

# **Silizium Oberwellenmischer für den Mikrowellenbereich**

Von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

**Weiwei Zhao**

aus Shanghai, VR. China

Hauptberichter:

Prof. Dr. E. Kasper

Mitberichter:

Prof. Dr.-Ing. M. Berroth

Tag der mündlichen Prüfung:

16.Juli 2002

Institut für Halbleitertechnik  
Universität Stuttgart

2002



## *Zusammenfassung*

Bestandteil der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Aluminium-Metallisierung für die koplanare SIMMWIC-Technologie (SIMMWIC, Silicon based Monolithic MicroWave Integrated Circuits) und die Realisierung der Mikrowellenkomponente, des 38GHz Oberwellenmischers.

Durch die tiefgehende Untersuchung der Verlustmechanismen der Aluminium-Koplanarleitung (CPW, CoPlanar Waveguide) wurde der Verlustanteil von Interface-Ladungsträgern (Interface Losses) in einer CPW festgestellt. Dieser Anteil ist von der Bias-Spannung abhängig und kann durch eine angelegte Spannung in einem grossen Bereich variieren. Die Al-CPW bildet mit der Isolationsschicht ( $\text{SiO}_2$ ) und dem Silizium-Substrat einen MOS-Varaktor (MOS, Metal-Oxid-Semiconductor). Der optimale Betriebszustand der CPW für geringe Leitungsdämpfung ist der Verarmungsbereich des MOS-Varaktors. Um diesen Zustand ohne zusätzliche Bias-Spannung (sogenannten „Zero-Bias“-Betrieb) zu erreichen, ist eine sehr gute Qualität der Isolationsschicht ( $\text{SiO}_2$ ) zwischen den Aluminium-Leiterbahnen und dem Silizium-Substrat erforderlich. Für das Design von SIMMWIC-Schaltungen ist unbedingt zu beachten, dass die Versorgungsleitungen von den HF-Signalleitungen weitestgehend getrennt sein müssen, damit keine DC-Spannung auf die HF-Signalleitung angelegt wird und der MOS-Varaktor im Verarmungsbereich bleibt.

Die verlustarme Aluminium-Koplanarleitung auf dem hochohmigen FZ-Silizium-Substrat (FZ, Float Zone,  $\rho_{\text{Si}} > 1000 \Omega\text{cm}$ ) ist unter dieser Voraussetzung realisiert. Das Messergebnis zeigte auch, dass sogar das mediumohmige Substrat (CZ-Si, Czochralski,  $\rho_{\text{Si}} > 50 \Omega\text{cm}$ ) mit dem koplanaren Design bei kleinen Dimensionen für die Mikrowellenanwendungen verwendet werden kann. Die Al-Metallisierung ist geeignet für die Mikrowellenanwendungen. Dies öffnet ein Tor zur monolithischen Integration der SIMMWIC-Schaltungen mit den analogen und digitalen Schaltungen mit der Standard-Silizium-Technologie der Mikroelektronik.

Mit dieser koplanaren SIMMWIC-Technologie (Al-Metallisierung) wurde eine Mikrowellenkomponente, der 38GHz Oberwellenmischer (OWM), realisiert. Bei der hybriden Version waren die *Schottky*-Dioden auf die Mischerschaltung „Flip Chip“ gebondet. Im monolithischen OWM waren die *Schottky*-Dioden monolithisch integriert. Der hybride OWM zeigte gute HF-Eigenschaften. Mit Hilfe eines Lokaloszillators bei 4,6GHz mischt der OWM das Mikrowellen-Signal bei 38GHz auf 1,2GHz herunter. Dies ermöglicht die Verarbeitung des Mikrowellen-Signals mit Oszillator um 5GHz mit kommerzieller SiGe-Technologie. Die monolithische Version des OWM hat die Realisierbarkeit der Mikrowellenkomponente mit Al-Metallisierung bewiesen.



## *Summary*

The main parts of this work are the investigation of the aluminum metallization for the coplanar SIMMWIC (Silicon based Monolithic Millimeter Wave Integrated Circuits) technology and the realization of a microwave component, the 38GHz 8<sup>th</sup> harmonic mixer.

The loss mechanisms of the aluminum coplanar waveguides (CPW) were investigated. The interface losses induced with interface charge carriers in a CPW were determined. This part is dependent on bias voltage. It can vary in a large range with a changing bias voltage. The metal of the aluminium CPW forms a MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) varactor with the isolation layer (SiO<sub>2</sub>) and the silicon substrate. The optimal operation for a low-loss CPW is in the depletion region of the MOS varactor. In order to achieve this condition without additional bias voltage (zero bias), a very good quality of the isolation layer (SiO<sub>2</sub>) between the aluminum line and the silicon substrate is necessary. For the design of SIMMWIC circuits it is important to separate the DC supply lines from the RF signal lines and so that on CPW zero bias voltage is applied, which should bring the CPW with oxide layer in depletion state.

The low-loss aluminum coplanar waveguides on the high resistivity silicon (*FZ-Si*,  $\rho_{Si} > 1000 \Omega \text{cm}$ ) were realized with this requirement on oxide quality. The measurement results also showed that even the medium resistivity substrate (*CZ-Si*, Czochralski,  $\rho_{Si} > 50 \Omega \text{cm}$ ) with the small coplanar design for the microwave applications can be used. The aluminum metallization is suitable for the microwave applications. It opens a new way for the monolithic integration of the SIMMWIC circuits with the analogue and digital circuits by the standard silicon technology of microelectronics.

With this coplanar SIMMWIC technology (aluminum metallization) a microwave component, the 38GHz 8<sup>th</sup> harmonic mixer was realized. In the hybrid version the *Schottky* diodes were bonded on the mixer circuit with “flip chip” montage. In the monolithic one the *Schottky* diodes were monolithically integrated. The hybrid harmonic mixer showed a good RF performance. The 38GHz RF signal can be mixed by means of a local oscillator with 4.6GHz down to 1.2GHz. It makes possible to process the microwave signal with oscillator about 5GHz manufactured by commercial SiGe technology. The monolithic version of the harmonic mixer proved the feasibility of the aluminum metallization for the microwave component.



## Formelzeichen

$A$	Querschnittfläche
$A^*$	<i>Richardson</i> -Konstante
$a, b$	Wellenamplitude
$b$	Breite
$C$	Kapazität
$C_{ox}$	Oxidkapazität
$C_S$	Sperrschichtkapazität
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_{ox}$	Flächenspezifische Oxidkapazität
$D_{it}$	Grenzflächenzustandsdichte
$d$	Abstand, Durchmesser
$d_{ox}$	Oxiddicke
$e$	Elementarladung
$f$	Frequenz
$f_{co}$	Grenzfrequenz (cut-off Frequenz)
$G$	Leitwert
$h$	Substratdicke, <i>Planck</i> -Konstante
$I$	Strom
$I_S$	Sättigungsstrom einer Diode
$i$	Stromdichte
$i_S$	Sättigungsstromdichte einer Diode
$k$	<i>Boltzmann</i> -Konstante
$L, L_S$	Induktivität
$l$	Länge, Sperrschichttiefe
$N$	Volumendichte
$N_A, N_D$	Akzeptorenkonzentration, Donatorenkonzentration
$N_L, N_V$	effektive Zustandsdichten des Leitungs- und Valenzbands
$n$	Elektronenkonzentration
$p$	Löcherkonzentration
$Q$	Ladung
$Q_B$	Sperrschichtladung
$Q_{SS}$	Grenzflächenladung
$R$	Widerstand
$R_C$	Kontaktwiderstand

---

$R_S$	Serienwiderstand einer Diode, Schichtwiderstand des Metalls
$R_{SH}$	Schichtwiderstand des Halbleiters
$S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$	Streuparameter
$s$	Abstand
$T$	Temperatur
$t$	Zeit
$t_{Al}$	Aluminiumschichtdicke
$t_{Metall}$	Metallschichtdicke
$U$	Spannung
$U_D$	Diffusionsspannung
$U_{FB}$	Flachbandspannung
$U_T$	Temperaturspannung
$U_{th}$	Schwellspannung
$v_{th}$	Thermische Geschwindigkeit
$W$	Energie
$W_A$	Aktivierungsenergie
$W_F$	Fermienergie
$W_g$	Bandlücke
$W_i$	intrinsische Energie
$w$	Abstand, Sperrschichtweite
$w_{RLZ}$	Weite der Raumladungszone
$x$	Ortskoordinate
$Z$	komplexe Impedanz
$Z_0$	charakteristische Wellenwiderstand
$Z_L$	Wellenwiderstand, Lastwiderstand
$\alpha$	Winkel, gesamte Dämpfung
$\alpha_C$	Dämpfung des Metallleiters
$\alpha_S$	Dämpfung des Substrats
$\beta$	Phasenkonstante
$\gamma$	Ausbreitungskonstante
$\delta$	Eindringtiefe in metallische Leiter (skin depth)
$\Delta$	Änderung
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante im Vakuum
$\epsilon_{ox}$	Dielektrizitätskonstante von Siliziumdioxid
$\epsilon_r$	relative Dielektrizitätskonstante
$\eta$	Idealitätsfaktor
$\lambda, \lambda_g$	Wellenlänge
$\lambda_0$	Wellenlänge im Vakuum
$\mu_0$	Permeabilitätskonstante im Vakuum



$\Phi$	Potential, Austrittsarbeit
$\Phi_B$	Barrierehöhe
$\chi_{Si}$	Elektronenaffinität des Siliziums
$\psi_S$	Oberflächenpotential
$\rho$	spezifischer Widerstand
$\sigma$	spezifischer Leitwert
$\omega$	Kreisfrequenz



# Inhaltsverzeichnis

<i>Einleitung</i>	<i>1</i>
<b>1 Motivation</b>	<b>3</b>
<b>2 Koplanare SIMMWIC-Technologie</b>	<b>7</b>
<b>2.1 Durchführung der koplanaren SIMMWIC-Technologie</b>	<b>7</b>
2.1.1 Wachstum der aktiven Schichten auf Si-Substrat mit MBE	7
2.1.2 Aluminium Metallisierung	8
<b>2.2 Realisierung der MIM-Verbindungen und passiven Bauelemente</b>	<b>10</b>
2.2.1 MIM-Verbindungen	10
2.2.2 Passive Bauelemente	11
<b>2.3 Verlustmechanismen im koplanaren Wellenleiter</b>	<b>14</b>
2.3.1 Dämpfungskonstante der Leitung	14
2.3.2 Frequenzabhängige Materialeigenschaften	16
2.3.3 Geometrie der Koplanarleitung	19
2.3.4 Leitungsverluste in der Metallisierung (conductor losses)	20
2.3.5 Substratverluste (substrate losses)	22
2.3.6 Interface-Verluste (interface losses)	23
2.3.7 Messtechnische Charakterisierung	27
<b>3 Schottky-Mischerdioden</b>	<b>35</b>
<b>3.1 Funktionalität der Schottky-Dioden</b>	<b>35</b>
3.1.1 Metall-Halbleiter-Übergang	35
3.1.2 Sperrschichtkapazität einer Schottky-Diode	42
3.1.3 Serienwiderstand einer Schottky-Diode	44
3.1.4 MOTT-Betrieb	49
3.1.5 Grenzfrequenz	50

---

<b>3.2 Si-Schottky-Dioden mit Al und NiSi als Kontaktmaterial</b>	<b>52</b>
<b>3.3 Messtechnische Charakterisierung</b>	<b>53</b>
3.3.1 Auswertung der DC-Kennlinien von Dioden	53
3.3.2 Temperaturabhängigkeit der <i>IU</i> -Kennlinien	59
3.3.3 <i>Schottky</i> -Barrierenhöhe	60
3.3.4 <i>CV</i> -Messung und Dotierprofil	63
3.3.5 Kleinsignal-Charakterisierung	65
<b>4 Oberwellenmischer</b>	<b>67</b>
<b>4.1 Oberwellenmischer mit <i>Schottky</i>-Dioden</b>	<b>67</b>
4.1.1 Theorie der Mischung	68
4.1.2 Designschritte	74
4.1.3 Typen der Mischer	75
<b>4.2 Hybrider Oberwellenmischer</b>	<b>76</b>
4.2.1 Mischerdesign	76
4.2.2 Herstellung und Aufbau	77
4.2.3 Charakterisierung des hybriden Oberwellenmischers	80
<b>4.3 Monolithische Integration</b>	<b>84</b>
4.3.1 Konzept und Realisierung der monolithischen Integration	84
4.3.2 Charakterisierung des monolithischen Oberwellenmischers	86
<b>4.4 Demonstrator</b>	<b>88</b>
<b>5 Ausblick</b>	<b>91</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>93</b>

## Einleitung

Die Halbleiterindustrie ist eine der grössten Industrien der Welt. Das Produktspektrum setzt sich aus Mikroprozessor und Mikrokontrollor, Speicher, analoge Schaltungen, diskrete Bauelemente, Optoelektronik, Logik-Schaltungen, usw. zusammen, die zum grössten Teil mit Silizium-Technologie hergestellt werden. Sie bildet das Fundament der modernen Elektrotechnik und Informationstechnik. Die Integration von mikroelektronischen Silizium-Bauelementen zu integrierten Schaltkreisen (IC, Integrated Circuits) mit kritischen Dimensionen, die von einigen Mikrometern in den Sub-Mikrometer und zukünftig in den Nanometerbereich rücken, führt zur fortschreitenden Miniaturisierung und Leistungssteigerung. Dadurch werden die Schaltungen bzw. Systeme immer komplexer (mit höherem Integrationsgrad) und immer schneller (mit höherer Arbeitsfrequenz bzw. Geschwindigkeit und grösserer Bandbreite). Die Anwendungsbereiche werden erweitert und Neue erschlossen.

Seit mehr als 20 Jahren gewinnen die monolithisch integrierte Schaltungen im Mikrowellen- bzw. Millimeterwellenbereich immer mehr Bedeutung in Sensorik und Kommunikationssystemen. Die monolithische Integration von aktiven Bauelementen, wie Transistoren und Dioden, mit planaren Antennen und Wellenleiterstrukturen führt zum Konzept der MMICs (Microwave Monolithic Integrated Circuits). Diese Technologie wurde vorwiegend auf Basis von III-V-Verbindungshalbleiter, wie z.B. Gallium-Arsenid (GaAs), entwickelt und ist deshalb mit hohen Substrat- und Prozeßkosten verbunden.

Bereits vor längerer Zeit wurde nachgewiesen, daß niedrig dotiertes Silizium (Si) ( $<10^{13}$  Ladungsträger pro  $\text{cm}^3$ ) ebenfalls hervorragend geeignet ist als Halbleitersubstrat für verlustarme Mikrowellen-Verbindungen und Wellenleiterstrukturen [Büchler et al, 1986; Strohm et al, 1986]. Das niedrig dotierte Silizium wird üblicherweise durch einen hochreinen Ziehprozess (FZ, Float Zone) mit spezifischen Widerständen über  $1000\Omega\text{cm}$  hergestellt. Entsprechend des immer schneller wachsenden Marktes für Mobil-Kommunikationssysteme und Sensorik im Automobil, spielt der Kostenfaktor eine sehr wichtige Rolle. Die Silizium basierten MMICs (SIMMWICs, Silicon based Monolithic MicroWave Integrated Circuits) können aufgrund der Standard Silizium-Technologie der Mikroelektronik eine kostengünstige Systemlösung im Bereich von Sensorik und Kommunikationssystemen bieten. Für SIMMWIC stehen zahlreiche Si-Bauelemente mit Arbeitsfrequenzen bis zu 100 GHz zur Verfügung, wie z.B. die IMPATT-Dioden (IMPact Avalanche Transit-Time) zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen, die *Schottky*-Dioden zur Detektion und Mischung von Mikrowellensignalen, die *pin*-Dioden als Hochfrequenzschalter und zur Modulation. Der Einsatz von Silizium / Silizium-Germanium (Si/SiGe) Heterostrukturen verschiebt die Einsatzgrenze von Si-basierenden Transistoren, SiGe-HBT (Hetero Bipolartransistor), auch in den Millimeterwellenbereich, so dass der Anwendungsbereich von SIMMWIC Schaltungen erheblich gesteigert werden kann [Russer, 1998].

Die große Dielektrizitätskonstante des Siliziums ( $\epsilon_{r, Si}=11,8$ ) führt zu einer deutlichen Reduktion der Wellenlänge im Substrat im Vergleich zu der Wellenlänge im Vakuum und folglich zu einer Verkleinerung der erforderlichen Strukturen (z.B.

Antennen). Die sehr gute thermische Leitfähigkeit des Siliziums vereinfacht die Wärmeableitung von Leistungsbaulementen insbesondere bei Sendeoszillatoren beträchtlich. Die Kompatibilität der CMOS-Technologie auf dem hochohmigen FZ-Silizium ist auch bestätigt [Beck et al, 1997; Strohm et al, 1998]. Dies erlaubt eine vollständige monolithische Integration der Mikrowellen-Schaltungen mit Antennen, Mikrowellen-Komponenten, analogen und digitalen Schaltungen (Bipolar- und/oder CMOS-Technik) als Front-End-Systeme auf einem Chip.

In der MMIC-Technologie wird als Metallisierung bevorzugt Gold (Au) eingesetzt, das über einer dünnen Startschicht elektrochemisch auf einige Mikrometer dick verstärkt wird. Gold ist weich und korrosionsfest, dies erleichtert die „on wafer“ Messtechnik und die Verbindungstechnik (Bonden, Flip-Chip-Montage). Verbindungen über die Signalleitungen hinweg (z.B. Überkreuzen der Signalleitungen), oder die Verbindung zweier Masseleitungen eines koplanaren Wellenleiters werden häufig als Bonddrähte oder Luftbrücken ausgeführt. In der marktbeherrschenden Si-Mikroelektronik wird als vorherrschende Metallisierung Aluminium (Al) mit etwa 1µm Dicke eingesetzt. Für hochkomplexe und stark miniaturisierte ( $\leq 0,18\mu\text{m}$  CMOS-Technologie) Schaltkreise wird zunehmend Kupfer (Cu) als Material für Verbindungsleitungen verwendet. Aus Zuverlässigkeitsgründen werden in der Si-Mikroelektronik keine Luftbrücken eingesetzt. Die monolithische Integration der SIMMWIC-Schaltungen mit Si-Mikroelektronik drängt die SIMMWIC Metallisierung das Verfahren der Si-Mikroelektronik zu übernehmen, nämlich die Aluminium-Metallisierung.

Die meisten SIMMWIC Schaltungen sind für Mikrostreifenleitungen entworfen, die im mm-Wellen-Bereich erhebliche Einschränkungen für die Planartechnik diktieren, wie z.B. Dünnen des Substrats, Rückseitenverbindungen durch Substratlöcher, sogenannte „via holes“. Die koplanaren Wellenleiter (CPW, CoPlanar Waveguides) haben zwar höhere Verluste als die Mikrostreifenleitung, aber sie haben eine Reihe von Vorteilen, wie z.B. optimale Integration mit aktiven Bauelementen, keine Rückseiten-Prozessierung, geringe Substratanforderungen aufgrund des sehr kleinen Verlustanteils im Substrat gegenüber dem in der Metalleitung.

Die Untersuchung und Realisierung der Aluminium-Metallisierung auf Silizium in koplanarer Technologie für Anwendungen im Mikrowellenbereich mit einem 38GHz Oberwellenmischer (OWM) als Demonstrator steht im Vordergrund dieser Arbeit. Nach einer kurzen Erläuterung zur Motivation der Realisierung eines Oberwellenmischers werden die Verlustemechanismen der Aluminium koplanaren Wellenleiter auf Silizium erklärt und die Realisierung der passiven Bauelemente beschrieben. Die Funktionalität, Herstellung und Charakterisierung der *Schottky*-Mischerdioden wird in Kapitel 3 beschrieben. In Kapitel 4 ist die Realisierung und messtechnische Charakterisierung des Oberwellenmischers zusammengestellt. Zum Schluss folgt ein Ausblick über Systemintegration durch die Kombination der SIMMWIC-Technologie und MEMS-Technologie (MEMS, Micro Electro Mechanical System).

## Kapitel 1

### Motivation

In unserer modernen Informationsgesellschaft steht die „Mobilität“ immer mehr im Vordergrund. Kommunikationssysteme (wie Mobil-Kommunikation, Satelliten-Kommunikation, Satelliten-Navigation) und die Sensorik im Automobil (wie Tempomat-Radar und Abstandswarnradar) erhalten immer höhere Marktanteile. Dadurch entwickelt sich ein Massenmarkt für Halbleiter Sende- und Empfangsschaltungen im Mikrowellen- und Millimeterwellenbereich. Die kostenintensiven Bauteile für solche Systeme sind die Hochfrequenz-Komponenten für Sende- und Empfangsmodule wegen ihrer hohen Anforderung an Frequenzstabilität, Schmalbandigkeit, Leistungspegel und Rauschverhalten. Nur die Systemanbieter werden sich durchsetzen, die neben der Erfüllung der elektrischen Spezifikationen auch preisgünstige Lösungen anbieten können, da der Kostendruck für diese Systeme enorm ist. Die SIMMWIC-Technologie ist eine optimale Lösung, die die beiden Anforderungen erfüllen kann.

Für die Verbindungen zwischen den Basisstationen der zellularen Funknetze werden sogenannte Mini-Links (HF Sende- und Empfangsmodule) benötigt. Diese Mini-Links arbeiten im Frequenzbereich von 38GHz bzw. in zukünftigen Systemen bei 55GHz und 59GHz. Diese HF-Module werden zur Zeit in hybrider Schaltungstopologie mit diskreten GaAs-Bauelementen aufgebaut und sind entsprechend arbeitsaufwendig und teuer. Eine monolithische Lösung, insbesondere mit preisgünstiger SIMMWIC-Technologie, bietet enorme Kostenvorteile und eine höhere Zuverlässigkeit.

Die zwei Millimeterwellen-Komponenten der Mini-Link-Module sind der 38GHz-VCO (voltage controlled oscillator) und der 38GHz-Mischer. Die Nutzsignale werden durch den Mischer auf Sendefrequenz (Aufwärtsmischung) bereitgestellt oder aus den Empfangssignalen auf Zwischenfrequenz herunter gemischt (Abwärtsmischung).

Die Spezifikation des Mixers [Filleböck et al, 1999] in diesem Mini-Link-Modul ist in Tab. 1.1 zusammengefasst.

Tab. 1.1: Spezifikation des 38GHz-Oberwellenmischers

Signalfrequenz 38GHz-Band	36,7GHz - 39,9GHz
Signalleistung	<-10dBm
Konversionsverlust	<35dB
Konversionsverlust-Welligkeit	<5dBpp
LO-Anpassung	>7dB
HF-Anpassung	>10dB
ZF-Anpassung	>10dB
ZF-Spurious bzgl. ZF-Signal	<-40dBc @ $f \leq 2470\text{MHz}$

Die Arbeitsfrequenz eines Lokaloszillators (LO) mit kommerzieller SiGe-Technologie erreicht um 5GHz eine Ausgangsleistung von ca. 15dBm. Um die Nutzsignale aus 38GHz-Empfangssignalen herunter zu mischen, wird die 8-te Oberwelle des LO-Signals mit 4,6GHz benötigt. Mit den gut dimensionierten *Schottky*-Dioden lässt sich ein Mischer mit einer Arbeitsfrequenz bis zu 100GHz realisieren. In Bezug auf die Spezifikation dieser Anwendung (Tab. 1.1) ist ein 8-ter Oberwellenmischer (OWM) sehr attraktiv, weil erstens die LO-Leistung gross genug ist, um die 8-te Oberwelle mit der für Mischung notwendigen Leistung zu erzeugen, zweitens trotz dem hohen Konversionsverlust von 35dB der Leistungspegel des Mischprodukts (hier das Nutzsignal), für weitere Signalverarbeitung genügend ist. Dadurch kann eine 38GHz Millimeterwellen-Komponente mit einfachem Schaltungsdesign realisiert werden. Dieser Oberwellenmischer wird mit einem kommerziellen LO bei 4,6GHz betrieben.

Im allgemeinen sind die meisten Prozesse der SIMMWIC-Technologie aus der Standard Si-Technologie der Mikroelektronik übernommen. Wegen der HF-Eigenschaften des Si-Substrats werden einige Änderungen bzw. Modifikationen eingefügt.

Das hochohmige und somit verlustarme Silizium (*p*-Typ) mit einem spezifischen Widerstand  $\rho_{Si} > 1000 \Omega \text{cm}$  ist das Ausgangsmaterial für die SIMMWIC-Schaltungen. Die erste Schicht für die aktiven Bauelemente ist in der Regel ein dicker und hochdotierter  $n^{++}$ -„Buried Layer“, der die Anforderung an einen sehr niedrigen Schichtwiderstand und Kontaktwiderstand erfüllen soll. Die Isolation zwischen den aktiven Bauelementen und dem *p*-Si-Substrat wird durch den  $n^+/p$ -Übergang erreicht. Dieser „Buried Layer“ wird durch ein- oder zweistufige Implantation und anschliessendes Ausheilen (annealing) hergestellt. Danach erfolgt das epitaktische Wachstum der Schichten für aktive Bauelemente. Die monokristalline Schichtenfolge wird zur Zeit hauptsächlich mit MBE (Molecular Beam Epitaxie) im Ultravakuum hergestellt. Die Vorteile sind die genaue Kontrollierbarkeit und Flexibilität der MBE-Anlage. Für eine *n*-*Schottky*-Diode ist auf dem „Buried Layer“ nur eine einzige *n*-dotierte Epitaxie-Schicht zu wachsen. Dagegen sind für ein Si/SiGe-HBT eine Reihe von Schichten mit unterschiedlichen Dotierungen und verschiedenem Material zu wachsen. Die Basis eines SiGe-HBT ist beispielsweise eine SiGe-Schicht mit hoher Dotierung (*p*-Typ).

Die Strukturierung folgt mit mehreren Lithographie- und Ätzschritten. In Bezug auf die Materialeigenschaften werden sowohl die Prozessschritte der Standard Si-Technologie als auch modifizierte oder sogar neue entwickelte Prozesse je nach Bauelementen verwendet, wie z.B. KOH-Ätzen des Emitterfingers bei einem Si/SiGe-HBT.

Bisher wurde Gold (Au) aufgrund einiger Vorzüge als Metallisierung für SIMMWIC-Schaltungen verwendet. Die Metallisierung startet mit einer dünner Haftschrift (z.B. 10-100nm Ti oder Cr), da Gold auf Si und Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) nicht gut haftet. Um die gegenseitige Diffusion zwischen Si, Ti und Au zu verhindern wird eine Zwischenschicht (z.B. Pt, oder TiW) als Barriere aufgebracht. Dann wird die Metallisierung mit Au galvanisch auf eine Dicke von ca.  $3 \mu\text{m}$  verstärkt. Für das Überkreuzen der Leitungen und die Verbindung zwischen Masseleitungen der Koplanarleitung werden Luftbrücken mit einer Höhe von ca.  $2-3 \mu\text{m}$  eingesetzt [Strohm, 1994].



Wenn die Schaltungen in Mikrostreifenleitung entworfen sind, ist eine Rückseiten-Prozessierung erforderlich. Zuerst wird das Substrat je nach der Breite der Signalleitung typischerweise von  $525\mu\text{m}$  auf ca.  $100\mu\text{m}$  gedünnt, um eine  $50\Omega$ -Umgebung zu gewährleisten. Der nächste Schritt ist das Ätzen der Kontaktlöcher von der Rückseite zu den Massekontakten auf der Vorderseite. Anschliessend folgt die Rückseiten-Metallisierung und gleichzeitig die Füllung der Kontaktlöcher. Diese Rückseitenprozessierung ist sehr aufwendig [Strohm, 1994].

Während die Mikrostreifenleitung einige Vorteile bietet, wie z.B. geringe Dämpfung, hohe Güte für Oszillatoren und einfache Aufbautechnik für MCM (Multi Chip Modul), zeigt die Koplanarleitung eine gute Integrationsfähigkeit von Bauelementen mit einfacher Technologie trotz relativ hoher Leitungsdämpfung. In Abb. 1.1 ist eine Mikrostreifenleitung und eine Koplanarleitung mit elektrischen Feldlinien dargestellt. Die Substratdicke ist  $525\mu\text{m}$ , unverändert bei der Koplanarleitung, während sie bei der Mikrostreifenleitung auf ca.  $100\mu\text{m}$  gedünnt ist.

