicklung

$$\vec{\mathcal{E}}_{ges} = \sum_{i=1}^M \vec{\mathcal{E}}_{0i} \sin(2\pi f_i t + \varphi_i) \quad (4.1)$$

beschrieben werden. M ist die Anzahl der überlagerten Moden, E_{0i} ist die elektrische Feldstärke, f_i ist die Frequenz und φ_i ist die Phase der i -ten Mode

Die möglichen Frequenzen f_i werden durch die Resonatorlänge L bestimmt

$$f_i = \frac{ic}{2L} \quad (4.2)$$

Die Moden haben im allgemeinen keine feste Phasenbeziehung. Sie können sich demnach konstruktiv und destruktiv überlagern, womit die Ausgangsleistung $P \propto \mathcal{E}_{ges}^2$

klein ist und zusätzlich schwankt. Werden die Moden aber phasenstarr gekoppelt, so ergeben sich Lichtpulse, deren zeitlicher Abstand durch den Frequenzabstand der longitudinalen Moden bestimmt wird und somit der Umlaufzeit im Laserresonator entspricht. Es läuft also ein Lichtpuls im Resonator um, der durch das aktive Medium, in diesem Fall der Ti:Saphir-Kristall, der über einen Ar-Ionenlaser gepumpt wird, verstärkt wird. Die Zahl der gekoppelten Moden bestimmt die Pulsbreite τ_{Puls} und Pulsintensität.

$$\tau_{Puls} = \frac{2L}{cM} \quad (4.3)$$

Je mehr Moden gekoppelt werden, desto kürzer wird der Puls und um so größer die Intensität (Abbildung 4.2). Der Laser oszilliert also gleichzeitig auf allen Moden, die innerhalb der spektralen Verstärkungsbandbreite des Lasers liegen. Die Verstärkungsbandbreite des Ti:Saphir-Laser liegt bei ungefähr 180 nm. Theoretisch liessen sich daraus Pulse mit einer Pulsbreite von 5.5 fs realisieren. Dies lässt sich aber wegen der Dispersionseinflüsse nur äußerst schwer in der Praxis realisieren.

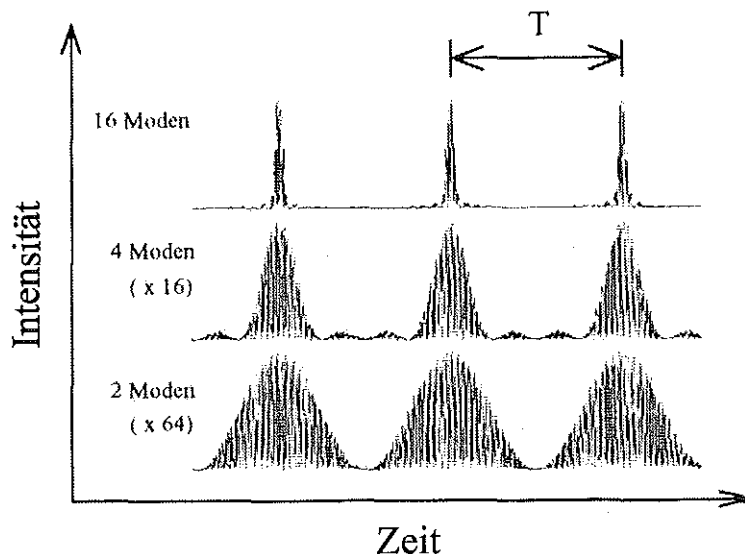


Abbildung 4.2: Intensitätsverteilung von 2, 4 und 16 phasenstarr gekoppelten Moden. Die Signale für 2 und 4 gekoppelten Moden sind um den Faktor 64 bzw. 16 vergrößert dargestellt (aus [31]).

Der verwendete Ti:Saphir-Lasertyp arbeitet mit einem passiven Modelockingverfahren [32]. Selbstfokussierungseffekte durch den optischen Kerr-Effekt im Ti:Saphir-Kristall werden genutzt, um die Phasen der einzelnen Moden zu koppeln. Genaueres

wird in Ref. [31] beschrieben. In dem hier im Experiment verwendeten Ti:Saphir-Laser (Coherent, Mira 900 F) lassen sich Pulse von ca. 100 fs Halbwertsbreite erzeugen. Bei einer Repetitionsfrequenz von 76 MHz beträgt die maximale mittlere Ausgangsleistung ca. 1.8 W. Die Wellenlänge läßt sich von 720 bis 990 nm durchstimmen. Der Laser dient auch zum synchronen Pumpen des im Experiment verwendeten fs-OPO der Firma APE.

4.3 Der optische parametrische Oszillator

4.3.1 Grundprinzip der optischen parametrischen Oszillation

Einen der elementarsten nichtlinearen optischen Prozesse stellt die optische parametrische Oszillation dar [33]. Er basiert auf der Wechselwirkung dreier elektromagnetischer Wellen in einem nichtlinearen optischen Medium. Im Feynman-Diagramm stellt sich dieser Prozeß vereinfacht wie in Abbildung 4.3 dar.

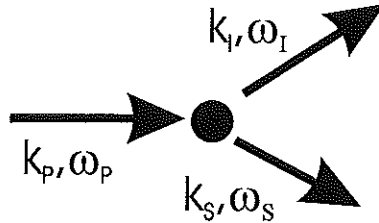


Abbildung 4.3: Feynman Diagramm des optischen parametrischen Prozesses. Beim eingesetztem OPO sind $\vec{k}_P$, $\vec{k}_I$ und $\vec{k}_S$ allerdings kollinear

Ein hochenergetisches Photon, das sogenannte Pumpphoton mit der Energie $\hbar\omega_P$, zerfällt in ein Signalphoton mit Energie $\hbar\omega_S$ und Impuls $\vec{k}_S$ sowie ein Idlerphoton mit Energie $\hbar\omega_I$ und Impuls $\vec{k}_I$ unter

Energieerhaltung:

$$\hbar\omega_P = \hbar\omega_S + \hbar\omega_I \quad (4.4)$$

und Impulserhaltung:

$$\vec{k}_P = \vec{k}_S + \vec{k}_I \quad (4.5)$$

Dabei gilt das niederenergetische Photon der beiden erzeugten Photonen als das Idlerphoton. Im Photonenbild läßt sich diese parametrische Wechselwirkung auch als inelastische Streuung eines Pumpphotons $\hbar\omega_P$ an den Atomen des Kristalls auffassen. Hier wird ein Pumpphoton absorbiert und zwei neue Photonen $\hbar\omega_I$ und $\hbar\omega_S$ entstehen. Ein nichtlineares optisches Medium ist bestimmt durch seine nichtlineare Beziehung zwischen Polarisation und elektrischer Feldstärke. Deren Verhältnis wird durch die elektrische Suszeptibilität χ bestimmt. Die Polarisation $\vec{P}$ läßt sich nun durch eine Taylorentwicklung der Suszeptibilität χ nach der elektrischen Feldstärke $\vec{\mathcal{E}}$ beschreiben.

$$\vec{P} = \epsilon_0(\chi^{(1)}\vec{\mathcal{E}} + \chi^{(2)}\vec{\mathcal{E}}^2 + \chi^{(3)}\vec{\mathcal{E}}^3 + \dots) \quad (4.6)$$

wobei $\chi^{(n)}$ die Suszeptibilität n-ter Ordnung ist. Die Art und Symmetrie des nichtlinearen Mediums beeinflusst die Größe der nichtlinearen Suszeptibilität [33]. Sie ist ein Maß für die nichtlineare Rückstellkraft der Elektronenhülle, beobachtet durch das Anlegen eines elektrischen Feldes. Der lineare Term $\chi^{(1)}$ beschreibt die linearen optischen Eigenschaften wie Brechung, Doppelbrechung und Absorption. Der nichtlineare Koeffizient zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ ist hingegen für eine Reihe anderer Effekte verantwortlich. Unter anderem resultiert daraus die Frequenzverdopplung (Second Harmonic Generation, SHG), die optische Gleichrichtung, der elektrooptische Effekt und eben der optisch parametrische Prozeß. Der optische parametrische Effekt ist ein drei Photonen-Prozeß, der nun detaillierter beschrieben wird.

Gegeben sei eine elektromagnetische Welle mit zwei harmonischen Komponenten

$$\mathcal{E}(t) = \Re[\mathcal{E}(\omega_1)e^{i\omega_1 t} + \mathcal{E}(\omega_2)e^{i\omega_2 t}] \quad (4.7)$$

Eingesetzt in Gleichung 4.6 ergibt sich eine nichtlineare Polarisation aus insgesamt 5 Komponenten mit jeweils unterschiedlichen Frequenzen:

$$0, 2\omega_1, 2\omega_2, \omega_+ = \omega_1 + \omega_2, \omega_- = \omega_1 - \omega_2 \quad (4.8)$$

Daraus folgt, daß ein nichtlineares Medium zweiter Ordnung dazu benutzt werden kann, zwei Wellen mit unterschiedlicher Wellenlänge zu mischen, um daraus eine

dritte Welle mit der Differenzfrequenz (down-conversion) oder Summenfrequenz (up conversion) zu erzeugen.

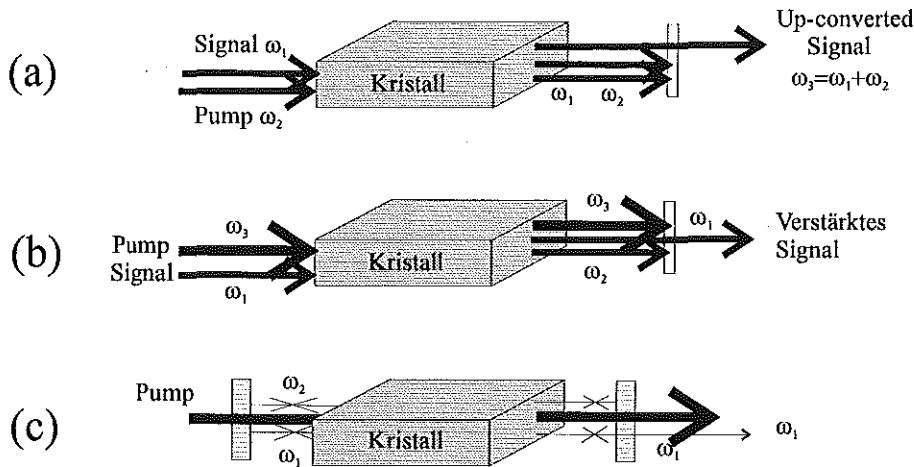


Abbildung 4.4: Geräte, die auf Grundlage des optischen parametrischen Prozesses laufen: a) Frequenzaddierer, b) Signalverstärker, c) Parametrischer Oszillator

Betrachtet man nun den Fall, daß zwei Wellen mit Frequenzen ω_1 und ω_2 durch ein nichtlineares Medium propagieren, so können diese sich mischen und eine Welle mit einer der genannten Frequenzen generieren. Es soll nun nur Impuls- und Energieerhaltung für $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ gelten. Andere Wellenlängen können sich dann wegen der fehlenden Phasenanpassung nicht ausbreiten. Ist die Welle 3 einmal generiert, so kann sie mit Welle 1 wechselwirken und generiert eine Welle mit der Differenzfrequenz $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Die Phasenanpassung bleibt natürlich auch in diesem Fall erhalten. Nun können auch Welle 3 und 2 kombinieren und strahlen bei ω_1 . Die drei Wellen wechselwirken also ständig miteinander, wobei zwei Wellen immer zur Erzeugung einer dritten beitragen. Diesen Prozeß, bei dem drei Wellen wechselwirken, bezeichnet man als parametrische Wechselwirkung. Dieser Prozeß läßt sich nun für eine Reihe von Anwendungen nutzen.

1. Frequenz Konverter: Wellen 1 und 2 mischen und erzeugen eine Welle mit Frequenz $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ bzw. $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$
2. Parametrischer Verstärker: Welle 1,2 und 3 wechselwirken so, daß Welle 1 wächst. Er wirkt wie ein Verstärker für Welle 1 (Signal), indem Energie von der Welle 3 (PUMP) zu Welle 1 transferriert wird. Welle 2 (Idler) dient als Hilfswelle.

3. Parametrischer Oszillator: Parametrischer Verstärker mit geeigneter Rückkopplung.

Im folgenden wird nur der parametrische Oszillator näher beschrieben

4.3.2 Der optische parametrische Oszillator (OPO)

Ein optischer parametrischer Oszillator wandelt Laserlicht mit einer Frequenz ω_P in Laserlicht mit niedrigerer Energie $\hbar\omega_S$ und $\hbar\omega_I$ um. Die Pumpenergie wird durch einen Pumpaser, in unserem Fall einen Ti:Saphir-Laser zur Verfügung gestellt. Der Pumpstrahl wird in einen nichtlinearen optischen Kristall mit einer großen Suszeptibilität zweiter Ordnung fokussiert. Legt man bei vorgegebenen optischen Konstanten des nichtlinearen Kristalls eine Richtung $\vec{k}_P$ der Pumpwellenlänge fest, so wird sich aus den unendlich vielen möglichen Kombinationen ω_S und ω_I diejenige herausbilden, für die die Phasenanpassungsbedingung und Energieerhaltung (Gleichung 4.4 und 4.5) erfüllt ist. Die an den Kristallmolekülen erzeugten Photonen ω_S und ω_I können sich nur in diesem Fall zu makroskopischen Wellen aufsummieren, d.h. die Phasen der Signalwelle addieren sich längs des Lichtpfades konstruktiv. Aus dem ständig vorhandenen elektromagnetischen Rauschen werden die Lichtwellen verstärkt, für die die Phasenanpassung gilt. Die anderen Anteile tauchen als schwacher Untergrund (parametrische Fluoreszenz) auf. Die Wellenlänge von Signal oder Idler kann durch Variation des effektiven Brechungsindex zur Erhaltung der Phasenanpassungsbedingung für verschiedene Wellenlängen eingestellt werden. Dies kann durch

- Variation der Temperatur
- Ändern der Kristallstellung
- Ändern der Pumpwellenlänge

geschehen. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Oszillator wird die Signalwellenlänge durch Variation der Pumpwellenlänge verändert. Dieses hat den Vorteil, daß hier die sehr effiziente kollineare Phasenanpassung, bei der die Wellenvektoren $\vec{k}_S, \vec{k}_I, \vec{k}_P$ parallel liegen, verwendet werden kann [34]. In Abbildung 4.5 werden die kollinearen Phasenanpassungsbedingungen schematisch dargestellt. Die Effizienz

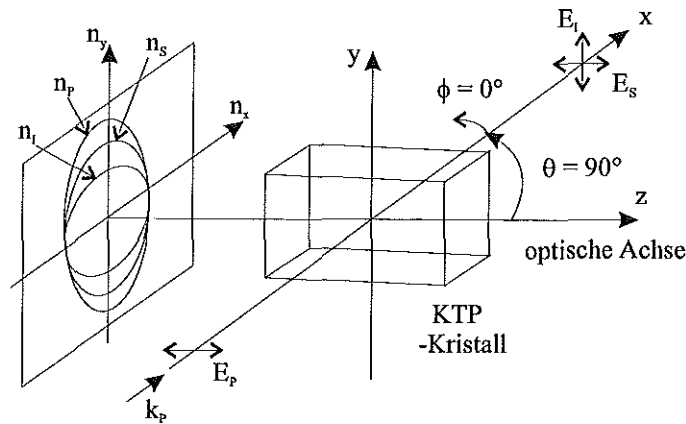


Abbildung 4.5: Phasenanpassungsbedingung bei kollinearer Phasenanpassung in der x-y Ebene. φ ist der Winkel zwischen x und $\vec{k}_p$ und θ der Winkel zwischen z und $\vec{k}_p$.

der Wellenlängenkonvertierung ist bei einem Durchgang durch den Kristall sehr gering. Die Intensität von Signal und Idler kann aber durch geeignete Rückkopplung verstärkt werden. Dazu nutzt man einen Resonator in dem die Signal- oder Idlerwelle mehrfach umlaufen können. Die Wellen werden so lange verstärkt, bis die Verluste (durch Reflexion an allen Oberflächen sowie am Auskoppelspiegel) die Verstärkung kompensieren.

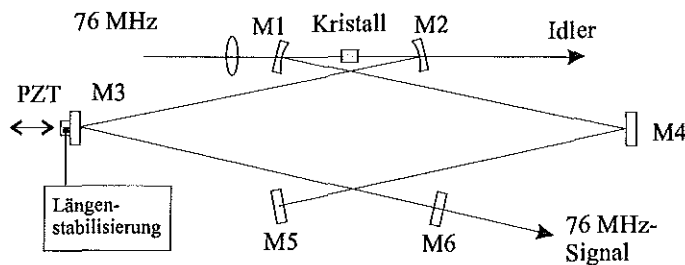


Abbildung 4.6: Aufbau des Optischen Parametrischen Oszillators (aus [34]).

Dieser Prozeß verhält sich ähnlich wie in einem Laser. Der verwendete OPO ist ein einfach resonanter Oszillator, da durch die Verwendung schmalbandiger Spiegel nur die Signalwellenlänge verstärkt werden kann (Die Idlerwelle würde an den Spiegeln transmittiert werden). Da der Oszillator über keinen Energiespeichermechanismus verfügt, ist eine Verstärkung der umlaufenden Pulse nur dann möglich, wenn diese den nichtlinearen Kristall zeitgleich mit dem Pumpimpuls durchqueren. Ein durch den parametrischen Prozeß im Kristall erzeugter Puls läuft also einmal durch den Resonator und trifft dann beim erneuten Durchqueren des Kristalls wieder auf den

Pumpstrahl und wird dann verstärkt. Dies bezeichnet man als synchrones Pumpen. Pump- und Signalpuls müssen somit völlig synchron zueinander sein. Voraussetzung für diese Art der Verstärkung ist natürlich, daß der OPO-Resonator exakt die gleiche Länge wie der Pumplaser hat und damit die gleiche Repetitionsfrequenz besitzt. Der verwendete OPO besitzt eine lineare Resonatorkonfiguration, die in Abbildung 4.6 schematisch dargestellt wird. Der nichtlineare Kristall befindet sich im konfokalen Fokus zwischen zwei konkaven Spiegeln M1 und M2. Der Pumpstrahl des Ti:Saphir-Lasers wird über eine Linse in den Kristall fokussiert. Die Spiegel sind für die Signalwellenlänge hochreflektierend ($R > 99.9\%$). Der Idler wird über Spiegel M2 direkt ausgekoppelt. Die Signalwelle verläßt über Spiegel M6 den Resonator. Dabei werden ca. 8 % der Lichtleistung im Resonator ausgekoppelt. Da eine exakte Übereinstimmung zwischen der Resonatorlänge des OPO und des Pumplasers während des Betriebes aufrecht erhalten bleiben muß, wird die OPO Resonatorlänge über den Spiegel M3 aktiv durch einen Piezokristall nachgeregelt. Der verwendete nichtlineare Kristall bestimmt im wesentlichen die Eigenschaften der Signal- bzw. Idlerwelle. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Kristalle verwendet.

- Kaliumtitanylphosphat-(KTP)-Kristall (KTiOPO_4) für 1100-1300 nm
- CTA-Kristall (CsTiOAsO_4) für 1300-1600 nm.

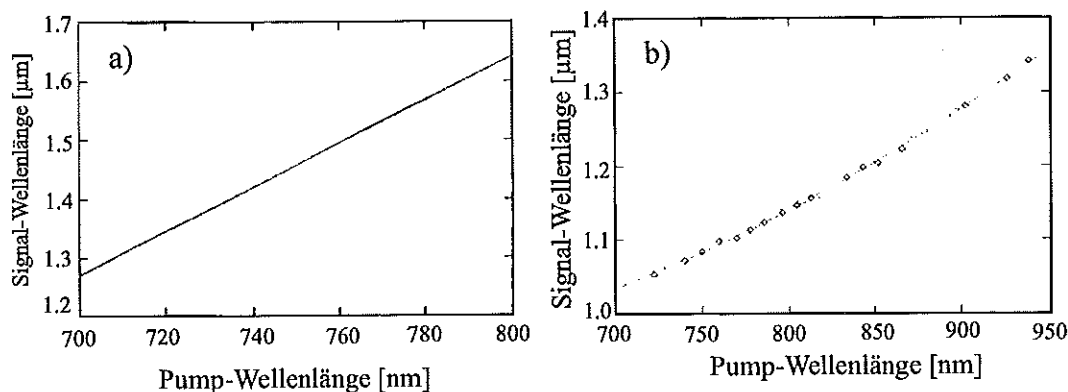


Abbildung 4.7: Durchstimmkurve für den a) CTA und b) KTP -Kristall (aus [34]).

Die genauen Durchstimmkurven der jeweiligen Kristalle werden in Abbildung 4.7 gezeigt. KTP ist ein farbloser, nicht-hygroskopischer Festkörper mit einer orthorhombischen Kristallstruktur. Der Transparenzbereich liegt zwischen $0.35 \mu\text{m}$ und $4.5 \mu\text{m}$. Wegen des hohen nichtlinearen Koeffizienten, einer relativ hohen

Zerstörschwelle, eines geringen Absorptionskoeffizienten ($< 1\%$) und einer großen Winkel- und Temperaturakzeptanz bei der Phasenanpassung eignet sich dieser Kristall besonders gut für den optischen parametrischen Prozeß. Der CTA-Kristall hat vergleichbare Eigenschaften wie KTP ist aber optimiert auf die Erzeugung von Wellenlängen im Bereich um $1,5\ \mu\text{m}$. Die Spezifikationen für den fs-OPO sind in Tabelle 4.1 und 4.2 zusammengefaßt.

Linearer Resonator	76 MHz Repetitionsfrequenz
Durchstimmbereich	Pump 710..940 nm Signal 2.4..3.1 nm Idler 1040..1350 nm
Laserschwelle	< 0.5 Watt
Ausgangsleistung Signal	> 200 mW, (1.25 W Pump)
Mode	TEM ₀₀
Eingangspolarisation	Horizontal
Rauschen (rms)	$< 2\%$ limitiert durch Pumplaser
Pulsbreite	Typ. 200fs bei 125 fs Pumppulse (nicht komprimiert)
Pulsdauer-Bandbreitenprodukt	Typ. 0,55

Tabelle 4.1: Spezifikationen für den KTP-OPO (laut Hersteller).

Linearer Resonator	76 MHz Repetitionsfrequenz
Durchstimmbereich	Pump 735..790 nm Signal 1350..1600 nm Idler 1550–1590 nm
Laserschwelle	< 0.5 Watt
Ausgangsleistung Signal	> 150 mW, (1.25 W Pump)
Mode	TEM ₀₀
Eingangspolarisation	Horizontal
Rauschen (rms)	$< 2\%$ limitiert durch Pumplaser
Pulsbreite	Typ. 200fs bei 125 fs Pumppulse (nicht komprimiert)
Pulsdauer-Bandbreitenprodukt	Typ. 0,55

Tabelle 4.2: Spezifikationen für den CTA-OPO (laut Hersteller).

4.4 Meßaufbau

Der Meßplatz ist im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebaut worden. Er unterscheidet sich vom alten Aufbau [31] durch die Integration eines optischen parametrischen Oszillators, der die Messung von ultrakurzen Pulsen auch bei Wellenlängen von 1100

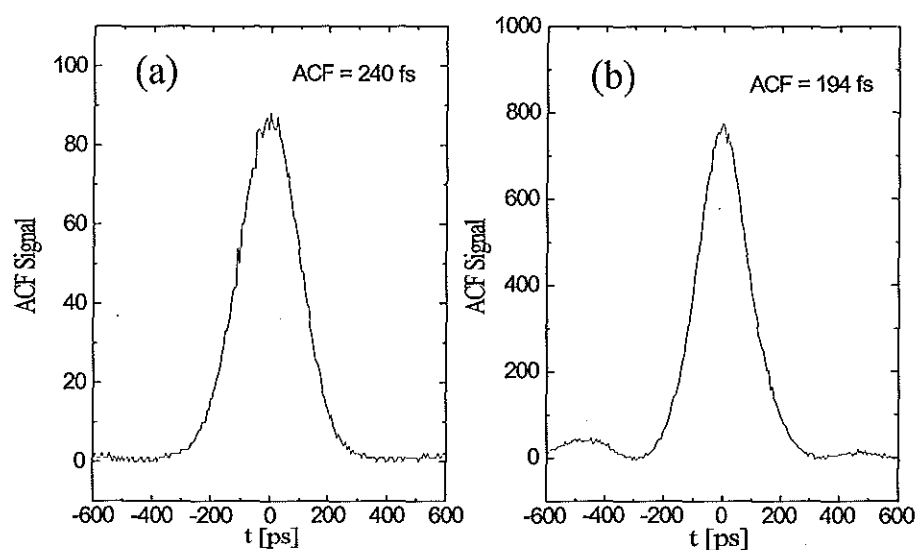


Abbildung 4.8: Autokorrelationsfunktionen des Probestrahles (a) und des Pumstrahles (b).