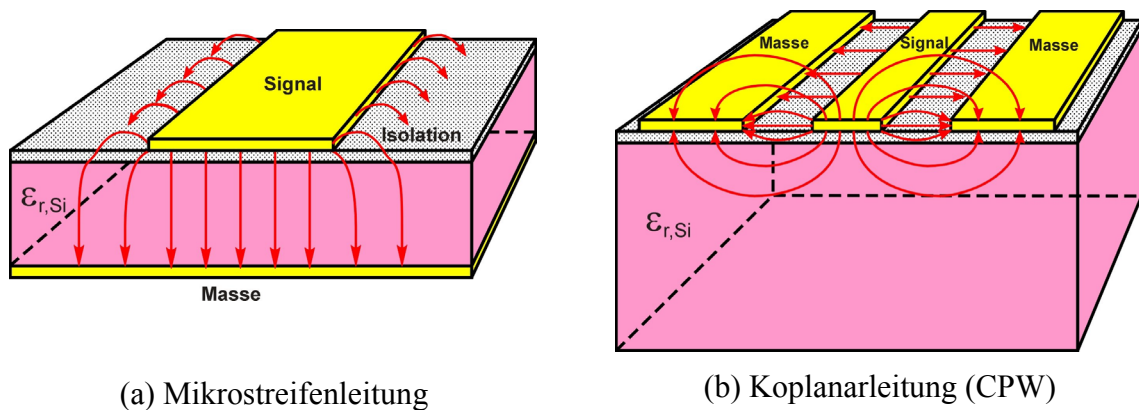


Abb. 1.1: Elektrische Feldlinien in Mikrostreifenleitung und CPW.

Da alle elektrischen Feldlinien bei einer Mikrostreifenleitung durch das Substrat verlaufen (Abb. 1.1a), ist die Anforderung an das Substrat sehr hoch. Dagegen treten bei einer CPW weniger als 50% der Feldlinien in das Substrat. Dadurch ist der Einfluss des spezifischen Widerstandes des Substrats kleiner als der bei einer Mikrostreifenleitung. Mit einer kleinen Dimension der Koplanarleitung (z.B. eine Breite der Signalleitung von  $20\mu\text{m}$ ) und einer relativ dicken, isolierenden Passivierungsschicht (z.B.  $\text{SiO}_2$ ) konzentrieren sich die elektrischen Feldlinien zwischen Signal- und Masseleitung in der Nähe der Oberfläche. Dadurch können die hohen Anforderungen an ein Substrat für SIMMWIC-Schaltungen stark reduziert werden. Die Eignung des mediumohmigen Czochralski-Siliziums (CZ-Si,  $\rho_{Si} \approx \text{ca. } 100\Omega\text{cm}$ ) für Mikrowellenanwendungen ist im Rahmen dieser Arbeit auch untersucht worden.

Für das finale Ziel der monolithischen Integration der SIMMWIC-Schaltungen mit analogen und digitalen Schaltungen als Systemlösung ist eine Standard Metallisierung der Si-Technologie auch für SIMMWIC-Schaltungen erforderlich. Die erste Wahl ist das Aluminium. Die Prozesse, wie Abscheidung und Strukturierung, sind wohl bekannt. Aber das Detail über den Einfluss auf die Mikrowellen-Anwendungen, insbesondere in Bezug auf das hochohmige Si-Substrat war noch nicht bekannt. Deshalb ist der erste Schritt die grundlegende Untersuchung der Aluminium-Metallisierung für SIMMWIC-Schaltungen. Da die koplanare Technologie sehr einfach und geeignet für die monolithische Integration ist, wird diese Technologie für die Realisierung der

Mikrowellenschaltung ausgewählt. Die Luftbrücken werden durch eine „alte“ Verbindungsleitung unter „neuem“ Hochfrequenzaspekt in Verbindung mit Aluminium-Metallisierung ersetzt. Obwohl man die höhere Leitungsdämpfung gegenüber der Mikrostreifenleitung in Kauf nehmen muss, sind aber dafür keine Rückseitenprozesse nötig.

Aluminium wurde auch als Kontaktmaterial für *Schottky*-Mischerdioden verwendet. Zur Modulation der *Schottky*-Barrierenhöhe wurde auch Nickelsilizid als Kontaktmaterial untersucht. Der Silizierungsprozess ist kompatibel zum Aluminium-Prozess.

Nach den grundlegenden Untersuchungen an Material und entsprechenden Prozessen wurde ein monolithisch integrierter 38GHz-Oberwellenmischer als Endziel angestrebt. Mit einem geeigneten Design für *Schottky*-Dioden mit Aluminium- bzw. Nickelsilizid-Kontakt soll eine Grenzfrequenz über Terahertz erreicht werden. Die Verluste der passiven Schaltung sollen durch passende technologische Prozesse klein gehalten werden, um die Funktionalität der Schaltung nicht durch eine parasitäre Dämpfung im Wellenleiter zu stören.

Ein gelungener Demonstrator beweist die Eignung der Aluminium-Metallisierung für Mikrowellen- und Millimeterwellen-Anwendungen. Durch die parallelen Entwicklungen in bezug auf VCO (voltage controlled oscillator) [Rheinfelder et al, 1999; Sinnesbichler et al, 2000], LNA (low noise amplifier) [Zoschg et al, 2000; Schuppner et al, 2000] auf der Basis von Si/SiGe-Heterostrukturen und MEMS werden kostengünstige komplette Systemlösungen über 100GHz hinaus mit Si/SiGe-Technologie erreichbar.

## **Kapitel 2**

### **Koplanare SIMMWIC-Technologie**

Die am Institut für Halbleitertechnik (IHT) der Universität Stuttgart entwickelte SIMMWIC-Technologie hat zwei besondere Merkmale, Aluminium als Metallisierung und koplanare Schaltungsumgebung. Da die Koplanarleitung (CPW) für die Wellenstrukturen verwendet werden, ist die Substratdicke für den charakteristischen Wellenwiderstand der CPW nicht mehr relevant, wenn die Breite der Signalleitung viel kleiner als die Substratdicke ist. Dadurch sind die aufwendigen Prozessschritte für das Substratdünnen und das Ätzen von Kontaktlöchern von der Rückseite zur Vorderseite („via holes“) nicht mehr nötig. Die notwendige Luftbrücken-Technologie für die Überkreuzung der Signalleitungen und die Verbindung der Masseleitungen der Koplanarleitung ist wegen der Zuverlässigkeit durch MIM- (Metal-Insulator-Metal) Verbindungen ersetzt worden.

Die Prozessdurchführung dieser Technologie zusammen mit der Herstellung der passiven Bauelemente wird in dem ersten Abschnitt vorgestellt. Die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften für die Eignung der Aluminium-Koplanarleitung für Hochfrequenz-Anwendungen im Mikrowellenbereich ist der Schwerpunkt dieses Kapitels.

#### **2.1 Durchführung der koplanaren SIMMWIC-Technologie**

##### **2.1.1 Wachstum der aktiven Schichten auf Si-Substrat mit MBE**

Ausgangsmaterial der SIMMWIC-Technologie ist ein hochohmiges *FZ*-Si Substrat (*p*-Typ,  $<100>$ ) mit einem spezifischen Widerstand  $\rho_{Si} > 1000 \Omega \text{cm}$ . Dieses halb isolierende Material ist eine Grundvoraussetzung für eine sehr niedrige Dämpfung der Wellenausbreitung in SIMMWIC-Schaltungen. Für manche Anwendungen mit Mikrostreifenleitung wird ein Si-Substrat mit einem spezifischen Widerstand  $\rho_{Si} > 10.000 \Omega \text{cm}$  verwendet. Dagegen ist ein spezifischer Widerstand von  $\rho_{Si} > 1000 \Omega \text{cm}$  ausreichend für koplanare Schaltungen, da der Beitrag des Substrats zur gesamten Dämpfung weniger als 10% beträgt [Zhao et al, 1998]. (Siehe auch Abschnitt 2.3.) Die Untersuchung der Eignung eines mediumohmigen *CZ*-Si Substrats mit einem spezifischen Widerstand  $\rho_{Si} \approx \text{ca.} 100 \Omega \text{cm}$  als Ausgangsmaterial für HF-Anwendungen wird auch in dieser Arbeit durchgeführt.

Nach einem Reinigungsschritt wird eine Schichtenfolge für entsprechende Bauelemente auf dem *FZ*-Si Substrat mit einer MBE- (Molecular Beam Epitaxie) Anlage unter Ultrahochvakuum ( $< 5 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$ ) gewachsen (Abb. 2.1). Die erste Schicht ist eine sehr hoch dotierte Schicht, die als „Buried Layer“ fungiert. In der Regel ist diese Schicht *n*-dotiert für die Isolation gegenüber dem *p*-Substrat. Diese Schicht hat eine Dicke von 300 - 500nm und eine Dotierung über  $10^{20} / \text{cm}^3$ , dadurch kann ein ohmscher

Kontakt zur Schicht gewährleistet werden. Das MBE-Verfahren erlaubt ein flexibles Bauelementdesign, ein genaues Schichtprofil und einen schnellen Prozessdurchlauf. Mit MBE-Verfahren wird die gesamte Schichtenfolge in einem Prozess gewachsen. Dies ergibt eine gute Schichtqualität. Abb. 2.1 zeigt eine Schichtenfolge für eine *Schottky*-Diode und einen *npn*-Bipolartransistor für HF-Anwendung als Beispiel.

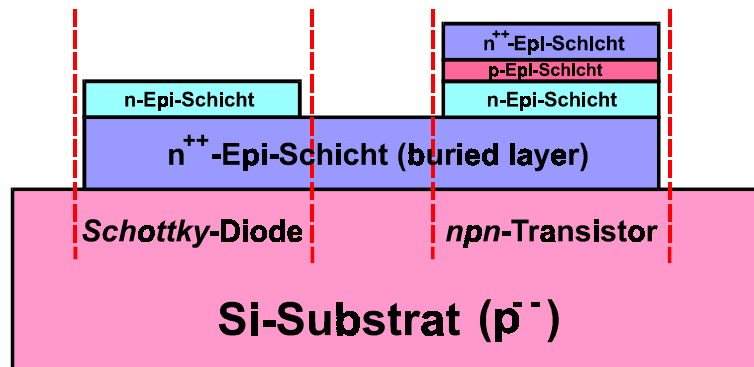


Abb. 2.1: Schichtenfolge einer *Schottky*-Diode und eines *npn*-Bipolartransistors auf FZ-Si Substrat.

Die mit MBE hergestellte Schichtenfolge wird mit der Standard Si-Technologie durch Lithographie- und Ätz-Schritte strukturiert und anschliessend mit einer Oxidschicht passiviert. Je nach der Komplexität der aktiven Bauelemente werden entsprechende Masken gebraucht, um die Bauelemente herzustellen.

### 2.1.2 Aluminium Metallisierung

Bevor eine Aluminium-Schicht abgeschieden wird, wird eine Oxidschicht ( $\text{SiO}_2$ ) aufgebracht. Für eine Schicht mit kritischem Temperaturbudget wird ein unter Niedrigtemperatur hergestelltes Oxid eingesetzt, wie PECVD- (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) Oxid oder Sputter-Oxid. Für die aktiven Schichten, die ein grosses Temperaturbudget vertragen, wird ein RTP- (Rapid Thermal Processing) Oxid bei  $1150^\circ\text{C}$  mit einer sehr guten Qualität verwendet. Am IHT ist ein RTP von Steag AST SHS280 im Einsatz. Bei der Herstellung der passiven Schaltung wird ebenfalls das RTP-Oxid auf FZ-Si Substrat mit einer Dicke von 200nm eingesetzt (Abb. 2.2a). Die gute Qualität des RTP-Oxids führt zu einer geringen Zustandsdichte an der Grenzfläche (Interface) zwischen Silizium und Oxid und dadurch zu einem geringeren Verlust der Koplanarleitung und einer höheren Güte der spiralförmigen Induktivität.

Zwei Aluminium-Metallisierungen werden für die kompletten SIMMWIC-Schaltungen eingesetzt. Die Abscheidung des Aluminiums findet in der Metall-Sputter-Anlage statt. Die erste Aluminium-Schicht hat eine Dicke von 300nm (Abb. 2.2a). Diese Schicht wird als Gegenelektrode eines MIM-Kondensators und Verbindungsleitung für die spiralförmige Spule und die MIM-Verbindung verwendet. Bevor die zweite Aluminium-Metallisierung erfolgt, wird eine Niedertemperatur-Oxidschicht (PECVD- oder Sputter-Oxid) zwischen den beiden Aluminium-Schichten aufgebracht (Abb. 2.2b). Diese Oxidschicht dient nicht nur als Dielektrikum für den MIM-Kondensator, sondern auch als Isolation zwischen der Verbindungsleitung und der Signalleitung. Eine begrenzte Nutzfläche auf dem Chip fordert eine geringe Dicke des Dielektrikums für den Plattenkondensator, um hohe Kapazität zu erreichen.

Dagegen ist ein grosser Abstand zwischen Verbindungsleitung und Signalleitung für eine gute Isolation wünschenswert. Deshalb ist die Dicke dieser Schicht auf 200nm als ein Mittelweg optimiert. Die zweite Aluminium-Schicht mit einer Dicke von 1µm dient als die Hauptmetallisierung für die passive Schaltung, wie Wellenleiterstrukturen, MIM-Kondensatoren und spiralförmige Spulen, und den Kontakt zu den aktiven Bauelementen (Abb. 2.2c). Abb. 2.2 und Abb. 2.3 zeigen schematisch den Prozessablauf einer Koplanarleitung mit MIM-Verbindungen als Beispiel.

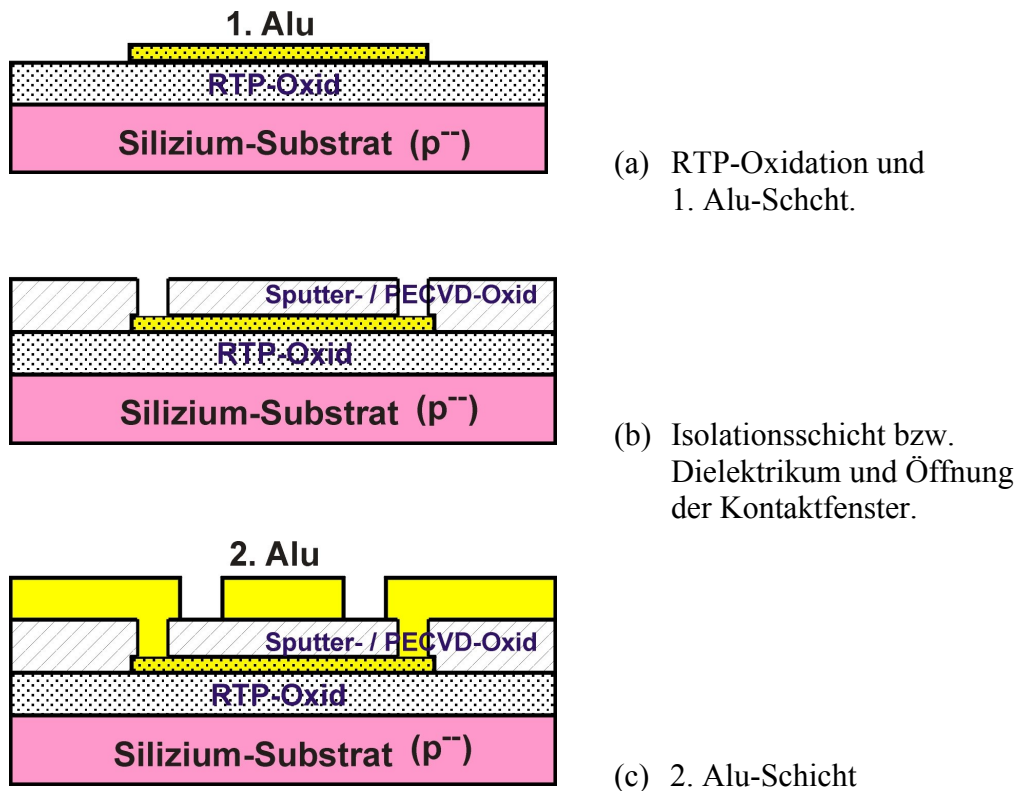


Abb. 2.2: Prozessablauf zur Herstellung der passiven Bauelemente.

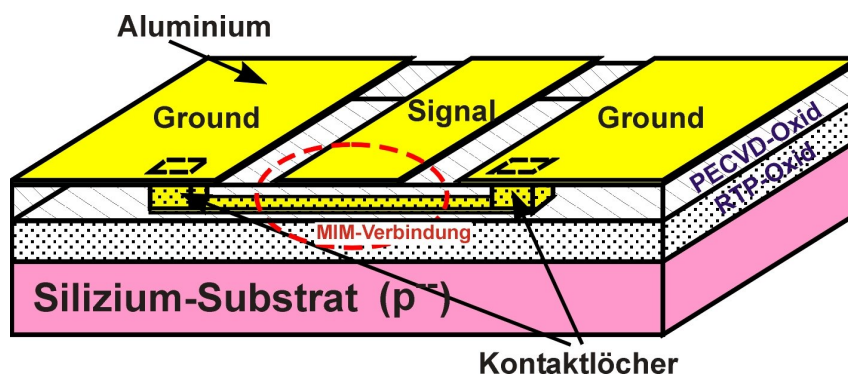


Abb. 2.3: MIM-Verbindung in einer CPW

Für die Herstellung der passiven Schaltung sind drei Masken notwendig, zwei für die Strukturierung der zwei Metallebenen und eine für die Öffnung der Oxidfenster zu der ersten Aluminium-Ebene.

## 2.2 Realisierung der MIM-Verbindungen und passiven Bauelemente

### 2.2.1 MIM-Verbindungen

Aus Zuverlässigkeitsgründen werden keine Luftbrücken in der Standard Si-Technologie verwendet. Das natürliche Aluminiumoxid erschwert auch eine galvanische Verstärkung auf einige Mikrometer. Statt dessen wurden die MIM-Verbindungen nach dem in Abb. 2.2 dargestellten Prozessablauf hergestellt und charakterisiert [Zhao et al, 2000a]. Da die Isolationsschicht gleichzeitig auch das Dielektrikum für den MIM-Kondensator ist, beträgt der Abstand zwischen den beiden Metallebenen nur 200nm, somit mußte die Breite der MIM-Verbindung (Brücken) stark verkleinert werden, um die dadurch hervorgerufenen Störungen der Wellenausbreitung zu minimieren. Abb. 2.4 zeigt eine Raster-Elektronen-Mikroskopie-(REM)-Aufnahme einer MIM-Verbindung mit einer Brückenbreite von  $1\mu\text{m}$ .

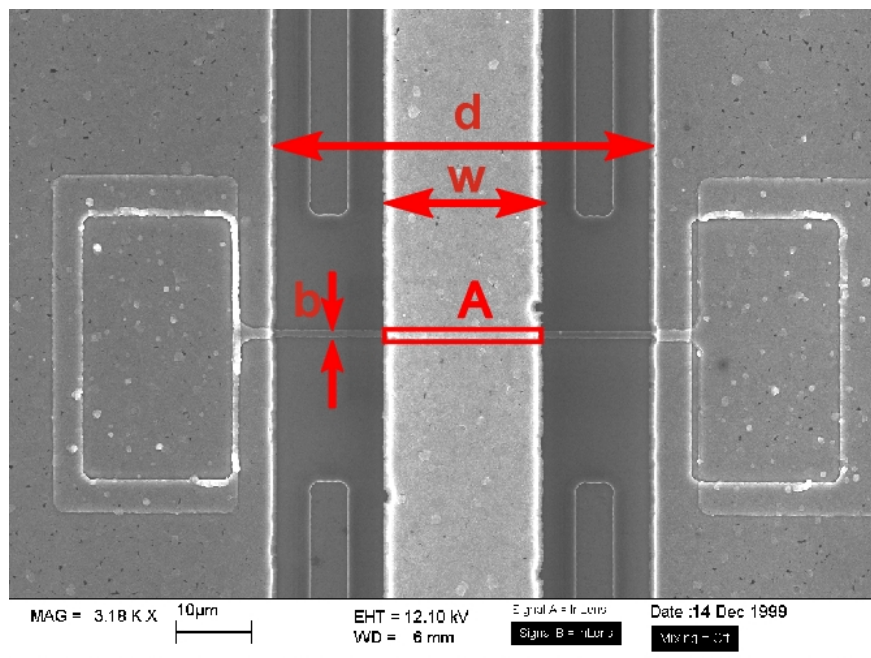


Abb. 2.4: REM-Aufnahme einer MIM-Verbindung

In Tab. 2.1 sind die zusätzlich entstehenden Kapazitäten einer  $1\mu\text{m}$ - bzw. einer  $5\mu\text{m}$ -breite MIM-Verbindung im Vergleich zu einer ebenfalls realisierten Luftbrücke [Schöllhorn et al, 1999] (mit einer Brückenbreite von  $30\mu\text{m}$ ) aufgetragen. Hier wurde nur die zusätzlich entstehende Kapazität betrachtet, die verstärkten Einfluss auf die Störung hat. Die genaue Modellbildung und Simulation sind in [Beilenhoff, 1996; Klingbeil, 1997] beschrieben.

S-Parametermessungen von Leitungen mit 6 MIM-Verbindungen im Vergleich zu einer Referenzleitung zeigen die geringe zusätzliche Dämpfung. Für eine Brückenbreite von  $1\mu\text{m}$  liegt die Dämpfung im Bereich der Referenzleitung. Gemessen wurden Leitungen mit einer Länge  $l=1\text{mm}$ , einer Signalleitungsbreite  $w=20\mu\text{m}$  und einem Abstand  $d=50\mu\text{m}$  zwischen den beiden Massemetallisierungen. Abb. 2.5 zeigt die Messung der  $S_{21}$ -Parameter der Leitungen mit MIM-Verbindungen und der Referenzleitung. Die Breite der MIM-Verbindung von  $5\mu\text{m}$  ist hinreichend für die

meisten Anwendungen. Dieser Typ von MIM-Verbindungen wurde bei der Realisierung der Mischerschaltung eingesetzt.

Tab. 2.1: Vergleich von MIM-Verbindungen mit einer Luftbrücke

	Luftbrücke	MIM-Verbindung 1	MIM-Verbindung 2
relative Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r$	1,0	3,9	3,9
Abstand der Metallebenen	1,2 $\mu\text{m}$	0,2 $\mu\text{m}$	0,2 $\mu\text{m}$
Brückenbreite $b$	30 $\mu\text{m}$	1 $\mu\text{m}$	5 $\mu\text{m}$
Breite der Signalleitung $w$	20 $\mu\text{m}$	20 $\mu\text{m}$	20 $\mu\text{m}$
Abstand d. Masseleitungen $d$	50 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$
Überdeckte Fläche $A=b w$	600 $\mu\text{m}^2$	20 $\mu\text{m}^2$	100 $\mu\text{m}^2$
Kapazität $C$	4fF	3,43fF	17,15fF

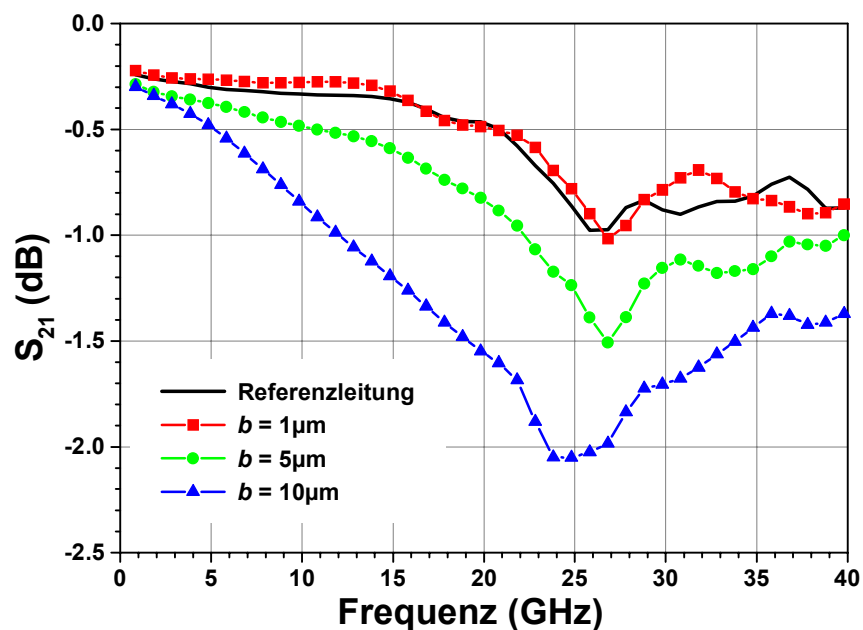


Abb. 2.5:  $S_{21}$ -Parameter Messung der koplanaren Leitungen mit 6 MIM-Verbindungen.

### 2.2.2 Passive Bauelemente

Induktivitäten und Kapazitäten sind für eine HF-Schaltung unerlässlich. Mit dem selben Prozessablauf zur Herstellung der MIM-Verbindung wurden auch Induktivitäten in Form von spiralförmigen Spulen und Kapazitäten in Form von MIM-Kondensatoren realisiert und untersucht.

Insgesamt wurden 6 verschiedene Induktivitäten mit Windungszahlen zwischen 1,5 und 6,5 realisiert. Nach einer Untersuchung an Messdaten und dreidimensionalen

Feldsimulationsergebnissen haben Mohan et al. [Mohan et al, 1999] die *Wheeler-Formel* [Wheeler, 1929] für Induktivität modifiziert, wodurch die Gültigkeit in die kleine Dimension erweitert wurde. Die Induktivität einer spiralförmigen Spule kann berechnet werden durch

$$L = K_1 \mu_0 \frac{n^2 d_{avg}}{1 + K_2 \rho}, \quad (2.1)$$

mit der Permeabilität des Vakuums  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9} \text{H/cm}$ , dem mittleren Durchmesser  $d_{avg} = (d_{out} + d_{in})/2$  und dem Füllfaktor  $\rho = (d_{out} - d_{in})/(d_{out} + d_{in})$  (Abb. 2.6). Für eine quadratische spiralförmige Spule sind die Konstanten  $K_1 = 2,34$  und  $K_2 = 2,75$ .

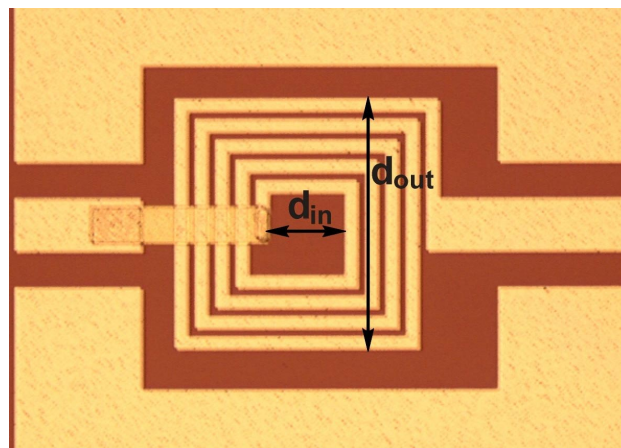


Abb. 2.6: Spiralförmige Spule in einer koplanaren Umgebung

Abb. 2.6 zeigt ein Mikroskopbild einer spiralförmigen Spule mit 4,5 Windungen. Die gemessenen Induktivitäten sowie die berechneten Werte nach Gl. (2.1) sind in Abb. 2.7 dargestellt. Wie aus Abb. 2.7 ersichtlich stimmen die gemessenen und die berechneten Werte sehr gut überein. Für die Induktivitäten ergibt sich eine Güte von 5-6 bei einer Frequenz von 6GHz.