-1600 nm erlaubt und ist in dieser Anordnung wahrscheinlich einzigartig. Herzstück des Meßplatzes ist der Ti:Saphir-Laser, der bereits in Kapitel 4.2 näher beschrieben wurde. Er wird von einem Ar^+ -Ionenlaser (Innova 400, Fa. Coherent) bei ca. 500 nm gepumpt. Je nach gewünschter Wellenlänge, wird der OPO durch die Verwendung von auf Repositionierplatten befestigten Spiegeln in die Meßapparatur integriert (Abbildung 4.9). Er wird über den Ti:Saphir-Laser synchron gepumpt. Durch den zusätzlichen Einbau von Spiegeln konnte der OPO so modifiziert werden, daß der Anteil des Pulses, der nicht im OPO-Kristall durch nichtlineare optische Prozesse konvertiert wurde, wieder aus dem OPO extrahiert werden kann. Da dieser Puls völlig synchron zum IR-Puls des OPO ist, kann er als Probepuls für das elektrooptische Sampling verwendet werden. Die gemessenen Autokorrelationsfunktionen des Probe- und des Pumpstrahles aufgenommen direkt nach dem Verlassen des OPO werden in Abbildung 4.8 dargestellt. Aus den Autokorrelationsfunktionen erhält man Pulsbreiten von ca. 150-200 fs.

Dies hat den Vorteil, daß Spiegel, Verzögerungsplatten und andere optische Komponenten für den Probestrahl nicht verändert werden müssen. Auch entfällt für diese Konfiguration der Strahlteiler, der die Laserpulse in Pump- und Probepulse aufsplittet. Dies ist ein erheblicher Vorteil, denn die niedrige Ausgangsleistung des OPO steht nun vollständig für den Pumpstrahl zur Verfügung. Die Ausgangsleistung des OPO's von ca. 100-200 mW alleine wäre für das elektrooptische Sampling nicht ausreichend. In Abbildung 4.11 wird der Meßaufbau schematisch dargestellt.

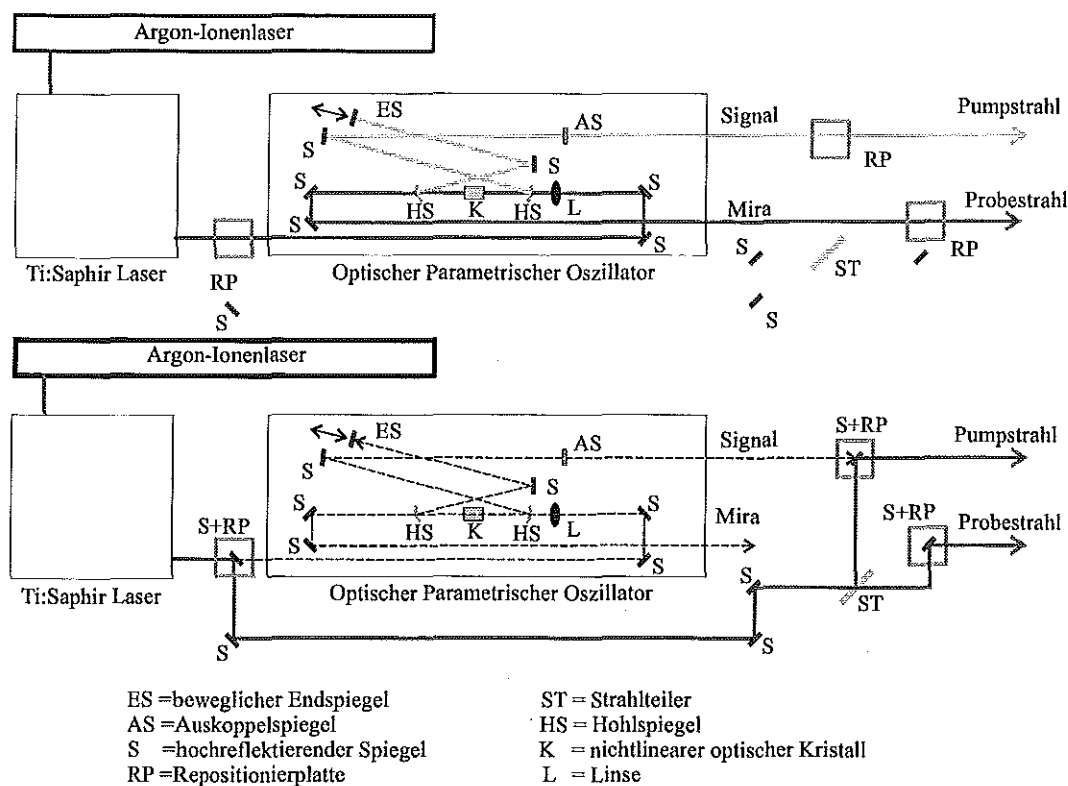


Abbildung 4.9: Meßaufbau mit (oben) und ohne (unten) Optischen Parametrischen Oszillator

Der Pumpstrahl wird von einem akustooptischen Modulator mit einer Frequenz von 100 kHz moduliert und anschließend über eine Linse auf den Photodetektor fokussiert. Der Probestrahl trifft auf den beweglichen Retroreflektor und wird anschließend in den elektrooptischen LiTaO_3 -Kristall fokussiert. An der Kristallunterseite wird er zurückreflektiert und durchläuft anschließend einen Analysator, bestehend aus Babinet-Kompensator, $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte und einem Wollastonprisma. Der Analysator wandelt die Änderung des Polarisationszustandes des Probestrahls in eine Drehung der Polarisationsrichtung um. Das Licht wird durch das Wollastonprisma in zwei senkrecht zueinanderstehende Polarisierungen aufgespalten, so daß sich bei Drehung der Polarisationsrichtung die Intensität des einen Teilstrahls reduziert und die des anderen erhöht. Die beiden Teilstrahlen treffen auf zwei Photodetektoren, deren Differenzsignal zunächst mit einem Differenzverstärker um den Faktor 2000 verstärkt und anschließend mit einem Lock-in-Verstärker (PAR, Modell 124a) phasenempfindlich detektiert wird. Als Referenzsignal dient die Modulationsfrequenz des akustooptischen Modulators. Das Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers wird als Funktion des Laufzeitunterschiedes zwischen Pump- und Probestrahl dargestellt. Durch ein bekanntes Referenzsignal (z.B. 1V) an der Streifenleitung kann der ge-

samte Meßaufbau kalibriert werden. Der Detektorchip (16*16 mm) wird auf einen selbstkonstruierten *chip-carrier* mit Leitsilber befestigt und gebondet. Es können bis zu 28 Detektoren gleichzeitig kontaktiert werden, wobei selektiv an jedem gewünschten Detektor eine Spannung angelegt werden kann.

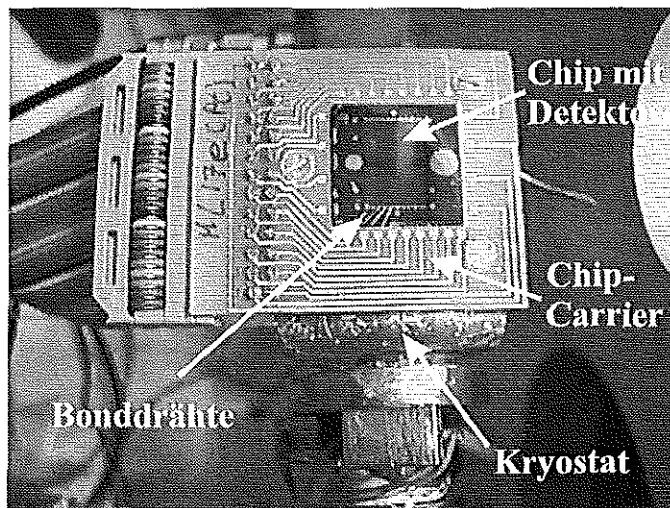


Abbildung 4.10: *chip-carrier* mit aufgeklebtem Detektor-Chip

Während der Messung befindet sich der Chip in einer evakuierbaren Kammer, die sich bis unter 10^{-6} mbar abpumpen läßt. In der Kammer ist ein Kryostat integriert, mit dem sich die Probe bis auf ca. 4 K abkühlen läßt. Zur besseren Wärmeankopplung besteht der *chip-carrier* aus Kupfer. Die Temperatur direkt unterhalb der Probe wird durch ein Cr-Ni-Thermoelement genau gemessen. Die aus Aluminium gefertigte Kammer dient auch als Faraday'scher Käfig, um elektromagnetische Strahlung abzuschirmen.

Die während dieser Arbeit gemessenen Signale sind im wesentlichen mit elektro-optischen LiTaO₃-Kristallen der Firma Terametries gemessen worden. Der Kristall hat eine Kantenlänge von 200 μm und ist 10 μm dick. Experimente von Hollricher und Rüders haben diese optimalen Abmaße ergeben [31] [35]. Der Kristall ist auf einem Quarzträger aufgeklebt und an der Spitze zu einer Pyramide mit quadratischer Grundfläche angeschliffen. Die c-Achse des Kristalls wird senkrecht zur Streifenleitung orientiert.

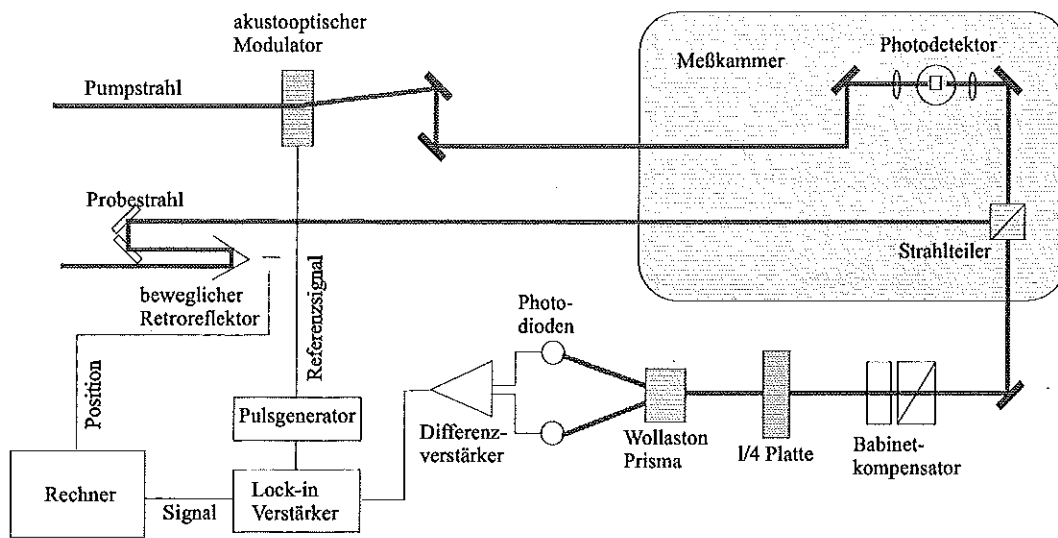


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung der Meßtechnik.

Probleme der Meßwerterfassung

Durch die Messungen mit dem Kristall kann es zu Reflexionen der elektrischen Pulse an dem Kristall und somit zu Meßfehlern kommen. Aufgrund des Brechungsindexunterschiedes zwischen dem Kristall und der Umgebung wird ein Teil des elektrischen Pulses bei Verlassen des Kristalls an der Hinterkante reflektiert. Der reflektierte Anteil läuft auf der Streifenleitung zurück und kann erneut vom Probestrahl vermessen werden. Dieser Vorgang von Reflexion und Detektion wird solange wiederholt, bis das verbliebene Signal zu klein geworden ist, um noch nachgewiesen werden zu können. Als Ergebnis der Messung erhält man ein Meßsignal, das von den Reflexionen überlagert ist. Diese Störung ist bei einigen Messungen beobachtet worden. Bei extrem kurzen Pulsen können zudem Polaritonen im Kristall angeregt werden, die sich als Schwingungen im Signal bemerkbar machen können [35].

Kapitel 5

Herstellung der Detektoren

Im Rahmen der Promotionsarbeit standen im wesentlichen die Entwicklung dreier unterschiedlicher Detektorentypen im Vordergrund: i) Detektoren für die Freistrahleinkopplung, ii) Detektoren mit Polymerwellenleiterankopplung, iii) Detektoren mit Glasfaserankopplung. Zunächst wurde die Prozeßtechnologie für die Detektoren mit Freistrahleinkopplung optimiert. Im Anschluß wurde auf Grundlage dieser Technologie ein Konzept erarbeitet, mit der eine weitere Integration der Detektoren mit einem Wellenleiter erfolgt. In Zusammenarbeit mit Herrn Markus Siegert gelang zum ersten Mal die erfolgreiche Ankopplung der beiden Komponenten. Während die theoretische Modellierung und die Wellenleiterstrukturierung Siegerts Aufgabe war, war mein Beitrag das Detektorendesign und die Erarbeitung einer kompatiblen Prozeßtechnologie für die Integration. In einem zweiten Schritt gelang es zudem in Zusammenarbeit mit Andreas Roelofs, die zusätzliche Kopplung einer Glasfaser über einen Wellenleiter an die Diode zu realisieren. Im folgenden werden die wichtigsten Prozessierungsverfahren mit den verwendeten Prozeßparametern dargestellt. Danach schließt sich ein Kapitel über die Herstellung der Photodetektoren für die Freistrahleinkopplung an. Die Integration der Glasfaser mit dem Detektor wird in Kapitel 5.3 beschrieben.

5.1 Prozessierungsverfahren

5.1.1 Optische Lithographie

Mit Hilfe der optischen Lithographie werden die Schichtsysteme strukturiert. Bei dem verwendeten Kontaktlichtverfahren wird ein lichtempfindlicher Photolack auf die Probe aufgeschleudert und anschließend durch eine Maske belichtet. Die Maske ist eine mit Chrom beschichtete Glasplatte, auf der sich die auf den Photolack abzubildende Struktur befindet. Die belichteten Stellen im Photolack rufen eine chemische Änderung im Lack hervor, so daß sich diese bei der anschließenden Entwicklung auflösen (positiver Prozeß) oder als Lackstruktur stehen bleiben (negativer Prozeß). In Tabelle 5.1 werden die wichtigsten Parameter für die optische Lithographie aufgelistet.

Prozeßschritt	Parameter	Kommentar
Reinigung	Aceton, Propanol	
Dehydrieren	2 min Hotplate, 150 °C	Haftverbesserung
Haftvermittler: HMDS	4000 rpm, Trocknen 90 s bei 90 °C auf der Hotplate	bessere Haftung insbesondere auf Oxiden
Lack 5214	4000 rpm, Trocknen 5 min bei 90 °C auf der Hotplate	Lackdicke = 1400 nm
Randentlackung	40 s Belichten, 90 s Entwickeln in MIF326:H ₂ O 1:1	notwendig für genaue Strukturierung
Belichtung	positiver Prozeß: 3.6 s negativer Prozeß: 2.7 s	wichtig: Vakuumkontakt ! "
Ausbacken des Lacks	2 min bei 115 °C	entfällt beim pos. Prozeß
Flutbelichtung	17s	entfällt beim pos. Prozeß
Entwickeln	20 s MIF326:H ₂ O 1:1 (neg. Proz.) 60 s MIF326:H ₂ O 1:1 (pos. Proz.)	optische Kontrolle
Aushärten	5 min bei 150 °C	nur erforderlich bei nachfolgender RIE Ätzung

Tabelle 5.1: Parameter für die optische Lithographie.

5.1.2 Lift-Off-Technik

Die Lift-Off-Technik ist eine Methode zur Strukturierung von dünnen Metallschichten. Die gewünschte Geometrie wird zunächst mit einer Lackmaske photolithographisch aufgebracht. Der Wafer wird großflächig mit dem Metall bedampft und an-

schließlich wird der Lack mit einem Lösungsmittel entfernt. Beim Auflösen der Lack-schicht wird die darüber befindliche Metallschicht abgesprengt. Dieses Verfahren produziert sehr steile Kanten und stellt eine schnelle und einfache Strukturierungs-technik für dünne Metallschichten dar.

5.1.3 Reaktives Ionen Ätzen (RIE)

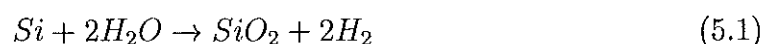
Beim reaktiven Ionenätzen werden reaktive Gase in einer Probenkammer durch ein hochfrequentes Wechselfeld ionisiert und durch ein elektrisches Feld in Richtung der Probe beschleunigt. An der Probenoberfläche können Atome durch die kine-tische Energie der Ionen herausgelöst werden (Sputtern). Außerdem reagieren die Ionen chemisch mit den Oberflächenatomen und lösen sie heraus. Im Gegensatz zum Sputtern können mit diesem Verfahren selektiv Materialien geätzt werden [70]. Im Vergleich zu naßchemischen Strukturierungsverfahren bietet dieses Verfahren den Vorteil, daß der gerichtete Ionenstrahl zu sehr steilen Ätzflanken führt. Bei der Her-stellung der Detektoren wurden SiO_2 , Si_3N_4 und Si mit diesem Trockenätzverfahren strukturiert. Die Parameter für die Ätzungen werden in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Material	Gas	Fluß [cm^3s^{-1}]	Druck [Pa]	HF-Leistung [Watt]	DC-Spannung [V]	Ätzrate [nm/min]
Si_3N_4	$\text{CHF}_3 + \text{CF}_4$	20/20	3.0	300	700	50-60
SiO_2	$\text{CHF}_3 + \text{CF}_4$	20/20	3.0	300	700	40-50
Si	SF_6	20	2.5	100	280	250

Tabelle 5.2: Parameter für die RIE-Ätzungen.

5.1.4 Naßoxidation im Rohrofen

Die Naßoxidation der Proben zum Aufoxidieren des Siliziums wurde in einem Rohr-oven unter Wasserdampf-atmosphäre durchgeführt. Das Siliziumoxid wurde zur Pas-sivierung der Diodenränder und zur Herstellung des *cladding*-Materials verwendet. Unter der Zufuhr von Wasserdampf wird das Silizium zu Siliziumdioxid aufoxidiert:



Die Oxidationsgeschwindigkeit hängt von den Ratenparametern A und B ab. Die Oxidschichtdicke x als Funktion der Oxidationszeit t wird durch Gleichung 5.2 beschrieben.

$$x^2 + Ax = Bt \quad (5.2)$$

Die Ratenparameter sind stark temperaturabhängig und unterscheiden sich zudem von der Kristallorientierung des Siliziums. Die experimentell mit diesem Ofen bestimmten Oxidationsparameter sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

Temperatur °C	Si(111) A [nm]	B [nm^2/h]	Si(100) A[nm]	B [nm^2/h]
1000	226	4783	340	4454
920	500	3383	1362	3976

Tabelle 5.3: Experimentell bestimmte Oxidationparameter.

Bei der Oxidation ist zu beachten, daß die Proben nicht zu schnell mit dem Quarzschlitten in den Ofen gefahren werden ($v < 10 \text{ cm/s}$). Bei Mehrlagenschichtsystemen kann es aufgrund unterschiedlicher Ausdehnungskoeffizienten zu großen Spannungen kommen, die die Schichten zerstören (z.B. bei Si_3N_4 auf SiO_2).

5.1.5 RCA-Reinigung der Si-Wafer

In bestimmten Fällen ist es notwendig, die Si-Oberfläche von Verunreinigungen zu befreien. Dazu wurde ein leicht modifizierter RCA-Reinigungsprozeß [54] verwendet, der aus mehreren Stufen besteht. In einem ersten Schritt werden alle Kohlenstoff- und in einem zweiten Schritt die Metallkontaminationen entfernt. Die in dieser Arbeit verwendete RCA-Reinigung sieht folgendermaßen aus.

1. $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ (1:1:5), 10 min bei 80 °C im Ultraschallbad,
2. 10 min Spülen in Reinstwasser
3. $\text{HCl} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ (1:1:5), 10 min bei 80 °C im Ultraschallbad,
4. Spülen in Reinstwasser

Als Ergebnis dieser Prozedur erhält man eine reine Oberfläche, die oxidiert und damit stabil passiviert ist.

5.1.6 Herstellung von vergrabenen Metallisierungen

Das vertikale Detektorendesign erfordert eine im Silizium vergrabene Metallschicht auf der sich kristallines Silizium befindet. Dabei werden insbesondere hohe Anforderungen an die Kristallqualität des Decksiliziums und die Leitfähigkeit und Temperaturstabilität der Metallisierung gestellt. Um eine gute Kristallqualität des Siliziums zu gewährleisten, sollte ihre Kristallstruktur mit der des Metalls kompatibel sein. CoSi_2 hat sich als nahezu ideales Material erwiesen. Das Silizid hat eine kubische Struktur, die sowohl auf Si(100) und Si(111) ein epitaktisches Wachstum ermöglicht. Die Gitterfehlانpasung zum Silizium liegt unterhalb 1.2 %. Das Silizid besitzt einen hohen Schmelzpunkt von 1326 °C und hat eine Leitfähigkeit von $14 \mu\Omega \text{ cm}$. Es gibt zwei unterschiedliche Verfahren, um einkristallines vergrabenes CoSi_2 herzustellen.

1. Ionenstrahlsynthese (Ion Beam Synthesis (IBS))
2. Molekularstrahl-Allotaxie

Mit der Molekularstrahl-Allotaxie [51] sind Versuche von J. Kim unternommen worden, um schnelle Detektoren auf Si(100) herzustellen [52][30]. Jedoch war die Kristallqualität des Siliziums nicht zufriedenstellend. Die relative hohe Anzahl von Defekten im Si hat das Pulsantwortverhalten der Diode so sehr verschlechtert, daß der Betrieb nur bei sehr tiefen Temperaturen sinnvoll erschien. Erste Versuche mit der Allotaxie auf Si(111) Substraten verliefen enttäuschend. Die Ionenstrahlsynthese stellt die erfolgsversprechendste Methode zur Herstellung von vergrabenen CoSi_2 -Schichten sowohl auf Si(100) als auch auf Si(111) dar und wurde im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich verwendet [29].

Bei der Ionenstrahlsynthese von CoSi_2 werden positiv geladene Co-Ionen in ein beheiztes Si-Substrat implantiert. Die Löslichkeitsgrenze von Co in Si wird weit überschritten, so daß sich CoSi_2 -Ausscheidungen im Silizium bilden. Im Maximum des Implantationsprofils findet man große Ausscheidungen. Zum Rand nimmt die Größe der Präzipitate ab. Eine anschließende Temperung oberhalb von 1100 °C führt infolge von Ostwald-Reifung und Koaleszenz der Ausscheidungen zu einer einkristallinen, vergrabenen CoSi_2 -Schicht [53] [55] [56].

5.2 Herstellung der Photodetektoren für die Freistrahleinkopplung

F. Rüders [35] hat in seiner Promotionsarbeit zum ersten Mal ein vertikales Photodetektoren-Design erfolgreich realisiert. Im Rahmen dieser Arbeit sind wichtige Prozeßschritte verändert und optimiert worden. Das Ergebnis der neuen Technologieabfolge wird in diesem Kapitel beschrieben und läßt sich in 6 Schritte unterteilen.

1. Herstellung der vergrabenen CoSi_2 -Schicht
2. Deposition von zusätzlichem Silizium mit der MBE
3. Passivierung der Diodenränder
4. Aufbringen der oberen Metallisierung
5. Kontaktierung der vergrabenen CoSi_2 -Schicht
6. Strukturierung der elektrischen Mikrostreifenleitung

Diese werden in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt.

Herstellung der vergrabenen CoSi_2 -Schicht

Co-Implantation

Mit einem EATON NV3204-Mittelstrom-Ionenbeschleuniger wurden die Implantationen vorgenommen. Die Implantationen erfolgten ganzflächig über den 4 Zoll Wafer. Der Wafer war um 7° zur Strahlrichtung verkippt, um Channeling der Ionen im Silizium-Gitter zu vermeiden. Ferner wurde eine Kohlenstoffolie zwischen Wafer und Substrat gelegt, um Cu-Kontaminationen vom Substrathalter zu unterdrücken. Vor der Implantation wurden die Si(100) orientierten Proben auf 375°C und die Si(111) Substrate auf 400°C geheizt. Die Implantationsenergie beträgt 200 keV. Es wurde eine Dosis von $2.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ implantiert, so daß sich daraus ca. 90 nm dicke vergrabene CoSi_2 -Schichten mit einer Decksiliziumschichtdicke von 70 nm ergeben.

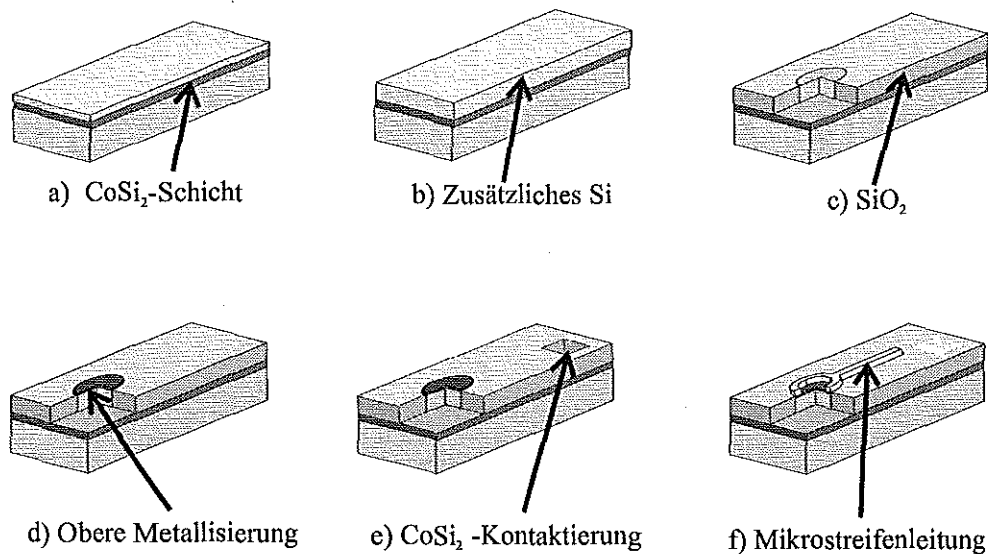


Abbildung 5.1: Herstellung der vertikalen MSM-Photodetektoren für die Freistrahleinkopplung. a) Synthese der vergrabenen CoSi_2 -Schicht, b) Deposition von zusätzlichem Silizium in der MBE, c) Passivierung der Diodenränder, d) Deposition der oberen Metallisierung, e) Kontaktierung der vergrabenen CoSi_2 -Schicht, f) Herstellung der Mikrostreifenleitung

Temperung

Nach der Co-Implantation muß der Wafer getempert werden. Während der Temperung ziehen sich die Kobaltdisilizid-Ausscheidungen zu einer homogenen Schicht zusammen und die durch die Implantation erzeugten Defekte im Silizium heilen aus. Vor der Temperung wurde auf den Silizium Wafer eine 200 nm dicke SiO_2 -Schicht mit der CVD-Anlage aufgebracht, um die Oberfläche für die Temperungen zu schützen. Die Temperungen wurden unter Stickstoffatmosphäre mit einem Quarzlampenofen der Firma AST (SHS100) durchgeführt. Zunächst wird die Probe auf 700 °C vorgeheizt. Danach wird die Temperatur innerhalb von 30 s auf 1200 °C hochgefahren. Bei dieser Temperatur wird sie für 20 s getempert und dann innerhalb von 12 s auf 1000 °C abgekühlt und dann für 60 s bei dieser Temperatur nachgetempert. Das Schutzoxid wird anschließend mit Flußsäure (ca. 3 min 20 s in AF91) entfernt.

Deposition von zusätzlichem Silizium

Ein Nachteil der Ionenstrahlsynthese ist die geringe Siliziumschichtdicke unterhalb von 70 nm, die sich mit diesem Verfahren bei einer Implantationsenergie von bis zu

200 keV erzielen läßt. Wünschenswert für die Detektoren sind Decksiliziumschichtdicken von 200-400 nm. Dies erfordert die zusätzliche Deposition von Silizium auf die Heterostruktur. Die Si-Epitaxie wird mit der Molekularstrahl-Epitaxie (MBE) durchgeführt. Voraussetzung für epitaktisches Siliziumwachstum ist eine perfekt saubere Siliziumoberfläche. Durch das Entfernen des Schutzoxides mit Flußsäure ist die Oberfläche stark mit Kohlenstoff kontaminiert. Deshalb wird der Wafer zunächst mit einer naßchemischen RCA-Prozedur (siehe Kapitel 5.1.5) gereinigt. Während des letzten RCA-Reinigungsschrittes wächst eine ca. 2-4 nm dicke Schutzoxidschicht auf das Silizium auf. Diese kann vor der abschließenden Si-Epitaxie mit HF weggeätzt werden, jedoch verursacht dieser Schritt eine erneute Kohlenstoffkontamination der Oberfläche. Diese kann vermieden werden, indem die Oxidschicht in der MBE bei ca. 800 °C abgedampft wird. Bei einer Temperatur von 700 °C werden dann unter Hochvakuum Si-Atome mit einem Elektronenstrahlverdampfer in der MBE aufgedampft. Das Silizium kann, falls gewünscht, mit Antimon n-dotiert werden. Es wurden Detektoren mit 220 und 360 nm Decksilizium hergestellt.

Mesa-Strukturierung

Der Siliziumwafer wird in 20*20 mm große Stücke gespalten und anschließend mit 20 nm SiO₂ und 200 nm Si₃N₄ in der CVD-(Chemical Vapour Deposition)-Anlage beschichtet. Das Nitrid dient als Oxidationsmaske in einem folgenden Oxidations-schritt. Während der Oxidation bei ca. 900-1000 °C treten infolge der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen Nitrid und Silizium starke Spannungen auf, die zu einem Zerreißen der Schicht führen können. Die 20 nm dicke Oxidschicht hilft, diese Spannungen abzubauen und ein Zerreißen der Schicht zu vermeiden. Eine Lackmaske, auf der sich die Diodenstrukturen befinden, wird durch einen positiven Prozeß photolithographisch aufgebracht. Der strukturierte Lack wird 5 min bei 150 °C auf der Hotplate ausgehärtet. In der RIE werden die nicht vom Lack abgedeckten Nitrid- und Oxidschichten bis zum Silizium heruntergeätzt. In einem zweiten RIE-Schritt wird die verbliebene Siliziumschicht auf ca. 120 nm Dicke ausgedünnt. Mit Aceton und Propanol wird der Lack anschließend entfernt.

Passivierung der Diodenränder

Die Passivierung der Diodenränder erfolgt durch eine naßchemische Oxidation der ausgedünnten Decksiliziumschicht. Bevor die Probe im Rohofen oxidiert wird, werden eventuell vorhandene Lackreste durch ein Schwefelsäure-Wasserstoffperoxid Ge-

misch (10 min in $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2$ 2:1) entfernt. Die Oxidation erfolgt für Si(111) Substrate unter Wasserdampf-atmosphäre bei 965 °C. Die vergrabenen CoSi_2 -Schichten weisen eine höhere thermische Stabilität bei (111) als bei (100) orientierten Si-Substraten auf. Eine zu hohe thermische Belastung führt zur Zerstörung der CoSi_2 -Schicht. Daher wurden die Si(100)-Dioden bei 920°C getempert. Da das Nitrid eine Barriere für die Sauerstoff- und Wassermoleküle darstellt, werden die durch das Nitrid abgedeckten Stellen nicht aufoxidiert. Diese definieren später den photoempfindlichen Teil des Detektors. Das Silizium wird bis zur vergrabenen CoSi_2 -Schicht aufoxidiert. Wird die Oxidation nicht rechtzeitig abgebrochen, so wird das CoSi_2 in das Siliziumsubstrat hineingetrieben. Auch das kann eine Degradation der Schicht zur Folge haben. Nach der Oxidation werden die an der Nitridoberfläche entstandenen Oxinitride mit SF_6 in der RIE 20 s geätzt. Das verbliebene Nitrid wird mit 160 °C heißer Phosphorsäure entfernt (Ätzrate ca. 4-5 nm/min). Mit gepufferter Flußsäure wird das restliche Oxid geätzt.

Aufbringen der oberen Metallisierung

Der Kontakt der oberen Metallisierung zum Silizium ist wichtig für die elektrischen Eigenschaften der Detektoren. Verunreinigungen, Siliziumoxid oder Störungen des Silizium-Gitters an der Grenzfläche führen zu Oberflächenzuständen, die die Schottky-Barrierenhöhe reduzieren und Rekombinationszentren schaffen können [9]. Ferner erschweren diese Einflüsse die Reproduzierbarkeit der Schottky-Kontakte. Deshalb werden die Dioden einer RCA-Reinigung unterzogen. Die obere Metallisierung wird durch einen Lift-Off Prozeß hergestellt. Dazu wird zuerst eine Lackmaske mittels eines negativen Prozeßes definiert. Durch die RCA-Reinigung wurde eine dünne Oxidschicht gebildet, die direkt vor dem Aufdampfen der oberen Metallisierung durch eine 15 s Ätzung in 2 % Flußsäure entfernt wird. Durch den HF-Dip werden für eine kurze Zeit die *dangling bonds* an der Oberfläche passiviert, bevor sich erneut natürliches Oxid auf der Siliziumoberfläche bildet. Deshalb sollte möglichst sofort nach dem HF-Dip die Metallisierung erfolgen. Die Metallisierung wird mit einem Elektronenstrahlverdampfer aufgebracht und ist 8-10 nm dick. Es wurden Al, Ti, Cr und Pt verwendet, wobei Ti und Cr die besten Haftungseigenschaften auf Silizium gezeigt haben. Abschließend erfolgt der Lift-Off-Prozeß.

Kontaktierung der CoSi_2 -Schicht

Die vergrabene CoSi_2 -Schicht bildet die untere Elektrode des vertikalen Photodetektors. Zur Kontaktierung dieser Schicht wird ein Fenster durch das Oxid geätzt (siehe Abbildung 5.1 e). Dazu wird zunächst eine Lackmaske mit einem negativen Prozeß definiert. In der Lackmaske befinden sich Öffnungen, durch welche mittels Trockenätzung das Oxid bis zur unteren Metallisierung weggeätzt werden kann.

Strukturierung der elektrischen Streifenleitung

Auch die Mikrostreifenleitungen werden mit einem Lift-Off-Prozeß, ähnlich wie bei der oberen Metallisierung, hergestellt (Abbildung 5.1 f). Die RCA-Reinigung und der HF-Dip kann hier entfallen. Für die Streifenleitung wird ein hochleitendes Material wie Gold oder Silber verwendet. Zur besseren Haftung wird entweder eine 20 nm dicke Ti- oder Cr-Schicht aufgebracht. Die Dicke der Streifenleitung beträgt 200 nm.

5.3 Herstellung der Detektoren mit Glasfaseran- kopplung

Die Ankopplung der Glasfaser an den Photodetektor erfolgt über einen Polymerwellenleiter. Bevor die vollständige Integration Glasfaser-Polymerwellenleiter-Detektor realisiert wurde, wurden die Wellenleiterherstellung und die Kopplung einer Glasfaser an den Wellenleiter bereits erfolgreich von A. Roelofs gezeigt. Die Ankopplung der Glasfaser an den Wellenleiter erfordert eine exakte Justierung beider Komponenten. Die vertikale und horizontale Ausrichtung der Glasfaser erfolgt durch einen in das Silizium geätzten V-Graben, in den die Glasfaser gelegt wird. Die einzelnen Prozesse für die Wellenleiter-, V-Graben- und Detektorenstrukturierung wurden aufeinander angepaßt. Daraus ergibt sich folgender Prozeßablauf, der in Abbildung 5.2 schematisch gezeigt wird.

- Materialvorbereitung
- Gräben ätzen
- Cladding für den Wellenleiter herstellen

- Dioden Prozessierung
- Wellenleiterherstellung

Materialvorbereitung

Die Materialvorbereitung deckt sich im wesentlichen mit der im vorherigen Kapitel beschriebenen Prozedur. Ein Si(100) Wafer wird mit Kobalt implantiert und im RTA Ofen getempert. Anschließend wird zusätzliches Silizium in der MBE aufgebracht, so daß das Decksilizium eine Schichtdicke von 370 nm hat.

Gräben ätzen

Zunächst wird eine Maske aus 20 nm SiO₂ und 200 nm Si₃N₄ in der CVD-Anlage auf den Wafer abgeschieden. Dieses Schichtpaket dient als Oxidationsbarriere für anschließende Oxidationen sowie als Maske für die KOH-Ätzung der V-Gräben. Die dünne Oxidschicht zwischen Silizium und Nitrid dient zur Spannungskompensation während der Oxidation bei hohen Temperaturen. Eine Lackmaske wird photolithographisch, wie in Abbildung 5.2 a gezeigt, aufgebracht und 5 min bei 150 °C auf der Hotplate getempert. Das Nitrid und das Oxid wird in der RIE mit einer Kombination aus CHF₃ und CF₄ geätzt. Mit SF₆ wird anschließend das Silizium trockenchemisch strukturiert. Die CoSi₂-Schicht dient als Ätzstop. Sie kann nicht mit der RIE strukturiert werden. Dazu wird eine Mischung aus [HF : HNO₃ : CH₃COOH] : H₂O [1:20:20]:2 benutzt. Der Lack sowie eventuell vorhandene organische Rückstände durch die RIE-Ätzung werden mit einer Kombination aus H₂SO₄ : H₂O₂ im Verhältnis 2:1 abgelöst. Der V-Graben entsteht durch 2-stündiges anisotropes Ätzen in einer 20 %-igen Kaliumhydroxidlösung bei 70 °C. Dabei wird die Si(111) Grenzfläche schneller als die Si(100) orientierte Fläche geätzt, so daß sich das V-förmige Profil, wie in Abbildung 5.2 b gezeigt, ergibt. In den Graben wird später die Glasfaser eingeklebt. Er dient zur Justage der Glasfaser vor dem Polymerwellenleiter.

Herstellung des Claddings für den Wellenleiter

Damit im Wellenleiter Licht geführt werden kann, muß der Bereich des Chips, auf dem der Polymerwellenleiter von der Glasfaser zum Detektor geführt wird, aus einem Material mit kleinerem Brechungsindex als dem des Wellenleiters bestehen.

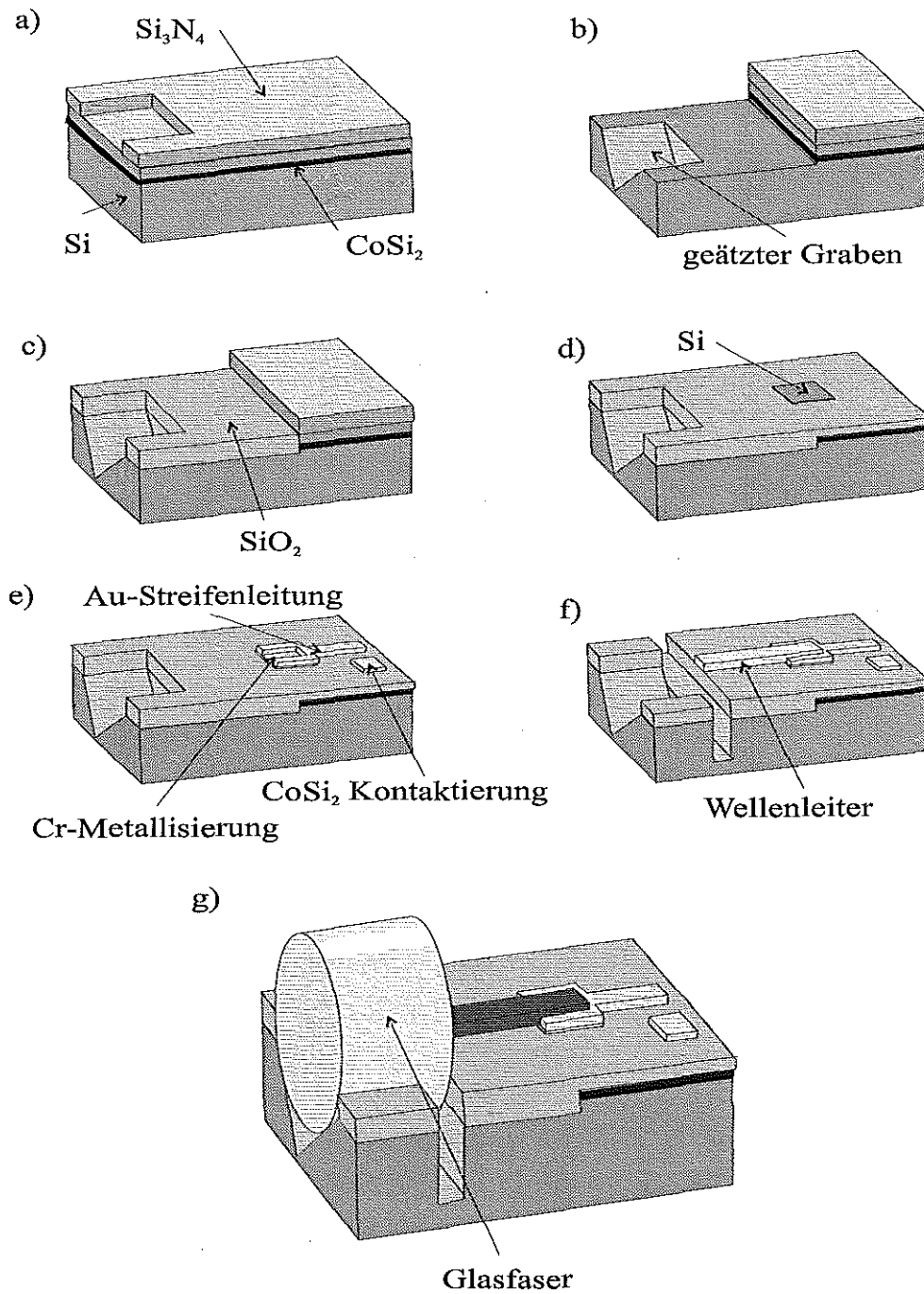


Abbildung 5.2: Herstellung der Detektoren mit Glasfaserankopplung: a) Si-Substrat mit vergrabener CoSi_2 -Schicht und Nitrid-Maske, b) Geätzter Graben, c) Herstellung des Cladding-Materials, d) Passivierung der Diodenränder, e) Strukturierung der Diode, f) Aufbringen des Wellenleiters, g) fertiger Chip mit Glasfaser

Das durch Oxidation des Siliziums herzustellende SiO_2 bietet sich zur Lösung dieses Problems an. Zunächst wird das Nitrid über dem zu oxidierenden Bereich in der RIE entfernt (Abbildung 5.2 b). Auch wird das Decksilizium und die darunter befindliche CoSi_2 -Schicht mit den zuvor beschriebenen Methoden geätzt. Das direkt unterhalb der CoSi_2 -Schicht befindliche Silizium weist durch die Co-Implantation ein hohes Schädigungsprofil auf. Zur Vorsicht wurde dieser etwa 50 nm breite Bereich mit SF_6 in der RIE geätzt, um eine potentielle raue Oberfläche des Oxids zu vermeiden. Der Wafer wird erneut mit einer Schwefelsäure-Wasserstoffperoxid-Mischung gereinigt und anschließend für 390 min bei 920 °C unter Wasserdampf-atmosphäre getempert. Es wächst eine ca. 1 μm dicke Oxidschicht auf, die eine zufriedenstellende Abschirmung zwischen Wellenleiter und Substrat gewährleistet (Abbildung 5.2 c).

Diodenprozessierung

Die Herstellung der Diode gleicht dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Verfahren. Zunächst werden die Diodenränder passiviert (Abbildung 5.2). Dazu wird das Nitrid bis auf den Bereich der Diode entfernt. Wichtig ist dabei die genaue Ausrichtung der Lackmaske zu den geätzten Gräben. Es wurden $12.5 * 15 \mu\text{m}^2$ bis $50 * 40 \mu\text{m}^2$ große Dioden strukturiert. Das freigelegte Silizium wird bis auf 120 nm mit der RIE ausgedünnt, mit einem Schwefelsäure-Wasserstoffperoxid-Gemisch gereinigt und anschließend in einem Rohofen unter Wasserdampf-atmosphäre bei 920 °C aufoxidiert. Anschließend werden die Oxinitride auf dem Nitrid mit SF_6 entfernt. Mit 160°C heißer Phosphorsäure wird die Nitridmaske weggeätzt. Das unter der Nitridmaske befindliche Siliziumoxid wird mit gepufferter Flußsäure (AF91) aufgelöst. Anschließend wird in Analogie zum vorherigen Kapitel die obere Metallisierung aufgebracht. Die Kontaktierung der vergrabenen CoSi_2 -Schicht wird durch Ätzung eines Fensters in das Oxid mit der RIE hergestellt. Abschließend wird durch eine erneute Lithographie die Mikrostreifenleitungen definiert. Die Leitungen bestehen aus einer Kombination von 20 nm Cr und 200 nm Au.

Wellenleiter-Herstellung

Für die Streifen-Wellenleiter wurde Ultradel 9120D verwendet. Ultradel ist ein Product der Firma Amoco Chemicals. Es ist ein negativ-photostrukturierbares Polyimid mit hoher thermischer und mechanischer Stabilität und guter Transparenz. Genauere Informationen über Eigenschaften und Prozeßierung des Materials können

[24] entnommen werden. Die aus dem Cladding-Material strukturierten Streifen-Polymerwellenleiter sind ca. $3\text{ }\mu\text{m}$ dick und haben eine Breite von $10\text{--}20\text{ }\mu\text{m}$. Die Ausrichtung der Wellenleiter an den V-Gräben sowie an den Dioden ist von besonderer Bedeutung für eine gute Kopplung zwischen den einzelnen Komponenten. Anschließend wird der Wafer, wie in Abbildung 5.2 f gezeigt, gesägt, um die aufsteigende Flanke vorn am Graben zu entfernen und um die Stirnfläche des Wellenleiters zu glätten. Der Wafer wird zum Abschluß in Aceton und Propanol gereinigt.

Einkleben der Glasfaser

Die Glasfaser wird auf einen Justage-Tisch befestigt und vorsichtig in den V-Graben gelegt. Danach wird die Glasfaser vor den Wellenleiter positioniert, so daß möglichst viel Licht in den Wellenleiter einkoppelt. Die Justage des Wellenleiters kann durch Messung des Photostromes optimiert werden. Danach wird die Glasfaser mit einem UV-Kleber in den Graben befestigt. Abbildung 5.3 zeigt den mit einer Glasfaser angekoppelten Photodetektor.

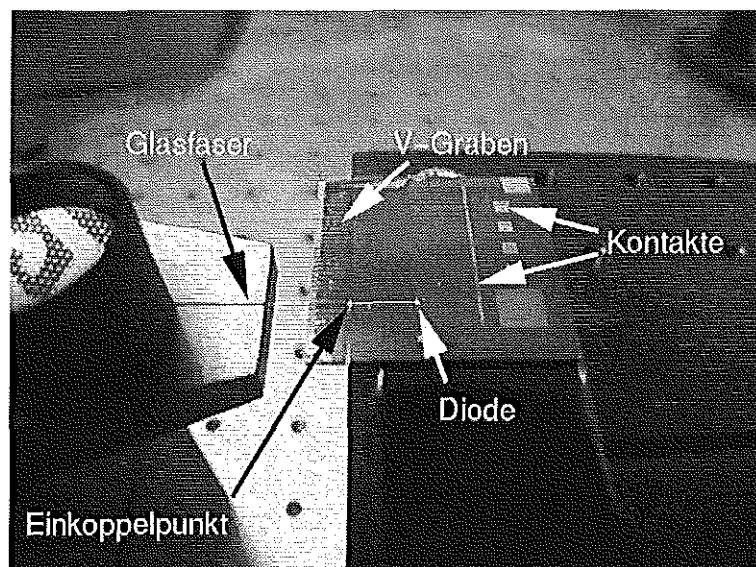


Abbildung 5.3: Angekoppelter Photodetektor

Kapitel 6

Probencharakterisierung

In diesem Kapitel werden die strukturellen und statischen elektrooptischen Eigenschaften der hergestellten Photodetektoren untersucht. Die strukturelle Charakterisierung der Heterostruktur erfolgte mittels Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS) und Transmissionselektronenmikroskopie (TEM). Die elektrischen Eigenschaften wurden durch Strom-Spannungs-Messungen temperaturabhängig an unterschiedlichen Detektoren mit verschiedenen oberen Metallisierungen und variierenden Flächen bestimmt. Abschließend folgen Quanteneffizienz- sowie Empfindlichkeitsmessungen an den Detektoren mit Freistrahl- und Wellenleiterankopplung.

6.1 Strukturelle Untersuchungen

6.1.1 Rutherford-Rückstreuung (RBS)

Aus der Rückstreuung von hochenergetischen He^+ -Ionen erhält man Informationen über die in der Probe vorkommenden Elemente, ihre stöchiometrische Zusammensetzung und Tiefenverteilung. Dazu wird die Rückstreurrate energieaufgelöst gemessen. In Abbildung 6.1 wird ein typisches RBS Spektrum einer mit 200 keV Co implantierten und getemperten Probe gezeigt. Die Probe ist mit zusätzlichem Decksilizium aus der MBE bedampft worden. Das Spektrum wurde bei einer Ionenenergie von 1.4 MeV unter einem Winkel von 170° aufgenommen. Aus der Höhe der im Spektrum vorkommenden Peaks erhält man die stöchiometrische Zusammensetzung des Materials. Die energetische Lage der Peaks läßt Rückschlüsse auf die elementare Zusammensetzung zu. Die Dicke der Schichten ist proportional zur Breite der Peaks.

Mit RUMP, einem Programm zur Simulation der RBS-Spektren, wurden die Dicke der CoSi_2 - und der Decksiliziumschicht bestimmt. Daraus ergibt sich eine CoSi_2 -Schichtdicke von 90 nm und eine Decksiliziumschichtdicke von 360 nm. Der Co-Peak zeigt steil aufsteigende Flanken, welche auf scharfe Grenzflächen deuten.