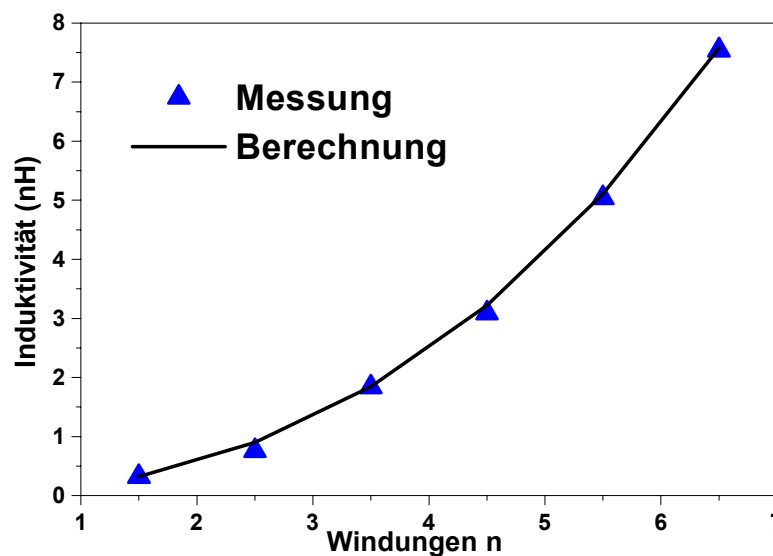
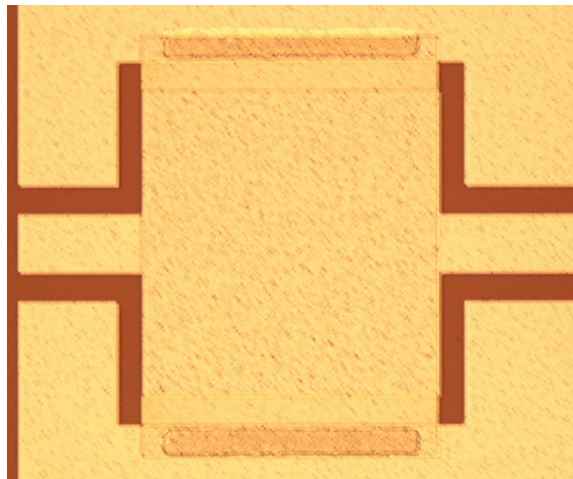


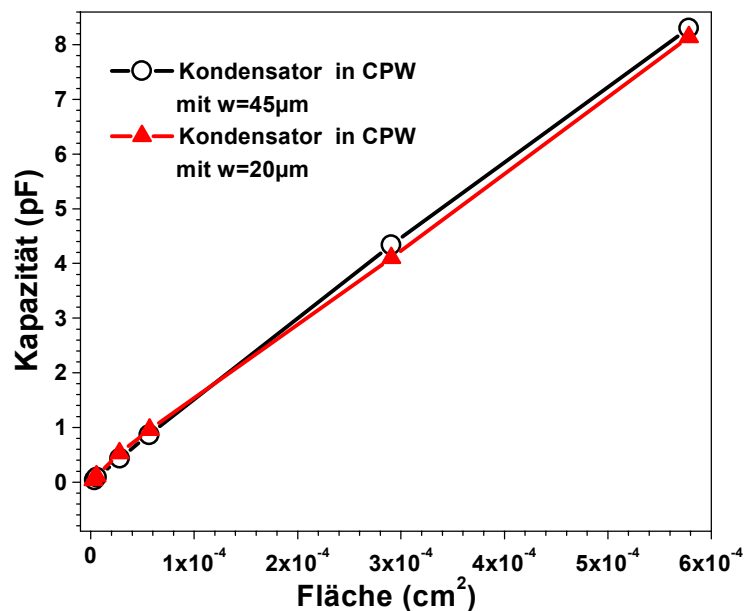
Abb. 2.7: Induktivität in Abhängigkeit von der Anzahl der Windungen



Kapazitäten werden zur Trennung von Gleich- und HF-Spannung sowie für Filter benötigt. Als Dielektrikum wurde ein 200nm dickes PECVD-Oxid eingesetzt. Dieses Oxid besitzt eine relative Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r=3,9$ , somit ist eine flächenspezifische Kapazität von  $c_{ox} = \epsilon_0 \epsilon_r / d_{ox} = 0,17 \text{ fF} / \mu\text{m}^2$  zu erwarten. In Abb. 2.8a ist das Mikroskopbild eines MIM-Kondensators von 10pF dargestellt. Die gemessenen Kapazitäten in Abhängigkeit der Fläche der Probe V62-1 sind in Abb. 2.8b dargestellt. Die gemessene Oxiddicke ist 230nm und die Messung ergibt eine flächenspezifische Kapazität von  $c_{ox} = 0,144 \text{ fF} / \mu\text{m}^2$  ( $\epsilon_0 \epsilon_r / d_{ox} = 0,150 \text{ fF} / \mu\text{m}^2$ ).



(a) MIM-Kondensator in einer koplanaren Umgebung



(b) Gemessene Kapazitäten der MIM-Kondensatoren

Abb. 2.8: MIM-Kondensator und ihre gemessene Kapazität

## 2.3 Verlustmechanismen im koplanaren Wellenleiter

### 2.3.1 Dämpfungskonstante der Leitung

Im allgemeinen lässt sich ein Wellenleiter mit einer Länge  $l$  durch den Wellenwiderstand (charakteristische Impedanz)  $Z_0$  und die Ausbreitungskonstante  $\gamma$  beschreiben (Abb. 2.9a). Für eine homogene Leitung kann die Leitung als die Summe aller Teilstücke mit einer Länge  $\Delta x$  betrachtet werden. Das übliche Ersatzschaltbild eines Teilstücks ist in Abb. 2.9b dargestellt. Es wird durch einen Serienwiderstand  $R'\Delta x$ , eine Serieninduktivität  $L'\Delta x$ , einen Paralleleitwert  $G'\Delta x$  und eine Parallelkapazität  $C'\Delta x$  beschrieben. Hierbei ist der Widerstandsbelag  $R'$  (Widerstand pro Längeneinheit), Induktivitätsbelag  $L'$  (Induktivität pro Längeneinheit), Ableitungsbelag  $G'$  (Leitwert pro Längeneinheit) und Kapazitätsbelag  $C'$  (Kapazität pro Längeneinheit) abhängig von den Materialeigenschaften und der Leitungsgeometrie.

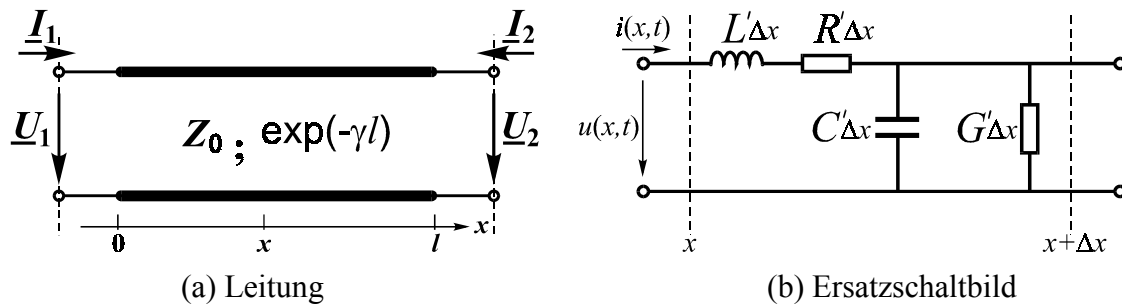


Abb. 2.9: Leitung und Ersatzschaltbild für einen Leitungsabschnitt.

Für eine sich mit der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi f$  ausbreitende Welle ist der Wellenwiderstand  $Z_0$  und die Ausbreitungskonstante  $\gamma$  gegeben durch

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} \quad \text{und} \quad (2.2)$$

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')} \quad (2.3)$$

mit der Dämpfungskonstante  $\alpha$  und der Phasenkonstante  $\beta$ . Man erhält den linearen Zusammenhang zwischen den Amplituden  $U_1$  bzw.  $I_1$  von Spannung bzw. Strom am Leitungsanfang ( $x=0$ ) und den entsprechenden Amplituden  $U_2$  bzw.  $I_2$  von Spannung bzw. Strom am Leitungsende ( $x=l$ )

$$\begin{bmatrix} U_2 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma l) & -Z_0 \sinh(\gamma l) \\ \frac{1}{Z_0} \sinh(\gamma l) & \cosh(\gamma l) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1 \\ I_1 \end{bmatrix}. \quad (2.4)$$

Die exakte Lösung zur Bestimmung des Wellenwiderstandes (Gl. (2.2)) und der Ausbreitungskonstante (Gl. (2.3)) ist in [Vlcek and Zinke, 2000] zu finden. Bei schwach gedämpften Leitungen sind die Verlustfaktoren

$$\frac{R'}{\omega L'} \ll 1 \quad \text{und} \quad \frac{G'}{\omega C'} \ll 1. \quad (2.5)$$

Damit erhält man näherungsweise einen reellen Wert für den Wellenwiderstand

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}}. \quad (2.6)$$

Unter dieser Bedingung kann die Wurzel in Gl. (2.3) in eine Reihe entwickelt werden.

$$\begin{aligned} \gamma &= j\omega\sqrt{L'C'} \sqrt{\left(1 - j\frac{R'}{\omega L'}\right) \left(1 - j\frac{G'}{\omega C'}\right)} \\ &\approx j\omega\sqrt{L'C'} \left(1 - j\frac{R'}{2\omega L'}\right) \left(1 - j\frac{G'}{2\omega C'}\right) \\ &\approx \frac{R'}{2\sqrt{L'/C'}} + \frac{G'}{2}\sqrt{L'/C'} + j\omega\sqrt{L'C'} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Damit ergibt sich für die Phasenkonstante aus Gl. (2.7)

$$\beta = \omega\sqrt{L'C'} = \frac{\omega}{v_{ph}} = \frac{2\pi}{\lambda_g} \quad (2.8)$$

mit der Phasengeschwindigkeit  $v_{ph} = 1/\sqrt{L'C'}$  und der Wellenlänge  $\lambda_g$  in der Leitung. Die Dämpfungskonstante nach Gl. (2.7) ist

$$\alpha = \frac{R'}{2\sqrt{L'/C'}} + \frac{G'}{2}\sqrt{L'/C'} = \alpha_c + \alpha_s. \quad (2.9)$$

Der erste Term in Gl. (2.9) stellt den Dämpfungsbeitrag von den ohmschen Verlusten in Leiterbahnen (conductor losses,  $\alpha_c$ ) dar

$$\alpha_c = \frac{R'}{2\sqrt{L'/C'}}. \quad (2.10)$$

Der zweite Term beschreibt den Energieverbrauch in dielektrischen Medien (z.B. Substrat). Im allgemeinen ist ein effektiver Verlustwinkel  $\tan\delta_{eff}$  der dielektrischen Medien definiert als

$$\tan\delta_{eff} = \frac{G'}{\omega C'} = q_{eff} \tan\delta \quad (2.11)$$

mit einem von der Geometrie abhängigen Füllfaktor  $q_{eff}$  und dem Verlustwinkel  $\tan\delta$  des Dielektrikums. Damit ergibt sich für die Verluste im Substrat

$$\alpha_s = \frac{G'}{2}\sqrt{L'/C'} = \frac{\omega\sqrt{L'C'}}{2} \tan\delta_{eff} = \frac{\pi}{\lambda_g} \tan\delta_{eff}. \quad (2.12)$$

Für ein absolut isolierendes Substrat ist der Substratverlust  $\alpha_s$  durch den Energieverbrauch des Polarisationsvorgangs verursacht. Dieser Anteil kann durch den Imaginärteil  $\varepsilon''$  der komplexen Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$  beschrieben werden. Aber im allgemeinen muss die Leitfähigkeit des dielektrischen Substrats berücksichtigt werden. Die komplexe Dielektrizitätskonstante erweitert sich unter der Berücksichtigung der Substratleitfähigkeit  $\sigma_{Sub}$  zu

$$\varepsilon_c = \varepsilon' - j\left(\varepsilon'' + \frac{\sigma_{Sub}}{\omega}\right). \quad (2.13)$$

Der Index  $c$  weist auf Leitfähigkeit (conductivity) hin [Paolo, 2000]. Die bekannte Definition vom Verlustwinkel wird somit

$$\tan\delta = \frac{|\operatorname{Im}(\varepsilon_c)|}{\operatorname{Re}(\varepsilon_c)} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} + \frac{\sigma_{Sub}}{\omega\varepsilon'} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon_0\varepsilon_r} + \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot \varepsilon_0\varepsilon_r \cdot \rho_{Sub}} \quad (2.14)$$

mit  $\varepsilon' = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  und dem spezifischen Widerstand des Substrats  $\rho_{Sub} = \frac{1}{\sigma_{Sub}}$ .

Gemäss Gl. (2.12) und (2.14) bestehen die Substratverluste aus zwei Anteilen:

1. dem dielektrischen Verlust infolge der Polarisation. Dieser Verlustanteil

$\frac{\pi}{\lambda_g} \cdot q_{eff} \cdot \frac{\varepsilon''}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}$  steigt linear mit zunehmenden Frequenzen.

2. dem Substratverlust infolge der Leitfähigkeit des Substrats. Dieser Anteil

$\frac{\pi}{\lambda_g} \cdot \frac{q_{eff}}{2\pi f \varepsilon_0 \varepsilon_r \rho_{Sub}}$  ist frequenzunabhängig. Insbesondere für Halbleiter mit

kleinem spezifischen Widerstand  $\rho_{Sub}$  dominiert dieser Anteil.

Für Silizium-Substrat ist der 1. Anteil in einem Frequenzbereich bis zu 100GHz gegenüber dem 2. Anteil sehr klein und kann vernachlässigt werden.

Für einen koplanaren Wellenleiter auf Si-Substrat tragen neben den ohmschen Leitungsverlusten in der Metallisierung und den Substratverlusten infolge der Leitfähigkeit auch die Interface-Verluste zur gesamten Leitungsdämpfung ( $\alpha$ ) bei. Die Interface-Verluste sind durch induzierter Ladungsträger an der Oxid/Si-Grenzfläche verursacht. Die drei Mechanismen sind verantwortlich für den Hauptteil der beobachteten Verluste. Bei sehr hohen Frequenzen soll die Abstrahlung des Wellenleiters berücksichtigt werden.

Die Analyse der Messergebnisse zeigt, dass die Aluminium-Koplanarleitung mit einem Oxid, das eine sehr gute Qualität hat, als Wellenleiter im Mikrowellenbereich geeignet ist.

### 2.3.2 Frequenzabhängige Materialeigenschaften

#### A. Aluminium

Einige wichtige chemisch-physikalische Eigenschaften von Aluminium und anderen Metallen sind in Tab. 2.2 aufgelistet. Aluminium hat eine spezifische Leitfähigkeit in der selben Grössenordnung wie Gold, Silber und Kupfer.

Für das Hochfrequenzverhalten von Leiterbahnen sind die Skin-Effekt-Tiefe  $\delta$  und der Hochfrequenz-Schichtwiderstand  $R_S$  bedeutsam. Die Skin-Effekt-Tiefe  $\delta$  nimmt mit zunehmender Frequenz  $f$ , bzw. abnehmender Wellenlänge  $\lambda$  ab

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot \sigma_{Metall} \cdot \mu_0 \cdot f}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot c \cdot \lambda \cdot \rho_{Metall}}{\pi}} \quad (2.15)$$

mit spezifische Leitfähigkeit  $\sigma_{Metall}$  bzw. spezifischer Widerstand  $\rho_{Metall} = 1/\sigma_{Metall}$ , Permeabilität im Vakuum  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9} \text{H/cm}$ , Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-14} \text{As/Vcm}$  und Lichtgeschwindigkeit  $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 2,997 \cdot 10^{10} \text{cm/s}$ .

Den Frequenzverlauf der Skin-Effekt-Tiefe  $\delta$  in Aluminium zeigt Abb. 2.10. Die Skin-Effekt-Tiefe  $\delta$  beträgt  $1\mu\text{m}$  bei 7GHz,  $0,5\mu\text{m}$  bei 28GHz und  $0,33\mu\text{m}$  bei 63GHz.

Tab. 2.2: Wichtige physikalische Eigenschaften einiger Metalle.

		Aluminium (Al)	Gold (Au)	Silber (Ag)	Kupfer (Cu)
$\sigma_{Metall}$ spezifische Leitfähigkeit (* $10^7$ S/m)	bei 25°C	3,6914	4,4346	6,1843	5,8411
	bei 27°C	3,659	4,4033	6,1387	5,7071
$\rho$ Dichte bei 25°C (g/cm <sup>3</sup> )		2,7	19,3	10,5	8,96
$E$ -Modul (* $10^{11}$ N/m <sup>2</sup> )		0,8	0,73		
$\alpha$ Ausdehnungskoeffizient bei 25°C (* $10^{-6}$ /K)		23,1	14,2	18,9	16,5
$c$ Wärmekapazität bei 25°C und konstantem Druck (J/gK)		0,897	0,129	0,235	0,389
$\lambda$ thermische Leitfähigkeit bei 27°C (W/cmK)		2,37	3,17	4,29	4,01
$T_m$ Schmelzpunkt (°C)		660,32	1064,18	961,78	1084,62
$T_e$ Eutektikum mit Si (°C)		577	370		
$\Phi$ Austrittsarbeit (eV)		4,08	5,1	4,26	4,65

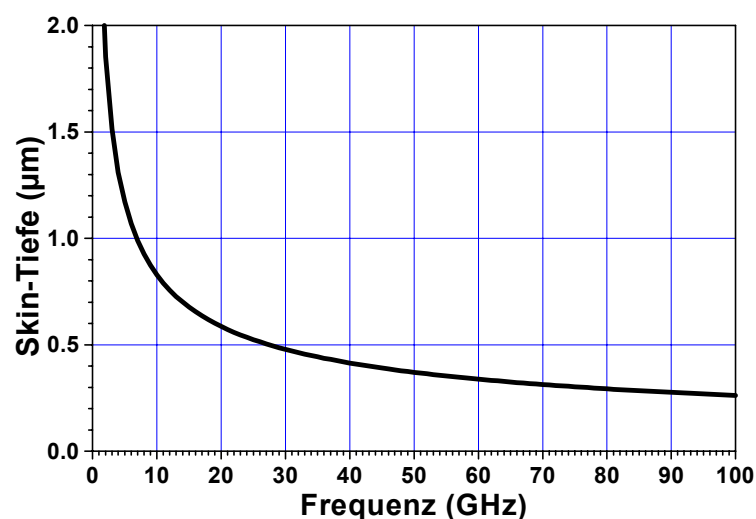


Abb. 2.10: Skin-Effekt-Tiefe in Aluminium-Leiterbahnen.

Der Hochfrequenz Schichtwiderstand  $R_S$  einer Metalloberfläche wird beschrieben durch einen Einheitsflächenquader mit der Dicke  $\delta$

$$R_S = \frac{\rho_{Metall}}{\delta} = \sqrt{\pi \cdot f \cdot \rho_{Metall} \cdot \mu_0} = \sqrt{\frac{\pi \cdot \rho_{Metall}}{\epsilon_0 \cdot c \cdot \lambda}}, \quad (\text{für } t_{Metall} > 3\delta). \quad (2.16)$$

Eine Leiterbahn der Dicke  $t_{Metall} > 3\delta$  hat einen Widerstand  $R_S/2$ , da zwei Oberflächen zur Leitung beitragen. Ist die Schichtdicke  $t_{Metall} < 2\delta$ , überlappen sich die

Skin-Effekt-Tiefen, und für  $t_{Metall} < \delta$  kann der Schichtwiderstand einer Oberfläche als frequenzunabhängig (Gleichstromwert) angesehen werden.

$$R_S = \frac{2\rho_{Metall}}{t_{Metall}}, \quad (\text{für } t_{Metall} < 2\delta) \quad (2.17)$$

Der typische Verlauf des Schichtwiderstands  $R_S$  für eine  $1\mu\text{m}$  dicke Aluminium-Leiterbahn ist in Abb. 2.11 wiedergegeben. Der Schichtwiderstand im Gleichstromfall wurde hier so definiert (Dicke  $t_{Metall}/2$ ), dass der Gesamtwiderstand aus Ober- und Unterseite als  $R_S/2$  gegeben ist.

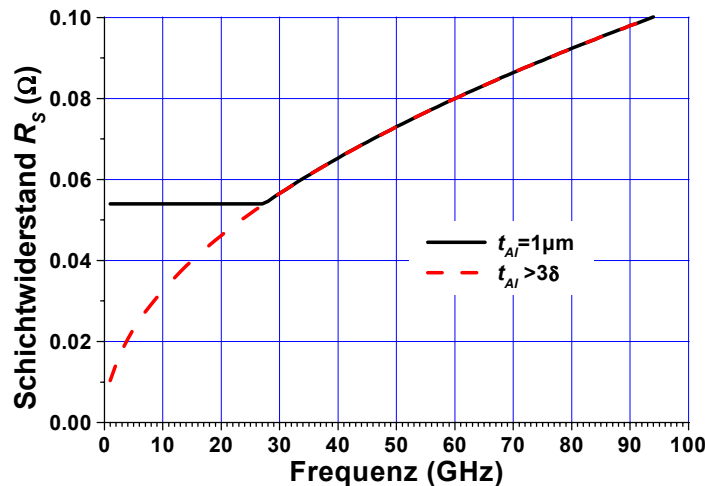


Abb. 2.11: Schichtwiderstand  $R_S$  einer  $1\mu\text{m}$  dicken Aluminium-Leiterbahn.

### B. Hochohmiges Silizium

Einige Daten von Silizium (Si) sind in Tab. 2.3 zusammengestellt. Zusätzliche Daten sind gesammelt in Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in science and technology (Group III, Volume 17) und in EMIS-Datareviews, Properties of Crystalline Silicon (No. 20).

Tab. 2.3: Physikalische Eigenschaften von Silizium bei 300K.

relative Dielektrizitätskonstante $\epsilon_{Si}$	11,8
Spezifischer Widerstand $\rho_{Si}$	$>1000 \Omega\text{cm}$
Dielektrischer Verlustwinkel (90GHz)	$1,3 \cdot 10^{-3} (\pm 30\%)$
Thermische Wärmeleitfähigkeit	1,31 W/cmK
Beweglichkeit der Elektronen $\mu_n$	$1450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Beweglichkeit der Löcher $\mu_p$	$505 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Sättigungsgeschwindigkeit	$8 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$
Dichte	$2,33 \text{ g/cm}^3$

Schwierigkeiten bereitet nur die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten und des Verlustwinkels  $\tan\delta$ , da hochreine Halbleiter für Energien unterhalb der Bandlücke weitgehend transparent sind und die Messung der intrinsischen Absorption und des Verlustwinkels entsprechend kompliziert sind. Bei dotierten (extrinsischen) Halbleitern sind die Verluste hauptsächlich durch Ladungsträger verursacht und daher keine Konstante, sondern eine Funktion der Dotierung. Der spezifische Widerstand ist gegeben durch

$$\rho_{Si} = \frac{1}{en\mu} \quad (2.18)$$

mit Elementarladung  $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{As}$ , Ladungsträgerkonzentration  $n$  (oder  $p$ ), Beweglichkeit  $\mu$ .

Der Verlustwinkel des Si-Substrates nach Gl. (2.14) als Folge der Leitfähigkeit des Halbleiters ist gegeben durch

$$\tan \delta = \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \rho_{Si}}. \quad (2.19)$$

Im allgemeinen soll der intrinsische Anteil des Dielektrikums  $\epsilon''/\epsilon'$  zur Gl. (2.19) addiert werden. Dieser intrinsische Anteil  $\epsilon''/\epsilon'$  von Silizium ist sehr klein ( $\ll 1,3 \cdot 10^{-3}$ ) und mit hohen Unsicherheiten behaftet. Aus diesem Grund wird nur der durch die Leitfähigkeit des Siliziums hervorgerufene Verlustanteil (Gl. (2.19)) berücksichtigt.

Die Schwierigkeiten bei der Messung werden in der grundlegenden Arbeit von Afasar et al. [Afasar et al., 1983] beschrieben. Die Autoren untersuchten nominell undotiertes Si mit einem spezifischem Widerstand von etwa  $8000 \Omega \text{cm}$ . Die Bor-Restdotierung bestimmt in hochohmigen Si-Substraten den spezifischen Widerstand. Intrinsisches Si ist nicht verfügbar, es hätte bei Raumtemperatur einen spezifischen Widerstand von etwa  $300.000 \Omega \text{cm}$ . Die Autoren fanden im Frequenzbereich  $90 \text{GHz} - 400 \text{GHz}$  einen konstanten Absorptionskoeffizienten ( $0,13 \text{ Neper/cm}$ ), ein deutlicher Hinweis auf extrinsische Ursachen. Die Messungen von Afasar zeigen ein Absinken des Verlustwinkels  $\tan\delta$  mit ansteigender Frequenz ( $\sim 1/f$ ) auf  $4 \cdot 10^{-4}$ . Der intrinsische Anteil ist somit kleiner als  $4 \cdot 10^{-4}$ .

### 2.3.3 Geometrie der Koplanarleitung

Die Geometrie eines koplanaren Wellenleiters ist in Abb. 2.12 dargestellt. Das Ausgangsmaterial ist hochohmiges Silizium ( $\rho_{Si} > 1000 \Omega \text{cm}$ ). Die Metall-Leiterbahnen (Signalleitung und Masseleitungen) mit einer Dicke von  $t_{Al} = 1 \mu\text{m}$  sind auf einer

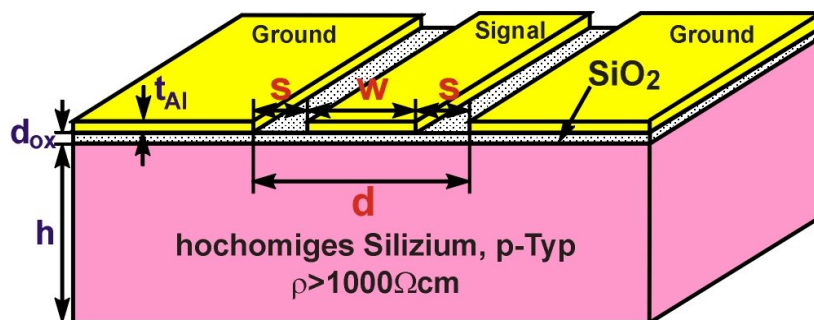


Abb. 2.12: Geometrie der Koplanarleitung (CPW).

isolierenden Oxidschicht (Dicke  $d_{ox}$ ) aufgebracht. Darin ist  $w$  die Breite der Signalleitung,  $s$  der Abstand zwischen Signalleitung und Masseleitung,  $d$  der Abstand zwischen den beiden Masseleitungen und  $h$  die Substratdicke.

### 2.3.4 Leitungsverluste in der Metallisierung (conductor losses)

Die in den metallischen Leiterbahnen auftretenden Verluste in CPW wurden für eine "Slot line" Anordnung berechnet [Owyang and Wu, 1958] und später auf Koplanarleitungen übertragen [Hoffmann, 1983; Wadell, 1991; Ghione, 1993; Guenkova, 1998]. Druck- und Übertragungsfehler führten zu unterschiedlichen Darstellungen. Die typische Abhängigkeit von den verschiedenen Parametern zeigt z.B. die im Lehrbuch von Gupta [Gupta et al, 1996] angegebene Beziehung, die im folgenden auf die hier verwendeten Dimensionsangaben  $w$ ,  $d$  und  $k=w/d$  umgeschrieben ist. Die Leitungsverluste  $\alpha_C$  (in dB/cm) betragen

$$\alpha_C = \frac{20}{\ln 10} \cdot \frac{R_S \sqrt{\epsilon_{r,eff}}}{240\pi \cdot K(k)K(k')(1-k^2)} [\Phi(w) + \Phi(d)] \quad (2.20)$$

mit der elliptischen Integrale  $K(k)$  [Abramovitz, 1972], dem komplementären Modul  $k' = \sqrt{1-k^2}$  und der Hilfsfunktion

$$x \cdot \Phi(x) = \pi + \ln \left( 4\pi \cdot \frac{x}{t_{Metall}} \cdot \frac{1-k}{1+k} \right). \quad (2.21)$$

In Gl. (2.21) ist  $t_{Metall}$  die Dicke der metallischen Leiterbahn.

Für die elliptischen Integrale gibt es Näherungen, die die exakten Werte [Jahnke et al, 1960] brauchbar ( $\pm 20\%$ ) wiedergeben [Hoffmann, 1983]. In dieser Arbeit wurden numerische Berechnungsverfahren (MatLab) verwendet. Die Werte für  $K(k)$ ,  $K(k')$  und den Quotienten  $K(k)/K(k')$  sind in Abb. 2.13 wiedergegeben.

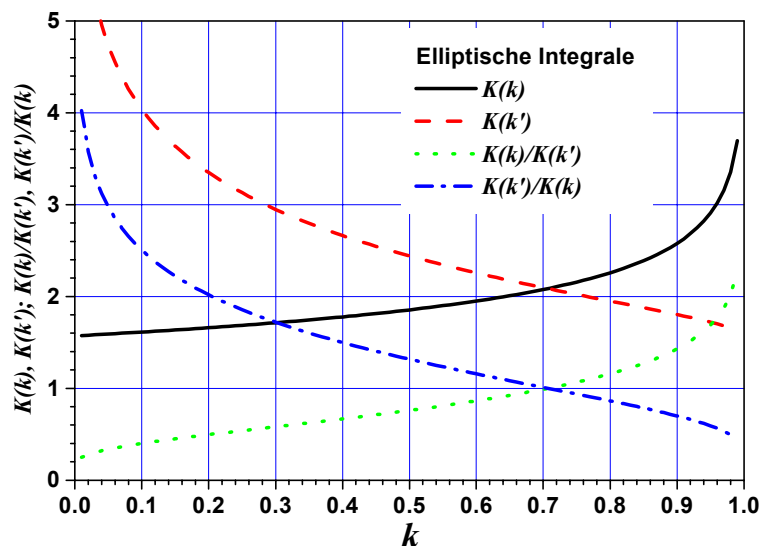


Abb. 2.13: Elliptische Integrale.



Das Geometrieverhältnis  $k=w/d$  bestimmt auch den charakteristischen Wellenwiderstand  $Z_0$  (Tab. 2.4)

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{r,eff}}} \cdot \frac{K(k')}{K(k)} \quad (2.22)$$

Tab. 2.4: Wellenwiderstand  $Z_0$  als Funktion des Geometrieverhältnisses  $k=w/d$  (mit  $\epsilon_{r,eff} \approx 6,4$ ).