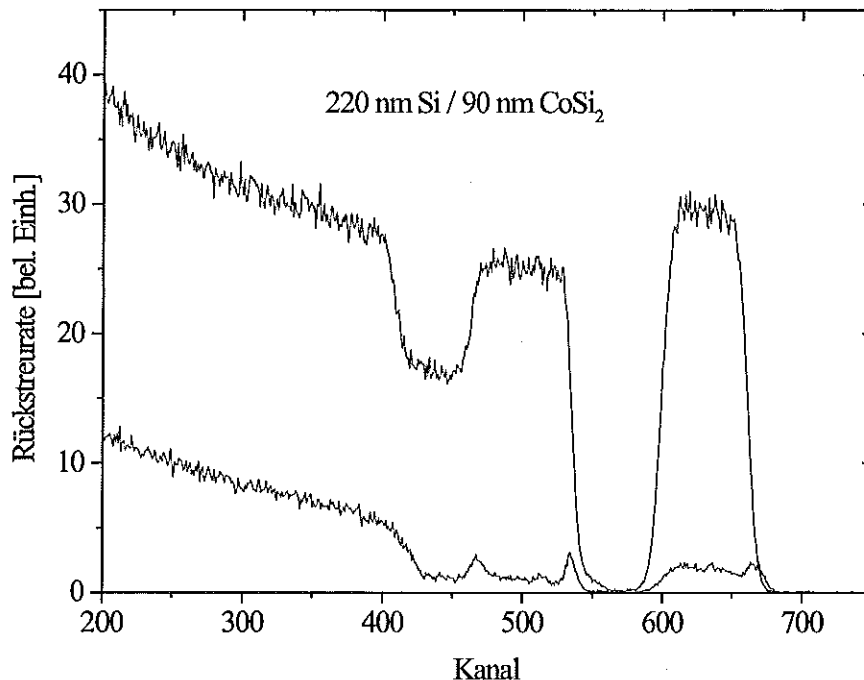


Abbildung 6.1: RBS-Spektrum einer Co-implantierten und getemperten Silizium-Probe auf der zusätzliches Silizium mit der Molekularstrahlepitaxie aufgebracht wurde. Im „Decksilizium“ wurde ein *Minimum-Yield*-Wert von 3 % gemessen.

Informationen über die Kristallqualität erhält man mit der Ionengitterführung (Channeling). Dabei wird die einkristalline Probe so ausgerichtet, daß der Ionenstrahl parallel zu einer Kristallachse mit hoher Symmetrie liegt. Die He-Ionen werden in Gitter-Kanälen geführt, so daß die Rückstreurrate drastisch reduziert wird. Das Verhältnis der Rückstreuraten zwischen *gechannelter* und zufälliger (Random) Ausrichtung der Probe ist ein Maß für die Kristallinität der Probe. Das Minimum des Quotienten wird als *Minimum Yield* χ_{min} bezeichnet. Es liegt bei den Si(111) Proben bei 3 % in der Decksiliziumschicht und spricht für eine ausgezeichnete Kristallqualität. Die Si(100) Proben weisen einen leicht abweichenden Wert von 3.5 % auf. Dies kann ein Hinweis auf eine leicht verschlechterte Kristallinität der Decksiliziumschicht sein. Es ist bekannt, daß das Wachstum von Si(100) defektreicher als bei Si(111) orientierten Proben erfolgt.

6.1.2 Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)

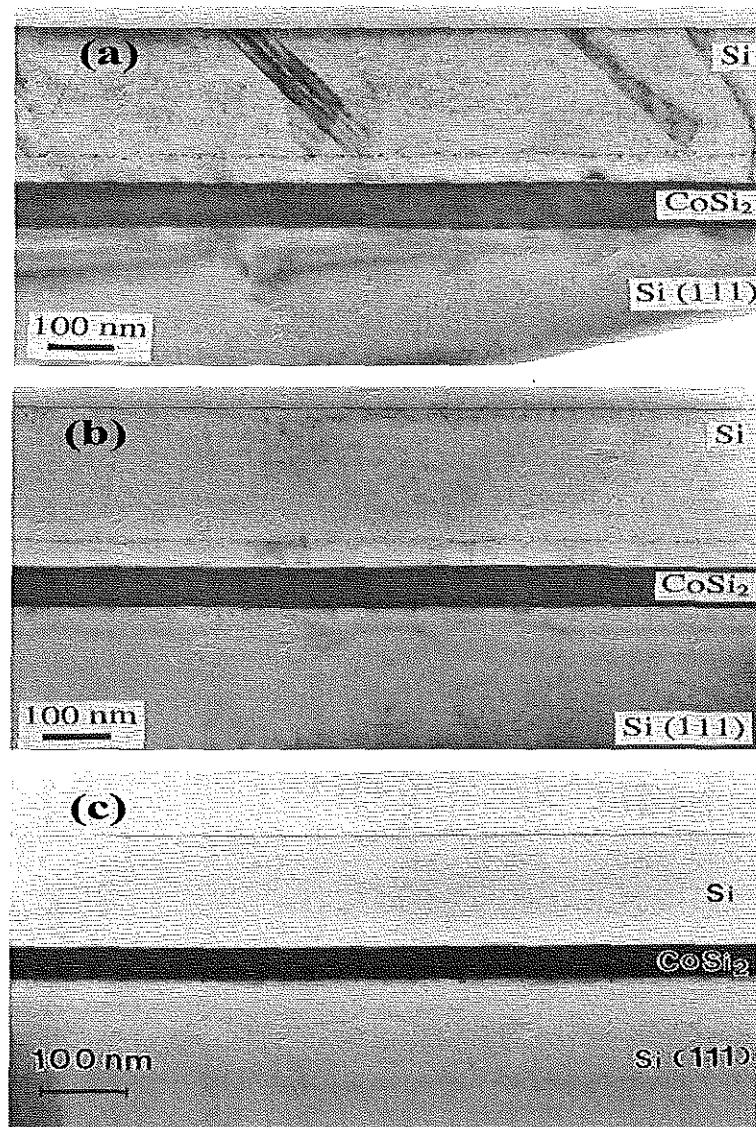


Abbildung 6.2: TEM-Querschnitts-Aufnahmen der vergrabenen CoSi_2 -Schicht für unterschiedliche Reinigungsverfahren vor der MBE. (a) ohne Reinigung (b) mit RCA-Reinigung + HF-Dip, (c) mit RCA-Reinigung ohne HF-Dip

Die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) erlaubt einen detaillierten Einblick in die Schichtstruktur des Materials. Mit diesem Verfahren werden Versetzungen und Grenzflächen direkt sichtbar. Insbesondere sind TEM-Aufnahmen sehr hilfreich, um Prozeßabläufe für die Schichtherstellung zu optimieren. Die Kristallqualität der Decksiliziumschicht ist wichtig für das elektrische Pulsantwortverhalten der Diode, da Defekte zu unerwünschtem Elektronen-*Trapping* und Hopping-Transport führen. Wichtig für die Kristallqualität der Decksiliziumschicht ist die Probenpräparation

vor der Deposition von zusätzlichem Silizium in der MBE. Abbildung 6.2 a zeigt eine Querschnitts-TEM-Aufnahme der Si-CoSi₂-Si Heterostruktur ohne Reinigung der Probe. Deutlich ist das Interface zwischen implantiertem und aufgedampftem Silizium zu erkennen. Am Übergang sind starke Verunreinigungen sichtbar, die auf Kontaminationen während der Herstellung der vergrabenen CoSi₂-Schicht schließen lassen. Die Kontaminationen sind mit SIMS-Messungen als Kohlenstoffverunreinigungen identifiziert worden. Auch sind Zwillinge bzw. Stapelfehler und Fadenversetzungen in der Decksiliziumschicht auffällig. Mit einer RCA-Reinigung und einem anschließenden HF-Dip, der das während der RCA-Reinigung gebildete Oxid entfernt, konnte die Anzahl der Stapelfehler, Zwillinge und Fadenversetzungen, wie in Abbildung 6.2 b gezeigt, deutlich reduziert werden. Jedoch ist die Kohlenstoffkontamination am Interface noch immer vorhanden. Indem auf den HF-Dip verzichtet und das Oxid in der MBE bei 800 °C abgedampft wurde, konnten diese Verunreinigungen schließlich vermieden werden. Abbildung 6.2 c zeigt das Ergebnis der optimierten Prozeßabfolge. Die Grenzflächen der vergrabenen CoSi₂-Schicht sind nahezu atomar scharf. Weder Fadenversetzungen noch Stapelfehler sind auf dieser Aufnahme zu erkennen. Durch diese Prozeßabfolge konnte also eine deutliche Verbesserung der Kristallqualität erzielt werden.

6.2 Elektrische und optische Charakterisierung der Photodetektoren

6.2.1 Strom-Spannungsmessungen

Aus der Abhängigkeit des Stromes von der angelegten Spannung lassen sich wichtige Informationen über den Dunkelstrom, die effektiven Schottky-Barrierenhöhen und die Qualität des Herstellungsprozesses gewinnen. Die elektrische Charakterisierung der Photodetektoren wurden an einem DC-Meßplatz (HP-Semiconductor Analyzer) durchgeführt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Verfahren erprobt, um die Diodenränder möglichst optimal zu passivieren: i) Die Verwendung von Silizium- oder Titanoxid, das mit dem Elektronenstrahlverdampfer aufgebracht wurde und ii) thermisches Oxid, das durch die direkte Oxidation der Diodenränder entsteht. Da das Siliziumoxid beim ersten Verfahren bei Raumtemperatur aufgedampft wird, kann es

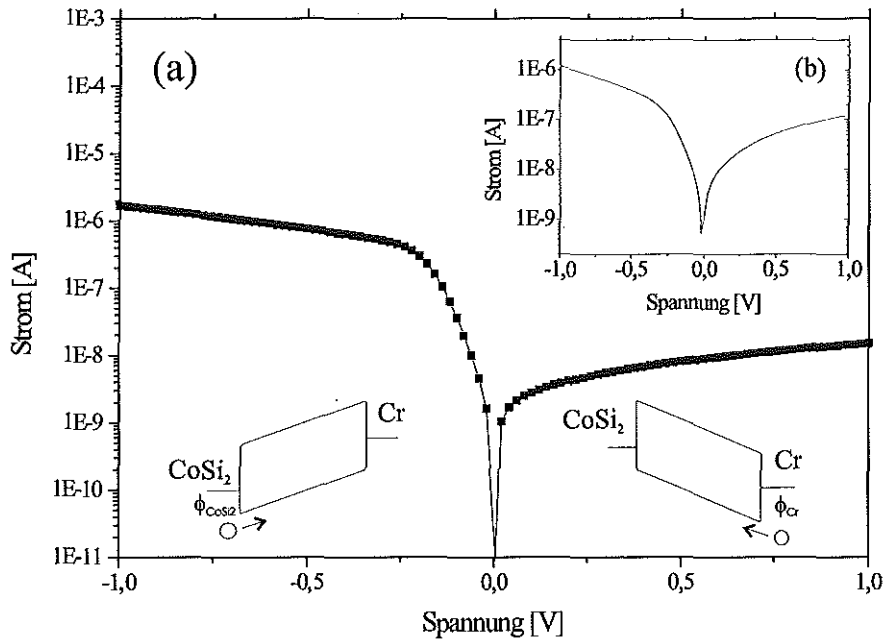


Abbildung 6.3: (a) Typische Strom-Spannungs-Kennlinie einer Cr-Si-CoSi₂ MSM-Photodiode mit thermischem Oxid. Die Bandverläufe für negative und positive Spannungen sind schematisch dargestellt. (b) Typische Strom-Spannungs-Kennlinie einer Cr-Si-CoSi₂ Diode mit Elektronenstrahlloxid. Deutlich ist ein schlechteres Sperrverhalten zu beobachten.

durch einen Lift-Off-Prozeß strukturiert werden. Dies vereinfacht den Herstellungsablauf, jedoch haben sich mit dieser Technik keine reproduzierbaren Ergebnisse ergeben. Häufig platzte das Oxid wegen der schlechten Haftung von der CoSi₂-Oberfläche ab. Ferner zeigte sich, wie in Abbildung 6.3 b dargestellt, ein sehr schlechtes Sperrverhalten der Diode, welches auf eine ungenügende Passivierung der Diodenränder deutet (siehe Kapitel 2.2.2). Die Strom-Spannungs-(I-V)-Kennlinien einer Cr-Si-CoSi₂-MSM-Photodiode mit thermischem Oxid wird in Abbildung 6.3 dargestellt. Es ist eine deutliche Verbesserung des Sperrverhaltens zu erkennen. Die Steigung der Kennlinie ist in erster Näherung bei größeren Spannungen proportional zum Strom, der über die Diodenränder fließt. Den Strom, der tatsächlich durch die Diode fließt, kann man bestimmen, indem die Sperrströme auf 0 Volt extrapoliert werden. Über die Richardson-Gleichung (Gleichung 2.8) kann dann auf die Schottky-Barrierenhöhe geschlossen werden.

$$\varphi_{eff} = \frac{k_b T}{q} \ln \left(\frac{A A^{**} T^2}{I_s} \right) \quad (6.1)$$

Für negative und positive Spannungen ergeben sich somit Schottky-Barrieren von 0.42 und 0.5 eV. Der Unterschied in den Barrierenhöhen resultiert aus den unterschiedlichen Schottky-Kontakten. Die Bandstrukturen für eine an die Cr-Schicht negativ oder positiv angelegte Spannung werden in Abbildung 6.3 schematisch dargestellt. Der Dunkelstrom wird im wesentlichen durch die kleinste effektive Schottky-Barriere bestimmt. Für negative Spannungen ist dies die Schottky-Barriere der Löcher an der CoSi_2 -Seite. Der gemessene Wert von 0.42 eV stimmt mit dem theoretischen Wert von 0.46 eV relativ gut überein. Für positive Spannungen bildet die Barriere der Löcher am Cr-Übergang die kleinste effektive Schottky-Barriere. Auch hier ist eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment (0.5 eV) und Theorie (0.5 eV) zu beobachten.

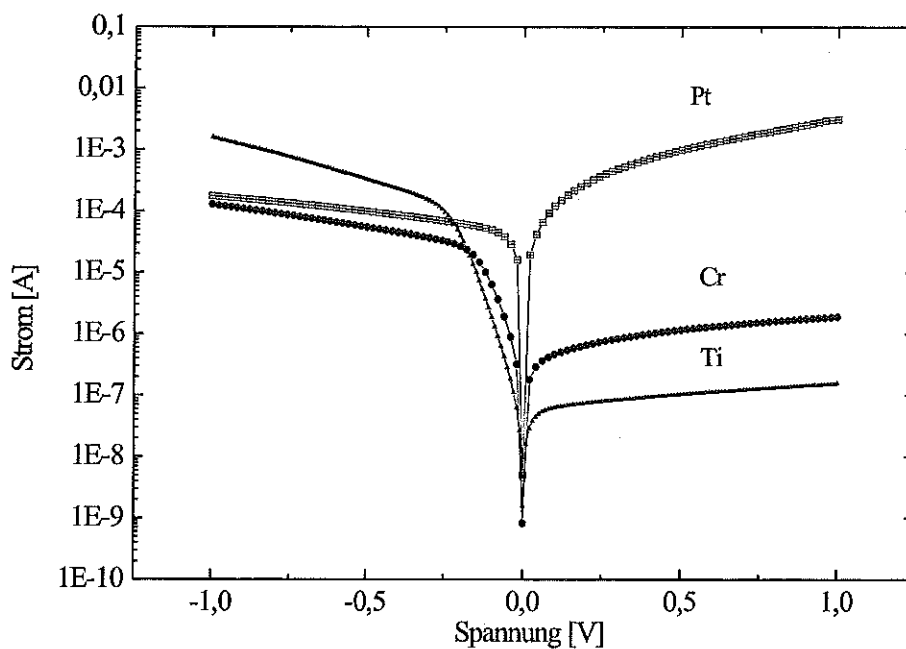


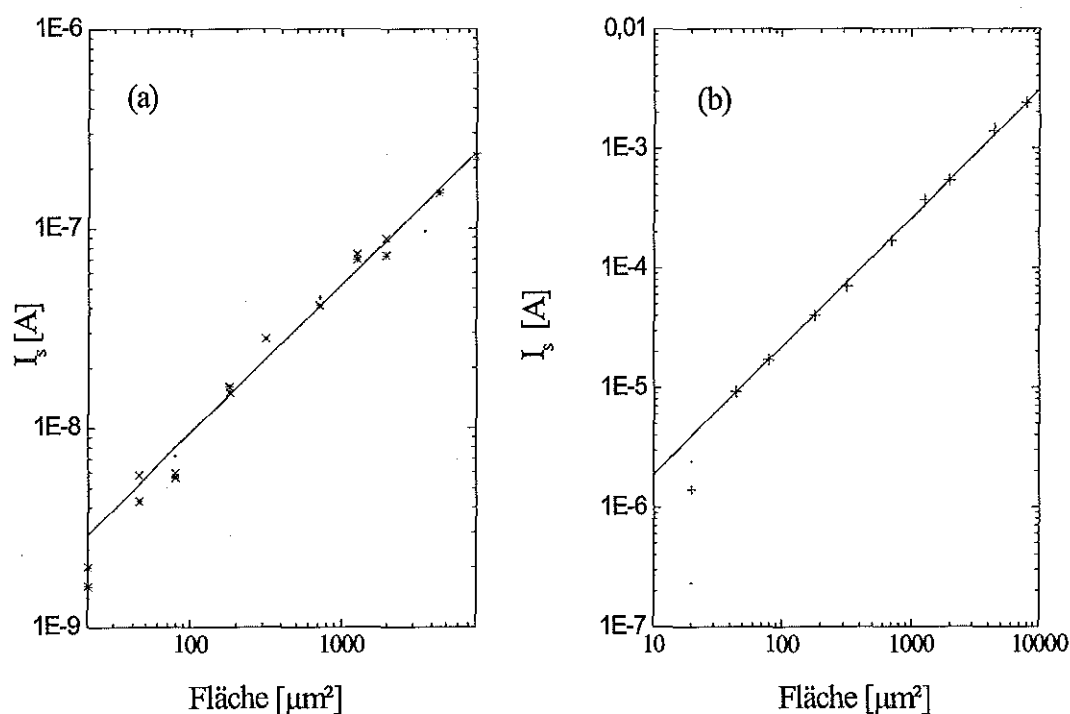
Abbildung 6.4: I-V-Kennlinien von Dioden mit unterschiedlicher oberer Metallisierung.

Es wurden Dioden mit unterschiedlicher oberer Metallisierung hergestellt. Die I-V-Kennlinien für Dioden mit Cr, Ti und Pt als obere Metallisierung werden in Abbildung 6.4 dargestellt. Deutlich ist der Unterschied in den Dunkelströmen erkennbar, wenn die obere Metallisierung in Sperrichtung geschaltet wird (positive Spannungen). Der Sperrstrom variiert über mehrere Größenordnungen und lässt sich sehr gut mit dem Modell der effektiven Schottky-Barrieren nachvollziehen. Die gemessenen und theoretischen Werte werden in Tabelle 6.1 gezeigt.

Metallisierung	gemessene SBH [eV]	theor. SBH [eV]
Cr	0.5	0.5
Ti	0.57	0.6
Pt	0.2	0.3
CoSi ₂	0.4-0.43	0.46

Tabelle 6.1: Gemessene und theoretische Schottky-Barrieren (aus [9])

Das Sperrverhalten an der CoSi₂-Seite (negative Spannung in Abbildung 6.4) unterliegt Schwankungen. Diese können durch Prozessierungsfehler verursacht worden sein. Insbesondere ist die Ti-Probe zu lange oxidiert worden, so daß sich möglicherweise das Sperrverhalten verschlechtert hat.

Abbildung 6.5: Dunkelstrom als Funktion der Diodenfläche. (a) Ti sperrt, (b) CoSi₂ sperrt

Abbildungen 6.5 a und b zeigen die Dunkelströme einer Ti-Si-CoSi₂-MSM-Photodiode bei -1 V (CoSi₂ sperrt) und +1 V (Ti sperrt) als Funktion der Diodenfläche. Es ist ein guter linearer Zusammenhang erkennbar. Die an der Ti-Seite gemessenen Sperrströme weisen dabei leichte Unstetigkeiten auf, die sich durch den Herstellungsprozeß erklären lassen.

6.2.2 Aktivierungsenergie-Messungen

Aktivierungsenergie-Messungen bilden eine weitere Methode, um Schottky-Barrieren zu untersuchen. Für diese Messungen sind keine Informationen über die elektrisch aktive Diodenfläche und die Richardson-Konstante erforderlich. Mit Hilfe dieser Technik wurde die Abhängigkeit der effektiven Schottky-Barrierenhöhe von der angelegten Spannung untersucht.

Die Richardson-Gleichung läßt sich durch Umformen auf folgende Form bringen:

$$\ln(I_F/T^2) = \ln(A_e A^{**}) - q(\varphi_{eff})/k_B T \quad (6.2)$$

Die Richardson-Konstante A^{**} und die Schottky-Barriere kann im untersuchten Temperaturbereich als konstant angenommen werden. Aus Gleichung 6.2 folgt, daß die Steigung von $\ln(I_F/T^2)$ als Funktion von $1/T$ proportional zur effektiven Schottky-Barrierenhöhe φ_{eff} ist. In Abbildung 6.6 a sind I-V-Kennlinien für unterschiedliche Temperaturen dargestellt. Die auf 0 V extrapolierten Sättigungsströme sind in Abbildung 6.6 b zu erkennen. Die Auftragung erfolgt nach der zuvor erklärten Methode. Es ist ein linearer Zusammenhang für Temperaturen oberhalb von ca. 220 K zu erkennen. Unterhalb dieser Temperatur werden Leckströme aufgrund von Defekten oder einer schlechten Passivierung der Diodenränder im Vergleich zu dem thermionischen Strom dominant, so daß ein Abweichen von der Linearität zu beobachten ist. Aus der Steigung der Meßpunkte läßt sich φ_{eff} bestimmen. Eine gute Übereinstimmung mit den zuvor aus I-V-Kennlinien bestimmten Barrierenhöhen ist zu beobachten.

Betrachtet man die Temperaturabhängigkeit des Sättigungsstromes bei einer festen Spannung, so kann man die bei dieser Spannung auftretenden effektiven Schottky-Barrieren bestimmen. Abbildung 6.7 zeigt die aus Aktivierungsenergie-Messungen bestimmten Schottky-Barrieren für Ti, Cr und Pt als Funktion der angelegten Spannungen. Für große negative Spannungen bildet die Schottky-Barriere für Löcher aus dem CoSi_2 die kleinste effektive Barriere. Die gemessenen Werte von 0,38-0,28 weichen jedoch insbesondere bei der Titan-Diode vom idealen Verhalten ($\varphi = 0,46$) stark ab. Ursachen dafür sind der Schottky-Effekt und der große Leckstrom der Diode. Der Leckstrom täuscht einen größeren durch die Diode fließenden Sättigungsstrom vor, so daß eine kleinere effektive Schottky-Barriere gemessen wird. Der Einfluß des Leckstromes kann mit dieser Meßmethode nicht eliminiert werden. Photoelektrische Messungen werden nicht durch Leckströme beeinflusst und geben daher genauere

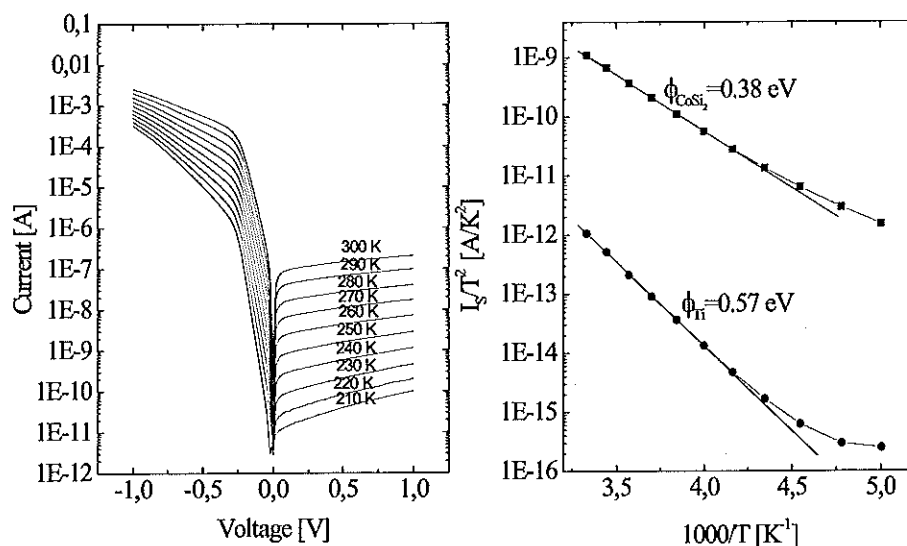


Abbildung 6.6: (a) I-V-Kennlinien einer Ti-Si-CoSi₂ MSM Photodiode für unterschiedliche Temperaturen. (b) Temperaturabhängigkeit des Sättigungsstromes

Informationen über die Barriere. Zur Zeit wird ein Meßplatz aufgebaut, mit dem diese Messungen durchgeführt werden können.

Wird die negative Spannung verringert, so erhöht sich zunächst langsam die Barrierenhöhe. Dieser Anstieg kann mit dem Schottky-Effekt in Zusammenhang gebracht werden. Mit kleiner werdender Spannung nimmt das elektrische Feld an der Grenzfläche und damit die Barrierenerniedrigung durch den Schottky-Effekt ab. Bei einer Spannung von -200 mV wird bei der Titan-Diode das durch die unsymmetrischen Schottky-Barrieren verursachte innere elektrische Feld durch das äußere elektrische Feld kompensiert. Es liegen flache Bänder vor und die kleinste effektive Barrierenhöhe ist die Löcher-Barriere an der CoSi₂-Seite (ca. 0,37 eV). Danach erhöht sich die Schottky-Barriere innerhalb von 200 mV drastisch von -0,35 eV auf 0,57 eV. Dieser Anstieg der Barrierenhöhe wird durch die Erhöhung der kleinsten effektiven Schottky-Barrierenhöhe für die von der CoSi₂-Metallisierung kommenden Löcher verursacht. Die Löcher müssen entgegen dem elektrischen Feld driften, so daß deren Beitrag zum Dunkelstrom sinkt. Bei einer Spannung oberhalb von 0 V befindet sich im Modell der effektiven Schottky-Barrieren die kleinste effektive Schottky-Barriere für die Löcher an der Ti-Seite. Die sich theoretisch ergebende Barrierenhöhe von 0,6 eV stimmt gut mit der gemessenen von 0,57 eV überein. Bei der Cr-Diode setzt der Anstieg der Barrierenhöhe später, das heißt bei ungefähr -100 mV ein. Auch dieses Verhalten läßt sich sehr gut mit dem Modell beschreiben. Da die Barrierenhöhe der

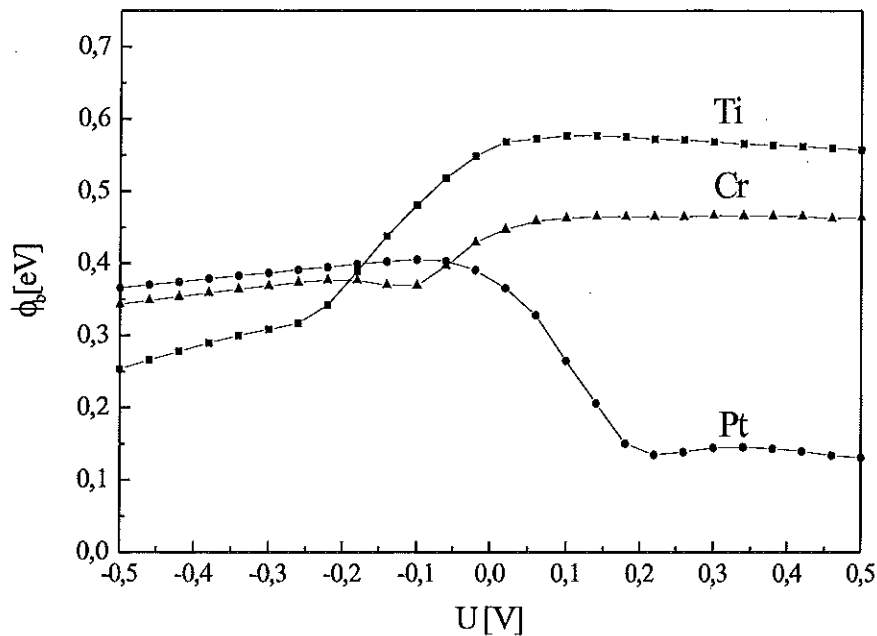


Abbildung 6.7: Aus I-V-Kennlinien von Ti-, Cr- und Pt-Dioden bestimmte Schottky-Barrieren-Höhen als Funktion von an der angelegten Spannung.

Löcher an der Cr-Seite ca. 0.5 eV (0.6 eV bei Titan) beträgt, wird der Zustand flacher Bänder erst bei Spannungen von ca. -100 mV erreicht. Bei einer Spannung oberhalb von -100 mV erhöht sich die Barrierenhöhe auf 0.47 eV. Dieser Wert entspricht dem erwarteten Wert für die Löcher von der Cr-Metallisierung. Bei der Pt-Diode erniedrigt sich die Barrierenhöhe, sobald die Spannung größer als 0 V ist. In diesem Fall wechselt die kleinste effektive Schottky-Barriere von der Barriere für die Löcher von der CoSi_2 -Seite (0.4 eV) zur kleineren Barriere für die Löcher (0.18 eV) an der Pt-Seite. Bei ca. +200 meV ist der Zustand flacher Bänder erreicht. Oberhalb dieser Spannung ist bei allen Barrierenverläufen eine Erniedrigung zu erkennen, die sich auch quantitativ auf den Schottky-Effekt zurückführen läßt.

6.2.3 Photostrommessung

Mit Hilfe der Photostrommessungen wird die Empfindlichkeit der Detektoren bestimmt. Aus diesen Messungen kann auf die externe Quanteneffizienz der Detektoren geschlossen werden. Die Beleuchtung der Detektoren erfolgt über eine Monomode-Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von 6 μm . In diesem Fall kann das Licht sehr definiert in den Detektor eingekoppelt werden. Das Licht wird durch eine Laserdiode

an einem Ende der Glasfaser eingekoppelt und die Intensität am anderen Ende mit einem kalibrierten Photodetektor gemessen. Dieses Ende wird anschließend mittig auf den zu untersuchenden Photodetektor positioniert. Dabei wurde auf die senkrechte Lage der Glasfaser zur Probenoberfläche zu geachtet.

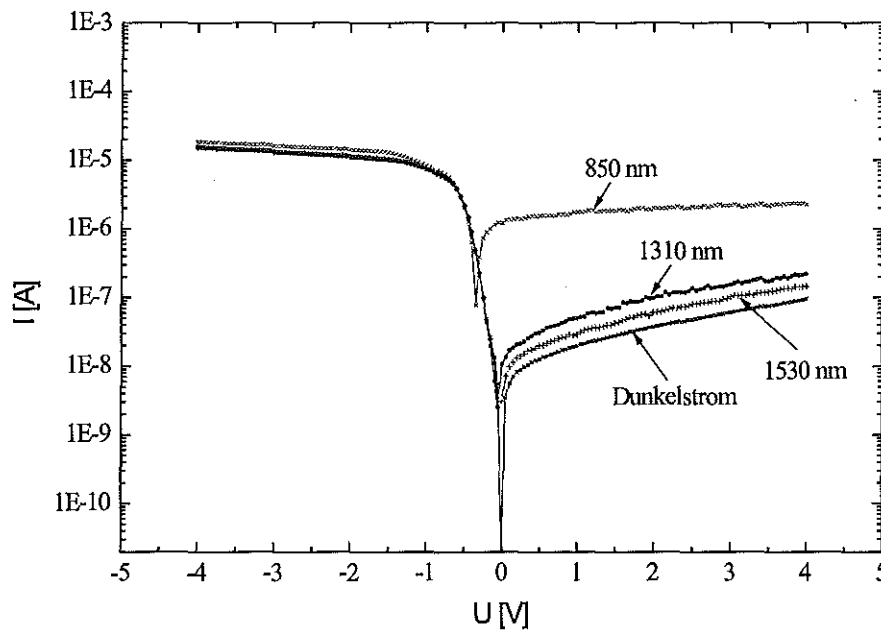


Abbildung 6.8: IV-Kennlinien einer Cr-Si-CoSi₂-Photodiode mit und ohne Beleuchtung

Es wurden I-V-Kennlinien der Detektoren mit und ohne Beleuchtung mit einem HP-Analyzer aufgenommen. Als Lichtquellen standen GaAs- und InGaAs-Laserdioden zur Verfügung, so daß bei 850, 1350 und 1510 nm Wellenlänge gemessen wurden. Das Ergebnis einer solchen Messung wird in Abbildung 6.8 dargestellt. Es werden I-V-Kennlinien ohne bzw. mit Beleuchtung bei 850 nm, bei 1310 und 1530 nm an einer Cr-Si-CoSi₂-Diode gezeigt. Der relativ hohe Photostrom bei 850 nm resultiert aus der Lichtabsorption im Silizium. Bei 1310 und 1520 nm reicht die Energie der Photonen nicht aus, um Elektron-Loch-Paare im Silizium anzuregen. Daher ist dieser Photostrom auf die interne Photoemission von heißen Ladungsträgern an der Schottky-Barriere zurückzuführen. Zur genauen Quantifizierung der Empfindlichkeit Y wird der gemessene Photostrom durch die eingestrahlte Lichtintensität dividiert.

$$Y = \frac{i_{Ph}}{I_0} \quad (6.3)$$

Aus der Empfindlichkeit Y lässt sich die Quanteneffizienz über

$$\eta = Y \frac{h\nu}{e} \quad (6.4)$$

bestimmen. Die an einer Cr-Si-CoSi₂ Photodiode gemessenen Empfindlichkeiten werden in Tabelle 6.2 aufgelistet.

Wellenlänge nm	η_{-2V} %	η_{+2V} %
855	4.6	1.4
1310	0.27	0.1
1530	0.15	0.05

Tabelle 6.2: Gemessene Quanteneffizienzen einer Cr-Si-CoSi₂ bei einer Spannung von +2 (Cr sperrt) bzw. -2 Volt (CoSi₂ sperrt).

Die unterschiedlichen Quanteneffizienzen bei +2 V und -2 V resultieren aus den unterschiedlichen Schottky-Kontakten (0.43 eV bei CoSi₂ und 0.6 eV bei Cr), die jeweils in Sperrichtung geschaltet sind.

6.3 Wellenleiterankopplung

Die Ankopplung eines Polymerwellenleiters sowie einer Glasfaser an den Photodetektor wurden in Zusammenarbeit mit Herrn Siegert und Herrn Roelofs durchgeführt. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Zusammenarbeit werden kurz wiedergegeben. Ausführlichere Informationen können den Diplomarbeiten von Herrn Roelofs bzw. Herrn Siegert entnommen werden [22] [24].

Die für die Ankopplung verwendeten Polymerwellenleiter weisen eine Dämpfung von ca. 3-5 dB/cm auf. Um die Koppeffizienz zwischen Glasfaser und Wellenleiter zu bestimmen, wurde die sogenannte *cut-back*-Methode angewendet. Bei der *cut-back*-Methode wird die durch einen Wellenleiter transmittierte Lichtleistung in Abhängigkeit von der Wellenleiterlänge gemessen. Dabei wurde das Licht über eine Glasfaser mit 3 μm Kerndurchmesser in den Wellenleiter eingekoppelt und mit einem Detektor am anderen Ende gemessen. Der Wellenleiter wird dann sukzessive gekürzt und der Prozeß wiederholt. Aus diesen Daten wurde eine Koppeffizienz

zwischen Glasfaser und Wellenleiter von ca. 24 % bei einer Wellenleiterdicke von $2.5 \mu\text{m}$ abgeleitet. Um die Kopplung zwischen Glasfaser-Wellenleiter-Photodetektor bei dem im Kapitel 5 vorgestellten Detektordesign zu untersuchen, wurde in die Glasfaser Licht aus einem Helium-Neon-Laser eingekoppelt, so daß in der Glasfaser eine Lichtleistung von ca. $800 \mu\text{Watt}$ zur Verfügung steht. Von der Glasfaser koppelt das Licht über den Wellenleiter in den Detektor ein und erzeugt einen Photostrom. Es wurden I-V-Kennlinien mit und ohne Beleuchtung aufgenommen. Daraus ergab sich ein Photostrom von bis zu $5 \mu\text{A}$. Dies entspricht einer Quanteneffizienz von 1.2 % über den Gesamtweg von Glasfaser-Wellenleiter-Photodiode. Die Koppelleffizienz zwischen dem $2.5 \mu\text{m}$ dicken Wellenleiter und der Photodiode beträgt nach diesen Messungen 8 %.

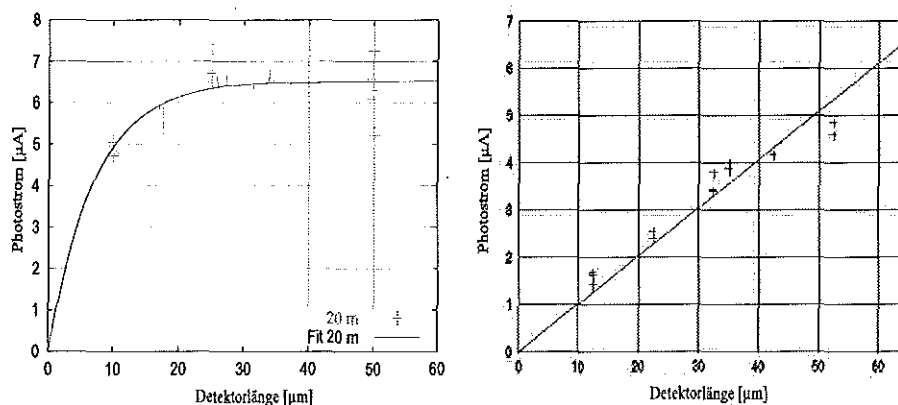


Abbildung 6.9: Photoströme der $\text{CoSi}_2\text{-Si}$ -Kontakte bei 3 V Sperrspannung als Funktion der Koppellänge zwischen Detektor und Wellenleiter für einen (a) $1 \mu\text{m}$ und (b) $2,5 \mu\text{m}$ dicken Wellenleiter (aus [26]).

In weiteren Messungen ist der Photostrom in Abhängigkeit von der Detektorlänge untersucht worden. Abbildung 6.9 a zeigt diese Abhängigkeit für einen $1 \mu\text{m}$ dicken Wellenleiter. Auf Basis der Simulationen wird ein exponentieller Verlauf zwischen Detektorenlänge und Photostrom erwartet und entspricht damit dem in den Messungen beobachteten Verhalten. Bei einer Detektorlänge von oberhalb $30 \mu\text{m}$ ist nahezu kein weiterer Anstieg des Photostromes zu beobachten. In diesem Fall ist die gesamte Energie aus dem Wellenleiter in dem Detektor eingekoppelt worden. Bei dickeren Wellenleitern wird das Licht weiter im Inneren des Wellenleiters geführt, so daß eine schwächere Kopplung zwischen Wellenleiter und Detektor besteht. Damit die gleiche Menge an Licht in den Detektor einkoppelt, muß die Detektorenlänge entsprechend vergrößert werden. Abbildung 6.9 b zeigt dieses Verhalten für einen $2.5 \mu\text{m}$ dicken Wellenleiter. Bei diesen Abmessungen liegt die Koppellänge oberhalb von $60 \mu\text{m}$.

Die Integration von Glasfaser, Wellenleiter und Photodetektor auf einen Chip ist somit erfolgreich demonstriert worden.

Kapitel 7

Pulsmessung

Nach der strukturellen sowie der statischen elektrooptischen Untersuchung der Photodetektoren erfolgt in diesem Kapitel die dynamische Charakterisierung der Halbleiterbauelemente. Dazu wurden die Dioden mit einem ultrakurzen Laserpuls (ca. 100-200 fs) angeregt, und die elektrische Pulsantwort mit einem elektrooptischen Verfahren nachgewiesen (siehe Kapitel 4). Die Charakterisierung erfolgte bei Wellenlängen von 0.8 μm , 1.25 μm und 1.56 μm . Da das Funktionsprinzip der Detektoren bei 0.8 und 1.25 bzw. 1.56 μm unterschiedlich ist, werden diese Messungen getrennt voneinander betrachtet. Daher werden zunächst die Messungen bei 0.8 μm vorgestellt und diskutiert. Anschließend erfolgt die Darstellung der Meßergebnisse bei den infraroten Wellenlängen. Die Ergebnisse werden dabei insbesondere im Hinblick auf das in Kapitel 3.4 beschriebene Modell analysiert und diskutiert.

7.1 Pulsmessung im sichtbaren Wellenlängenbereich

In Abbildung 7.1 wird das Pulsantwortverhalten einer Cr-Si-CoSi₂ MSM-Photodiode dargestellt. Der Detektor ist auf einem Si (111) Substrat strukturiert worden. Er hat eine Fläche von $7 \times 10 \mu\text{m}^2$ und einen Elektrodenabstand von ca. 360 nm. Es wurde eine Pulsbreite von 3.5 ps FWHM (Full Width Half Maximum) gemessen. Die Pulsantwort dieses Detektors ist damit unwesentlich langsamer als die von Chou [59] beschriebene schnellste Silizium basierende Photodiode mit einer Pulsbreite von 3.2 ps. Der von Chou gebaute Detektor beruht dabei auf einer planaren Elektrodenkonfiguration mit 100 nm Elektrodenabstand, die auf einem Silizium-on-Insulator

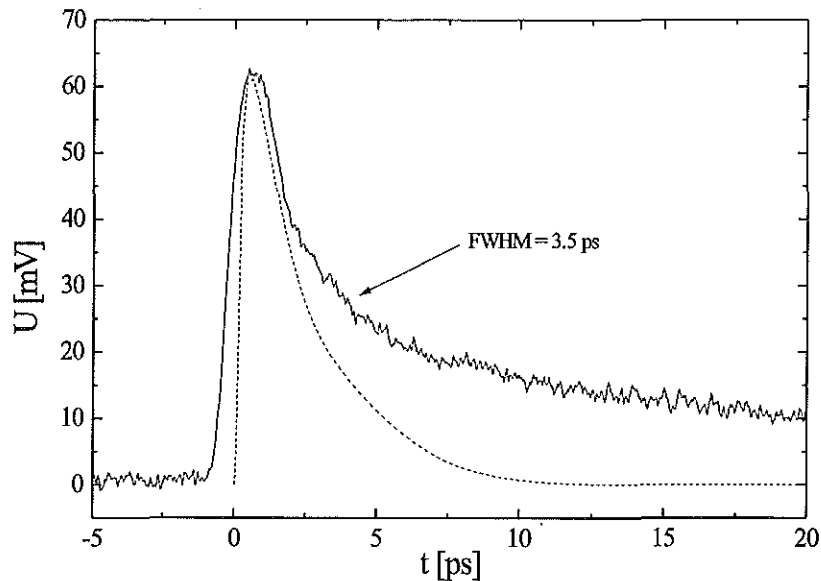


Abbildung 7.1: Gemessenes und simuliertes Pulsantwortverhalten einer Cr-Si-CoSi₂-Photodiode. Es handelt sich um einen Detektor auf Si(111) mit 360 nm Elektrodenabstand und einer Fläche von $70 \mu\text{m}^2$ (aus [64]).

(SOI)-Substrat mit 100 nm Decksilizium strukturiert worden ist. Er weist jedoch eine um den Faktor 5 schlechtere Empfindlichkeit auf. Der mit der Hilfe von Atlas berechnete Pulsverlauf wird durch die gestrichelte Kurve in Abbildung 7.1 dargestellt. Es fällt auf, daß der gemessene Puls langsamer als der simulierte Puls abklingt. Dieses Verhalten läßt sich mit dem Vorhandensein von flachen Störstellen im Silizium in Zusammenhang bringen. Ladungsträger können in diesen Störstellen gefangen und nach einer gewissen Zeit wieder thermisch reemittiert werden. Dieser Effekt, der auch als *Hopping Transport* bezeichnet wird, verlangsamt das Pulsantwortverhalten und stellt somit ein Problem bei der Detektorenherstellung dar.

Bei den auf Si(100) strukturierten Dioden wird dieser Effekt besonders deutlich. Aufgrund der (100) Kristallorientierung wächst das Silizium in der MBE schlechter als bei den (111) orientierten Substraten auf. Ferner wurde der Detektor nicht mit der optimierten Prozeßabfolge hergestellt. Das Oxid von der RCA-Reinigung wurde vor dem MBE-Schritt mit HF entfernt, so daß eine Kohlenstoffkontamination die Wachstumsbedingungen zusätzlich erschwert hat. Es ist daher eine höhere Konzentration an flachen Störstellen im Decksilizium zu erwarten. Der Einfluß der flachen Störstellen wird deshalb für das langsamere Pulsantwortverhalten der Si(100)-Dioden von 6.7 ps FWHM verantwortlich gemacht. Da der Hopping-Transport ein

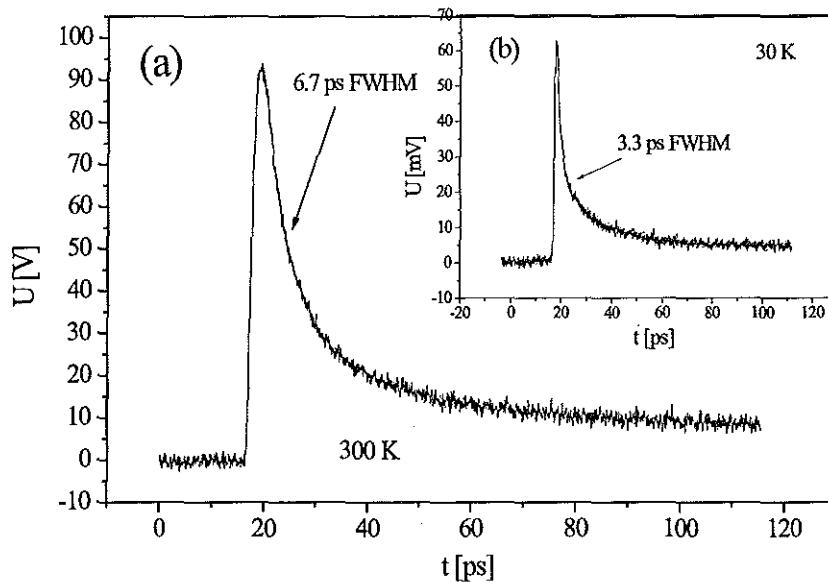


Abbildung 7.2: Gemessenes Pulsantwortverhalten einer Cr-Si-CoSi₂-Photodiode bei Raumtemperatur (a) und 30 K (b). Es handelt sich um einen Detektor auf Si(100) mit 360 nm Elektrodenabstand und einer Fläche von 70 μm^2 .

thermisch bedingter Prozeß ist, muß sich der Einfluß der flachen Störstellen bei tiefen Temperaturen reduzieren. In diesem Fall haben die in den Störstellen gefangenen Ladungsträger nicht genügend thermische Energie, um diese zu verlassen. Die gleiche Diode wurde daher mit dem Kryostaten auf 30 K heruntergekühlt und anschließend erneut vermessen (Abbildung 7.2 b). Tatsächlich hat sich die Pulsantwort auf 3.3 ps FWHM verbessert, so daß der Hopping-Transport als wahrscheinliche Ursache für das langsamere Signal angesehen werden kann. Vermutlich läßt sich das Signal der Si(100) Detektoren verbessern, wenn die Detektoren nach einer weiter verbesserten Prozeßabfolge hergestellt werden.

Pulsantwortverhalten als Funktion der Spannung

Das Pulsantwortverhalten einer Ti-Si-CoSi₂-Diode als Funktion der Spannung wird in Abbildung 7.3 dargestellt. Dabei wurde an der Titan-Metallisierung ein positives Potential angelegt. Liegt keine Spannung an den Elektroden an, so liegt aufgrund des unsymmetrischen MSM-Kontaktes ein schwaches elektrisches Feld im Silizium

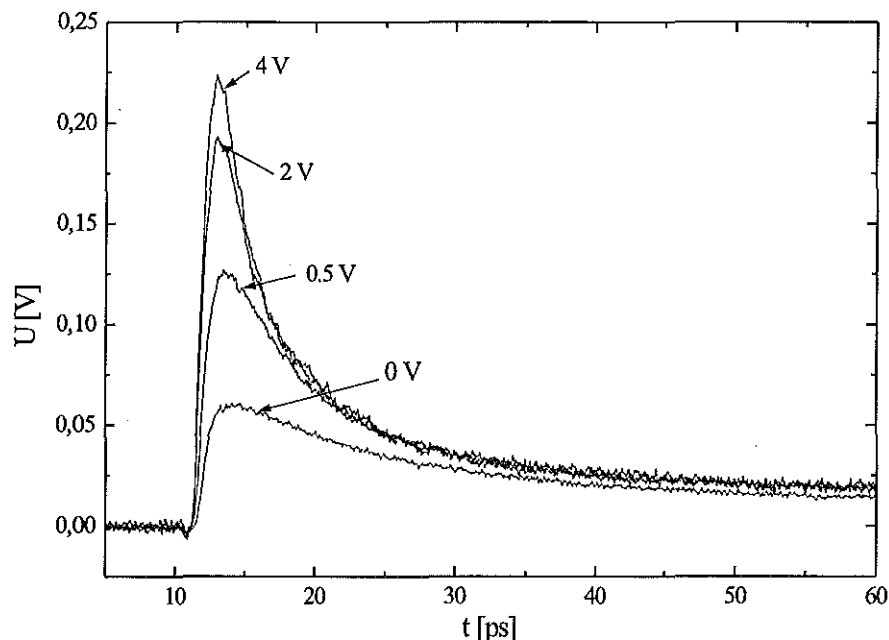


Abbildung 7.3: Gemessenes Pulsantwortverhalten einer Ti-Si-CoSi₂-Photodiode als Funktion der angelegten Spannung. Es handelt sich um einen Detektor auf Si(111) mit 360 nm Elektrodenabstand und einer Fläche von $80 \mu\text{m}^2$.

vor. Die erzeugten Elektron-Loch-Paare werden schlecht voneinander getrennt und driften nur langsam zu den Elektroden. Mit steigender Spannung wird das Signal bis ca. 2-3 Volt stärker und kürzer. Die elektrische Feldstärke im Silizium erhöht sich, so daß die Ladungsträger eine größere Driftgeschwindigkeit erhalten und schneller zu den Elektroden gelangen. Oberhalb dieser Spannung erreichen die Ladungsträger Sättigungsgeschwindigkeit. Eine weitere Erhöhung der Spannung bewirkt also kein wesentlich schnelleres Pulsantwortverhalten.