$k$	0,08	0,21	0,36	0,5	0,67	0,92
$Z_0(\Omega)$	100	75	60	50	40	25

Eine übersichtlichere Darstellung der Leitungsverluste  $\alpha_C$  erhält man durch Bezugnahme auf den Wellenwiderstand  $Z_0$ , wie zuerst von Gopinath [Gopinath, 1982] gezeigt, indem er die Größe  $\frac{\alpha_C}{R_S/(Z_0d)}$  als Funktion von  $k$  darstellt.

Kombiniert man die Beziehungen für  $\alpha_C$  [Ghione,1993] und  $Z_0$  so erhält man

$$\frac{\alpha_C}{R_S/(Z_0d)} = \frac{20}{\ln 10} \cdot \frac{1}{8(1-k^2)K^2(k)} \cdot \left[ \frac{1}{k} \cdot w\Phi(w) + d\Phi(d) \right] \quad (2.23)$$

Gopinath berechnete die Ladungsverteilung und die Stromverteilung numerisch für Au Leitungen auf GaAs (für  $\epsilon_r=13,0$ ,  $t_{Metall}=5\mu\text{m}$ ,  $d=1,2\text{mm}$ ,  $h=0,635\text{mm}$ ). Das wesentliche Ergebnis ist in Abb. 2.14 wiedergegeben. Zum Vergleich wurden die für Si (mit  $d=40\mu\text{m}$ ) ermittelten Werte nach Gl. (2.23) auch in Abb.2.14 dargestellt.

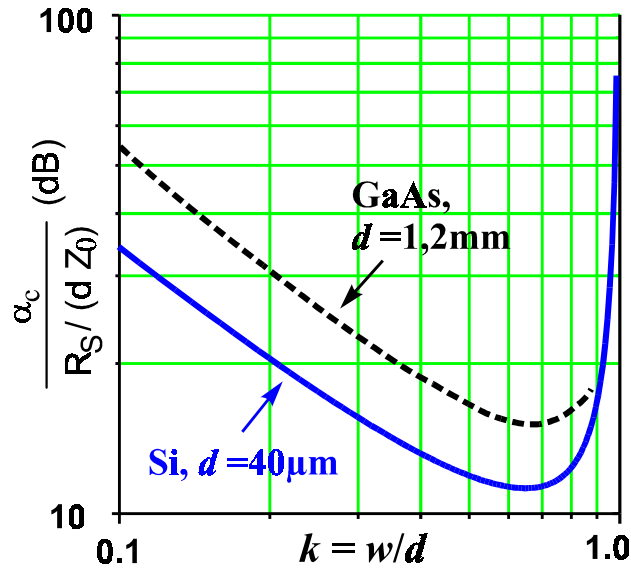


Abb. 2.14: Normalisierter Leitungsverlust  $\frac{\alpha_C}{R_S/(Z_0d)}$  als Funktion des Geometriefaktor  $k$  für GaAs (strichliert) [Gopinath, 1982]. Zum Vergleich die für Si ( $d=40\mu\text{m}$ ) ermittelten Werte nach Gl. (2.23)

Die Formulierung von Gopinath mit den nach der Ghione Formel ermittelten Zahlenwerten wurde hier benützt (Gl. 2.23).

Alle Modelle nehmen an, dass die Metalldicke  $t_{Metall} > 3\delta$  ist. Diese Bedingung ist für  $1\mu\text{m}$  Aluminium-Leiterbahnen erst bei einer Frequenz  $f > 60\text{GHz}$  erfüllt. Deswegen

wird im weiteren angenommen, dass die geringe Metalldicke durch einen entsprechenden Ansatz für den Schichtwiderstand (Gl. (2.16)) berücksichtigt wird.

Für die angestrebten kleinen Wellenleiterdimensionen  $w$ ,  $d$  kann die Substratdicke  $h$  in erster Näherung vernachlässigt werden. Die effektive Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_{r,eff}$  ist dann einfach

$$\epsilon_{r,eff} = 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2}, \text{ für } h \rightarrow \infty. \quad (2.24)$$

Für endliche Werte von  $h$  lautet die Beziehung für  $\epsilon_{r,eff}$

$$\epsilon_{r,eff} = 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{K(k_1)/K(k'_1)}{K(k)/K(k')} \text{ mit } k_1 = \frac{\sinh(\pi \cdot w/4h)}{\sinh(\pi \cdot d/4h)} \quad (2.25)$$

Für ein  $50\Omega$ -CPW ( $k=w/d \approx 0,5$ ) ist der normierte Leitungsverlust nach Gl. (2.23) (Abb. 2.14)  $\frac{\alpha_C}{R_S/(Z_0 d)} \approx 12$ . Mit dem Schichtwiderstand  $R_S$  einer  $1\mu\text{m}$  dicken Al-

Leiterbahn (Abb. 2.11) können die Leitungsverluste  $\alpha_C$  in der Al-Metallisierung näherungsweise berechnet werden. Abb. 2.15 zeigt diese Näherungswerte für die  $1\mu\text{m}$  dicken Al-CPW mit  $w=20\mu\text{m}$  ( $d=2w=40\mu\text{m}$ ) und  $w=45\mu\text{m}$  ( $d=2w=90\mu\text{m}$ ). Ohne aufwendige numerische Berechnung kann man dadurch brauchbare Näherungswerte für die Leitungsdämpfung gewinnen.

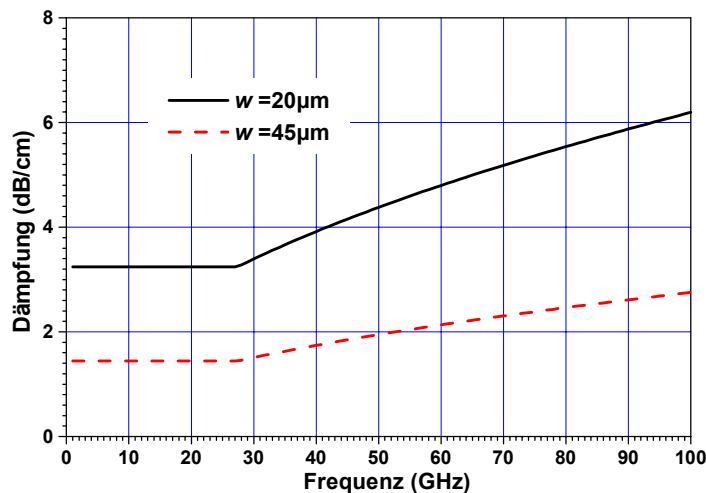


Abb. 2.15: Leitungs­dämpfung in  $1\mu\text{m}$  dicken Al-CPW mit  $w=20\mu\text{m}$  und  $w=45\mu\text{m}$  nach Gl. (2.23).

### 2.3.5 Substratverluste (substrate losses)

Man spricht gern von dielektrischen Verlusten, obwohl im Halbleiter die freien Ladungsträger den Hauptanteil der Substratverluste tragen. Durch einen frequenzabhängigen Verlustwinkel  $\tan\delta \sim 1/f$  kann die Ladungsträgeranregung mit dem Formalismus für Substratverluste beschrieben werden. Zur Umrechnung in praktisch Verwendete Einheiten (dB/cm) wird der Vorfaktor  $20/\ln 10$  angefügt.

$$\alpha_s = \frac{20\pi}{\ln 10} \frac{q \varepsilon_r \cdot \tan \delta}{\varepsilon_{r,eff} \lambda_g} \quad (\text{dB/Länge}) \quad (2.26)$$

Der Füllfaktor  $q$  und die Wellenlänge  $\lambda_g$  in der Leitung sind gegeben durch

$$q = \frac{\varepsilon_{r,eff} - 1}{\varepsilon_r - 1}, \text{ bzw.} \quad (2.27)$$

$$\lambda_g = \frac{c}{f \sqrt{\varepsilon_{r,eff}}}. \quad (2.28)$$

Mit Gl. (2.19) und bei Verwendung eines dicken Substrats ( $h \rightarrow \infty$ ) vereinfacht sich die Beziehung für die Substratverluste zu

$$\begin{aligned} \alpha_s &= \frac{20\pi}{\ln 10} \cdot \frac{1}{4\pi \sqrt{\varepsilon_{r,eff}} \varepsilon_0 c \rho_{Si}} = \frac{20}{\ln 10} \cdot \frac{\eta_0}{4\sqrt{\varepsilon_{r,eff}} \rho_{Si}} \\ &= \frac{20}{\ln 10} \cdot \frac{30\pi}{\sqrt{\varepsilon_{r,eff}} \rho_{Si}} \quad (\text{dB/Länge}) \end{aligned} \quad (2.29)$$

mit  $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ ,  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi$  ( $\Omega$ ). Für Silizium sind die Substratverluste in der Tab. 2.5 zusammengestellt.

Tab. 2.5: Substratverluste für dicke Si-Substrate ( $h \rightarrow \infty$ ).

Spezifischer Widerstand $\rho_{Si}$ ( $\Omega\text{cm}$ )	10 000	1000	100	10
Substratverluste $\alpha_s$ (dB/cm)	0,032	0,32	3,2	32

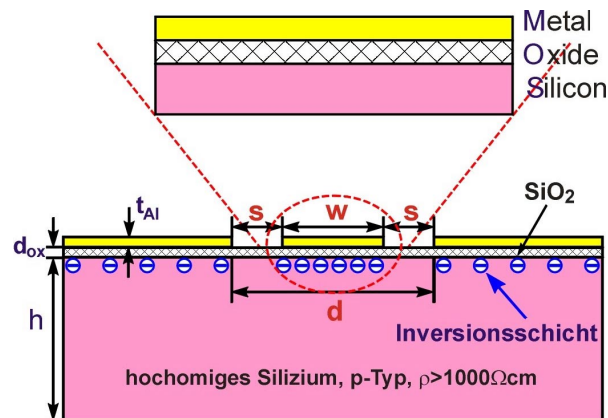
Die Substratverluste sind *frequenzunabhängig* und *geometrieunabhängig*. Sie sind für hochohmiges Silizium ( $\rho_{Si} > 1000\Omega\text{cm}$ ) kleiner als 15% der Leitungsverluste wie ein Vergleich von Abb. 2.15 mit Tab. 2.5 zeigt.

### 2.3.6 Interface - Ladungen

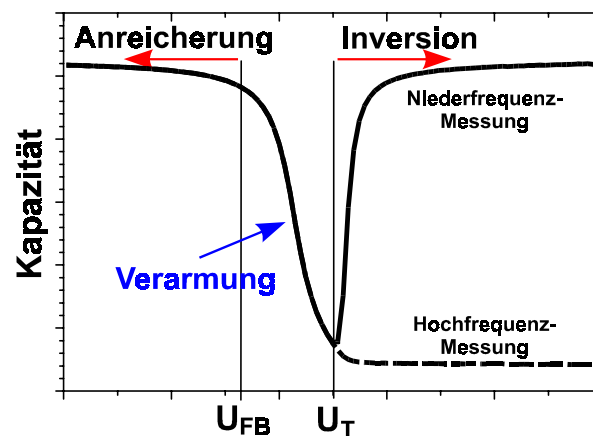
Die Interface-Verluste sind auf die influenzierten Ladungsträger an der Grenzfläche zwischen Isolationsschicht (z.B. Oxid) und Silizium zurückzuführen. Dieser Anteil ist vom Arbeitspunkt abhängig und wird deshalb im Gegensatz zu den Substratverlusten extra eingeführt [Zhao et al, 2002].

Die Struktur der konventionellen Koplanarleitung kann als ein MOS- (Metal-Oxide-Silicon) Varaktor betrachtet werden (Abb. 2.16a). Mittels einer Bias-Spannung kann der MOS-Varaktor vom Zustand der Anreicherung über die Verarmung in den Zustand der Inversion und umgekehrt umgeschaltet werden. Dieser Effekt kann durch eine Kapazitäts-Spannungs-Messung ( $CV$ -Messung) nachgewiesen werden. Als Grenze zwischen den Zuständen ist die Flachband-Spannung  $U_{FB}$  und die Schwellspannung  $U_{th}$  definiert. Eine typische  $CV$ -Kurve eines MOS-Varaktors auf  $p$ -Si ist in Abb. 2.16b dargestellt.

Die Konzentration der influenzierten Ladungsträger an der Grenzfläche direkt unter dem Oxid kann sehr unterschiedliche Werte annehmen. Dieser Wert ist abhängig von der Höhe der angelegten Bias-Spannung. Für hochohmiges Silizium ( $10^{13}\text{cm}^{-3}$   $p$ -Typ, ca.  $1000\Omega\text{cm}$ ) mit einer 200nm dicke idealen Oxidschicht (d.h. keine Grenzflächenzustände) können die Ladungsträgerkonzentrationen  $p=5 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$  in



(a) Struktur.

(b)  $CV$ -Kurve.Abb. 2.16: CPW als ein MOS-Varaktor und  $CV$ -Kurve.

Anreicherung für  $U=-5\text{V}$  bzw.  $n=8,5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$  in Inversion für  $U=+5\text{V}$  erreichen (Abb. 2.17). Die zugehörige  $CV$ -Kurve zeigt eine Schwellenspannung  $U_{th}=0,3\text{V}$ .

In Anreicherung für  $U=-5\text{V}$  erreicht man eine durchschnittliche Löcherkonzentration von  $p = 4,2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$  innerhalb von  $1\mu\text{m}$  unter der Oxidschicht (von  $x=0,2\mu\text{m}$  bis  $1,2\mu\text{m}$ ) durch eine Integration über die Löcherkonzentration  $p(x)$  (Abb. 2.17a). Dies entspricht einem spezifischen Widerstand von  $4\Omega\text{cm}$ . Durch eine Integration über die Elektronenkonzentration  $n(x)$  für  $U=+5\text{V}$  erhält man eine durchschnittliche Elektronenkonzentration von  $n = 5,4 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$  bzw. einen spezifischen Widerstand von  $1\Omega\text{cm}$  (Abb. 2.17b). Damit wird das hochohmige Substrat ( $>1000\Omega\text{cm}$ ) oberflächennah zu einem niederohmigen (einige  $\Omega\text{cm}$ ). Dies führt zu einem grösseren Substratverlust  $\alpha_s$  nach Gl. (2.29).

Der Einfluss der Isolationsschicht auf die gesamten Leitungsdämpfung wurde in [Wu et al., 1998; Gamble et al., 1999] berichtet. In den Veröffentlichungen wurden einige Massnahmen zur Reduzierung der gesamten Leitungsdämpfung vorgeschlagen. Wu et al. [Wu et al., 1998] schlug vor, das Oxid im Spalt zwischen Signalleitung und Masseleitung mit einem Trench-Ätzen zu entfernen. Wenn die Passivierung notwendig

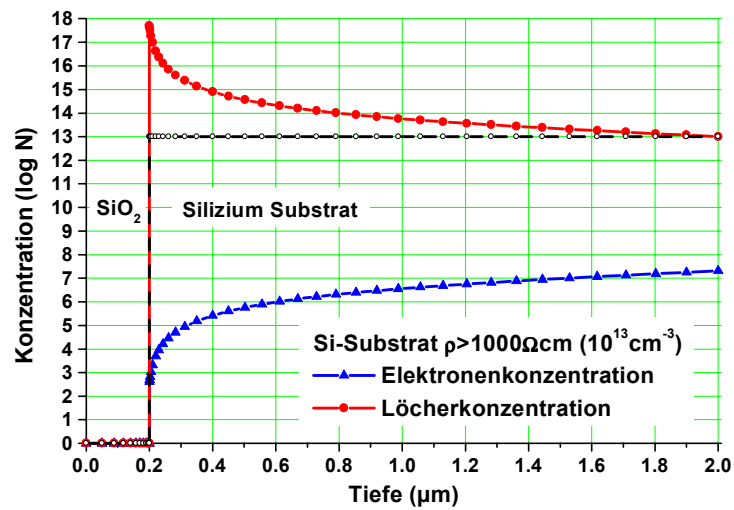
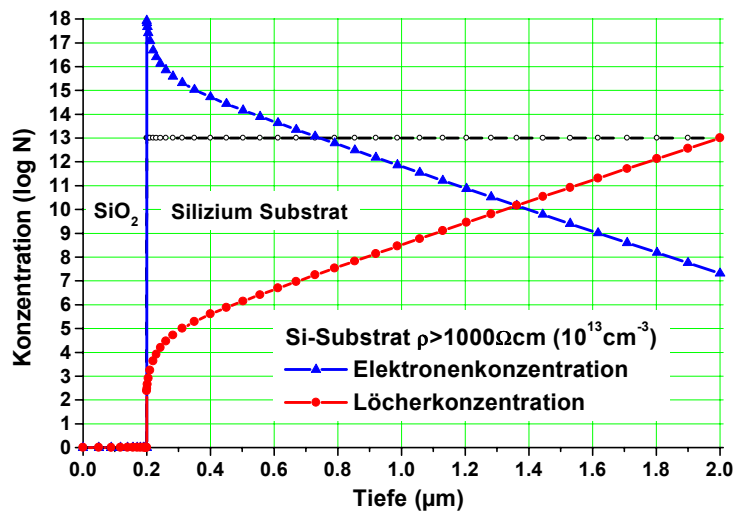
(a)  $U=-5V$ , Anreicherung.(b)  $U=+5V$ , Inversion.

Abb. 2.17: Verlauf der Ladungskonzentration in Abhängigkeit von verschiedenen Bias-Spannungen (mit SILVACO ATLAS [Silvaco, 2000] simuliert).

ist, soll eine implantierte Schicht auf der Oberfläche des hochohmigen Si-Substrat als sogenannter „channel stop“ verwendet werden. Gamble et al, [Gamble et al., 1999] verwendete eine Poly-Si-Schicht zwischen dem Oxid und dem hochohmigen Si-Substrat, um den Effekt eines MOS-Varaktors zu vermeiden. Aber der genauere Mechanismus für diesen Effekt ist nicht geklärt.

Gemäss der Kenntnis über einem MOS-Varaktor ist der ideale Betriebszustand der Koplanarleitung im Verarmungsbereich, d.h. es existieren keine induzierten Ladungsträger an der Grenzfläche. Diese induzierten Ladungsträger unter der Oxidschicht sind verantwortlich für die Interface-Verluste. Aus diesem Grund ist der Verlustanteil abhängig von der Bias-Spannung.

Der Beginn der starken Inversion ist durch die Schwellspannung  $U_{th}$  gegeben [Sze, 1981b]

$$U_{th} = U_{FB} - \frac{Q_B + Q_{SS}}{c_{ox}} + 2\psi_s \quad (2.30)$$

mit Flachband-Spannung  $U_{FB} = \frac{\Phi_{Al} - \left( \chi_{Si} + \frac{W_g}{2} + e\psi_s \right)}{e}; \quad (2.31)$

Oberflächenpotential  $\psi_s = \frac{|W_F - W_i|}{e}; \quad (2.32)$

Bulkladung ( $N_A^-$ )  $Q_B = -\sqrt{2\epsilon_{Si} \cdot N_A \cdot 2 \cdot e\psi_s}; \quad (2.33)$

flächenspezifischer Oxidkapazität  $c_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} \quad (2.34)$

und Grenzflächenladungen  $Q_{SS}$  ( $e=1,6 \cdot 10^{-19}$  As). In Gl. (2.31) ist die Austrittsarbeit des Aluminiums  $\Phi_{Al}$ , die Elektronenaffinität  $\chi_{Si}$  und die Bandlücke des Siliziums  $W_g$ .

Die Schwellspannung  $U_{th}$  wird durch die positiven Grenzflächenladungen in eine negative Richtung verschoben. Der Einfluss der Ladungen im Oxid wird durch die effektiven Grenzflächenladungen  $Q_{SS}$  berücksichtigt. Die Grenzflächenzustände sind ein Indikator für die Qualität der Oxidschicht. Nicht die Grenzflächenladungen  $Q_{SS}$  selbst tragen zur gesamten Dämpfung bei, sondern die von  $Q_{SS}$  influenzierten beweglichen Ladungsträger an der Grenzfläche im Inversions- bzw. Akkumulationsbereich. Deshalb spielt hier die Oxidqualität eine sehr wichtige Rolle. Für ein hochohmiges Si-Substrat (kleines  $Q_B$ ) und eine relativ dicke Oxidschicht (kleine  $c_{ox}$ ) tragen die Grenzflächenladungen  $Q_{SS}$  einen großen Teil zur Schwellspannung  $U_{th}$  bei (Gl. (2.30)). In Tab. 2.6 ist der Zusammenhang zwischen der Oxidqualität (die Grenzflächenladung  $Q_{SS}$  als ein Indikator) und der Schwellspannung  $U_{th}$  zusammengestellt. Die Berechnung ist nach Gl. (2.30) bis (2.34) durchgeführt, mit einer Austrittsarbeit  $\Phi_{Al}=4,08$ eV, der Elektronenaffinität  $\chi_{Si}=4,05$ eV, der Bandlücke  $W_g=1,12$ eV, einer Dotierung  $N_A = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  und einer Oxiddicke  $d_{ox}=200$ nm.

Tab. 2.6: Zusammenhang zwischen Oxidqualität und Schwellspannung  $U_{th}$ .

Oxidqualität	Grenzflächenladungen $Q_{SS}$ (e/cm <sup>2</sup> )	Schwellspannung $U_{th}$
exzellent	0	-0,28V
sehr gut	$10^{10}$	-0,37V
gut	$10^{11}$	-1,21V
schlecht	$10^{12}$	-9,55V
sehr schlecht	$10^{13}$	-92,95V

Wenn eine Schwellspannung durch die schlechte Oxidqualität auf  $U_{th}=-5$ V geschoben wird, befindet sich die Koplanarleitung bei  $U=0$ V im Inversionszustand. In diesem Zustand wird eine Flächenladungsdichte von  $Q=c_{ox}(U-U_{th})=5,4 \cdot 10^{11} \text{ e/cm}^2$  in Silizium direkt unter dem Oxid hervorgerufen. Diese Ladungsträger tragen zur gesamten Dämpfung bei. Dieser Beitrag von Interface-Verlusten ist viel höher als der Beitrag von Substratverlusten nach Gl. (2.29) im hochohmigen Si-Substrat. Um eine Schwellspannung  $U_{th}$  nahe 0V zu erzielen, ist eine sehr gute Oxidqualität notwendig.

### 2.3.7 Messtechnische Charakterisierung

Die Aluminium-Koplanarleitungen in verschiedenen Abmessungen und Längen wurden durch die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Prozessschritte hergestellt und vermessen. Durch  $S$ -Parameter-Messungen mit einer definierten Bias-Spannung wurde die Dämpfung der Al-Koplanarleitungen ermittelt. Die Bias-Abhängigkeit wurde zusätzlich durch  $CV$ -Messung kontrolliert.

#### A. $S$ -Parameter-Messung zur Bestimmung der Leitungsdämpfung

Streuparameter ( $S$ -Parameter) werden insbesondere in der HF-Technik für die Charakterisierung von linearen Netzwerken herangezogen. Die Streumatrix, die die  $S$ -Parameter zusammenfasst, verknüpft die normierten komplexen Amplituden  $\underline{a}$  der an den Toren des Netzwerkes zulaufenden Wellen mit den normierten komplexen Amplituden  $\underline{b}$  der aus den Toren ablaufenden Wellen. Für ein Netzwerk mit  $N$ -Toren ist die verfügbare Leistung an Tor  $i$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ) gegeben durch

$$P_{\text{verf}} = \frac{1}{2} \underline{a}_i \underline{a}_i^* = \frac{1}{2} |\underline{a}_i|^2 \quad (2.35)$$

und die aus dem Tor  $i$  tretende Leistung durch

$$P_{\text{refl}} = \frac{1}{2} \underline{b}_i \underline{b}_i^* = \frac{1}{2} |\underline{b}_i|^2. \quad (2.36)$$

Zur Beschreibung eines linearen Vierpols (Abb. 2.18) durch  $S$ -Parameter lauten die linearen Gleichungen in Matrixschreibweise

$$\begin{bmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{S}_{11} & \underline{S}_{12} \\ \underline{S}_{21} & \underline{S}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{bmatrix}, \quad (2.37)$$

mit

$$\text{Eingangsreflexionsfaktor} \quad \underline{S}_{11} = \left. \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_1} \right|_{\underline{a}_2=0} \quad (2.38)$$

$$\text{Vorwärtstransmission} \quad \underline{S}_{21} = \left. \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_1} \right|_{\underline{a}_2=0} \quad (2.39)$$

$$\text{Rückwärtstransmission} \quad \underline{S}_{12} = \left. \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_2} \right|_{\underline{a}_1=0} \quad (2.40)$$

$$\text{Ausgangsreflexionsfaktor} \quad \underline{S}_{22} = \left. \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_2} \right|_{\underline{a}_1=0}. \quad (2.41)$$

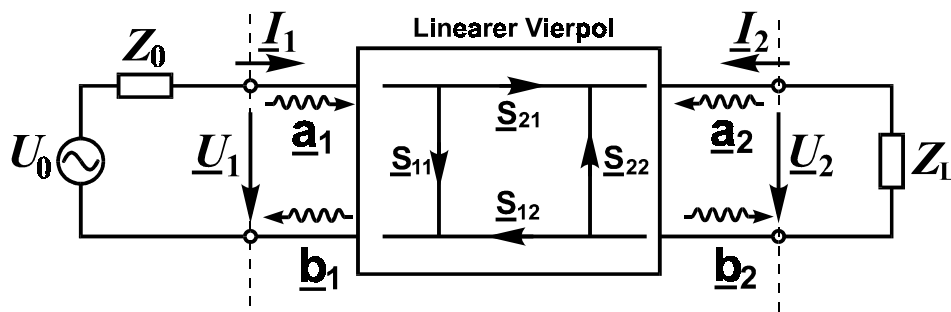


Abb. 2.18: Definition der  $S$ -Parameter an einem Vierpol.

Ein Wellenleiter kann als ein symmetrischer linearer Vierpol betrachtet werden. Die  $S$ -Parameter des Wellenleiters sind durch die Leitungsparameter wie Wellenwiderstand  $Z_0$ , Ausbreitungskonstante  $\gamma$  und Leitungslänge  $l$  bestimmt (Abb. 2.19). Aus der Leistungsbilanz kann die Leitungsdämpfung aus den gemessenen  $S$ -Parametern bestimmt werden. Gemäss Abb. 2.19 ist die in die Leitung hinein gehende Leistung nach Gl. (2.35) und (2.36)  $P_{in}=P_{verf,1}-P_{refl,1}$ , die aus der Leitung austretende Leistung  $P_{out}=P_{refl,2}$  und die an die Last  $Z_L$  ankommende Leistung  $P_{out,L}=P_{refl,2}-P_{verf,2}$ . Somit ist die Dämpfung einer Leitung in bezug auf die Leistung gegeben durch

$$\alpha = \frac{P_{in}}{P_{out}} = \frac{|a_1|^2 - |b_1|^2}{|b_2|^2}. \quad (2.42)$$

*Anmerkung:* Die Gesamtdämpfung  $\alpha$  für den Vierpol ist nicht zu verwechseln mit der Dämpfungskonstante  $\alpha$  einer Leitungseinheit (Gl. (2.3)).

Mit Gl. (2.38) bis (2.41) ergibt sich aus Gl. (2.42)

$$\alpha = \frac{|a_1|^2}{|b_2|^2} \left( 1 - \frac{|b_1|^2}{|a_1|^2} \right) = \frac{1}{|S_{21}|^2} (1 - |S_{11}|^2), \text{ bzw.} \quad (2.43)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= 10 \log \left[ \frac{1}{|S_{21}|^2} (1 - |S_{11}|^2) \right] \\ &= -20 \log(|S_{21}|) + 10 \log(1 - |S_{11}|^2) \text{ in dB.} \end{aligned} \quad (2.44)$$

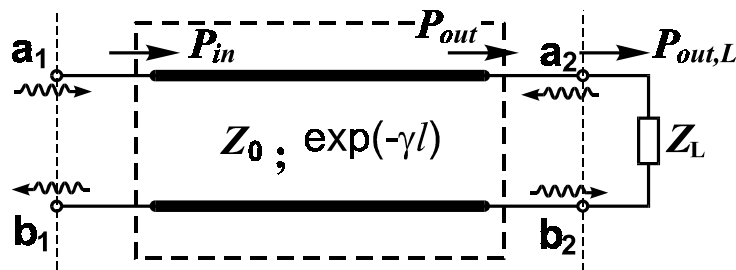


Abb. 2.19: Leistungsbilanz einer Leitung.

Mit einer guten Anpassung ( $|S_{11}| > 20\text{dB}$ ) ist die Dämpfung  $\alpha \approx -20 \log(|S_{21}|)$  eine sehr gute Näherung. Für eine  $50\Omega$ -Leitung ist meistens die Bedingung von  $|S_{11}| > 20\text{dB}$  erfüllt.