Pulsantwortverhalten als Funktion der Diodenfläche

In Abbildung 7.4 werden die Pulsantworten für Dioden mit unterschiedlicher Diodenfläche gezeigt. Der Strahldurchmesser des Pumpstrahles war bei der Beleuchtung der Diode größer als die größte Photodiode, so daß mit steigender Diodenfläche mehr Licht im Detektor absorbiert werden kann. Demzufolge wurden stärkere Signale bei den größeren Photodioden gemessen. Die RC-Zeitkonstante τ_{RC} nimmt aufgrund

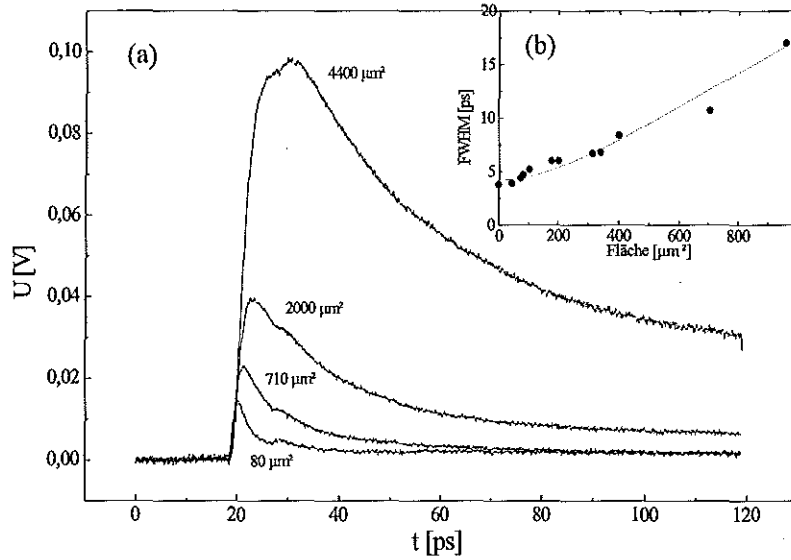


Abbildung 7.4: (a) Gemessenes Pulsantwortverhalten einer Cr-Si-CoSi₂-Photodiode als Funktion der Diodenfläche. (b) Gemessene und berechnete Pulsbreiten als Funktion der Diodenfläche. Es handelt sich um Detektoren auf Si (111) mit 360 nm Elektrodenabstand (aus [64]).

der höheren Kapazität mit der Diodenfläche zu. Mit der Hilfe der Gleichungen 3.10-3.12 wurden die zu erwartenden Pulsbreiten aus der RC-Zeitkonstanten und der mittleren Driftzeit der Ladungsträger berechnet und in Abbildung 7.4 b dargestellt. Dabei wird angenommen, daß die Pulsbreite $\tau = 0.4/f_{3dB}$ [40], der Wellenwiderstand $R_L = 15 \Omega$, der Kontaktwiderstand $R_K = 7 \Omega$ und die Sättigungsgeschwindigkeit $v_s = 10^7 cm^{-1}$ beträgt. Die gemessenen Pulsbreiten wurden in dasselbe Diagramm eingezeichnet. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Pulsbreite festzustellen.

7.2 Pulsmessung im infraroten Wellenlängenbereich

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit ist es, Silizium-basierende Photodetektoren für den infraroten Wellenlängenbereich zu entwickeln und sie anschließend zu charakterisieren. Da Silizium bei diesen Wellenlängen kein Licht absorbiert, soll der interne Photoeffekt verwendet werden, bei dem die Lichtabsorption im Metall zur Photo-

stromerzeugung ausgenutzt werden kann. Eine stationäre Untersuchung des Effektes (konstante Beleuchtung) ist von anderen Gruppen vorgenommen worden [13] [14]. Es fehlte jedoch eine dynamische Beschreibung dieses Prozesses. Durch den Aufbau des neuen fs-Meßplatzes, dessen Herzstück der optische parametrische Oszillator ist, steht ein geeignetes Meßverfahren für die Charakterisierung der Photodetektoren im infraroten Wellenlängenbereich zur Verfügung. In diesem Kapitel werden die mit diesem Meßplatz gemessenen Pulse an den zuvor hergestellten MSM-Photodioden vorgestellt. Dabei wurden Dioden mit unterschiedlichen oberen Metallisierungen und Flächen vermessen. Ferner wurde das Pulsantwortverhalten der Photodetektoren in Abhängigkeit von der Spannung, der Wellenlänge, der Temperatur und die Pulsausbreitung auf der Mikrostreifenleitung untersucht. Auf Grundlage des in Kapitel 3.4 vorgestellten Modells werden Eigenschaften der Pulse erklärt.

Die Messungen wurden im wesentlichen bei $1,25\ \mu\text{m}$ und $1,56\ \mu\text{m}$ aufgenommen, wobei der KTP- bzw. CTA-Kristall im OPO eingesetzt wurden. Die maximale Zeitauflösung bei diesen Wellenlängen beträgt ca. 200 fs. Um Dispersionseinflüsse der Mikrostreifenleitung auf den Puls zu minimieren, wurden die Signale auf der Streifenleitung möglichst kurz hinter der Diode gemessen.

Einfluß der Spannung

Abbildung 7.5 zeigt das Pulsantwortverhalten einer Ti-Si-CoSi₂-Photodiode in Abhängigkeit von der angelegten Spannung, wobei die vergrabene CoSi₂-Schicht auf Null-Potential („Masse“) gelegt wurde. Die Diode wurde mit einem 200 fs breiten Laserpuls bei 1250 nm angeregt. Die beobachtete Pulsform verhält sich bei kleinen Spannungen ungewöhnlich. Hier hat der Puls einen negativen und einen positiven Anteil. Bei großen Spannungen verschwindet der *Unterschwinger* und man beobachtet die „normalen“ Pulsverläufe. Die beobachteten Eigenschaften lassen sich nach dem im Kapitel 3.4 vorgestellten Modell folgendermaßen beschreiben:

Die Photonenabsorption in den Metallschichten führt zu einem Plasma von heißen Elektron-Loch-Paaren in den Metallschichten. Unter Umständen können die heißen Ladungsträger die Schottky-Barrieren überwinden und in das Silizium eindringen. Sie bewegen sich zunächst in Richtung zur gegenüberliegenden Metallelektrode und erzeugen dabei einen elektrischen Strom. Insgesamt gibt es vier Ströme, die sich aus der Bewegung der i) Elektronen und ii) Löcher von der Ti- zur CoSi₂-Schicht und iii) Elektronen und iv) Löcher von der CoSi₂- zur Ti-Schicht ergeben. Die Elektronen von der Ti- und der CoSi₂-Schicht sehen sehr hohe Schottky-Barrieren von 0.5 eV

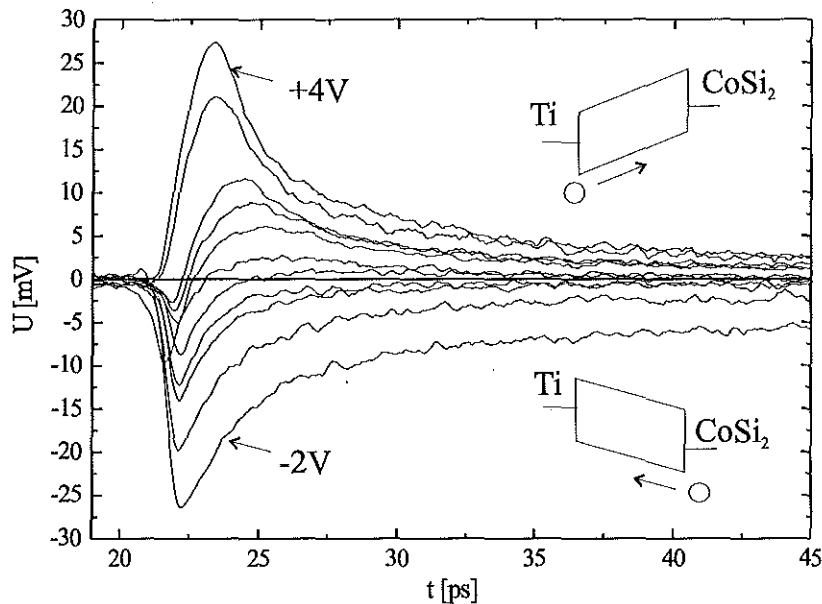


Abbildung 7.5: (a) Gemessenes Pulsantwortverhalten einer Ti-Si-CoSi₂-Photodiode bei $\lambda = 1250$ nm für unterschiedliche Spannungen: von oben nach unten: 4 V, 2 V, 1 V, 0.5 V, 0.25 V, 0 V, -0.155 V, -0.25 V, -0.5 V, -1 V, -2 V. Es handelt sich um einen Detektor mit einer Fläche von $80 \mu\text{m}^2$ und 360 nm Elektrodenabstand

und 0.64 eV, so daß deren Beitrag am Gesamtstrom zunächst zu vernachlässigen ist. Bei einer Spannung von +4 V ist der Ti-Kontakt in Sperrichtung geschaltet. Heiße Löcher von der Ti-Metallisierung überwinden die Barriere und bewegen sich in Richtung des elektrischen Feldes fort, bis sie schließlich in der CoSi₂-Schicht eingesammelt werden. Die Löcher von der CoSi₂-Schicht kommend werden hingegen aufgrund des elektrischen Feldes stark abgebremst und dringen daher praktisch nicht in das Silizium ein. Der Strompuls wird also durch den Transport der Löcher von der Ti-zur CoSi₂-Seite bestimmt. Die Pulsbreite bei dieser Spannung liegt bei 3.2 ps. Wird die Spannung erniedrigt, so wird das elektrische Feld im Silizium schwächer. Die Löcher von der Ti-Seite bewegen sich langsamer zur CoSi₂-Schicht und der Strompuls wird länger (3.6 ps bei 2 V, 4.3 ps bei 1 V ...). Gleichzeitig werden die Löcher von der CoSi₂-Seite weniger abgebremst, so daß sie weiter in das Silizium eindringen. Sie werden dabei durch das entgegengesetzte elektrische Feld vollständig abgebremst und bewegen sich anschließend in Richtung des elektrischen Feldes zu der Elektrode zurück, von der sie gekommen sind. Aufgrund der niedrigeren Schottky-Barriere (0.41 eV) ist die Anzahl und die mittlere Geschwindigkeit der Löcher von der CoSi₂-

Seite direkt nach der Beleuchtung größer als die von der Ti-Seite (Schottky-Barriere 0.6 eV). Sie erzeugen demnach zunächst einen negativen Strom. Da die Löcher von der CoSi_2 -Seite sich zunächst in umgekehrter Richtung wie die Löcher von der Ti-Seite fortbewegen, entsteht ein sehr scharfer Strompuls in negativer Richtung zu Beginn des Signals, der sich mit weiter abnehmender Spannung stärker ausbildet. Je kleiner die Spannung, desto niedriger das elektrische Feld im Silizium und desto weiter dringen die Löcher in das Silizium ein. Dadurch wird das negative Signal breiter und stärker. Bei kleinen negativen Spannungen (-0.15 V) wird das innere elektrische Feld durch das äußere vollständig kompensiert. In diesem Fall wird die Dynamik der Ladungsträger im Silizium ausschließlich durch den Relaxationsprozeß der heißen Ladungsträger bestimmt. Da in diesem Fall der Löcherstrom von der CoSi_2 -Schicht wegen der kleineren Schottky-Barriere dominiert, ist nur ein negativer Puls zu beobachten. Löcher verlassen die CoSi_2 -Schicht und verlieren auf ihrem Weg zur Ti-Schicht durch Streuung mit dem Gitter Impuls und Energie, so daß sie die gegenüberliegende Metallelektrode nicht erreichen. Die mittlere Geschwindigkeit der Ladungsträger geht im Silizium gegen Null, woraus der scharfe negative Strompuls resultiert. Die Pulsbreite hängt somit nicht vom Elektrodenabstand sondern von den Relaxationszeitkonstanten der heißen Ladungsträger ab. Mit größerer negativer Spannung spielt der Einfluß der Löcher von der Ti-Seite keine wesentliche Rolle mehr. In diesem Fall wird der Beitrag der Löcher von der CoSi_2 -Schicht überwiegen, so daß nur Signale in negativer Richtung zu beobachten sein werden. Die Löcher von der CoSi_2 -Seite werden sich in Richtung des elektrischen Feldes fortbewegen und werden schließlich in der Ti-Schicht eingesammelt. Aufgrund der daraus resultierenden längeren Driftlänge der Ladungsträger ergibt sich ein breiteres und stärkeres Signal. Mit weiter zunehmender negativer Spannung sollte das Signal wegen der dann größeren elektrischen Feldstärke im Silizium wieder kürzer werden. Dieses ist aber bei der Titan-Diode bis zu einer Spannung von -2 V nicht zu beobachten. Bei der Cr- CoSi_2 -Diode in Abbildung 7.6 ist hingegen ein solches Verhalten bei einer Spannung von -2 V bis zu -4 V sichtbar.

Die Signale zeigen insbesondere bei großen negativen Spannungen einen langsamen Pulsabfall, der sich nicht mit der RC-Zeitkonstante erklären läßt. Auch der lange Schwanz nach Pulsbeginn ist mit dem Modell nicht zu verstehen. Dieses Verhalten läßt sich jedoch durch den *Hopping*-Transport aufgrund von Defekten im Silizium und am Schottky-Kontakt erklären.

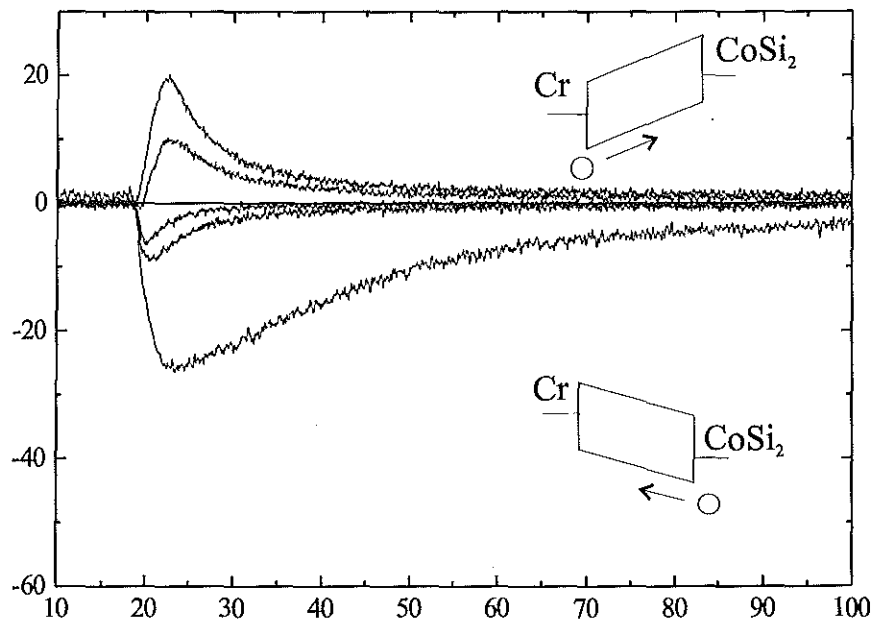


Abbildung 7.6: Gemessenes Pulsantwortverhalten einer Cr-Si-CoSi₂-Photodiode bei $\lambda = 1250$ nm für unterschiedliche Spannungen: von oben nach unten: 4 V, 2 V, 1 V, 0.5 V, 0 V, -0.5 V, -1 V, -2 V, -4 V. Es handelt sich um einen Detektor mit einer Fläche von $320 \mu\text{m}^2$ und 360 nm Elektrodenabstand

Einfluß der Temperatur (Hopping-Transport)

Das Pulsantwortverhalten der Diode kann durch Defekte im Decksilizium oder an den Schottky-Kontakten beeinflusst werden und somit vom idealen theoretischen Verlauf abweichen. Ladungsträger können in flachen Störstellen gefangen und nach einer gewissen Zeit thermisch wieder reemittiert werden. Dieser sogenannte Hopping-Transport verfälscht das eigentliche Signal und macht es langsamer. Auch bei den in Abbildung 7.5-7.7 gezeigten Pulsen wird der Hopping-Transport, der schon bei den Dioden im sichtbaren Wellenlängenbereich beobachtet wurde, nicht zu vernachlässigen sein. Da dieser Prozeß ein thermisch aktivierter ist, sollte sich sein Einfluß bei niedrigeren Temperaturen reduzieren. Abbildung 7.8 a) und b) zeigt das Pulsantwortverhalten der Ti-Diode bei 300 K und 17 K in Abhängigkeit von der Spannung. Dabei wurde der CoSi₂-Kontakt in Sperrichtung geschaltet. Bei der niedrigeren Temperatur wird der *Hopping*-Transport stärker unterdrückt und entsprechend sind kürzere Signale zu beobachten. Ferner fallen die Signale schneller ab und zeigen nach ca. 15 ps einen geringeren Offset. Insbesondere bei der tiefen Temperatur fällt auf, daß das Signal offensichtlich mit mindestens zwei Zeitkon-

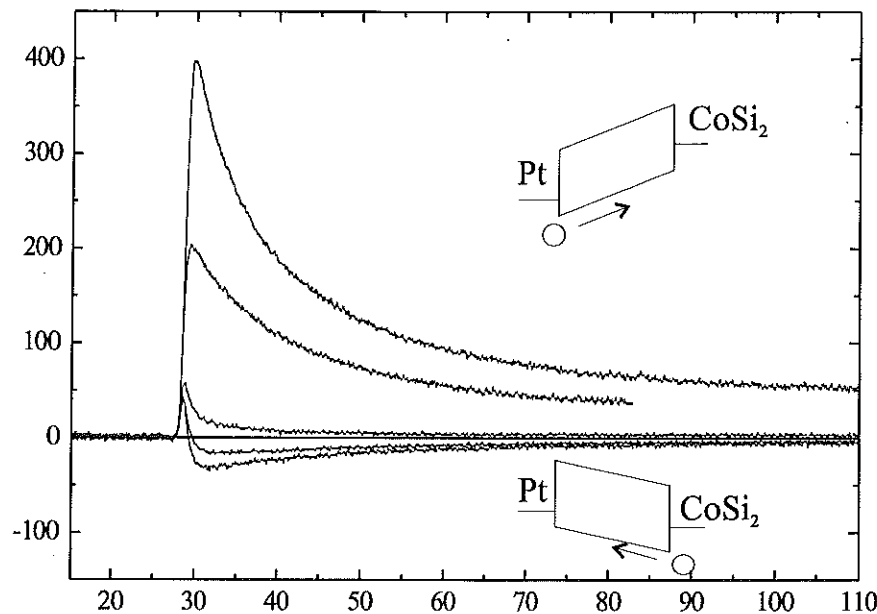


Abbildung 7.7: Gemessenes Pulsantwortverhalten einer Pt-Si-CoSi₂-Photodiode bei $\lambda = 1250$ nm für unterschiedliche Spannungen: von oben nach unten: 1 V, 0.5 V, 0.103 V, -0.5 V, 0 V, -1 V, -1.5 V. Es handelt sich um einen Detektor mit einer Fläche von $710 \mu\text{m}^2$ und 220 nm Elektrodenabstand.

stanten abfällt: einer sehr kurzen von ungefähr 1 ps und einer längeren von einigen 10 ps. Die lange Abklingkonstante wird vermutlich durch den noch verbliebenen *Hopping*-Transport verursacht. Die kurze Abklingkonstante läßt sich hingegen mit der Relaxationszeitkonstanten der heißen Ladungsträger in Zusammenhang bringen. In den Simulationen wurde gezeigt, daß diese bei Elektronen bei wenigen hundert fs liegt. Die gemessene Zeitkonstante liegt hier jedoch etwas höher. Dieses läßt sich durch mehrere Faktoren erklären:

- Anstatt heißer Elektronen nehmen heiße Löcher am Relaxationsprozeß teil
- *Hopping*-Transport
- RC-Zeitkonstante des Detektors (ca. 0.3 ps)
- Dispersion auf der Streifenleitung

Die Simulationen in Kapitel 3.4.6 gelten ausschließlich für Elektronen. Im Rahmen dieser Arbeit war es nicht mehr möglich, eine Simulationsrechnung für Löcher durchzuführen. Beim Löchertransport sind durchaus andere Relaxationszeitkonstanten möglich. Der Einfluß der Mikrostreifenleitung sowie der RC-Zeitkonstante des Detektors werden in den folgenden Abschnitten ausführlich behandelt.

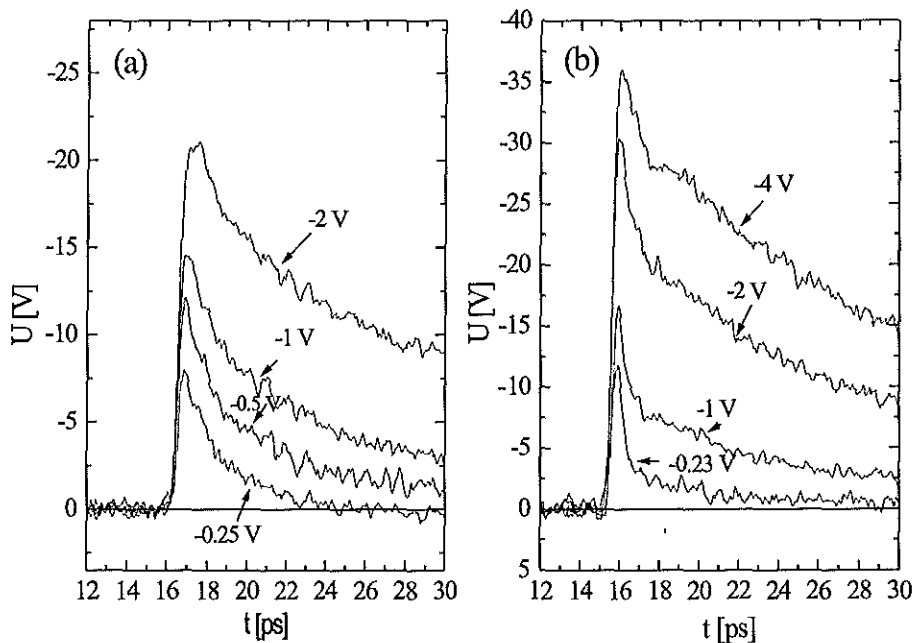


Abbildung 7.8: Gemessenes Pulsantwortverhalten einer Ti-Si-CoSi₂-Photodiode bei $\lambda = 1560$ nm für unterschiedliche Spannungen und Temperaturen: (a) $T=300$ K, (b) $T=17$ K. Es handelt sich um einen Detektor mit einer Fläche von $80 \mu\text{m}^2$ und 360 nm Elektrodenabstand

Einfluß der Streifenleitung

Bei der Pulsausbreitung auf der Mikrostreifenleitung sollte infolge von Dispersions- und Absorptionseinflüssen eine Pulsverbreiterung und Dämpfung zu beobachten sein. Dazu wurden Pulse auf der Mikrostreifenleitung in unterschiedlichen Entfernungen von der Diode gemessen. Die Dioden wurden dabei mit einer konstanten Intensität beleuchtet. Das Ergebnis dieser Messungen wird in Abbildung 7.9 a und b dargestellt. Die Spannung in Abbildung 7.9 b wurde so gewählt, daß hier der Peak aufgrund des Relaxationsprozesses der Ladungsträger von der CoSi₂-Seite mit möglichst kleinem *Überschwinger* zu beobachten ist. Als *Überschwinger* wird ein Pulsantwortverhalten mit positiven und negativen Amplituden bezeichnet. Deutlich ist bei beiden Spannungen die erwartete Pulsverbreiterung sowie Abschwächung festzustellen. Infolge der sehr großen Bandbreite des Pulses in Abbildung 7.9 b tritt ein stärkeres Dispersions- und Absorptionsverhalten als bei dem breiteren Puls in Abbildung 7.9 a auf. Der kürzeste Abstand zwischen Messung auf der Streifenleitung und Photodiode liegt bei ca. $80 \mu\text{m}$. Ein noch kürzerer Abstand ist aus meßtechnischen Gründen nicht realisierbar. Daraus folgt, daß alle gemessenen Pulse infolge von Dispersion auf der Streifenleitung automatisch eine Pulsverbreiterung erfahren, die bei der genauen

Analyse des Pulsantwortverhaltens berücksichtigt werden muß.