Die  $S$ -Parameter-Messung wurde auf einen „On Wafer“-Messaplatz mit einem vektoriiellen Netzwerkanalysator (HP8510B) durchgeführt. Die Bias-Spannung wurde durch einen Halbleitertester (HP4155B) zugefügt. Die Koplanarleitung ist optimal für diese Art von „On Wafer“-Messung mit GSG- (Ground-Signal-Ground) Mikroprobe. Die Leitungsdämpfung ist durch  $S_{21}$  in dB gegeben.

### B. Dämpfung der Al-Koplanarleitung auf hochohmigem Silizium

In Abb. 2.20 sind die Meßkurven in Abhängigkeit von der Bias-Spannungen dargestellt. Für diese Leitung ( $w=20\mu\text{m}$ ,  $d=50\mu\text{m}$ ,  $t_{Al}=1\mu\text{m}$ ,  $d_{ox}=0,2\mu\text{m}$ , Leitungslänge  $l=7,5\text{mm}$ ,  $\rho_{Si} > 1000\Omega\text{cm}$ , siehe auch Abb. 2.12) erreichte die Leitungsdämpfung ihr Minimum bei einer Bias-Spannung  $U=-3\text{V}$ . Wird eine positive bzw. stark negative Bias-Spannung angelegt, so steigt die Dämpfung. Eine breitere Leitung ( $w=45\mu\text{m}$ ,  $d=95\mu\text{m}$ )



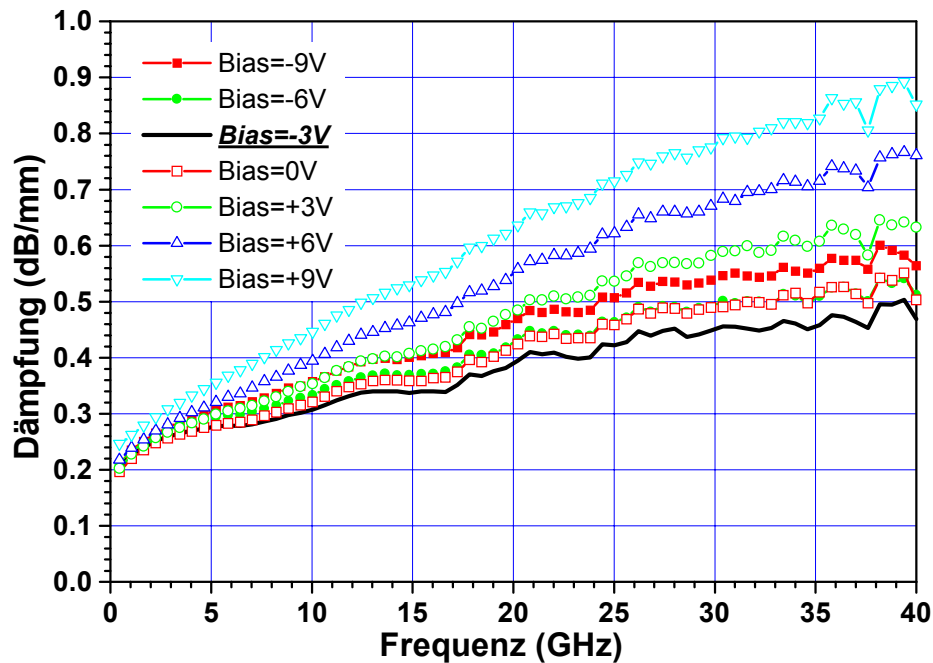


Abb. 2.20: Dämpfung der Al-CPW in Abhängigkeit von der Bias-Spannung ( $w=20\mu\text{m}$ ,  $d=50\mu\text{m}$ ,  $t_{Al}=1\mu\text{m}$ ,  $\rho_{Si}>1000\Omega\text{cm}$ )

wurde ebenfalls unter verschiedenen Bias-Spannungen gemessen. Die minimalen Dämpfungen sind in Tab. 2.7 für vier Frequenzen zusammengefasst.

Tab.2.7: Dämpfungen von Al-CPW mit  $w=20\mu\text{m}$  und  $w=45\mu\text{m}$  und unter einer optimaler Bias-Spannung.

Frequenz $f$ (GHz)		10	20	30	40
Dämpfung (dB/mm)	$w=20\mu\text{m}$ , $d=50\mu\text{m}$	0,30	0,39	0,45	0,48
	$w=45\mu\text{m}$ , $d=95\mu\text{m}$	0,19	0,24	0,29	0,33

Die Bias-Spannung bei der  $S$ -Parameter-Messung wurde durch die GSG-Mikroprobe zugefügt (Abb. 2.21). Der Chuck wurde gleichstrommässig mit der Masse der Koplanarleitung über den Halbleitertester verbunden.

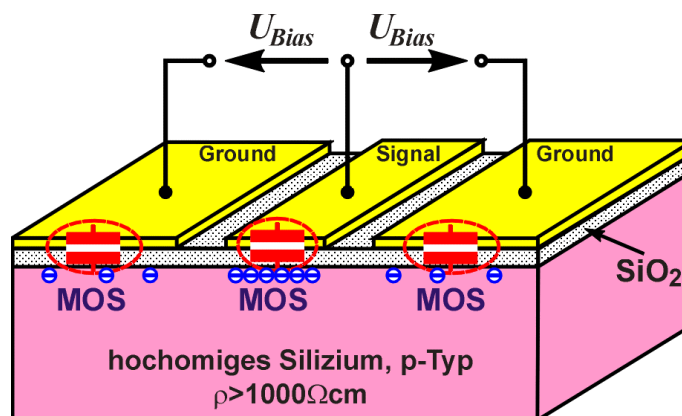


Abb. 2.21: Zufügung der Bias-Spannung auf einer Koplanarleitung

Durch die angelegte Spannung ( $U_{Bias}=-3V$  in Abb. 2.20) kann man die influenzierten Ladungsträger unter der Signal-Leitung zwar reduzieren und den entsprechenden MOS-Varaktor in den Verarmungsbereich einschalten. Aber wegen des natürlichen Oxides auf der Rückseite des Wafers und des hohen Substratwiderstands nimmt das Substrat ein undefiniertes Potential an. Der von Masse-Metallisierung gebildete MOS-Varaktor kann sich eventuell im Inversions- oder Anreicherungsbereich befinden. Die dadurch influenzierten Ladungsträger tragen auch zu den gesamten Dämpfungen bei. Dieser Anteil ist relativ klein aufgrund des Feldlinienverlaufs in einer Kopplanarleitung. Um ein definiertes Potential auf Substrat anzulegen, ist ein sogenannter „Bulk“-Anschluss über ein implantiertes, hoch dotiertes  $p^{++}$ -Gebiet notwendig. Dadurch kann auch die langzeitige Wirkung des Ladungsspeicherns im Oxid minimiert werden.

Das reale Minimum der Leitungsdämpfung sollte noch kleiner als das Minimum in Abb. 2.20 bei  $U=-3V$  sein, wenn sich die MOS-Varaktoren der Masse-Metallisierung ebenfalls im Verarmungsbereich befinden.

Der Verlauf der Bias-abhängigen Dämpfungen für 10GHz, 20GHz und 30GHz aus Abb. 2.20 ist in Abb. 2.22 dargestellt. Diesem Verlauf entspricht die  $CV$ -Messung an der Leitungsstruktur. Bei der Bias-Spannung ( $U=-3V$ ), mit der eine minimale Dämpfung erreicht wurde, ist der MOS-Varaktor (gebildet von Signalleitung, siehe auch Abb. 2.21) im Verarmungszustand.

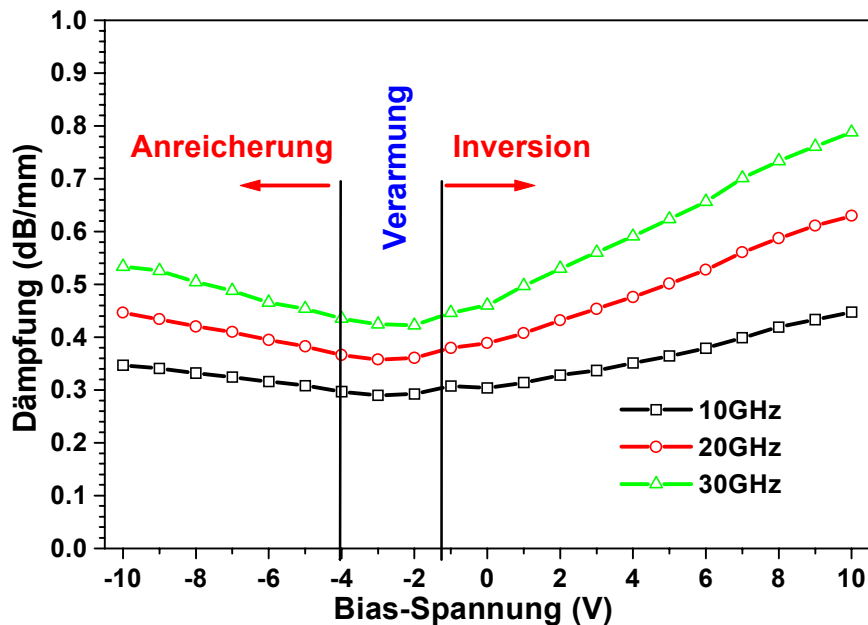
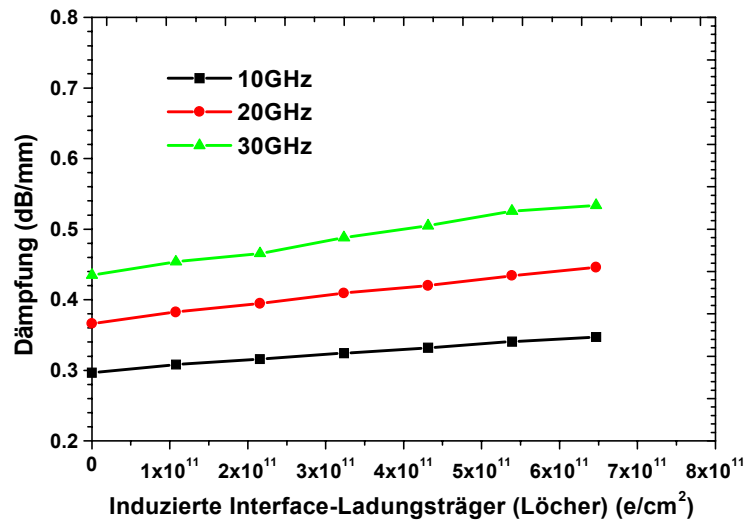


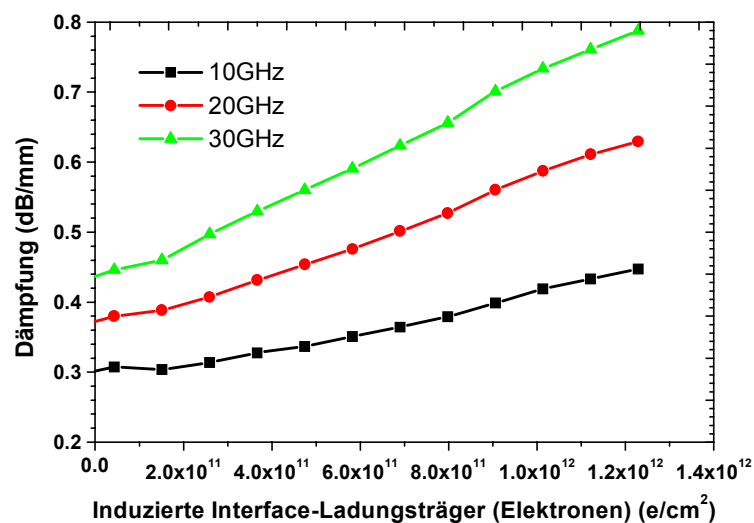
Abb. 2.22: Bias-Abhängigkeit der Leitungsdämpfung  
( $w=20\mu m$ ,  $d=50\mu m$ ,  $t_{Al}=1\mu m$ ,  $\rho_{Si}>1000\Omega cm$ ).

Im Inversionsbereich ( $U>U_{th}$ ) bzw. Anreicherungsbereich ( $U<U_{FB}$ ) steigt die Dämpfung proportional mit der angelegten Spannung ( $U-U_{th}$ ) bzw. ( $U_{FB}-U$ ), da in beiden Bereichen Elektronen bzw. Löcher an der Grenzfläche (Interface) unter dem Oxid induziert werden. Die Flächenladungsdichte dieser induzierten Interface-Ladungsträger ist proportional zur angelegten Spannung mit  $c_{ox}(U-U_{th})$  für Inversion

bzw. mit  $c_{ox}(U_{FB}-U)$  für Anreicherung. In Abb. 2.23 ist der Zusammenhang zwischen der gemessenen Leitungsdämpfung und der induzierten Ladungsträgerdichte an der Grenzfläche dargestellt. Im Inversionsbereich sind die Dämpfungen höher als im Anreicherungsbereich, weil die Beweglichkeit der Elektronen dreifach höher ist als die der Löcher.



(a) Im Anreicherungsbereich.



(b) Im Inversionsbereich.

Abb. 2.23: Zusammenhang zwischen der Leitungsdämpfung und der Interface-Ladungsträger.

Die Leitungsverluste in der Metallisierung, die Substratverluste und die Interface-Verluste sind verantwortlich für den Großteil der beobachteten Verluste. Die Interface-Verluste sind stark abhängig von der Oxidqualität (Grenzflächenladung). Sie sind verantwortlich für die starke Streuung der in der Literatur angegebenen Werte für die

Gesamtverluste. Die gesamten Leitungsverluste von  $50\Omega$  Kopplanarleitungen sind auch stark abhängig von der Frequenz  $f$ , der Signalleitungsbreite  $w$  und der angelegten Bias-Spannung.

Die Interface-Verluste sind abhängig von der Versorgungsspannung. Zwischen Flachbandspannung  $U_{FB}$  und Schwellspannung  $U_{th}$  (Verarmungsbereich) sind die Interface-Verluste vernachlässigbar. Im Inversionsbereich ( $U > U_{th}$ ) und Anreicherungsbereich ( $U < U_{FB}$ ) steigen die Verluste mit zunehmender Spannung ( $U - U_{th}$ ) bzw. ( $U_{FB} - U$ ).

### C. Dämpfung der Al-Koplanarleitung auf mediumohmigen Silizium

Die gesamten Verluste der Al-Koplanarleitung auf mediumohmigem Czochralski (CZ)-Si mit einem spezifischen Widerstand  $\rho_{Si} > 50\Omega\text{cm}$  wurden auch untersucht. Zum einen hat CZ-Si eine hohe technologische Bedeutung als Standardsubstrat für die Si-Integration, zum anderen kann mit diesem Material der Beitrag der Substratverluste klarer untersucht werden. Nach den Kenntnissen über Leitungsverluste in Metallisierung und Substratverluste ist ein grösserer Anteil der Substratverlusten (Tab. 2.5) wegen der höheren Dotierung zu erwarten. Die Bias-Abhängigkeit der gesamten Dämpfung wurde ebenfalls beobachtet. Aber die Wirkung der angelegten Spannung wird durch die höhere Dotierung gegenüber dem FZ-Si geschwächt. Da die Bulkladung  $Q_B$  nach Gl. (2.33) proportional zu  $\sqrt{N_A}$  steigt, hat die Grenzflächenladung  $Q_{SS}$  mit der selben Grössen nach Gl. (2.30) einen kleineren Einfluss auf die Schwellspannung  $U_{th}$ .

Abb. 2.24 zeigt die gemessenen Dämpfungen einer Al-Koplanarleitung ( $w=20\mu\text{m}$ ,  $d=50\mu\text{m}$ ,  $t_{Al}=1\mu\text{m}$ ,  $d_{ox}=0,2\mu\text{m}$ , Leitungslänge  $l=7,5\text{mm}$ ,  $\rho_{Si} > 50\Omega\text{cm}$ ) in Abhängigkeit von den Bias-Spannungen. Der Verlauf der Bias-abhängigen Dämpfungen für 10GHz, 20GHz und 30GHz ist in Abb. 2.25 dargestellt. Das Minimum wurde bei einer Bias-Spannung  $U=-1\text{V}$  erreicht.

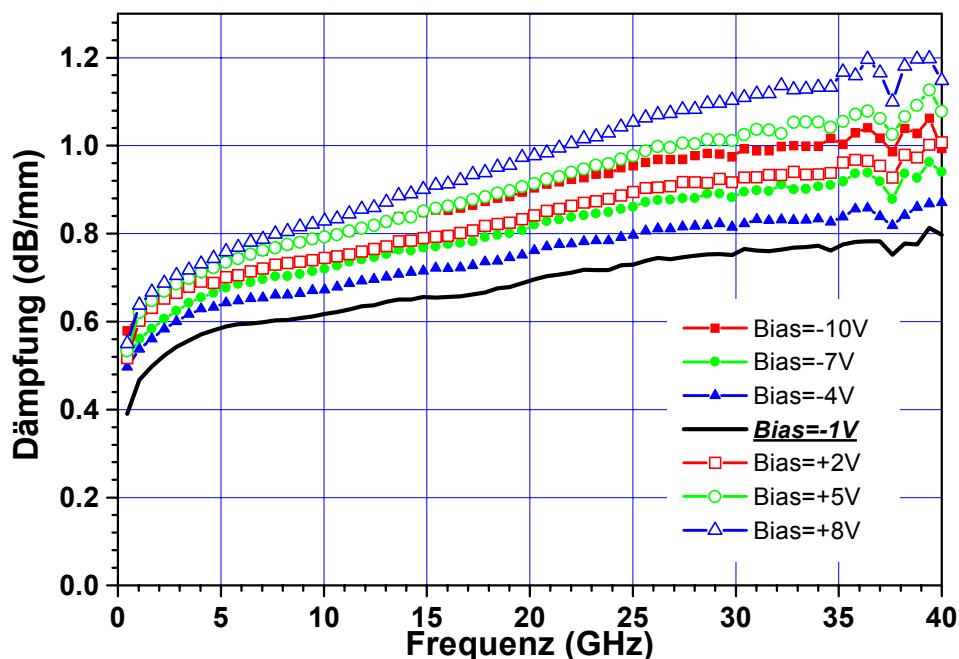


Abb. 2.24: Dämpfung der Aluminium Kopplanarleitung auf CZ-Si ( $w=20\mu\text{m}$ ,  $d=50\mu\text{m}$ ,  $t_{Al}=1\mu\text{m}$ ,  $\rho_{Si} > 50\Omega\text{cm}$ ).

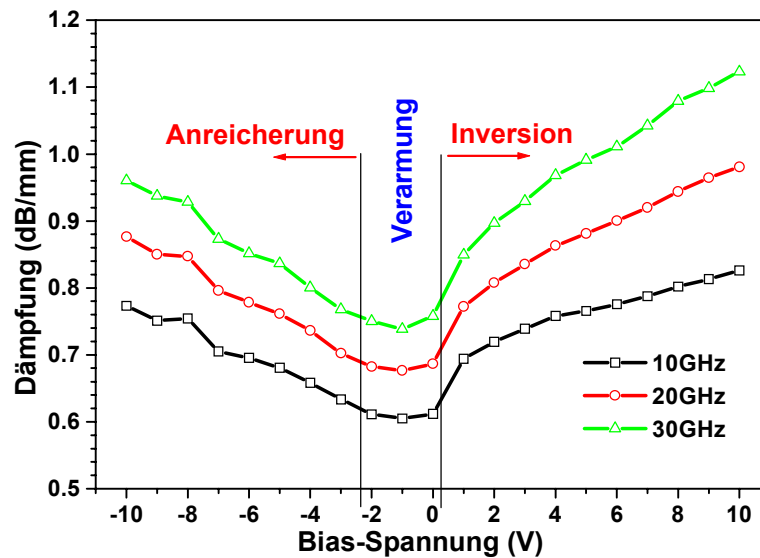


Abb. 2.25: Bias-Abhängigkeit der Leitungsdämpfung ( $w=20\mu\text{m}$ ,  $d=50\mu\text{m}$ ,  $t_{Al}=1\mu\text{m}$ ,  $\rho_{Si}>50\Omega\text{cm}$ ).

Die minimalen Dämpfungen der Al-Koplanarleitung auf dem CZ-Si (Abb. 2.24, bei  $U=-1\text{V}$ ) und auf dem FZ-Si (Abb. 2.20, bei  $U=-3\text{V}$ ) wurden zum Vergleich herangezogen. In beiden Fällen sind die Interface-Verluste zu vernachlässigen, da sich der von der Signalleitung gebildete MOS-Varaktor im Verarmungsbereich befindet. Die beiden Leitungen haben nur einen Unterschied, und zwar den spezifischen Widerstand  $\rho_{Si}$  des Substrats. Die Differenz der beiden Messkurven ist mit den originalen Kurven in Abb. 2.26 dargestellt. Da der Beitrag der Substratverluste vom CZ-Si ( $\rho_{Si}>50\Omega\text{cm}$ ) über

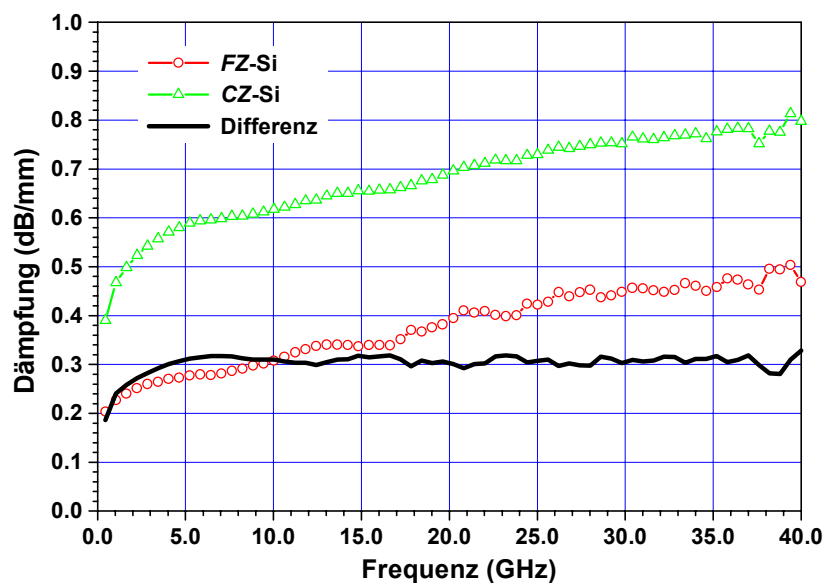


Abb. 2.26: Beitrag der Substratverluste vom CZ-Si.

zehnfach grösser ist als die vom FZ-Si ( $\rho_{Si} > 1000 \Omega \text{cm}$ ), gibt diese frequenzunabhängige Differenz die Substratverluste vom CZ-Si ( $\rho_{Si} > 50 \Omega \text{cm}$ ) wieder. Eine gute Näherung hierfür ist 0,3dB/mm. Im Vergleich mit Gl. (2.29) ist anzunehmen, dass der spezifische Widerstand vom CZ-Si ( $\rho_{Si} > 50 \Omega \text{cm}$ ) ca.  $90 \Omega \text{cm}$  beträgt.

Für eine Koplanarleitung auf dem CZ-Si Substrat mit angestrebten kleinen Dimensionen, z.B.  $w=20 \mu\text{m}$  und  $d=50 \mu\text{m}$ , übernehmen die Leitungsverluste im Metall ab 10GHz den überwiegenden Anteil in den gesamten Dämpfungen. Das mediumohmige CZ-Si ist durchaus für Mikrowellenanwendungen über 10GHz einsetzbar, wenn die Substratverluste in der Höhe der Leitungsverlusten im Metall erlaubt werden. In höheren Frequenzbereichen spielen die Substratverluste eine immer unbedeutendere Rolle.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen, dass die Aluminium-Leiterbahnen mit einer Dicke von  $1 \mu\text{m}$  für Mikrowellenanwendungen geeignet sind. Eine gute Oxidqualität mit einer Schwellspannung  $U_{th}$  des MOS-Varaktors nahe 0V ist anzustreben, damit die verlustarme Koplanarleitung ohne angelegte Spannung im Verarmungszustand betrieben werden kann. Für das Design von SIMMWIC Schaltungen ist es wichtig, die DC-Versorgungsleitungen von den HF-Signalleitungen weitestgehend zu trennen.

## Kapitel 3

### Schottky-Mischerdioden

In der Mikroelektronik werden Metall-Halbleiter-Übergänge verwendet, um die metallische Zuleitung mit dem Halbleiter zu verbinden. Dabei ist ein sehr niedriger Kontaktwiderstand erwünscht. Daneben wird aber auch die gleichrichtende Wirkung von Metall-Halbleiter-Übergängen ausgenutzt. *Schottky*-Dioden sind derartige Bauelemente. Die Gleichstromkennlinie einer *Schottky*-Diode ist auch bei Hochfrequenz gültig, da bei einer *Schottky*-Diode die Majoritätsladungsträger stromtragend sind und diese sind sehr schnell. In der Hochfrequenztechnik findet die *Schottky*-Diode ein weites Anwendungsgebiet als Schalter, Gleichrichter, Frequenzumsetzer und Mischer. Die bei Hochfrequenz gültige Nichtlinearität der Kennlinie wird für Mischer ausgenutzt.

Als Mischerdiode für einen Oberwellenmischer hat die *Schottky*-Diode zwei Funktionen: 1. Erzeugung der Oberwellen des Lokaloszillators (LO); 2. Mischung der erzeugten Oberwellen mit dem Eingangssignal (Hochfrequenzsignal bei einem Abwärtsmischer oder Zwischenfrequenzsignal bei einem Aufwärtsmischer) durch die Nichtlinearität der Kennlinie der *Schottky*-Dioden. Eine entscheidende Kenngrösse hierfür ist die Grenzfrequenz  $f_{co}$  (cut-off frequency) der Diode, deren Wert von dem Serienwiderstand  $R_S$  und der Sperrschichtkapazität  $C_S$  der Diode bestimmt ist. Bei einer gut dimensionierten *Schottky*-Diode kann die Grenzfrequenz  $f_{co}$  im Terahertz-Bereich liegen.

Der Schwerpunkt dieses Kapitels ist das Design und die messtechnische Charakterisierung der *Schottky*-Mischerdiode.

### 3.1 Funktionalität der *Schottky*-Dioden

#### 3.1.1 Metall-Halbleiter-Übergang

##### A. Banddiagramm: *Schottky*-Barriere

Die gleichrichtende Funktion eines Metall-Halbleiter-Übergangs basiert auf der elektrostatischen Barriere zwischen dem Metall und dem Halbleiter. In Abb. 3.1 ist das Energiebanddiagramm von Metall und Halbleiter (*n*-Typ Silizium, *n*-Si) getrennt dargestellt. Die Austrittsarbeit des Metalls  $\Phi_M$  ist definiert als der Abstand zwischen dem Vakuumenergieniveau und dem *Fermi*-Energieniveau des Metalls. Dies entspricht der durchschnittlichen Energie, die ein Elektron benötigt, um von der Metalloberfläche in das Vakuum zu gelangen. Für Silizium ist die Elektronenaffinität  $\chi_{Si}$  als der Abstand zwischen der Vakuumenergie und der unteren Kante des Leitungsbandes definiert, da die *Fermi*-Energie in Silizium von der Dotierung abhängig ist. Gemäss der Definition lässt sich die Austrittsarbeit des Siliziums berechnen durch

$$\Phi_{Si} = \chi_{Si} + W_{LF} \quad (3.1)$$

mit  $W_{LF}$  dem Abstand zwischen der unteren Kante des Leitungsbandes und der *Fermi*-Energie des Siliziums. Der Energieabstand  $W_{LF}$  ist von der Elektronenkonzentration  $n$  abhängig und gegeben durch

$$W_{LF} = kT \ln\left(\frac{N_L}{n}\right) \quad (3.2)$$

mit absoluter Temperatur  $T$ , *Boltzmann*-Konstante  $k$  und der effektiven Zustandsdichte des Leitungsbandes  $N_L$ .

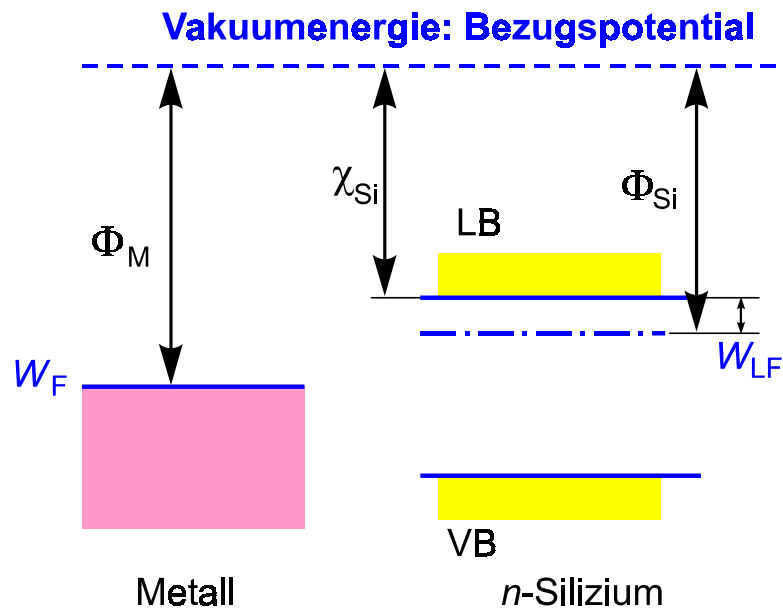


Abb. 3.1: Energiebanddiagramme von Metall und Silizium ( $n$ -Typ).