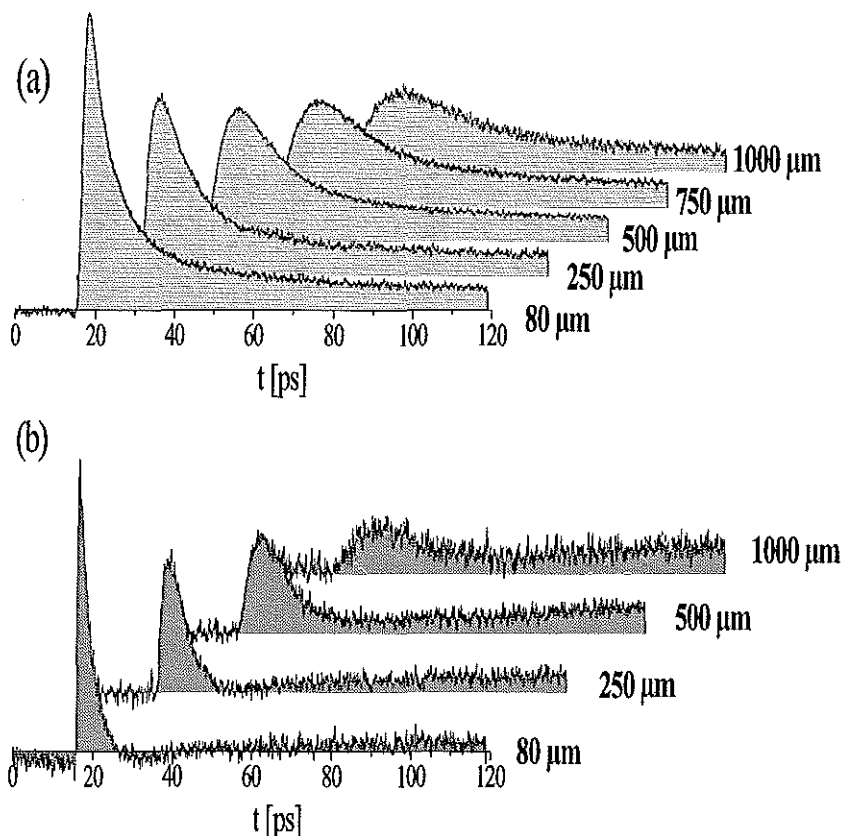


Abbildung 7.9: Pulsausbreitung auf der Mikrostreifenleitung einer Ti-Si-CoSi₂-Photodiode für Laufwege zwischen 80 μm und 1 mm bei (a) +4 Volt und (b) -0.4 V (CoSi₂-Seite auf Masse). Es handelt sich um einen Detektor mit einer Fläche von 180 μm^2 und 360 nm Elektrodenabstand

Einfluß der RC-Zeitkonstanten

Abbildung 7.10 (a) und (b) zeigt das Pulsantwortverhalten von Ti-Si-CoSi₂ Photodioden mit unterschiedlichen Detektorflächen. Die Pulse in Abbildung 7.10 a wurden bei einer Spannung von +4 Volt gemessen und anschließend auf 1 normiert. Deutlich ist zu erkennen, daß mit zunehmender Diodenfläche der Puls infolge der größeren Kapazität und damit RC-Zeitkonstanten breiter wird. Ein Verhalten, das auch bei 0 V in Abbildung 7.10 b zu beobachten ist. In diesem Fall gestaltet sich die genaue Interpretation des Signals wegen des positiven und negativen Anteils des Pulses schwieriger. Die Pulse sind in dieser Auftragung so wie in Abbildung 7.10 a normiert worden. Der zeitliche Abstand τ_{ss} zwischen dem Minimum und dem Maximum des Signals vergrößert sich infolge der größeren Kapazität des Detektors. Der

negative Peak in Abbildung 7.10 wird zusätzlich mit zunehmender Fläche des Detektors kleiner. Das Netzwerk wirkt wie ein Tiefpaß, der die hochfrequenten Anteile des Pulses nicht transmittiert. Der Puls wird daher breiter, muß dafür aber entsprechend kleiner werden. Simulationsrechnungen haben dieses Verhalten bestätigt. Zur genauen Interpretation des Pulsantwortverhaltens sind nach Möglichkeit sehr kleine Dioden zu vermessen, da sonst die RC-Zeitkonstante das Pulsantwortverhalten stark beeinflußt. Die kleinsten bei den Messungen verwendeten Dioden haben eine Fläche von $80 \mu\text{m}^2$ und damit eine RC-Zeitkonstante von ca. 0.3 ps.

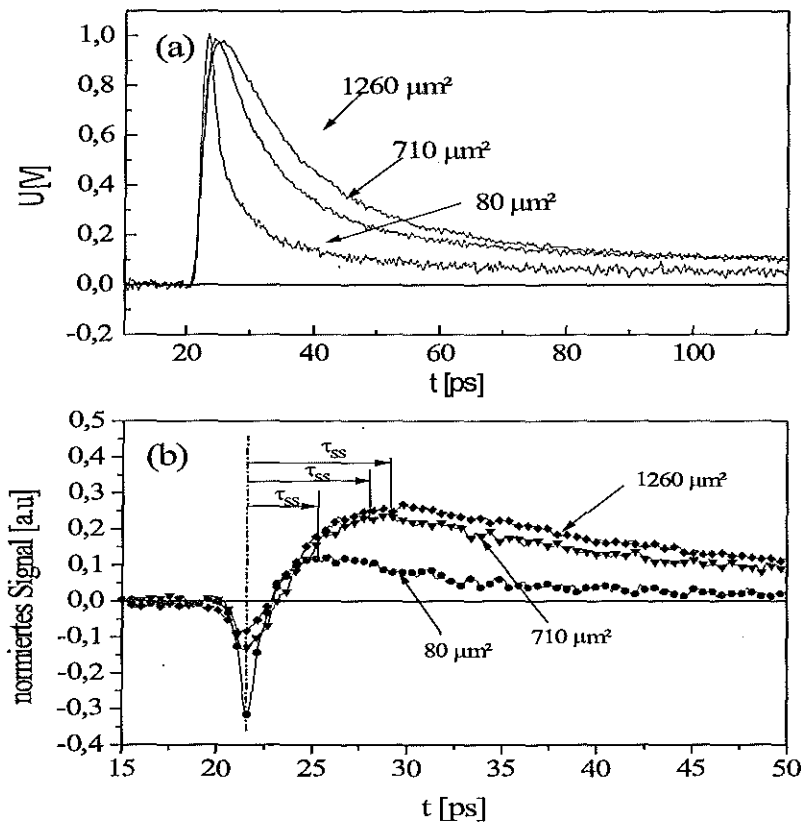


Abbildung 7.10: Pulsantwortverhalten einer Ti-Si-CoSi₂-Photodiode als Funktion der Fläche bei (a) +4 Volt und (b) -0.4 V (CoSi₂-Seite auf Masse). Es handelt sich um einen Detektor mit einer Fläche von $180 \mu\text{m}^2$ und 360 nm Elektrodenabstand.

Einfluß der oberen Metallisierung auf das Pulsantwortverhalten

Aus dem im Kapitel 3.4 vorgestellten Modell geht hervor, daß bei unterschiedlichen oberen Metallisierungen folgende Eigenschaften des Signals zu beobachten sein sollten:

1. Der *Überschwinger* wird immer durch die Ladungsträger aus der Metallschicht mit der kleinsten Schottky-Barriere verursacht.
2. Bei großen Spannungen ($|U| > 1 \text{ V}$) wird bei einem unsymmetrischen MSM-Kontakt das Signal von der kleineren effektiven Schottky-Barriere größer sein als das Signal bei umgekehrter Spannung.

Um die aus dem Modell prognostizierten Eigenschaften zu überprüfen, wurden Dioden mit unterschiedlichen oberen Metallisierungen hergestellt und vermessen. Neben den bisher vorgestellten Ti- und Cr-Dioden wurden zusätzlich Pt-Dioden strukturiert und charakterisiert (siehe Abbildung 7.7), da dieses Material im Gegensatz zu Cr und Ti eine kleinere Schottky-Barriere für Löcher als die CoSi_2 -Schicht hat. Die Barrierenhöhe für Löcher aus der CoSi_2 -Schicht beträgt 0.43 eV, aus der Ti-Schicht 0.6 eV, aus der Pt-Schicht 0.2 eV und aus der Cr-Schicht 0.5 eV. Da die entsprechenden Barrieren für die Elektronen stets größer sind, ist der Beitrag der Elektronen in erster Näherung vernachlässigbar. Demnach müßte der scharfe *Überschwinger* bei den Cr- und Ti-Dioden von den Löchern aus der CoSi_2 -Schicht und bei den Pt-Dioden von den Löchern aus der Pt-Schicht zu beobachten sein. In Abbildung 7.11 wird das Pulsantwortverhalten von Ti-, Cr- und Pt Dioden bei kleinen Spannungen gezeigt. Die CoSi_2 -Schicht ist dabei auf Null-Potential gelegt. Daraus folgt, daß bei positiven Signalen der Strombeitrag von den Löchern von der oberen Metallisierung und bei negativen Signalen der Strom von den Löchern von der CoSi_2 -Schicht kommt. Übereinstimmend mit dem Modell liegt bei der Pt-Diode ein positives Signal, also ein Löcherstrom von der Pt- zur CoSi_2 -Seite und bei den Ti- und Cr-Dioden ein entsprechend umgekehrtes Verhalten vor. Aus dem Modell folgt ferner, daß der *Überschwinger* nur zu beobachten ist, wenn die Seite mit der höheren Schottky-Barriere in Sperrichtung geschaltet wird. Auch diese Vorhersage wird durch die Messungen an den Dioden bestätigt (siehe Abbildung 7.5-7.7).

In Kapitel 3.4 wurde gezeigt, wie die Quanteneffizienz der Detektoren unter stationären Bedingungen, das heißt bei konstanter Beleuchtung, in Abhängigkeit von der Spannung berechnet werden kann. Der Photostrom wird maßgeblich durch den Transport von heißen Ladungsträgern vom Metall mit der kleinsten effektiven Schottky-Barriere bestimmt. Bei den verwendeten Materialien sind es daher bei großen positiven Spannungen der Löcherstrom von der oberen Metallisierung und bei großen negativen Spannungen der Löcherstrom von der vergrabenen CoSi_2 -Schicht. Die Quanteneffizienz ist demzufolge bei großen positiven Spannungen proportional zu

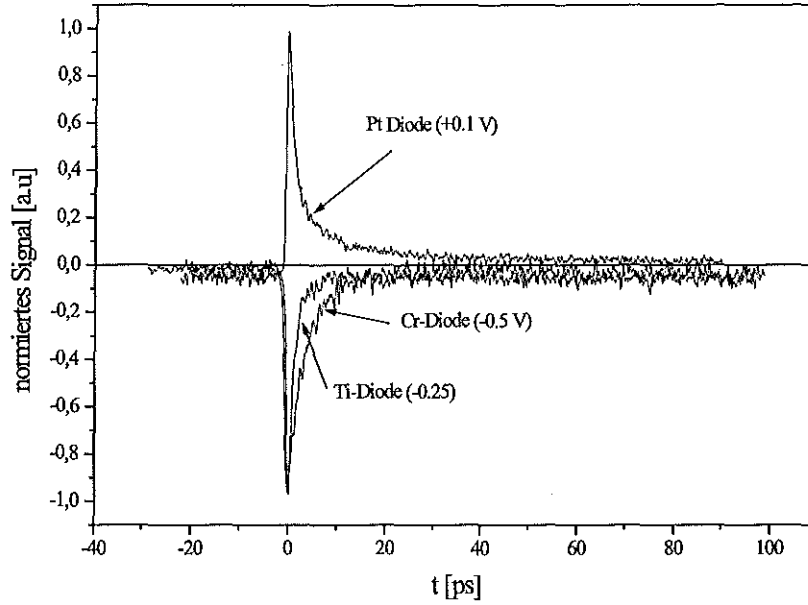


Abbildung 7.11: Pulsantwortverhalten für Dioden mit unterschiedlicher oberer Metallisierung

$$(h\nu - \varphi_{h1})^2 f_{abs1} \quad (7.1)$$

und bei großen negativen Spannungen proportional zu

$$(h\nu - \varphi_{h2})^2 f_{abs2} \quad (7.2)$$

φ_{h1} und φ_{h2} sind dabei die Schottky-Barrieren für die Löcher von der oberen Metallisierung und der CoSi_2 -Schicht. f_{abs1} und f_{abs2} ist die jeweils absorbierte Lichtmenge in den Schichten. In diesen Gleichungen wird der Einfluß der Metallschichtdicken vernachlässigt. Die Fläche unter den Pulsen ist proportional zu der erzeugten Ladungsmenge pro Lichtpuls und damit proportional zur Quanteneffizienz der Detektoren. Das Verhältnis der Flächen V_F unter den Pulsen bei z.B. +2 und -2 V sollte daher proportional zum Verhältnis von Gleichung 7.1 und 7.2 sein.

$$V = \frac{F_{+2V}}{F_{-2V}} = \frac{(h\nu - \varphi_{h1})^2 f_{abs1}}{(h\nu - \varphi_{h2})^2 f_{abs2}} \quad (7.3)$$

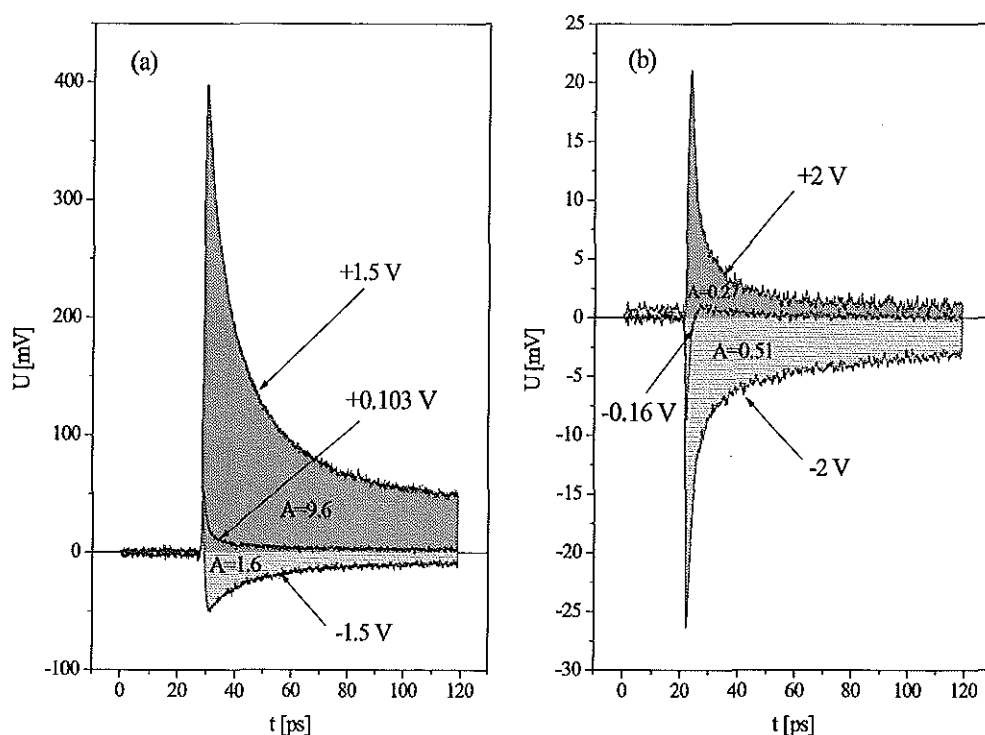


Abbildung 7.12: Pulsantwortverhalten für Dioden mit unterschiedlicher oberer Metallisierung: (a) Pt und (b) Ti.

In Abbildung 7.12 (a) und (b) werden die Pulse von Pt- und Ti-Dioden bei ± 2 V bzw. bei ± 1.5 V dargestellt. Die Flächen unter den Pulsen wurden durch Integration bestimmt und werden in Tabelle 7.1 aufgeführt. Es zeigt sich, daß das Verhältnis der Flächen V_F bei den Pt- und Ti-Dioden sehr unterschiedlich ist. Es ist nach Gleichung 7.3 berechenbar. Dazu wurden die absorbierten relativen Lichtmengen f_{abs1} und f_{abs2} in den Metallschichten durch die in Kapitel 2.3 vorgestellte Matrizenmethode bestimmt und daraus das Verhältnis der Quanteneffizienzen V_Y berechnet. Das Ergebnis dieser Berechnung wird in Tabelle 7.1 gezeigt.

	V_F	V_Y
Ti	0.4-0.7	0.6
Pt	6.3-9.5	11

Tabelle 7.1: Gemessenes V_F und berechnetes V_Y Verhältnis der Flächen unter den Pulsen. Die gemessenen Verhältnisse sind bei unterschiedlichen Dioden in einem Spannungsbereich von ca. 1-2 V bestimmt worden.

Es ist eine relativ gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Werten festzustellen. Es ist hinzuzufügen, daß die Berechnung des Flächenverhältnisses schwierig ist. Für eine genaue Bestimmung sind die exakten Schichtdicken, optischen Parameter und Schottky-Barrierenhöhen der Heterostruktur notwendig. Ferner muß der Einfluß der Metallschichtdicke auf die interne Photoemission berücksichtigt werden. Aus meßtechnischen Gründen ist es schwierig, das Verhältnis genau zu messen. Drift und Intensitätsschwankungen des Lasers während der Messung können dabei Probleme verursachen.

Bestimmt man die Fläche unter dem Puls als Funktion der Spannung, so ist bei der sogenannten Flachbandspannung ein Minimum zu beobachten. Die Erklärung für dieses Verhalten liegt darin, daß in diesem Fall kein elektrisches Feld im Silizium vorhanden ist. Die Ladungsträger werden nicht zu den Elektroden beschleunigt, woraus ein nur sehr schwacher diffusiver Photostrom resultiert.

Einfluß der Photonenenergie

Die Simulationen in Kapitel 3.4.6 hatten gezeigt, daß bei hohen Photonenenergien kürzere Pulse zu erwarten sind. In diesem Fall ist die mittlere Energie der heißen Ladungsträger im Silizium entsprechend größer. Aufgrund der hohen Energie findet eine sehr starke Streuung der Ladungsträger mit dem Gitter statt, woraus eine niedrige Beweglichkeit der Ladungsträger resultiert. Die Ladungsträger relaxieren schneller an die Bandkante und erlangen ihre stationäre Driftgeschwindigkeit. Infolge der schnellen Relaxation sind daher entsprechend kürzere Pulse zu erwarten. Um diesen Effekt zu beobachten, wurden verschiedene Dioden bei 1250 und 1560 nm vermessen. Abbildung 7.13 zeigt das Pulsantwortverhalten einer Ti-Si-CoSi₂-Photodiode bei 1250 nm und 1560 nm. Tatsächlich ist ein etwas kürzerer Puls bei 1250 nm gemessen worden. Dieser Effekt ist sehr schwach und es ist schwierig, den Unterschied in den Pulsbreiten von Meßungenauigkeiten abzugrenzen. Da diese Messungen bei einer Vielzahl von unterschiedlichen Dioden bei unterschiedlichen Spannungen bestätigt wurden, ist die Wahrscheinlichkeit eines Meßfehlers jedoch gering.

Bilanz

Es wurden Photodioden mit unterschiedlichen oberen Metallisierungen bei 1250 und 1560 nm charakterisiert. Dabei wurden wichtige Eigenschaften der Pulse (z.B.

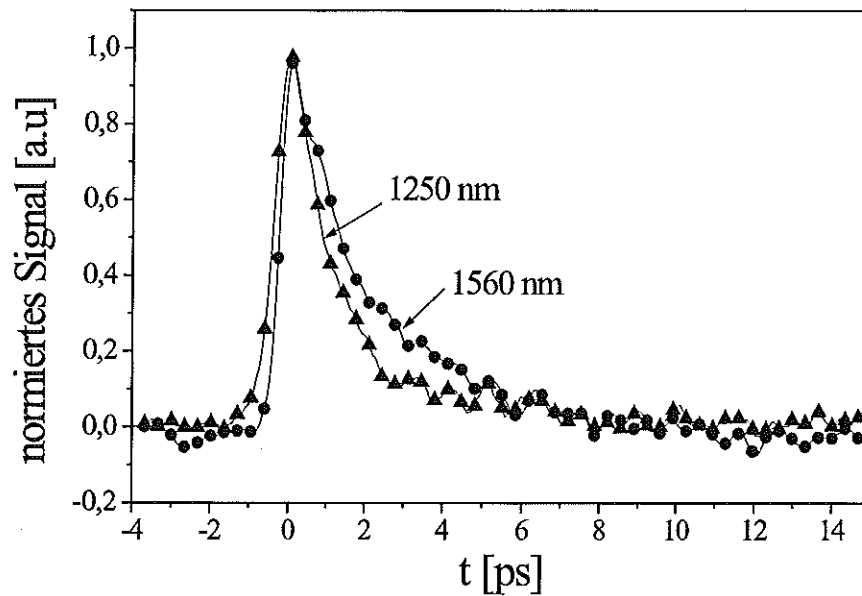


Abbildung 7.13: Pulsantwortverhalten einer Ti-Si-CoSi₂-Photodiode bei 1250 (a) und 1560 (b) nm. Die angelegte Spannung beträgt -0 V Volt. Es handelt sich um einen Detektor mit einer Fläche von 80 μm^2 und 360 nm Elektrodenabstand

Abhängigkeit des Pulsantwortverhaltens von der oberen Metallisierung, Spannung, Photonenenergie, Diodenfläche, Ausbreitung auf der Streifenleitung und der Temperatur) untersucht. Die Messungen wurden mit dem im Kapitel 3.4 vorgestellten Modell interpretiert. Daraus folgt, daß das Pulsantwortverhalten der Dioden bei niedrigen Spannungen durch den Relaxationsmechanismus der heißen Ladungsträger und bei großen Spannungen im wesentlichen durch die Drift der Ladungsträger zu den Elektroden aufgrund des elektrischen Feldes bestimmt wird. Entsprechend ergeben sich sehr unterschiedliche Pulsbreiten bei großen und kleinen Spannungen. Bei 4 Volt wurde an einer Ti-Si-CoSi₂ Photodiode bei 1250 nm eine Pulsbreite von 3.2 ps FWHM und bei -0.4 Volt eine Pulsbreite von 1.3 ps FWHM gemessen (siehe Abbildung 7.14). Es konnten somit wahrscheinlich zum ersten Mal überhaupt Pulse im ps-Bereich bei diesen Wellenlängen an Silizium basierenden Photodetektoren nachgewiesen werden. Die gemessenen Pulsbreiten sind möglicherweise die schnellsten Signale, die je mit Si-Detektoren erzielt wurden.

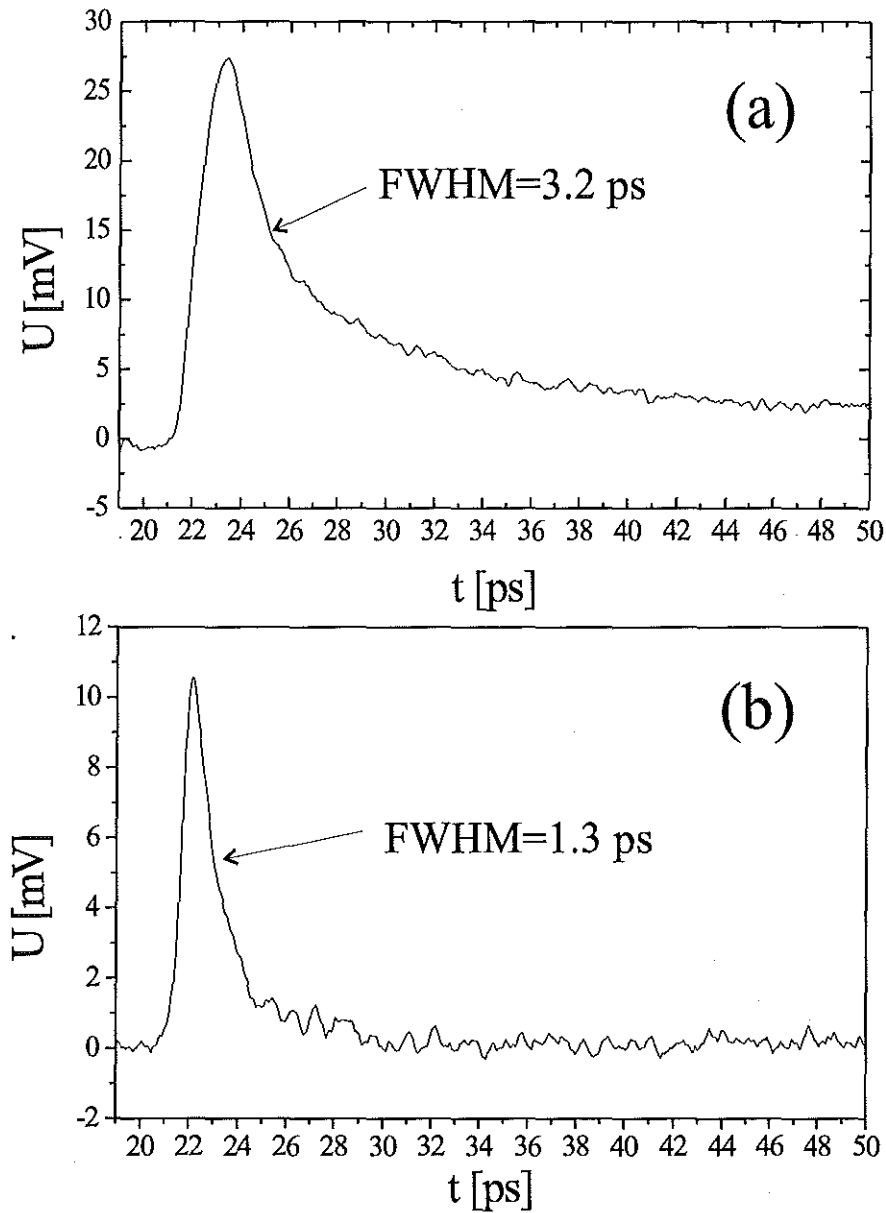


Abbildung 7.14: Pulsantwortverhalten einer Ti-Si-CoSi₂-Photodiode bei +4 V (a) und -0.4 V (b). Es handelt sich um eine Diode mit einer Fläche von $80 \mu\text{m}^2$ und 360 nm Elektrodenabstand. Die Probe wurde bei 1250 nm gemessen.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das physikalische Verständnis und die technische Entwicklung von schnellen Silizium-basierten Photodetektoren wesentlich vorangetrieben. Diese Detektoren wurden für den sichtbaren und den nah-infraroten Wellenlängenbereich hergestellt und charakterisiert. Die Messung des Pulsantwortverhaltens der Detektoren im sub-Pikosekundenbereich bei infraroten Wellenlängen wurde erstmals durch den Aufbau eines neuen und in dieser Form noch einmaligen optischen parametrischen Oszillators (OPO) ermöglicht.

Die vertikalen MSM-Photodetektoren wurden durch Ionenstrahlsynthese und Molekularstrahlepitaxie (MBE) auf Si(111) und Si(100) Substraten hergestellt und im Reinraum strukturiert und prozessiert. Es konnte gezeigt werden, daß die kristalline Qualität der Heterostruktur entscheidend für das Zeitverhalten der Detektoren ist. Der Herstellungsprozeß wurde in Hinblick auf diese Anforderung optimiert und mit RBS- und TEM-Messungen kontrolliert. Mit RBS- bzw. Channeling-Messungen wurde ein *Minimum Yield* von 3 % bei den Si(111) und 3.5 % bei den Si(100) Substraten gemessen. Die ausgezeichnete Kristallqualität der Heterostruktur wurde mit TEM-Messungen bestätigt. Bei optimierter Prozeßabfolge waren keine Defekte in der Decksiliziumschicht erkennbar. Die Leitfähigkeit der vergrabenen CoSi₂-Schicht liegt nach van-der-Pauw-Messungen bei 14 $\mu\Omega\text{cm}$.

Die vergrabene CoSi₂-Metallisierung und die metallische Gegenelektrode (Ti, Cr oder Pt) bilden einen Kondensator mit Si als Dielektrikum und zwei Metall-Halbleiter-Übergängen, die elektrisch wie gegeneinander geschaltete Schottky-Dioden wirken. Die stationären elektrooptischen Eigenschaften dieser Dioden wurden mit Strom-Spannungsmessungen bestimmt. Es wurde gezeigt, daß sich bei geeigneter Materialwahl für die oberen Metallisierung der Dunkelstrom minimieren

läßt. Dioden mit Ti, Cr und Pt als obere Metallisierung wurden hergestellt und auf ihre I-V Eigenschaften untersucht. Ti-Dioden zeigen den niedrigsten Dunkelstrom von weniger als 10^{-9} A (bei einer Fläche von $80 \mu\text{m}^2$). Das Material besitzt zusätzlich sehr gute Haftungseigenschaften auf dem Silizium, so daß es sich hervorragend für diese Dioden eignet. Aus den I-V-Kennlinien lassen sich die effektiven Schottky-Barrierenhöhen der Dioden bestimmen. Die gemessenen und die in der Literatur veröffentlichten Werte stimmen gut überein. Die Abhängigkeit der Barrierenhöhe von der angelegten Spannung wurde anhand von temperaturabhängig vermessenen I-V-Kennlinien untersucht und mit dem Modell der effektiven Schottky-Barrieren erklärt.

Zur Untersuchung des Zeitverhaltens der Detektoren bei 800-840 nm Wellenlänge stand ein elektrooptischer Meßplatz zur Verfügung, mit dem das elektrische Pulsantwortverhalten der Dioden auf ultrakurze Lichtpulse mit einer Zeitauflösung von 100 fs gemessen werden kann. Bei den Dioden auf Si(100) und Si(111) Substraten mit 360 nm Elektrodenabstand wurden Pulsbreiten von 6.7 ps (FWHM) und 3.5 ps (FWHM) gemessen. Durch Messungen bei tiefen Temperaturen wurde gezeigt, daß der langsamere Response der Si(100)-Dioden auf eine höhere Defektdichte im Decksilizium und damit auf einen verstärkten Hopping-Transport der Ladungsträger zurückzuführen ist. Bei 30 K wurden entsprechend kürzere Pulsbreiten von 3.3 ps (FWHM) bei den Si(100)-Dioden beobachtet. Der Einfluß von Spannung, Diodenfläche, Wellenwiderstand der Zuleitung, eingestrahelter Lichtintensität und Elektrodenabstand auf das Pulsantwortverhalten wurde zusätzlich mit Modellrechnungen analysiert und anhand der Messungen verifiziert. Diese Untersuchungen geben Anlaß zur Annahme, daß bei einem verkürzten Elektrodenabstand von ca. 100-200 nm Pulsbreiten von unter 2 ps (FWHM) zu erwarten sind. Die gemessene Quanteneffizienz bzw. die Empfindlichkeit der besten Detektoren liegt bei 4.6 % bzw. 36 mA/W.

Durch die optische Kopplung des Detektors mit einem Lichtwellenleiter lassen sich die Koppeffizienz sowie die Integrationsmöglichkeiten des Detektors mit anderen optoelektronischen Komponenten verbessern. In einer von mir betreuten Diplomarbeit wurde ein Herstellungsverfahren entwickelt, welches die integrierte Kopplung einer Glasfaser über einen Polymerwellenleiter an den Detektor auf einem Silizium-Chip ermöglicht. Koppeffizienzen von 24 % und 8 % zwischen Glasfaser-Wellenleiter und Polymerwellenleiter-Diode wurden gemessen. Nach Simulationsrechnungen sollten bei einer optimierten Geometrie Koppeffizienzen zwischen Wellenleiter und Diode von 30 % - 50 % realisierbar sein.

Einen Schwerpunkt dieser Arbeit stellt die Herstellung und Charakterisierung von

schnellen Detektoren für $1,3\ \mu\text{m}$ und $1,5\ \mu\text{m}$ dar. Da ein Ti:Saphir-Laser sich nur bis zu einer Wellenlänge von maximal $900\ \text{nm}$ durchstimmen läßt, wurde zur Bestimmung des Zeitverhaltens der Detektoren im infraroten Wellenlängenbereich ein gänzlich neuer Meßplatz aufgebaut. Durch den Einsatz eines optischen parametrischen Oszillators (OPO) wurde der gewünschte Wellenlängenbereich von $1,15\ \mu\text{m}$ bis $1,6\ \mu\text{m}$ für die Ultrakurzzeitspektroskopie mit einer Zeitauflösung von $150\ \text{fs}$ zugänglich. Es wird in dieser Arbeit unseres Wissens erstmalig gezeigt, daß optoelektronische Bauelemente bei diesen Wellenlängen im sub-Pikosekundenbereich vermessen werden können.

So wurden Photodioden mit unterschiedlichen oberen Metallisierungen bei $1250\ \text{nm}$ und $1560\ \text{nm}$ charakterisiert. Dabei wurden wichtige Eigenschaften der Pulse (z.B. Abhängigkeit des Pulsantwortverhaltens von der oberen Metallisierung, Spannung, Photonenenergie, Diodenfläche, Ausbreitung auf der Streifenleitung und der Temperatur) untersucht. Die Messungen wurden mit einem neuen im Rahmen dieser Arbeit entstandenem Modell interpretiert. Es beschreibt die dynamischen Prozesse bei der Pulsentstehung im infraroten Wellenlängenbereich. Der Ladungsträgertransport von heißen photoangeregten Ladungsträgern über die Schottky-Barriere sowie das Relaxationsverhalten dieser Ladungsträger im Silizium spielen dabei eine entscheidende Rolle. Mit einem im Verlauf dieser Arbeit entstandenem numerischen Modell wurde insbesondere der Relaxationsprozeß von heißen Elektronen aus dem Schottky-Kontakt detailliert analysiert. Das Modell zeigt, daß das Pulsantwortverhalten der Dioden bei niedrigen Spannungen durch den Relaxationsmechanismus der aus dem Metall in den Halbleiter emittierten heißen Ladungsträger bestimmt wird. Bei höheren Spannungen wird die Drift von thermalisierten Ladungsträgern im elektrischen Feld entscheidend und die beobachteten Signale nehmen an Amplitude zu, aber ihr Zeitverhalten wird langsamer. Bei $4\ \text{V}$ wurde an einer Ti-Si-CoSi₂ Photodiode bei $1250\ \text{nm}$ Anregung eine Pulsbreite von $3.2\ (\text{FWHM})\ \text{ps}$ und bei $-0.4\ \text{V}$ eine Pulsbreite von $1.3\ \text{ps}\ (\text{FWHM})$ gemessen. Damit konnte zum ersten Mal überhaupt ein Photoresponse im ps-Bereich an Silizium basierenden Photodetektoren bei dieser Anregungswellenlänge nachgewiesen werden. Die gemessenen Pulsbreiten sind vermutlich die schnellsten Signale, die je mit Si-Detektoren erzielt wurden.

Literaturverzeichnis

- [1] S.Y. Chou, Y. Liu and W. Khalil, *Ultrafast nanoscale metal-semiconductor-metal photodetectors on bulk and low-temperature grown GaAs*, Appl. Phys. Lett., **61** (7), S. 819-821, (1992)
- [2] A. Strittmatter, S. Kollakowski, E. Dröge, E.H. Böttcher and D. Bimberg, *High speed, high efficiency resonant-cavity enhanced InGaAs MSM photodetectors*, Electronics Letters, **32**, No. 13, S. 1231-1232, (1996)
- [3] J. Meade et. al., *High-Rate GaAs epitaxial lift-off technique for optoelectronic integrated circuits*, Jpn. J. Appl. Phys., **36**, S. 1554-1557, (1997)
- [4] E. Dröge, R.F. Schnabel, E.H. Böttcher, M. Grundmann, A. Krost and D. Bimberg, *High-Speed InGaAs on Si metal-semiconductor-metal photodetectors*, Electronics Letters, **30**, No. 16, S. 1348-1350, (1994)
- [5] R.Strong, A.D. Greve, R. Mirsa, M. Weeks, P. Pellegrini, *GeSi infrared detectors*, Thin Solid Films, **294**, S. 343-346, (1997)
- [6] W. Schottky, *Halbleitertheorie der Sperrschicht*, Naturwissenschaften, **26**, S. 843 (1938)
- [7] E.H. Rhoderick, R.H. Williams, *Metal-Semiconductor Contacts*, Oxford Science Publication, Clarendon Press, Oxford, (1988)
- [8] H.K. Henisch, *Rectifying Semiconductor Contact*, Claredon, Oxford, (1957)
- [9] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor devices* , John Wiley and Sons, Inc., (1981)
- [10] H. Ibach und H. Lüth, *Festkörperphysik*, Springer Verlag Berlin, (1995)
- [11] H.A. Bethe, *Theory of the boundary Layer of Crystal Rectifiers*, MIT Radiat. Lab. Rep., **43**, (1942)

- [12] J.T. Zettler, *Modellierung und Auswertung zur linear-optischen Spektroskopie an Schichtstrukturen*, Promotionsarbeit, Berlin, (1995)
- [13] C.Schwarz, U. Schärer, P. Sutter, R. Stader, N. Onda und H. v.Känel, *Application of epitaxial $\text{CoSi}_2/\text{Si}/\text{CoSi}_2$ heterostructures to tunable Schottky-barriers detectors*, Journal of Crystal Growth, **127**, S. 659-662, (1993)
- [14] C. Schwarz und H. v.Känel, *Tunable infrared detector with epitaxial silicide/silicon heterostructures*, J. Appl. Phys., **79** (11), (1996)
- [15] J. Kurianski, J. Vermeiren, C. Cleas, W. Stessens, K. Maex and R. de Keersmaecker, *Development and evaluation of CoSi_2 Schottky barrier infrared detectors*, SPIE, **1157** Infrared Technology XV, S. 145-152, (1989)
- [16] D. Meyerhofer and H.R. Gilmartin, *Extending response of Schottky barrier IR detectors to longer wavelength*, SPIE, **2022**, Photodetectors and Power Meters, S. 270-278, (1993)
- [17] R. W. Fathauer and J.M. Iannelli, *Infrared response from metallic particles embedded in a single-crystal Si matrix: The layered internal photoemission sensor*, Appl.Phys.Lett, **57** (14), S.1419-1421, (1990)
- [18] L. Pahun, Y. Campidelli, F. Arnaud D'Avitaya and P.A. Badoz, *Infrared response of $\text{Pt}/\text{Si}/\text{ErSi}_{1.7}$ heterostructure: Tunable internal photoemission sensor*, Appl.Phys.Lett., **60** (10), S. 1166-1168, (1992)
- [19] G. H. Schildt, *Grundlagen der Impulstechnik*, B.G. Teubner Stuttgart, (1987)
- [20] K. Chang, *Handbook of microwave and optical components*, John Wiley and Sons Publication, New York
- [21] M. Bass et al, *Handbook of Optics*, McGraw-Hill, Inc, New York, (1995)
- [22] M. Siegert, *Optische Kopplung eines Polymerwellenleiters an eine Metall-Halbleiter-Metal Photodiode*, Diplomarbeit, Universität zu Köln, FZ Jülich, (1997)
- [23] Atlas User's Manual, Silvaco International, Santa Clara, (1996)
- [24] A. Roelofs, *Messung der Quanteneffizienz von Metall-Halbleiter-Metal Photodetektoren*, Diplomarbeit, Universität zu Köln, FZ Jülich, (1999)
- [25] M. Löken, L. Kappius, S. Mantl, and Ch. Buchal, *Fabrication of an Ultrafast Si based MSM Photodetector*, Electronics Letters, **34**, S. 1027, (1998)

- [26] M. Siegert, M. Löken, Ch. Glingener and Ch. Buchal, *Efficient Optical Coupling between Polymeric Waveguides and Ultra Fast Silicon Based MSM Photodetectors*, IEEE J. Quantum Electronics, (1999)
- [27] Ch. Buchal and M. Löken, *Silicon-Based MSM Detectors*, MRS Bulletin, **23** (4), S. 55-59, (1998)
- [28] S. Mantl and M. Löken, *Silicon and Silicon-Based Photodetectors*, Proc. of the Int. School of Physics 'Enrico Fermi' (L. Parvesi, Editor), Course XCLI, (1999)
- [29] S. Mantl, B. Holländer, D. Lenssen and M. Löken, *Ion Beam Synthesis of Silicon Based Materials*, Mat. Chem. and Phys. **54**, 280, (1998)
- [30] F. Rüders, J. Kim, M. Hacke, S. Mesters, Ch. Buchal, S. Mantl, *Vertical MSM photodiodes in silicon based on epitaxial Si/CoSi₂/Si*, Thin Solid Films, **294**, S. 351-353, (1997)
- [31] O. Hollricher, *Elektrooptische Höchstfrequenzuntersuchungen an Supraleitern und Halbleitern*, Dissertation, Universität zu Köln, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-2895, April 1994, ISSN 0944-2952
- [32] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley and Sons inc., S. 531ff., (1991)
- [33] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley and Sons inc., S. 737ff., (1991)
- [34] Handbuch der Firma APE, Angewandte Physik und Elektronik GmbH, Berlin, (1998)
- [35] F. Rüders, *Kurzzeitspektroskopie an Photodetektoren aus Si, InP und YBa₂Cu₃O_{7-x}*, Dissertation, Universität zu Köln, 1996, Berichte des Forschungszentrums Jülich, ISSN 0944-2952, (1996)
- [36] S. Ramo Proc. I.R.E., **27**, S. 584, (1939)
- [37] Z. Susnjarić, Z. Djurić, M. Smiljanic, Z. Lazic, *Numerical Calculation of Photodetector response time using Ramo's theorem* Proc. 20th Int. Conf. on Micro-electronic, **2**, Serbia (1995)
- [38] A. Dörnen, A. Hangleiter, F. Noack, F. Scholz, H. Schweizer, W. Wölfel, *Halbleiter für die Optoelektronik und Photonik*, Verlag Hansel-Hohenhausen, Egelsbach, S. 283-315, (1994)

- [39] Lüke, *Signalübertragung*, Springer-Verlag, Berlin, (1992)
- [40] J. Burm et al., *Optimization of High-speed Metal-Semiconductor-Metal Photo-detectors*, IEEE Photonics Technology Letters, **6** No 6 , S. 722-724, 1994
- [41] R.H. Fowler, Phys. Rev., **38** 45, (1931)
- [42] J.Y. Duboz and P.A. Badoz, *Hot-electron transport in epitaxial CoSi₂ films*, **44**, No 15, S. 8061-8067, (1991)
- [43] Sagnes, P. Badoz et al, *Tunable Infrared Detection using epitaxial silicide/silicon heterostructures*, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **320**, S. 65-70, (1994)
- [44] J. M. Moll, *Physics of Semiconductors*, McGraw-Hill, New York, (1964)
- [45] J.P.Nougier et al, *Determination of transit regime of hot carriers in semiconductors, using the relaxation time approximation*, J.Appl., phys., **52** (2), (1981)
- [46] L. Reggiani, *Hot-Electron Transport in Semiconductors*, Springer Verlag, Berlin, (1985)
- [47] C. Canali, C. Jacoboni et al, *High- field diffusion of electrons in silicon*, Applied Physics Letters, Vol 27, No. 5 , S. 278-280, (1975)
- [48] J.Y. Duboz und P.A. Badoz, *Near-infrared optical properties of CoSi₂ thin films*, J. Appl. Phys. **68** (5), (1990)
- [49] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt, Rinehart and Winston (1976)
- [50] J. Wilson, J.F.B. Hawkes, *Optoelectronics: An introduction*, Prentice Hall, UK, (1989)
- [51] S. Mantl und H.L. Bay; Appl. Phys. Lett., textbf61, S.267, (1992)
- [52] J. Kim, *Silizium-MSM-Photodetektor mit integriertem Wellenleiter - Herstellung und elektrooptische Charakterisierung*, Diplomarbeit, Universität zu Köln, FZ Jülich, (1996)
- [53] R. Jevasinski, Dissertation, Universität zu Köln, 1992 , Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-2738, (1993)
- [54] W. Kern, J. Electrochem. Soc. 137, 1887, (1990)
- [55] S. Mantl, Mat. Sci. Rep. 8, S.1, (1992)

- [56] J.P. Sullivan, R.T. Tung, D.J. Eaglesham, F. Schrey, W.R. Graham, J. Vac. Sci. Techn. B 11 (4), S.1564, (1993)
- [57] M.Y. Liu und S.Y. Chou, *Picosecond Silicon Metal-Semiconductor-Metal Photodiode*, Proc. SPIE , **2022**, S. 76, (1993)
- [58] S. Alexandrou, C.C. Wang, T.Y. Hsiang, M.Y. Liu ans S.Y. Chou, Appl. Phys. Lett., **62**, (20), S. 2507, (1993)
- [59] M.Y. Liu, E. Chen und S.Y. Chou, *140 Ghz metal-semiconductor photodetectors on silicon on insulator substrate with a scaled active Layer*, Appl. Phys., Lett. **65** (7), S. 887, (1994)
- [60] E.Chen, und S.Y. Chou, Appl. Phys. Lett., **70** (6), S. 753, (1997)
- [61] B.F. Levine, J.D. Wynn, F.P. Klemens und G. Sarusi, Appl. Phys. Lett., **66** (22), S. 2984, (1995)
- [62] J.Y.L. Ho und K.S. Wong, Appl. Phys. Lett., **69** (1), S. 16, (1996)
- [63] F. Rüders, J. Kim, M. Hacke, S. Mesters, Ch. Buchal und S. Mantl, Thin Solid Films, **294**, S. 351, (1997)
- [64] M. Löken, L. Kappius, S. Mantl und Ch. Buchal, *Fabrication of an Ultrafast Si Based MSM- Photodetector*, Electronics Letters, **34**, S. 1027, (1998)
- [65] R.C. Weast, M.J. Astle, W.H. Beyer, Handbook of chemistry and physics, Chemical Rubber Publishing Company, (1989)
- [66] D.K. Ferry, J.R. Barker, C. Jacoboni, *Physics of Nonlinear Transport in Semiconductors*, Plenum Press, New York, (1980)
- [67] U.E. Eckhardt, H. Eulenberger, F. Janßen, W. Janßen, *Die digitale Verarbeitung analoger Signale in Theorie und Praxis*, Konferenzen des Forschungszentrums Jülich, Band 17, (1996)
- [68] E.M. Conwell, *High Field Transport in Semiconductors*, Academic Press, New York and London, (1967)
- [69] R.R. Alfano, *Semiconductors Probed by Ultrafast Laser Spectroscopy*, Academic Press, Inc., (1984)
- [70] W.C. O'Mara, R.B. Herring, L.P. Hunt, *Handbook of Semiconductor Silicon Technology*, Noyes Publications, Park Ridge, New Jersey, (1990)

- [71] J.M. Monney and J. Silverman, IEEE Trans. Electron Devices, **32**, 33 (1985)

Danksagung

Zum Abschluß möchte ich mich bei all denen danken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit ganz wesentlich beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. Buchal, der das Vertrauen und den Mut hatte, einen Fachhochschulabsolventen so großzügig vor und während der Promotionsarbeit zu unterstützen. Seine Kompetenz sowie seine herzliche und motivierende Art haben stets für eine angenehme, konstruktive Atmosphäre gesorgt.

Herrn Prof. H. Lüth und *Herrn Prof. A. Braginski* für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Schicht- und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich durchführen zu können.

Herrn Prof. Mantl für die Unterstützung bei neuen Projekten und die vielen guten Ratschläge.

Herrn Prof. W. Eberhardt für die Mitbenutzung des Optik-Labors, in welchem die Ultrakurzzeitspektroskopie durchgeführt wurde.

Herrn Dipl.Phys. Daniel Lenssen, meinem Schreibtischnachbarn, für seine stets hilfsbereite, kompetente und freundliche Unterstützung, die kritischen und ehrlichen Einschätzungen, die endlosen Diskussionen über Physik und Politik und das Korrekturlesen nicht nur dieser Promotionsarbeit.

Herrn Dipl.Phys. M. Siegert, mit dem die Integration des Polymerwellenleiters zum ersten Mal erfolgreich gelang und für die unglaublich kompetente Hilfe bei zahllosen Computerproblemen.

Herrn Dipl.Phys. A. Roelofs für die gute Zusammenarbeit bei den Detektoren mit Glasfaserankopplung und seine interessanten Lebensauffassungen.

Herrn Dr. Frank Rüders für die Einführung in die Ultrakurzzeitspektroskopie und in die Diodenherstellung.

Herrn Dipl.Phys. L. Kappius, dem Ost-Westfalen, für seine hervorragenden Si-Epitaxien und seine stets gute Laune.

Herrn Dipl.Phys. S. Link für die gute Zusammenarbeit mit den Lasersystemen und die angenehme Atmosphäre im Labor.

Frau S. Mesters für die TEM-Aufnahmen und *Herrn M. Gebauer* für die zuverlässigen Co-Implantationen und *Herrn Dipl.Phys. K. Schmidt* für die RBS-Messungen.

Herrn T. Lipinsky für die aktive Hilfe bei den I-V-Messungen und bei dem Aufbau eines neuen Optiklabors.

Herrn Prof. Kordos und *Herrn Dr. Marso* für interessante gemeinsame Experimente an schnellen Dioden aus Lt-GaAs, GaAs und InGaAs.

Herrn Dr. Carius für die Einführung in das Programm LayTex.

Herrn Dr. F. Klinkhammer und *Herrn Dr. M. Dolle*, die mir bei der Prozessierung und bei Problemen mit der Reinraumtechnologie geholfen haben.

Herrn Dipl.-Ing.A. Steffen und *Herrn Dipl.-Ing.F.Schröteler* für die Einführung in die Reinraumtechnologie und für die vielen Tips und Hilfestellungen während der Arbeit im Reinraum.

Frau A. Pracht und *Herrn J. Zillikens* und für die zahlreichen Metallisierungen, *Frau M. Nonn* für die Herstellung der Masken, *Herrn Ringelmann* für die CVD-Schichten und *Herrn H.P. Bochm* für die REM-Aufnahmen.

Frau S. Muckel, die überall und bei allen Formalitäten kompetent Hilfe geleistet hat.

Auch allen anderen, hier nicht namentlich erwähnten Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Ionentechnik, danke ich herzlich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die vielen interessanten und aufregenden Diskussionen nicht nur über wissenschaftliche Themen.

Mein großer Dank gilt ganz besonders dem *Cusanuswerk*, das die Promotion finanziell und ideell unterstützt hat und auch auf nichtphysikalische Weise meine Entwicklung sehr gefördert hat.

Schließlich bedanke ich mich bei *Frau Birgit Bontenbroich* für das Korrekturlesen und die angenehme Zeit nach der Arbeit. Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich während des gesamten Studiums uneingeschränkt unterstützt haben.

Forschungszentrum Jülich



Jül-3687
August 1999
ISSN 0944-2952