Wenn der Metall-Halbleiter-Übergang eine gleichrichtende Wirkung hat, nennt man dies einen *Schottky*-Kontakt. Er kommt dadurch zustande, dass die Austrittsarbeit des Metalls grösser als die des Siliziums ist, d.h.  $\Phi_M > \Phi_{Si}$ . Nach dem Aufbringen des Metalls auf Silizium ist die *Fermi*-Energie im thermischen Gleichgewicht aufgrund des Ladungsaustausches in beiden Materialien auf dem gleichen Niveau. Das resultierende Banddiagramm im idealen Fall ist in Abb. 3.2 dargestellt.

Die Elektronen, die vom Metall in das Silizium fließen, müssen eine Barriere  $\Phi_{B0}$  überwinden. Diese Barriere wird als *Schottky*-Barriere bezeichnet (Abb. 3.2) und ist gegeben durch

$$\Phi_{B0} = \Phi_M - \chi_{Si} \quad (3.3)$$

Die energetischen Elektronen vom  $n$ -Silizium, die eine Energie höher als  $(eU_D + W_{LF})$  besitzen, fließen in das Metall hinein. Die positiv geladenen Donatorrümpfe werden zurückgelassen. Diese unbeweglichen Ladungen bilden eine Raumladungszone (*RLZ*) im Silizium. Bei einem *Schottky*-Kontakt ist die Diffusionsspannung  $U_D$  definiert als

$$eU_D = \Phi_M - \Phi_{Si} \quad (3.4)$$



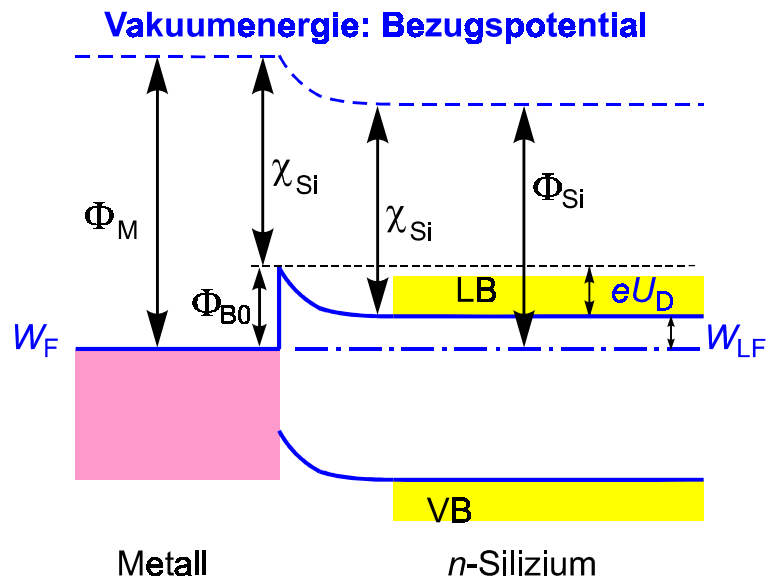


Abb. 3.2: Energiebanddiagramme eines idealen Metall-Silizium-Übergangs.

Wenn sich eine Ladung (z.B. ein Elektron in  $n$ -Si) einer leitenden Oberfläche (Metall) nähert, beeinflusst diese Ladung eine Spiegelladung, so dass das Potential auf der leitenden Oberfläche konstant bleibt (Abb. 3.3). Dadurch wird ein elektrisches Feld vor der leitenden Fläche erzeugt. Die Anziehungskraft (Bildkraft)  $F_B$  zwischen der Ladung und ihrer Spiegelladung ist

$$F_B = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon(2x)^2}. \quad (3.5)$$

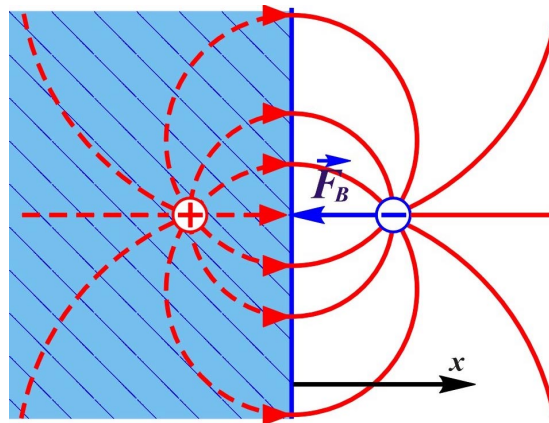


Abb. 3.3: Spiegelladung und Bildkraft.

Die durch Spiegelladung hervorgerufene Potentialenergie  $W_{Sp}$  in diesem elektrischen Feld ist

$$W_{Sp} = -\int_{\infty}^x F_B dx = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon} \cdot \frac{1}{x}. \quad (3.6)$$

In der Nähe von der Grenzfläche eines Metall-Halbleiter-Übergangs kann die Potentialenergie in der *RLZ* durch eine lineare Funktion angenähert werden. Dann ergibt sich die Potentialenergie in diesem Bereich ( $x \ll 1$ )

$$W_{RL} = -eE_m x \quad (3.7)$$

mit der maximalen Feldstärke in der *RLZ*

$$E_m = \left[ \frac{2eN_D}{\epsilon} (U_D - U) \right]^{1/2}. \quad (3.8)$$

Die gesamte Potentialenergie  $W_{ges}$  ist die Summe der Potentialenergie aus Spiegelladung und Raumladung

$$W_{ges} = W_{Sp} + W_{RL} = -eE_m x - \frac{e^2}{16\pi\epsilon} \cdot \frac{1}{x}. \quad (3.9)$$

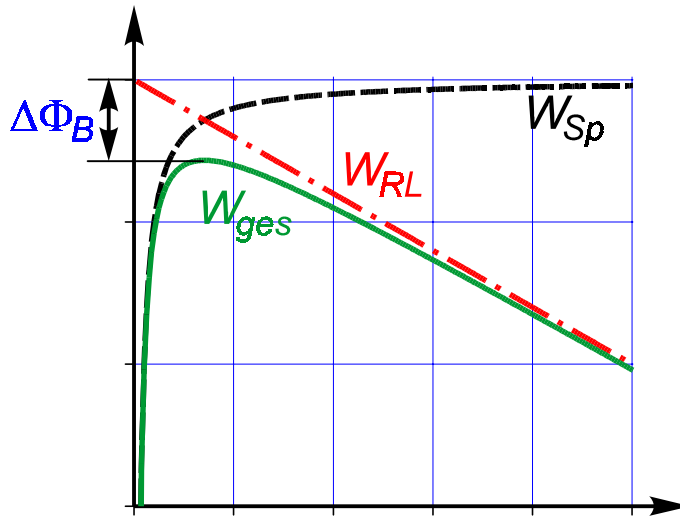


Abb. 3.4: Barrierenerniedrigung durch Bildkraft.

Die gesamte Wirkung von Gl. (3.6) bis (3.9) ist in Abb. 3.4 dargestellt. Aus

$$\left. \frac{dW_{ges}}{dx} \right|_{x=x_m} = 0 \text{ tritt das Maximum der Gl. (3.9) bei}$$

$$x_m = \left( \frac{e}{16\pi\epsilon} \frac{1}{E_m} \right)^{1/2} \text{ auf.} \quad (3.10)$$

Die resultierte Barrierenerniedrigung  $\Delta\Phi_B$  ergibt sich mit Gl. (3.9) und (3.10)

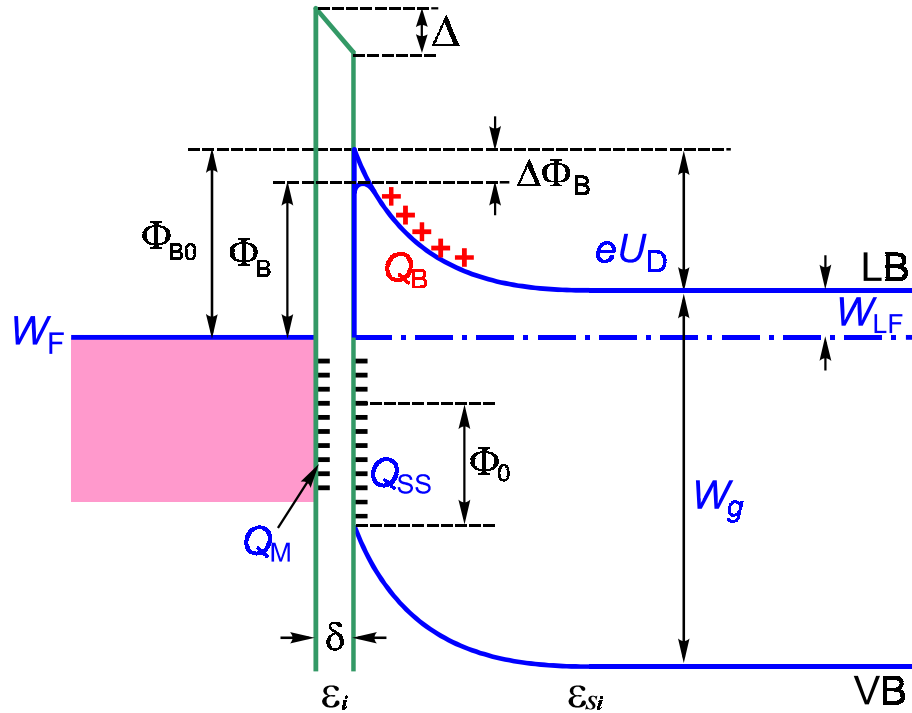
$$\Delta\Phi_B = 0 - W_{ges}(x = x_m) = e \left( \frac{e}{4\pi\epsilon} \right)^{1/2} \left( \frac{2e}{\epsilon} \right)^{1/4} (N_D)^{1/4} (U_D - U)^{1/4}. \quad (3.11)$$

Die effektive Barrierenhöhe unter Berücksichtigung der Bildkraft ist somit gegeben durch

$$\Phi_B = \Phi_{B0} - \Delta\Phi_B. \quad (3.12)$$

Wenn die Sperrspannung  $-U$  steigt, sinkt die effektive Barrierenhöhe  $\Phi_B$  nach Gl. (3.11) und (3.12). Dies führt zu einem steigenden Sperrstrom mit zunehmender Sperrspannung. Mit zunehmender Dotierung sinkt ebenfalls die effektive Barrierenhöhe  $\Phi_B$ .

Bei einem realen *Schottky*-Kontakt ist die Linearität zwischen der Barrierenhöhe  $\Phi_B$  und der Austrittsarbeit eines Metalls  $\Phi_M$  nach Gl. (3.3) nicht zu beobachten. Ein Grund dafür sind die Grenzflächenzustände [Bardeen, 1947]. Die Silizium-Atome an der Oberfläche haben ungesättigte Kovalenzbindungen, die Elektronen anbinden können. Dadurch entstehen besetzbare Zustände an der Grenzfläche, die in der Bandlücke liegen [Cowly and Sze, 1965] (Abb. 3.5).



- $\Phi_B$  = Barrierenhöhe,
- $\Phi_{B0}$  = theoretische Barrierenhöhe im thermischen Gleichgewicht,
- $\Phi_0$  = Energieniveau auf Grenzfläche,
- $\Delta$  = Abfall der Potentialenergie auf der Zwischenschicht  $\delta$ ,
- $\epsilon_{Si}$  = Dielektrizitätskonstante des Siliziums,
- $\epsilon_i$  = Dielektrizitätskonstante der Zwischenschicht,
- $Q_B$  = Raumladung (Bulkladung) in Silizium,
- $Q_{SS}$  = Grenzflächenladung in Silizium,
- $Q_M$  = Grenzflächenladung in Metall.

Abb. 3.5: Detailliertes Banddiagramm eines Metall/*n*-Si-Übergangs mit einer sehr dünnen Zwischenschicht  $\delta$ .

Diese kontinuierlichen Zustände können durch eine neutrale Potentialenergie  $\Phi_0$  beschrieben werden. Auf einem gut gereinigten Substrat beträgt die Dicke der Zwischenschicht ca. 4-5Å (Angstrom). Mit geeigneten Näherungen lässt sich die reale Barrierenhöhe ausdrücken durch [Sze, 1981a]

$$\Phi_B = c_2 \Phi_M + c_3, \quad (3.13)$$

darin ist  $c_2$  eine von der Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$  abhängige Konstante und  $c_3$  eine Kombination der Materialkonstanten ( $c_3 = (1 - c_2)(W_g - \Phi_0) - c_2 \chi_{Si} - \Delta\Phi_B$ ). In beiden Grenzfällen kann man die Barrierenhöhe direkt erhalten:

1. Wenn  $D_{it} \rightarrow \infty$ , ist dann  $c_2 \rightarrow 0$  und

$$\Phi_B = (W_g - \Phi_0) - \Delta\Phi_B \quad (3.14)$$

2. Wenn  $D_{it} \rightarrow 0$ , ist dann  $c_2 \rightarrow 1$  und wie Gl. (3.12)

$$\Phi_B = (\Phi_M - \chi_{Si}) - \Delta\Phi_B \quad (3.15)$$

Die experimentellen Untersuchungen [Sze, 1981a] zeigen, dass die reale Barrierenhöhe zwischen den beiden Grenzfällen liegt.

Ausserdem spielt der Tunneleffekt eine wichtige Rolle, insbesondere für das Sperrverhalten einer *Schottky*-Diode. Die Tunnelwahrscheinlichkeit steigt mit zunehmender Sperrspannung und somit auch der Sperrstrom. Abb. 3.6 zeigt einen simulierten Sperrstrom unter der Berücksichtigung des Tunnel-Effekts im Vergleich mit dem Sperrstrom mit dem ballistischen Modell (siehe Teil B in diesem Abschnitt). In beiden Fällen wurde die Barriererniedrigung durch die Bildkraft berücksichtigt. Der verwendete Simulator ist ATLAS/BLAZE der Firma SILVACO [Silvaco, 2000]. Die Tunnelbarriere wird als ein Dreieck angenommen [Sze, 1981c]. Mit zunehmender Sperrspannung dominiert der Tunnelstrom gegenüber dem Rekombinationsstrom in der Raumladungszone und dem Sperrstrom durch die Barriererniedrigung.

Mit zunehmenden Dotierungen steigt der Tunnelstrom wegen einer kleineren Raumladungszone sehr stark an. Der ohmsche Kontakt zwischen Metall und hoch dotiertem Halbleiter ( $>10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) beruht ausschliesslich auf dem Tunneleffekt.

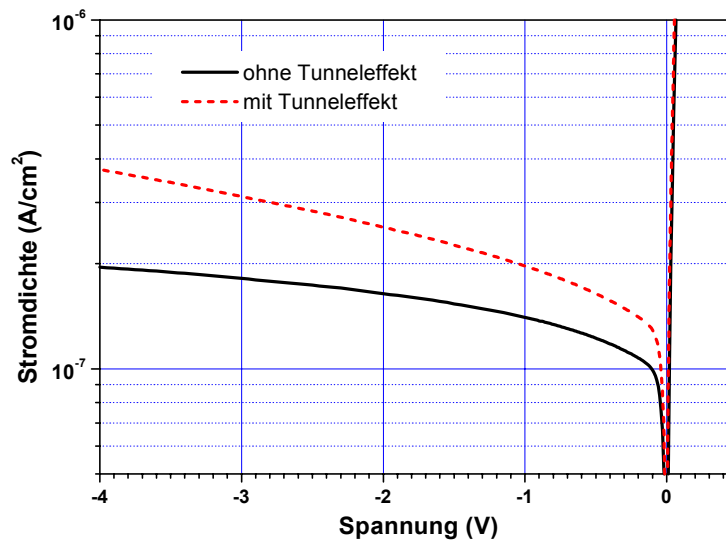


Abb. 3.6: Sperrstrom einer *Schottky*-Diode unter der Berücksichtigung des Tunnel-Effekts (mit einer Dotierung von  $N_D=10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und einer Barrierenhöhe von  $\Phi_B=0,73 \text{ eV}$ ).

Für die Wahl des Kontaktmaterials einer *Schottky*-Diode ist eine Reihe von chemischen, metallurgischen, physikalischen und elektrischen Eigenschaften zu

beachten. Das Kontaktmaterial soll einige Eigenschaften haben, wie z.B. eine richtige Barrierenhöhe, gute Haftung auf Silizium und der Passivierungsschicht, unterschiedliche Ätzrate zu Silizium, Resistenz zur Diffusion, Oxidation und sonstige Korrosion. Aus technologischen Gründen wurde Aluminium (Al) und Nickelsilizid (NiSi) als Kontaktmaterial in der Untersuchung verwendet.

### B. Ladungsträgertransport: Strom-Spannungs-Kennlinie

Die Strom-Spannungs-Kennlinie ( $I$ - $U$ -Kennlinie) einer *Schottky*-Diode lässt sich mit der generellen Dioden-Formel beschreiben:

$$I(U) = I_S \left[ \exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right], \quad (3.16)$$

mit dem Sättigungsstrom  $I_S$  und der Temperaturspannung  $U_T = kT/e$ . Die Stromtragenden Ladungsträger bei einer *n-Schottky*-Diode sind Elektronen, die unter einer Flussspannung  $U$  vom Silizium über eine *RLZ* mit einer Barrierenhöhe von  $e(U_D - U)$  ins Metall fließen (Abb. 3.7).

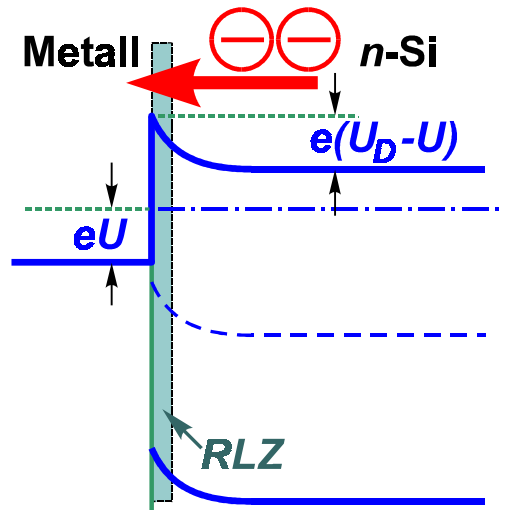


Abb. 3.7: Fluss der Ladungsträger in einer *n-Schottky*-Diode

Nach dem ballistischen Stromtransport-Modell ist vorausgesetzt, dass sich die energetischen Elektronen in Silizium mit einer thermischen Geschwindigkeit  $v_{th}$  ungehindert bewegen und ein Teil davon über den Metall-Halbleiter-Übergang in das Metall gelangen können. Im thermischen Gleichgewicht ( $U=0$ ) ist die Anzahl der energetischen Elektronen an der Grenzfläche ( $x=0$ ) mit der *Boltzmann*-Näherung gegeben durch

$$\begin{aligned} n^*(0) &= \int_{W_L + eU_D}^{\infty} z_L(W) \exp\left(-\frac{W - W_F}{kT}\right) dW \\ &= N_L \exp\left(-\frac{W_{LF} + eU_D}{kT}\right) \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$= N_D \exp\left(-\frac{eU_D}{kT}\right) \quad (3.18)$$

mit der Dotierung  $N_D$  und der effektiven Zustandsdichte des Leitungsbandes  $N_L$

$$N_L = 2 \left( \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (3.19)$$

darin ist  $h$  die *Planck*-Konstante und  $m_n^*$  die effektiven Masse der Elektronen im Halbleiter.

Es ist in Gl. (3.18) ersichtlich, dass die energetischen Elektronen nur einen sehr kleinen Anteil an den gesamten Elektronen haben. Andererseits sind die energetischen Elektronen nach Gl. (3.17) wiederum unabhängig von der Dotierung  $N_D$ , wenn  $W_{LF} + eU_D$  durch  $\Phi_B$  gemäss den Gleichungen (3.1) bis (3.4) ersetzt wird. Dadurch ergibt sich

$$n^*(0) = N_L \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right). \quad (3.20)$$

Die thermische Geschwindigkeit eines Teilchens ist im allgemeinen gegeben durch

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_n^*}} \quad (3.21)$$

Mit einem Richtungsfaktor von  $1/\sqrt{6\pi}$  aus der Gastheorie lässt sich der Strom von energetischen Elektronen beschreiben durch

$$I_{Si}(0) = \frac{Aen^*(0)v_{th}}{\sqrt{6\pi}}. \quad (3.22)$$

Mit Gl. (3.19) und (3.21) ergibt sich die Gleichung (3.22)

$$I_{Si}(0) = A \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right). \quad (3.23)$$

Im thermischen Gleichgewicht wird der Strom  $I_{Si}(0)$  durch den Elektronenfluss von Metall ins Silizium kompensiert, so dass  $I_M = -I_{Si}(0) = -I_S$ .

Mit der *Richardson*-Konstante

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (3.24)$$

erhält man den Sättigungsstrom

$$I_S = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right). \quad (3.25)$$

Die Barrierenhöhe  $\Phi_B$  in Gl. (3.25) ist eine reale *Schottky*-Barrierenhöhe, die die Faktoren zur Barriererniedrigung berücksichtigt. Gleichung (3.25) ist eine grundlegende Formel für die messtechnische Bestimmung der *Schottky*-Barriere  $\Phi_B$  bei Zimmertemperatur.

Nach dem Drift-Diffusions-Modell ergibt sich ein sehr ähnliches Ergebnis wie in Gl. (3.25). Die ausführliche Ableitung ist in [Sze, 1981a] zu finden.

### 3.1.2 Sperrschichtkapazität einer *Schottky*-Diode

Da der Strom einer *Schottky*-Diode von Elektronen (Majoritätsladungsträger) getragen wird, spielen die Minoritätsladungsträger (hier die Löcher) keine wesentliche Rolle. Für die Majoritätsladungsträger wird der Gleichgewichtszustand innerhalb der sogenannten Relaxationszeit wiederhergestellt. Diese Relaxationszeit in dotiertem

Silizium ist deutlich kleiner als eine Pico-Sekunde. Dadurch kann der Aufbau- und Abbauvorgang der Ladungsträger vernachlässigt werden. Deshalb enthält das Kleinsignal-Ersatzschaltbild einer Schottky-Diode keine Diffusionskapazität im Gegensatz zu einer *pn*-Diode (Abb. 3.8).

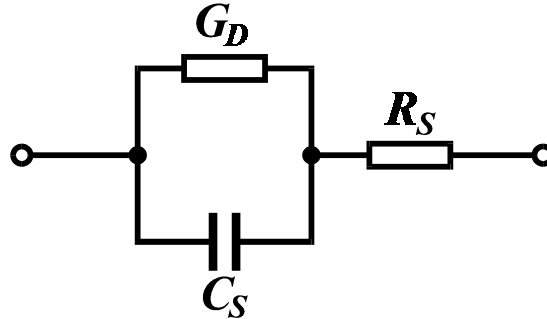


Abb. 3.8: Kleinsignal-Ersatzschaltbild einer Schottky-Diode.

Der Leitwert  $G_D$  ist nach der Definition mit Gl. (3.16) gegeben durch

$$G_D = \frac{dI(U)}{dU} = \frac{I_S}{U_T} \exp\left(\frac{U}{U_T}\right) \approx \frac{I(U)}{U_T} \quad (3.26)$$

unter der Bedingung für die Kleinsignal-Analyse, d.h.  $u(t) \ll U$ . Der Leitwert  $G_D$  ist eine vom Arbeitspunkt abhängige Grösse.

Die Sperrschichtkapazität  $C_S$  kann durch einen Plattenkondensator mit der Weite der Raumladungszone berechnet werden. Unter der Schottky-Näherung, d.h. keine beweglichen Ladungen sind in der *RLZ* vorhanden, ist die Weite der *RLZ* gegeben durch

$$w_{RLZ} = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \frac{1}{N_D} (U_D - U)}. \quad (3.27)$$

Unter Berücksichtigung von beweglichen Ladungen ist die Ladungsdichte in der *RLZ*  $\rho = e(N_D^+ - n(x))$ . Die Gleichung (3.27) kann mit einem kleinen Zusatzfaktor von  $U_T = kT/e$  ergänzt werden [Sze, 1981a]

$$w_{RLZ} = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \frac{1}{N_D} (U_D - U - U_T)}. \quad (3.28)$$

Da  $U_T \ll U_D$  ist, kann die Gleichung (3.27) für die Berechnung von  $C_S$  verwendet werden

$$C_S = \frac{\epsilon \cdot A}{w_{RLZ}} = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot e N_D}{2} \frac{1}{(U_D - U)}}, \quad (3.29)$$

mit der Kontaktfläche  $A$ . Diese Gleichung gilt nur unter der Bedingung, dass die Weite der *RLZ* kleiner als die Dicke der *n*-Epitaxie-Schicht ist,  $w_{RLZ} < d_{Epi}$  (siehe auch Abb. 3.12), sonst gilt

$$C_S = \frac{\epsilon \cdot A}{d_{Epi}}, \quad (3.30)$$

d.h. die Ladungsträger in der Epitaxie-Schicht sind ausgeräumt und die Raumladungszone erreicht den hochdotierten „Buried Layer“. (Hier ist angenommen, dass der „Buried Layer“ über tausendfach höher dotiert ist als die Epitaxie-Schicht). Durch eine geeignete Dotierung  $N_D$  und Schichtdicke  $d_{Epi}$  kann die Epitaxie-Schicht

unter dem Arbeitspunkt ausgeräumt werden, d.h.  $w_{RLZ} \approx d_{Epi}$ , dadurch nimmt die Sperrschichtkapazität einen konstanten Wert  $C_S = \epsilon \cdot A/d_{Epi}$  an. Gleichzeitig trägt die relativ niedrig dotierte Epitaxie-Schicht nicht mehr zum Serienwiderstand bei. Diese Betriebsart ist als MOTT-Betrieb bekannt und wird in Abschnitt 3.1.4 näher erläutert.

### 3.1.3 Serienwiderstand einer Schottky-Diode

Der Serienwiderstand  $R_S$  setzt sich aus drei Teilen zusammen, dem ohmschen Kontaktwiderstand auf dem „Buried Layer“  $R_C$ , dem Widerstand der Schottky-Diode (von „Buried Layer“  $R_{BL}$  + von der Epitaxie-Schicht  $R_{Epi}$ ) (siehe auch Abb. 3.12) und dem Metallwiderstand des Schottky-Fingers  $R_M$ .

#### A. TLM-Messverfahren

Zur Bestimmung des ohmschen Kontaktwiderstands zwischen Metall und Halbleiter und des Schichtwiderstands von „Buried Layer“ wird häufig das TLM- (Transmission Line Model) Messverfahren verwendet [Schroder, 1998]. Die Dimension des Schichtwiderstands  $R_{SH}$  ist Widerstand pro Flächeneinheit ( $\Omega/\square$ , Ohm-square). Der ohmsche Kontaktwiderstand  $R_C$  ist ausgedrückt durch einen spezifischen Kontaktwiderstand  $\rho_C$ . Die Dimension des spezifischen Kontaktwiderstandes ist (elektrischer Widerstand)x(Fläche), in der Halbleitertechnologie oft in  $\mu\Omega\text{cm}^2$  ausgedrückt.

Die geometrische TLM-Messanordnung ist in Abb. 3.9 angegeben. Mehrere Kontaktflächen mit Weite  $w$  und Breite  $b$  sind mit unterschiedlichen Abständen  $l_i$  in Reihe angeordnet. Gemessen wird die Spannung  $U_i$  der benachbarten Kontakte unter einem konstanten eingepprägten Strom  $I_e$  und dadurch der Widerstand  $R_i$ . Der Widerstand  $R_i$  zwischen zwei benachbarten Kontakten ist gegeben durch

$$R_i = 2R_C + R_{SH} \frac{l_i}{b}. \quad (3.31)$$

Durch Messen an mindestens zwei Kontaktabständen  $l_i$  kann der Kontaktwiderstand  $R_C$  und der Schichtwiderstand  $R_{SH}$  bestimmt werden

$$R_{SH} = \frac{R_1 - R_2}{l_1 - l_2} b \quad \text{und} \quad R_C = \frac{1}{2} \frac{R_2 l_1 - R_1 l_2}{l_1 - l_2}. \quad (3.32)$$

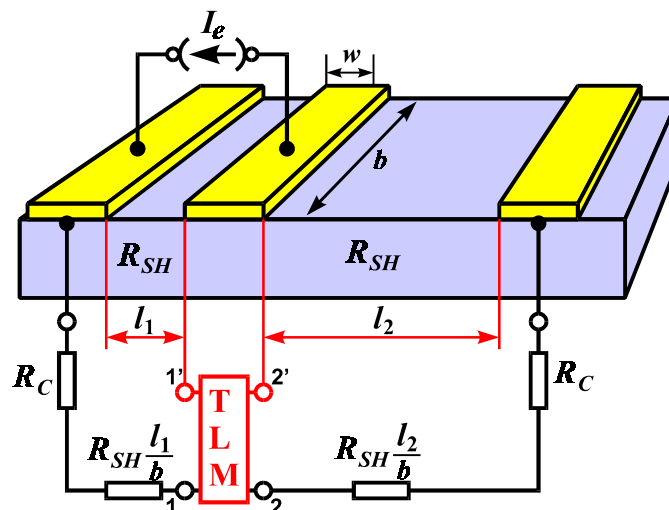


Abb. 3.9: TLM-Messanordnung.



Die lineare Beziehung zwischen  $R_i$  und  $l_i$  ist in Abb. 3.10 grafisch dargestellt. Die Transferlänge  $L_T$  ergibt sich aus dem Abszissenschnittpunkt

$$L_T = \frac{R_C b}{R_{SH}}. \quad (3.33)$$

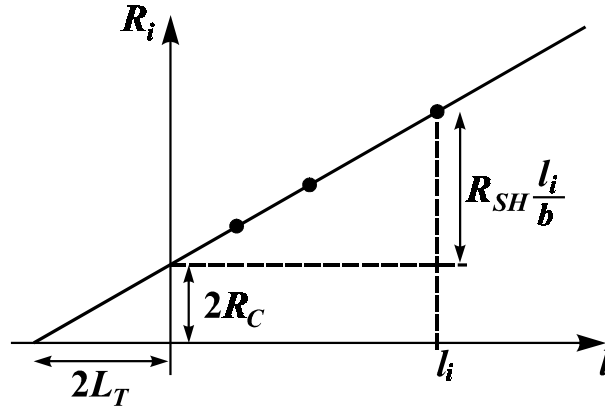


Abb. 3.10: Widerstand  $R_i$  entlang einer TLM-Struktur.

Die Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes  $\rho_C$  ist für die beiden Grenzfälle:

1.  $L_T \ll w$ , die übliche Konstellation für ohmsche Kontakte. Dann gilt
 
$$\rho_C = R_C \cdot b \cdot L_T. \quad (3.34a)$$

Unter dieser Bedingung kann die Gleichung (3.33) umgeformt werden

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_C}{R_{SH}}}. \quad (3.33a)$$

2.  $L_T \gg w$ , z.B. realisiert bei hohen Kontaktwiderständen. Dann gilt
 
$$\rho_C = R_C \cdot b \cdot w. \quad (3.34b)$$

Im allgemeinen Fall muss die Spannungs- und Stromverteilung am Kontakt mit dem TLM-Modell betrachtet werden. Betrachtet man die Spannung und den Strom am Austrittskontakt (Abb. 3.11a) und das TLM Ersatzschaltbild (Abb. 3.11b), gelten die folgenden Differentialbedingungen

$$\frac{dI}{dx} = -U(x) \frac{b}{\rho_C} \quad \text{und} \quad \frac{dU}{dx} = -I(x) \frac{R_{SH}}{b}. \quad (3.35)$$

Mit den Anfangsbedingungen für Eingangsspannung und -strom  $U(0)=U_e$ ,  $I(0)=I_e$  ergeben sich die stationären Lösungen

$$U(x) = U_e \cosh(\alpha x) - I_e Z \sinh(\alpha x),$$

$$I(x) = I_e \cosh(\alpha x) - \frac{U_e}{Z} \sinh(\alpha x) \quad (3.36)$$

mit  $Z = \sqrt{R_{SH} \rho_C}$  und  $\alpha = \sqrt{\frac{R_{SH}}{\rho_C}}$  (3.37)

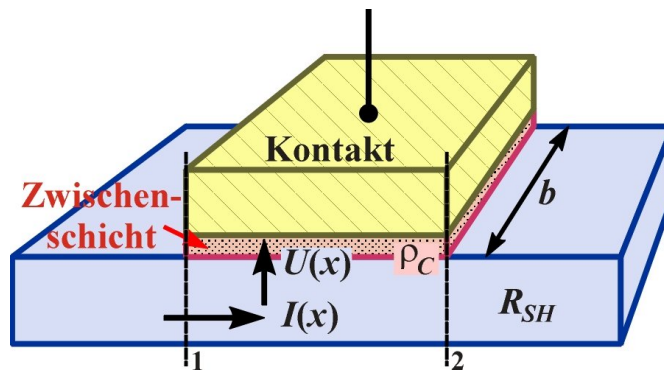
Der Kontaktwiderstand  $R_C$  ergibt sich aus dem Spannungsabfall  $U_e$  am Kontakt bei eingepprägtem Strom  $I_e$ , wobei der Strom am gegenüberliegenden Kontakttrand  $I(w)=0$  verschwindet (Abb. 3.11b).

$$R_C = \frac{U_e}{I_e} \Big|_{I(w)=0} = Z \coth(\alpha w) \quad (3.38)$$

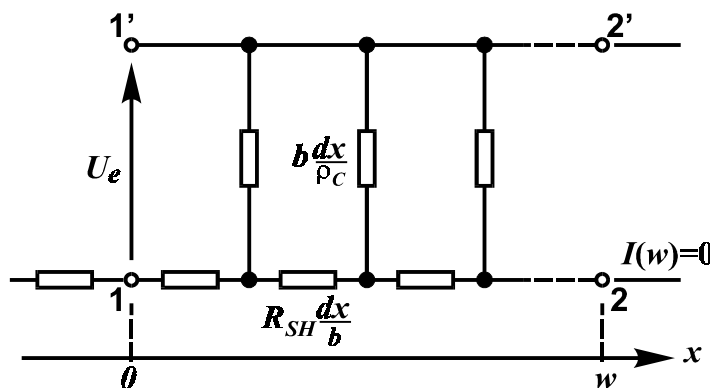
Am Kontaktrand  $x=w$  besteht ein Spannungsabfall  $U(w)$ , der zur Definition eines Kontaktendwiderstands  $R_E$  Anlass gibt.

$$R_E = \frac{U(w)}{I_e} \Big|_{I(w)=0} = \frac{Z}{\sinh(\alpha w)} \quad (3.39)$$

Die Messung des Kontaktendwiderstandes  $R_E$  wird notwendig, wenn der Schichtwiderstand unter dem Kontakt von  $R_{SH}$  abweicht [Wiebach, 1995].



(a) Modell.



(b) Ersatzschaltbild.

Abb. 3.11: TLM-Modell eines ohmschen Kontakts.

Bei den aus Abb. 3.10 oder Gl. (3.32) ermittelten experimentellen Werten von  $R_C$  und  $R_{SH}$  erhält man den spezifischen Kontaktwiderstand  $\rho_C$  aus der Lösung von Gl. (3.37) und (3.38) der transzendenten Gleichung

$$u \coth(C_1/u) = C_2. \quad (3.40)$$

mit  $C_1 = \sqrt{R_{SH}} \cdot w$ ,  $C_2 = R_C b / \sqrt{R_{SH}}$  und  $u = \sqrt{\rho_C}$ . (3.41)

In den Grenzfällen  $C_1/u \gg 1$  und  $C_1/u \ll 1$  geht Gl. (3.40) in die einfacheren Beziehungen Gl. (3.34a, b) über, z.B. für  $C_1/u \gg 1$  ( $R_{SH} w^2 / \rho_C \gg 1$ ) gilt  $\coth(C_1/u) \rightarrow 1$ , woraus folgt

$$\rho_C = R_C^2 b^2 / R_{SH} = R_C \cdot b \cdot L_T. \quad (3.34a)$$

Für  $R_{SH}=10\Omega$ ,  $w=80\mu\text{m}$  gilt Gl. (3.34a) solange  $\rho_C \ll 640\mu\Omega\text{cm}^2$ .

### B. Gesamter Widerstand

Abb. 3.12a zeigt ein REM- (Raster-Elektronen-Mikroskopie) Bild einer *Schottky*-Diode. Der Schichtaufbau der *Schottky*-Diode ist in Abb. 3.12b dargestellt. Der ohmsche Kontaktwiderstand auf dem „Buried Layer“ kann näherungsweise durch den spezifischen Kontaktwiderstand  $\rho_C$  und die Transferlänge  $L_T$  aus Gl. (3.34a) für  $L_T \ll w$  berechnet werden

$$R_C = \frac{\rho_C}{L_T b}. \quad (3.42)$$

Der spezifische Kontaktwiderstand  $\rho_C$  und die Transferlänge  $L_T$  erhält man durch eine TLM-Messung.

Die Länge des Strompfades im „Buried Layer“ auf einer Seite kann berechnet werden zu  $L_T + s + w/6$ . Der Beitrag vom „Buried Layer“ zum Serienwiderstand ist somit

$$R_{BL} = R_{SH} \frac{L_T + s + w/6}{b} \quad (3.43)$$

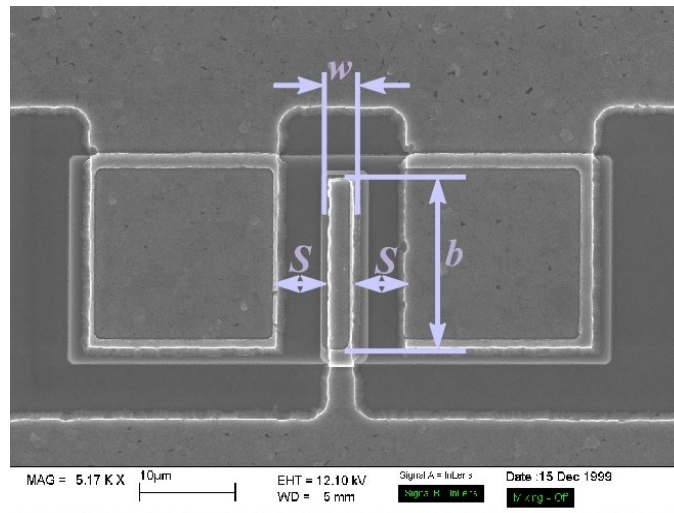
Den Schichtwiderstand  $R_{SH}$  erhält man ebenfalls aus der TLM-Messung. Wenn der spezifische Widerstand  $\rho_{BL}$  vom „Buried Layer“ bekannt ist, kann der Wert mit  $R_{SH} = \rho_{BL} / d_{BL}$  berechnet werden. Um diesen Anteil klein zu halten, ist ein sehr hoch dotierter „Buried Layer“ notwendig. Einerseits ist der Strompfad im „Buried Layer“ durch die Diodenstruktur vorgegeben. Doch kann man die Dotierung erhöhen, um einen kleinen  $R_{BL}$  zu erreichen. Andererseits erfordert ein guter ohmscher Kontakt auf *n*-Si eine sehr hohe Dotierung, insbesondere für Aluminium als Kontakt-Material.

Der Beitrag von der Epitaxie-Schicht  $R_{Epi}$  ist von der angelegten Spannung (Arbeitspunkt) abhängig

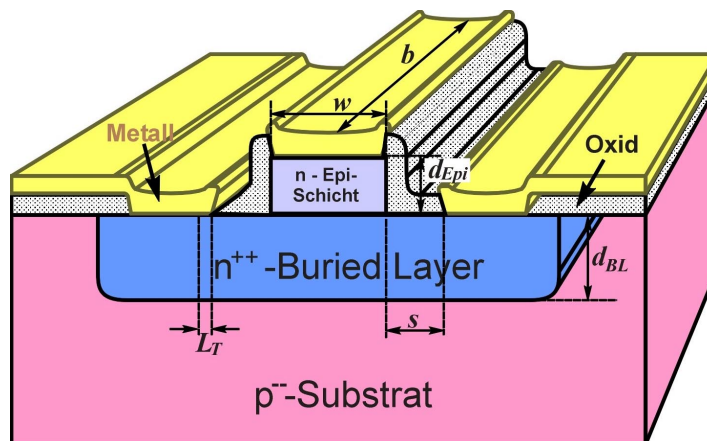
$$R_{Epi} = \rho_{Epi} \frac{d_{Epi} - w_{RLZ}}{w \cdot b}, \quad (3.44)$$

weil die Weite der *RLZ*  $w_{RLZ}$  nach Gl. (3.27) mit der Spannung  $U$  variiert wird. Um eine möglichst kleine Kapazität  $C_S$  zu erreichen, wird die Kontaktfläche einer *Schottky*-Diode sehr klein gewählt, d.h.  $w \cdot b$  sehr klein. Der spezifische Widerstand der Epitaxie-Schicht  $\rho_{Epi}$  ist in der Größenordnung von einige  $\Omega\text{cm}$ . Wenn die Epitaxie-Schicht unter dem Arbeitspunkt nicht vollständig ausgeräumt wird, d.h.  $d_{Epi} - w_{RLZ}$  nicht gegen Null, trägt der  $R_{Epi}$  einen grossen Anteil zum gesamten Serienwiderstand  $R_S$  bei. Um  $R_{Epi} \rightarrow 0$  zu erreichen, sind die Dotierung und die Dicke der Epitaxie-Schicht zu optimieren. Der MOTT-Betrieb einer *Schottky*-Diode mit einer niedrigen Dotierung und einer dünnen Schicht ist angestrebt. Der spezifische Widerstand  $\rho_{Epi}$  wird zwar bei einer niedrigen Dotierung erhöht, aber dafür ist die Raumladungszone unter dem

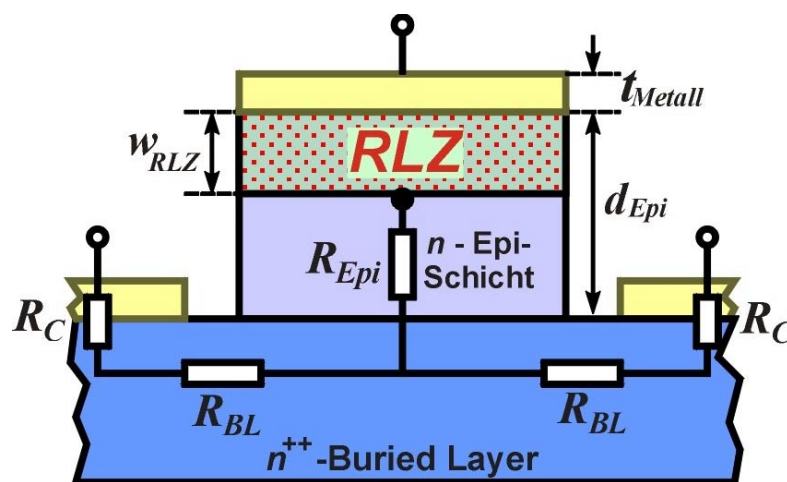
Arbeitspunkt ausgeräumt. Als Resultat ist  $R_{Epi} = \rho_{Epi} \frac{d_{Epi} - w_{RLZ}}{w \cdot b} \rightarrow 0$ .



(a) REM-Bild



(b) Schichtaufbau



(c) Beiträge zum Serienwiderstand

Abb. 3.12: Bauform und Schichtaufbau einer Schottky-Diode.

Der Metallwiderstand des Diodenfingers ist gegeben durch [Bahl and Bhartia, 1988] zu

$$R_M = \frac{1}{3} \frac{\rho_{Metall} b}{t_{Metall} w}, \quad (3.45)$$

mit dem spezifischen Widerstand  $\rho_{Metall}$  und der Schichtdicke des Metalls  $t_{Metall}$ . Dieser Anteil ist sehr klein und kann vernachlässigt werden.

Der Serienwiderstand  $R_S$  der *Schottky*-Diode ist die Summe der einzelnen Beiträge (Abb. 3.12c)

$$R_S = \frac{1}{2} R_C + \frac{1}{2} R_{BL} + R_{Epi} + R_M. \quad (3.46)$$

### 3.1.4 MOTT-Betrieb

Für den MOTT-Betrieb der *Schottky*-Diode ist eine dünne und sehr niedrig dotierte Epitaxie-Schicht erforderlich. Mit einer konstanten Dicke von 300nm wurden die Epitaxie-Schichten (*n*-Si) bei unterschiedlichen Dotierungen numerisch untersucht (Gleichstromverhalten). Der Simulator ATLAS/BLAZE der Firma SILVACO [Silvaco, 2000] wurde verwendet. Die im Simulator eingesetzten Materialkonstanten sind die Austrittsarbeit des Metalls  $\Phi_M=4,78\text{eV}$  und die Elektronenaffinität  $\chi_{Si}=4,05\text{eV}$ . Die resultierende Barrierenhöhe ist somit  $\Phi_B=0,73\text{eV}$ . Dies entspricht der Barrierenhöhe von Aluminium auf *n*-Si.

In Abb. 3.13 sind die simulierten Verläufe des Leitungsbandes im thermischen Gleichgewicht ( $U=0\text{V}$ ) und in Flussrichtung für  $U=0,4\text{V}$  dargestellt. Um die Epitaxie-Schicht in einem Arbeitspunkt für  $U=0,4\text{V}$  auszuräumen, ist eine Dotierung  $N_D$  nahe  $10^{15}\text{cm}^{-3}$  notwendig. Die flächenspezifische Kapazität der Epitaxie-Schicht beträgt unter dieser Bedingung ( $w_{RLZ}=d_{Epi}$ )  $c_{RLZ} = \epsilon_{Si} / d_{Epi} = 0,35\text{fF} / \mu\text{m}^2$ . Diese Dotierung ( $N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$ ) ist mit der MBE-Anlage zu erreichen.

Für ein Kontaktmaterial mit kleinerer Barrierenhöhe wie z.B. Nickelsilizid (NiSi) mit  $\Phi_B \approx 0,62\text{eV}$  sollte eine Epitaxie-Schicht bei gleicher Dotierung noch dünner sein, da die Diffusionsspannung  $U_D = (\Phi_B - W_{LF})/e$  kleiner wird und somit auch die Weite der Raumladungszone  $w_{RLZ} \sim (U_D - U)^{1/2}$  nach Gl. (3.27) kleiner wird. Die Dicke der Epitaxie-Schicht sollte unter der Berücksichtigung vom Arbeitspunkt zwischen 100nm und 200nm betragen.

In Tab. 3.1 sind die Weiten der Raumladungszone in Flussrichtung für  $U_D-U=0,1\text{V}$ ,  $0,05\text{V}$  und  $0,01\text{V}$  bei einer Dotierung von  $10^{15}\text{cm}^{-3}$  und  $5 \cdot 10^{15}\text{cm}^{-3}$  nach Gl. (3.27) zusammengefasst. Die Auswahl der Schichtdicke ist stark abhängig von der Barrierenhöhe und der Dotierung, weil die Diffusionsspannung  $U_D$  von den beiden Faktoren abhängig ist.

Tab. 3.1: Weite der Raumladungszone unter eine Spannung in Flussrichtung.

$w_{RLZ}$ in nm	$N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$	$N_D=5 \cdot 10^{15}\text{cm}^{-3}$
$U_D-U=0,1\text{V}$	361	161
$U_D-U=0,05\text{V}$	255	114
$U_D-U=0,01\text{V}$	114	51

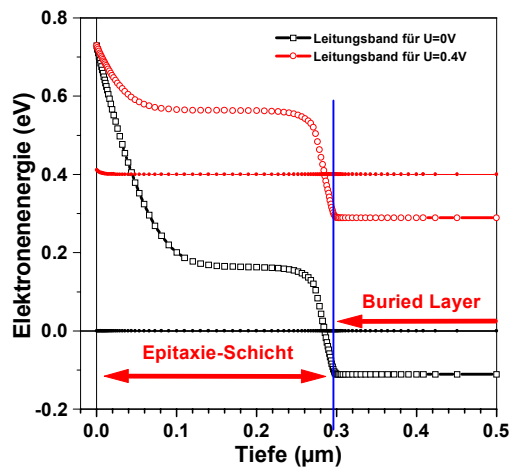
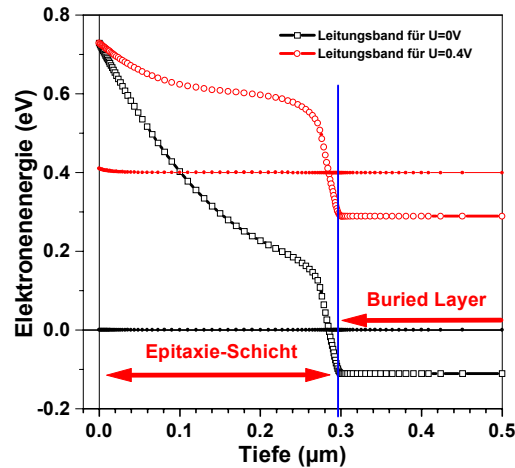
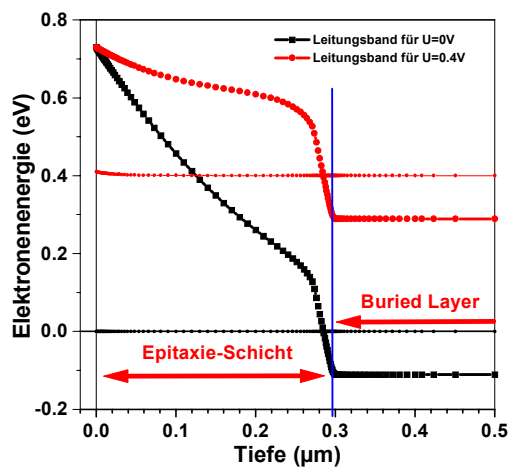
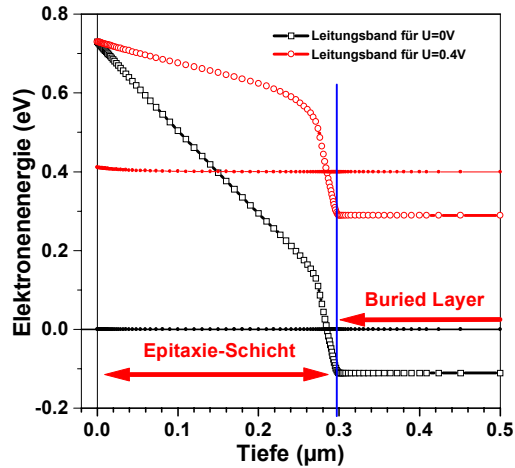
(a)  $N_D=5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (Schottky-Betrieb).(b)  $N_D=1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .(c)  $N_D=5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .(d)  $N_D=1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  (MOTT-Betrieb).

Abb. 3.13: Bandverlauf der Schottky-Dioden mit unterschiedlichen Dotierung.

### 3.1.5 Grenzfrequenz

Die Grenzfrequenz  $f_{co}$  einer Schottky-Diode wird bestimmt durch die Sperrschichtkapazität  $C_S$  und den Serienwiderstand  $R_S$

$$f_{co} = \frac{1}{2\pi R_S C_S}. \quad (3.47)$$

Für die erste Untersuchung wurde eine dicke Epitaxie-Schicht ( $d_{Epi}=300\text{nm}$ ) mit einer Dotierung von  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  gewählt. Der in der MBE hergestellte „Buried Layer“ mit einer nominellen Dotierung von  $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  war  $500\text{nm}$  dick. Nach dem Mesa-Ätzen und der Oxidation hatte der „Buried Layer“ eine effektive Dicke von  $d_{BL}=400\text{nm}$ . Aluminium wurde als das Kontaktmaterial gewählt ( $\Phi_B=0,73\text{eV}$ ). Die Abmessung der Schottky-Diode (Abb. 3.12) beträgt  $w=3\mu\text{m}$ ,  $s=4\mu\text{m}$ ,  $b=18\mu\text{m}$ .

Mit einem Schichtwiderstand  $R_{SH}=\rho_{Si}/d_{BL}=20\Omega/\square$  und einem spezifischen Kontaktwiderstand  $\rho_C=1\mu\Omega\text{cm}^2$  ist die Transferlänge  $L_T=2,2\mu\text{m}$  nach Gl. (3.33a) für  $L_T\ll w$ . Dadurch wird der Kontaktwiderstand  $R_C=2,5\Omega$  nach Gl. (3.42) und der Widerstand vom „Buried Layer“  $R_{BL}=7,4\Omega$  nach Gl. (3.43). Der Widerstandsbeitrag der Epitaxie-Schicht  $R_{Epi}$  ist abhängig von dem Arbeitspunkt. Für eine Dotierung  $N_D=2\cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$  ist die Diffusionsspannung  $U_D=0,54\text{V}$ . Die Weite der Raumladungszone für  $U=0\text{V}$  ist nach Gl. (3.27)  $w_{RLZ}=187\text{nm}$ . Der Widerstand nach Gl. (3.44) ist somit  $R_{Epi}=6,3\Omega$  (mit  $\rho_{Epi}=0,3\Omega\text{cm}$ ). Der Metallwiderstand des Diodenfingers ist nach Gl. (3.35) kleiner als  $0,1\Omega$  und wurde vernachlässigt. Der gesamte Serienwiderstand  $R_S$  ist die Summe alle Beträge nach Gl. (3.46),  $R_S=11,3\Omega$ . Die Sperrschichtkapazität für  $U=0$  ist nach Gl. (3.29)  $C_S=30\text{fF}$ . Die Grenzfrequenz ist somit nach Gl. (3.47)  $f_{co}=470\text{GHz}$ . In der Praxis soll die Grenzfrequenz  $f_{co}$  unter dem Arbeitspunkt berechnet werden. Für eine Flussspannung  $U$  mit  $(U_D-U)=0,1\text{V}$  wurde die Berechnung wie oben durchgeführt. Die Ergebnisse sind mit denen für  $U=0\text{V}$  in Tab. 3.2 zusammengefasst.

Tab. 3.2: Grenzfrequenz der Al-Schottky-Diode (Fläche:  $A=3\times 18\mu\text{m}^2$ ) mit  $N_D=2\cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$  ( $U_D=0,54\text{V}$ ) und  $d_{Epi}=300\text{nm}$  (berechnet nach Gl. (3.27) bis (3.47)).

	$U=0\text{V}$	$U=0,44\text{V}$
$w_{RLZ}$ (nm)	187	81
$R_S$ ( $\Omega$ )	11,3	17,2
$C_S$ (fF)	30	69
$f_{co}$ (GHz)	470	130

Die Grenzfrequenz  $f_{co}$  für eine Epitaxie-Schicht mit  $N_D=2\cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$  ist stark von dem Arbeitspunkt abhängig, weil sich die Raumladungszone mit zunehmender Flussspannung verkleinert. Im MOTT-Betrieb, mit einer Dotierung von  $N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$  ( $W_{LF}=0,26\text{eV}$  und  $U_D=0,47\text{V}$ ), ist die Epitaxie-Schicht unter einer Flussspannung für  $U=0,37\text{V}$  ( $U_D-U=0,1\text{V}$ ) immer noch ausgeräumt, d.h. die Weite der RLZ ist  $w_{RLZ}=d_{Epi}$  (siehe auch Tab. 3.1). Dadurch wird ein kleiner Serienwiderstand  $R_S$  wegen  $R_{Epi}=0$  und eine kleine Sperrschichtkapazität  $C_S$  erreicht. Wenn die Diode weiter in Flussrichtung getrieben wird, nimmt der Widerstand der niedrig dotierten Epitaxie-Schicht überhand und die Grenzfrequenz sinkt rapide.

Tab. 3.3: Dotierungsanforderung an niedrig dotierte Epitaxie-Schichten mit einer Diodenfläche von  $A=3\times 18\mu\text{m}^2$  (Abb. 3.12).

$d_{Epi}$ (nm)	200	250	300
$R_S$ ( $\Omega$ )	5	5	5
$C_S$ (fF)	28	23	19
$f_{co}$ (THz)	1,1	1,4	1,7
$N_D$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$3\cdot 10^{15}$	$2\cdot 10^{15}$	$1,4\cdot 10^{15}$

Mit einer noch dünneren Epitaxie-Schicht kann die Diode weiter in Flussrichtung im MOTT-Betrieb getrieben werden. In Tab. 3.3 sind die erforderlichen Dotierungen für dünne Epitaxie-Schichten mit einer Dicke von 200nm, 250nm und 300nm zusammengefasst. Die Betriebsspannung  $U$  ist für  $U_D-U=0,1V$  ausgewählt. Um einen sicheren MOTT-Betrieb zu gewährleisten, muss die Dotierung bei  $N_D=10^{15} \text{ cm}^{-3}$  bleiben.

### 3.2 Si-Schottky-Dioden mit Al und NiSi als Kontaktmaterial

Da Aluminium die Hauptmetallisierung für die gesamte Schaltung ist, wurde zuerst Aluminium als Kontaktmaterial verwendet. Dadurch lässt sich die Metallisierung für die passiven Schaltungen und die Schottky-Kontakte in einem Schritt realisieren. Wegen der relativ hohen Schottky-Barriere von Aluminium auf  $n$ -Si ( $\Phi_B > 0,7\text{eV}$ ) ist eine DC-Bias-Spannung für den Arbeitspunkt notwendig. Aber das Anpassungsnetzwerk zur Entkopplung von DC- und HF-Signalen braucht eine grosse Fläche. Andererseits wird die Schaltungssymmetrie durch die DC-Zuleitung gestört. Diese Symmetrie wird häufig bei einem Mischer benutzt, um eine gegenseitige Trennung der unterschiedlichen Frequenzen zu realisieren. Deshalb ist eine Schottky-Diode mit niedriger Schottky-Barriere (sogenannte „zero-bias“ Schottky-Diode) gewünscht. Bei solchen Dioden wird der Arbeitspunkt durch die HF-Leistung eingestellt. Nickelsilizid wurde als Kontaktmaterial wegen seiner niedrigen Schottky-Barriere ausgewählt. Nickelsilizid besitzt auch einen sehr kleinen Kontaktwiderstand auf hoch dotiertem  $n$ -Si. Dagegen ist für einen kleinen Kontaktwiderstand von Aluminium auf  $n$ -Si eine sehr hohe Dotierung ( $>10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) erforderlich.

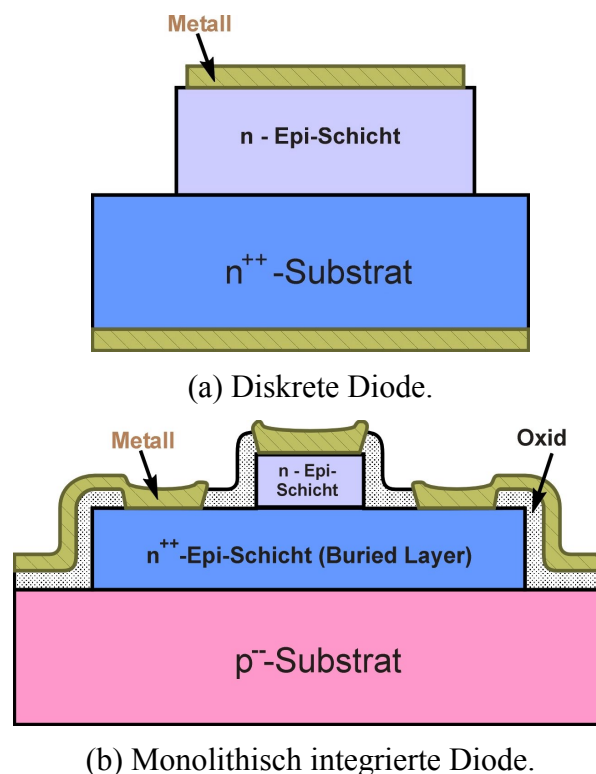


Abb. 3.14: Schottky-Mesa-Dioden.



Zur Untersuchung der physikalischen Eigenschaften der *Schottky*-Dioden wurde die Mesa-Diode auf hoch dotiertem  $n^{++}$ -Substrat mit  $\rho=1\text{-}4\text{m}\Omega\text{cm}$  (Abb. 3.14a) prozessiert. Nach der Mesa-Ätzung wurde Aluminium auf die Vorder- und Rückseite gesputtert. Anschliessend wurde das Aluminium auf der Vorderseite strukturiert.

Zur Herstellung der monolithisch integrierten Dioden (Abb. 3.14b) wurde eine Oxidschicht nach der zweistufigen Mesa-Ätzung aufgebracht. Im nächsten Schritt wurden die Oxidfenster geöffnet. Danach wurde Aluminium gesputtert und strukturiert. Mit NiSi als Kontaktmaterial wurde Nickel zuerst gesputtert und anschliessend in der RTP-Anlage bei  $450^\circ\text{C}$  siliziert. Nach dem Wegätzen von nicht siliziertem Nickel wurde Aluminium gesputtert und strukturiert. Der Prozessablauf ist in Tab. 3.4 aufgelistet.

Tab. 3.4: Prozessschritte zur Herstellung der monolithischen Dioden.

Schritt	Kontaktmaterial: Al	Kontaktmaterial: NiSi
1	Obere Mesa ätzen	
2	Untere Mesa ätzen	
3	RTP-Oxid (200nm)	
4	Oxidfenster für Kontakt	
5	Al sputtern	Nickel sputtern
5a	Silizieren in RTP	
5b	Nickel wegätzen mit $\text{H}_2\text{SO}_4$	
5c	Al sputtern	
6	Al strukturieren	

### 3.3 Messtechnische Charakterisierung

#### 3.3.1 Auswertung der DC-Kennlinien von Dioden

##### A. Innere Diode

Aus den gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien werden die Diodeneigenschaften analysiert. Die parasitäre Beschaltung einer Diode kann im allgemeinen beschrieben werden durch einen Serienwiderstand  $R_S$ , einen Paralleleitwert  $G_P$  und eine Stromquelle  $I_M$  (Abb. 3.15).

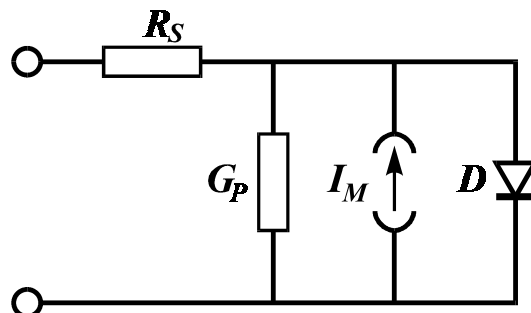


Abb. 3.15: Parasitäre Beschaltung einer Diode

Die Messstromquelle  $I_M$  entsteht durch Photostrom und Gleichrichtung von Störspannungen und sollte in einer Meßanordnung möglichst klein sein. Ihr Betrag kann abgeschätzt werden durch eine Strommessung bei  $U=0V$ . Ein Parallelleitwert  $G_P$  deutet auf strukturelle (Dotierspikes, Defekte) oder technologische Probleme (Metallbrücken, Oberflächenkanäle) hin. Bei Verdacht sollte der Niedrigstrombereich (d.h. der Sperrbereich und der Anfangsflußbereich) linear dargestellt werden. Linearität deutlich über  $\pm 50$  mV hinaus ist ein Hinweis auf  $G_P$ . Bis 50mV ist die Diodenkennlinie selbst linear nach einer Linearisierung der Exponentialfunktion.

Die Flusskennlinie nach Gl.(3.16) für  $U>U_T$  kann vereinfacht werden zu

$$I(U) = I_S \exp\left(\frac{U}{\eta_0 U_T}\right) \quad (3.48)$$

mit dem Idealitätsfaktor  $\eta_0=1$  für eine *Schottky*-Diode. In halblogarithmischer Darstellung ist eine  $IU$ -Kennlinie nach Gl. (3.48) eine Gerade. Aus der Steigung der Gerade, unter Berücksichtigung von  $\eta_0$ , kann der Sättigungsstrom bzw. die Sättigungsstromdichte ermittelt werden. Dieser lineare Bereich beginnt mit der Dominanz des Diodenstroms und weicht ab wegen des Einflusses vom Serienwiderstand  $R_S$  in hohem Strombereich.

Der Serienwiderstand  $R_S$  ist nur bei hohem Strom bemerkbar als zusätzlicher Spannungsabfall  $I \cdot R_S$  zwischen Messkurve und extrapolierte, idealer Diodenkennlinie (Abb. 3.16a). Bei hohem Strom ( $U \gg U_T$ ) kann die Diodenkennlinie nach Gl.(3.48) umgeschrieben werden zu

$$I(U) = I_S \exp\left(\frac{U - IR_S}{\eta_0 U_T}\right) = I_S \exp\left(\frac{U}{\eta_{eff} U_T}\right). \quad (3.49)$$

Direkt aus den gemessenen Daten ist ein effektiver Idealitätsfaktor  $\eta_{eff}$  zu berechnen durch

$$\eta_{eff} = \frac{I}{U_T} \frac{dU}{dI} = \frac{1}{U_T} \frac{1}{d(\ln I)/dU}. \quad (3.50)$$

Der effektive  $\eta_{eff}$  kann ebenfalls nach Gl. (3.49) als Funktion des Strom dargestellt werden

$$\eta_{eff}(I) = \eta_0 + \frac{R_S}{U_T} I. \quad (3.51)$$

Auftragen von  $\eta_{eff}(I)$  ergibt sich  $R_S/U_T$  als Steigungsmaß (Abb. 3.16b). Der Serienwiderstand  $R_S$  ist dadurch gegeben durch

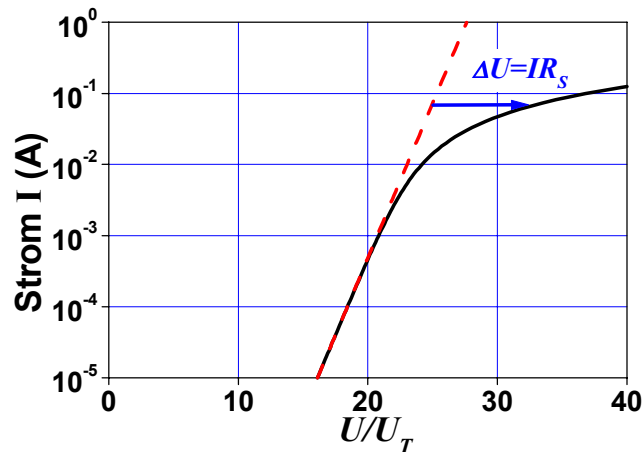
$$R_S = U_T \frac{d\eta_{eff}(I)}{dI}. \quad (3.52)$$

Nach Abzug der parasitären Elemente verbleibt als innere Spannung  $U_i$  bzw. der innere Strom  $I_i$

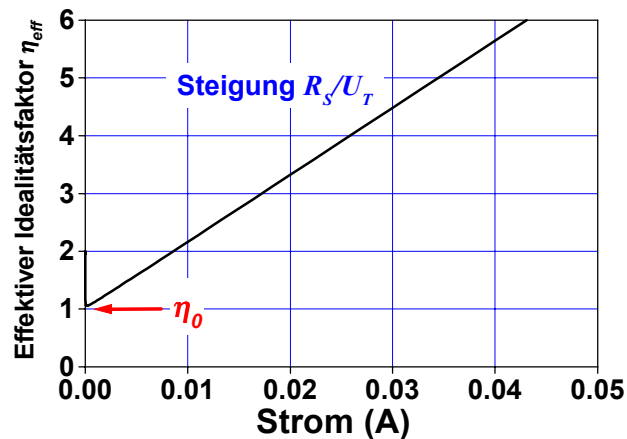
$$\begin{aligned} U_i &= U - IR_S \\ I_i &= I - I_M - G_P U. \end{aligned} \quad (3.53)$$

Der Sättigungsstrom  $I_S$  kann aus der Messkurve durch die Gleichungen Gl. (3.53) und (3.48) und mit dem Idealitätsfaktor  $\eta_0$  berechnet werden.

Die parasitären Werte  $R_S$ ,  $G_P$  und  $I_M$  können arbeitspunktabhängig sein. Eine experimentelle Bestimmung der Abhängigkeit ist meist nicht möglich, da die einzelnen parasitären Effekte nur in Teilbereichen der Kennlinien wirksam werden. Für eine



(a) Kennlinie bei hohem Strom



(b) Effektiver Idealfaktor

Abb. 3.16: Einfluss des Serienwiderstands auf Kennlinie und Idealfaktor  $\eta_{eff}$  mit  $\eta_0=1$ ,  $I_S=10^{-12}$  A und  $R_S=3\Omega$ .

epitaxiale Diode kann der Serienwiderstand unter dem Arbeitspunkt berechnet werden (siehe Abschnitt 3.1.3).

Der Idealfaktor einer *Schottky*-Diode ist im idealen Fall  $\eta_0=1$ . Wegen der Zustände am Rand und auf der Grenzfläche des Metall-Halbleiter-Übergangs existiert ein Rekombinationsstrom, der im sehr kleinen Strombereich zu beobachten ist. Im allgemeinen setzt sich der gesamte Strom aus dem Diodenstrom und den Rekombinationsströmen zusammen. Wenn nur ein Rekombinationsmechanismus dominiert, ist der gesamte Strom

$$I(U) = I_S \left[ \exp\left(\frac{U}{\eta_0 U_T}\right) - 1 \right] + I_{RS} \left[ \exp\left(\frac{U}{\eta_R U_T}\right) - 1 \right] \quad (3.54)$$

mit dem Sättigungsstrom der Rekombination  $I_{RS}$  und dem zugehörigen Idealfaktor  $\eta_R$ . Der Verlauf des mit Gl. (3.50) berechneten Idealfaktors  $\eta_{eff}(U)$  spiegelt das

Verhältnis  $I_{RS}/I_S$  wieder. Abb. 3.17 zeigt den Verlauf  $\eta_{eff}(U)$  mit  $I_{RS}/I_S$  als Parameter. Wegen der kleinen Steigung ( $\eta_R=2$ ) ist der Anteil des Rekombinationsstroms dann bemerkbar, wenn  $I_{RS} \gg I_S$  ist. Der Serienwiderstand  $R_S$  verursacht den Anstieg des effektiven Idealitätsfaktors  $\eta_{eff}(U)$  im grossen Strombereich. Bei einer realen Diode bildet  $\eta_{eff}(U)$  ein Minimum wegen des Rekombinationsstroms und des Serienwiderstands. Wenn sich das Plateau um das Minimum über 100mV ausdehnt, kann man das Minimum  $\eta_{eff,min}$  als Idealitätsfaktor des Diodenstroms annehmen,  $\eta_0 \approx \eta_{eff,min}$ .

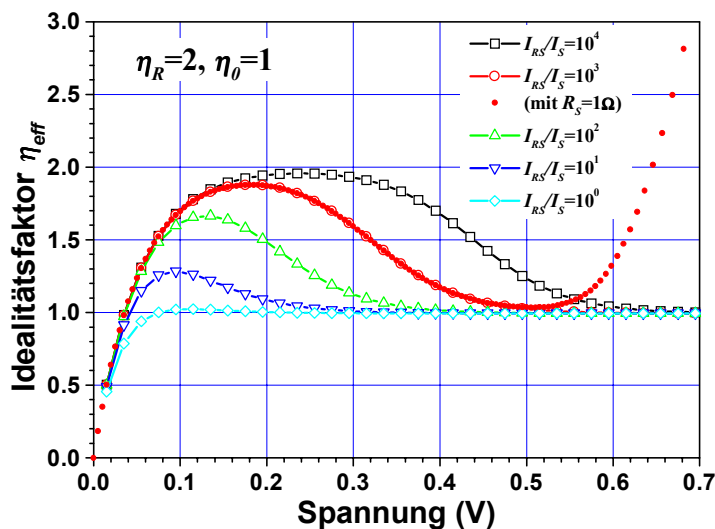


Abb. 3.17: Idealitätsfaktor  $\eta_{eff}(U)$

### B. Kelvin-Messung

Die DC-Charakterisierung der Dioden findet auf einem „On-Wafer“-Messplatz mit der Proberstation PA200 der Firma KARLSÜSS statt. Die SMU- (Source Measure Unit) Kanäle des Halbleiter-Parameter-Testers (HP 4156A) prägen die Spannung bzw. den Strom ein, und messen gleichzeitig den Strom bzw. die Spannung. Das *Kelvin*-Messverfahren wurde hier verwendet, um einen kleinen Widerstand mit einer guten Genauigkeit messen zu können. Abb. 3.18 zeigt den schematischen „On-Wafer“-Messaufbau mit dem *Kelvin*-Messverfahren nach [Hewlett Packard, 1994].

Beim Messen von einem kleinen Widerstand fliesst ein grosser Strom durch das Bauelement (DUT, Device Under Test). In einem normalen Messverfahren hat dieser hohe Strom einen bemerkbaren Spannungsabfall an dem Widerstand von Kabel und Kontakten. Bei der „On-Wafer“-Messung ändert sich der Kontaktwiderstand zwischen der Nadel und dem Al-Pad zwischen  $0,5\Omega$  und ca.  $5\Omega$ , je nach dem Kontaktdruck.

Das *Kelvin*-Messverfahren verwendet die getrennte Versorgungs- (Force-) bzw. Mess- (Sense-) Leitung. Im Beispiel von Abb. 3.18 gibt die Force-Leitung vom SMU1 eine Spannung an das Testbauelement. Kein Strom fliesst durch die Force-Leitung. Die eingestellte Spannung wird vollständig an das Testbauelement angelegt. Den Strom misst die Sense-Leitung von SUM1. Bei der Messung einer Diode ist SMU2 als Masse

eingestellt. Mit diesem Messverfahren kann der Messplatz einen Widerstand von  $50\text{m}\Omega$  messen.

Die Dioden-Kennlinien wurden auf dem „On-Wafer“-Messplatz mit dem *Kelvin*-Messverfahren gemessen.

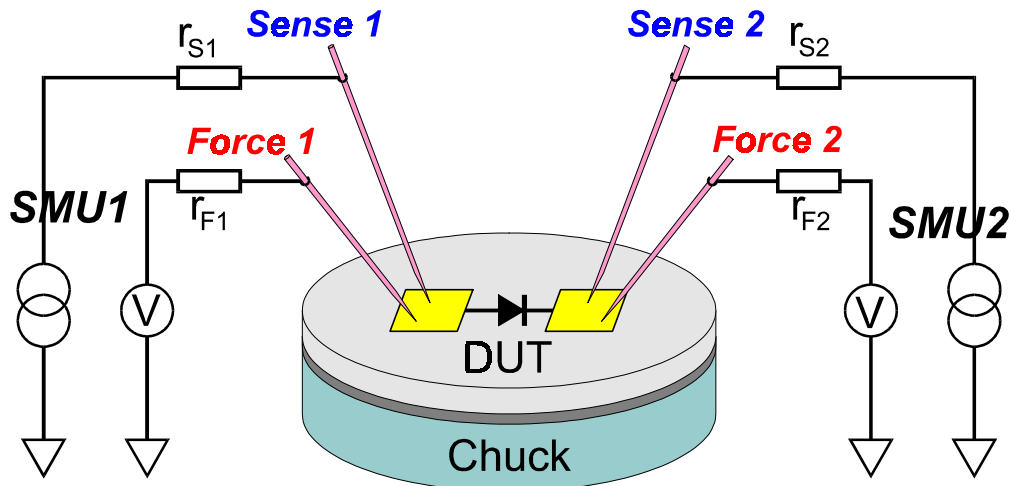


Abb. 3.18: „On-Wafer“-Messung mit *Kelvin*-Messverfahren.

### C. Dioden-Kennlinien

Abb. 3.19a zeigt die gemessene  $IU$ -Kennlinie und den effektiven Idealfaktor  $\eta_{\text{eff}}(U)$  einer diskreten *Schottky*-Diode mit Rückseitenkontakt (Aufbau siehe Abb. 3.14a). Die Dotierung der Epitaxie-Schicht auf  $n^{++}$ -Substrat ist  $N_D \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Die Metallisierung ist Aluminium. Die Fläche der Diode beträgt  $160 \times 160 \mu\text{m}^2$ . Das Plateau in der Kurve von  $\eta_{\text{eff}}(U)$  mit einem Minimum  $\eta_0 = 1,033$  stellt den linearen Bereich der  $IU$ -Kennlinie dar. Aus diesem linearen Bereich wurde eine Sättigungsstromdichte von  $i_s = 3 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$  ermittelt. Die Erhöhung des Idealfaktors  $\eta_{\text{eff}}(U)$  bei  $U = 0,1 \text{ V}$  deutet auf den Rekombinationsstrom hin. In diesem Fall gibt es am Mesarand die Rekombinationszentren. Der mit zunehmender Sperrspannung steigende Sperrstrom ist durch den Tunneleffekt und die Barriererniedrigung durch die Bildkraft verursacht.

Die gemessene  $IU$ -Kennlinie wird mit Gl. (3.50) und (3.52) nach  $\eta_{\text{eff}}(I)$  und  $R_S(I)$  ausgewertet. In Abb. 3.19b sind der Idealfaktor  $\eta_{\text{eff}}(I)$  und der Serienwiderstand  $R_S(I)$  dargestellt. In dieser linearen Darstellung sind nur die Werte im Hochstrombereich zu sehen. Die meisten Punkte liegen in der Nähe der Achse. Der Abszissenschnittpunkt von  $\eta_{\text{eff}}(I)$  ist der Wert von  $\eta_0$ . Der hier gemessene Serienwiderstand beträgt  $R_S = 1,6 \Omega$ . Das ist die Summe der Beiträge von der niedrig dotierten Epitaxie-Schicht und der Messanordnung.

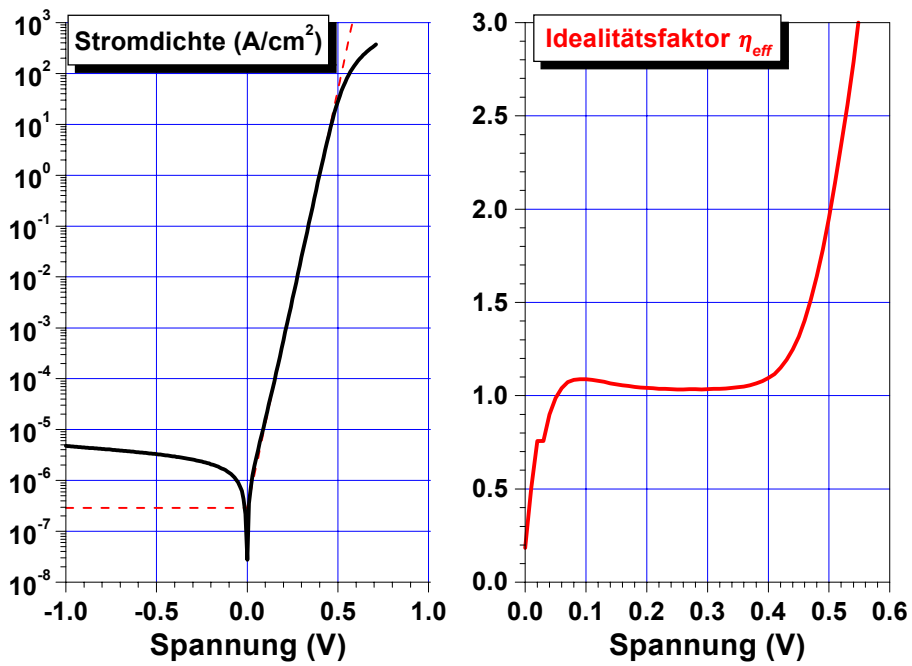
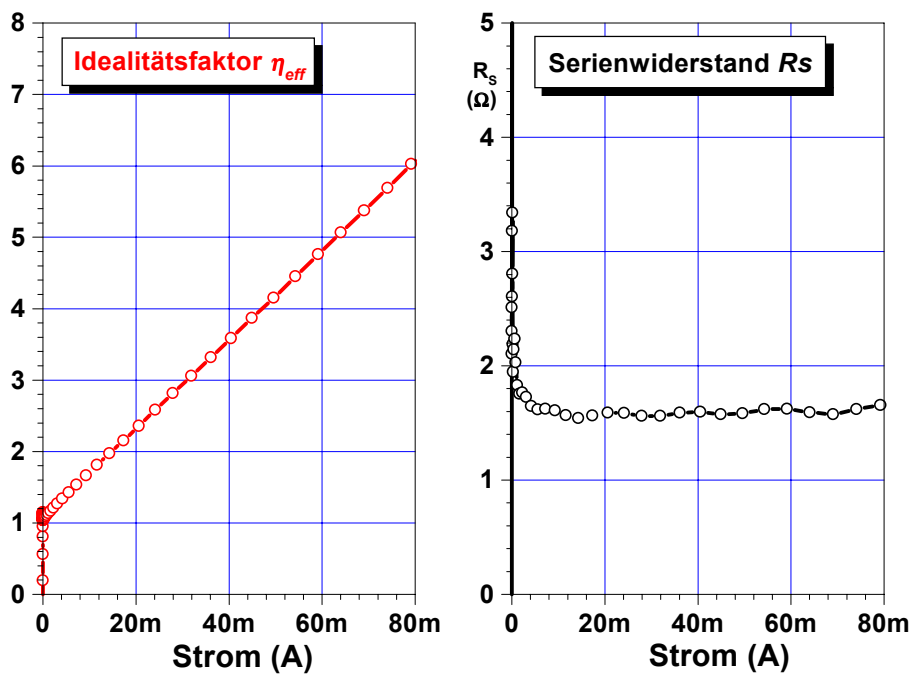
(a)  $IU$ -Kennlinie und  $\eta_{eff}(U)$ .(b) Idealfaktor  $\eta_{eff}(I)$  und Serienwiderstand  $R_s(I)$  als Funktionen von Strom.

Abb. 3.19: Diodenkennlinie einer diskreten *Schottky*-Diode (Probe 303).

### 3.3.2 Temperaturabhängigkeit der $IU$ -Kennlinien

Die Temperaturabhängigkeit der  $IU$ -Kennlinien wurde ebenfalls untersucht. Die gemessenen  $IU$ -Kennlinien bis  $-4V$  unter den Temperaturen von  $-10^\circ C$  bis  $140^\circ C$  sind in Abb. 3.20 dargestellt. Wie erwartet steigt der Strom mit zunehmender Temperatur in Flussrichtung und Sperrichtung. Mit zunehmender Sperrspannung nimmt der Tunnelstrom zu. Dies ist insbesondere bei tiefen Temperaturen zu beobachten, weil die Stromanteile ausser dem Tunnelstrom unter den tiefen Temperaturen mit  $\exp(-W_A/kT)$  stark abnehmen, hierbei ist  $W_A$  die Aktivierungsenergie. Dadurch dominiert der Tunnelstrom bei niedrigen Temperaturen. Bei hohen Temperaturen ist der Tunnelstrom unter dem hohen Diodenstrom nicht mehr zu sehen.

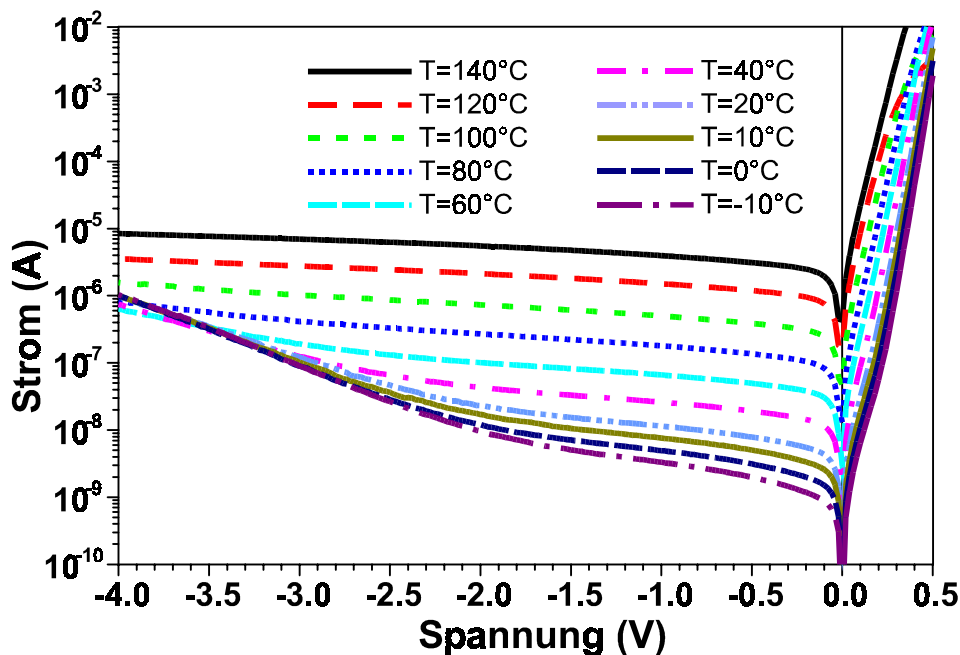


Abb. 3.20: Temperaturabhängigkeit der Diodenkennlinie (Probe 303).

Der Sättigungsstrom, der aus der jeweiligen Kennlinie in Flussrichtung ermittelt werden kann, ist von der *Schottky*-Barrierrhöhe  $\Phi_B$  nach Gl. (3.25) abhängig. Die Barrierrhöhe  $\Phi_B$  ist nichts anderes als die Aktivierungsenergie  $W_A$  in einem *Arrhenius*-Plot. Die Gleichung (3.25) als *Arrhenius*-Plot ist wiedergegeben durch

$$\log\left(\frac{i_S}{T^2}\right) = \log(A^*) + \log(e) \cdot \left(-\frac{\Phi_B}{k}\right) \cdot \frac{1}{T} \quad (3.55)$$

mit der Sättigungsstromdichte  $i_S = I_S/A$ . In Abb. 3.21 ist der *Arrhenius*-Plot dargestellt. Die Sättigungsstromdichten unter den verschiedenen Temperaturen sind aus den Messdaten in Abb. 3.20 ermittelt. Für diesen Datensatz ergab sich durch lineares Fitting eine Steigung von  $S = -3690 A/cm^2 T$ , dies entspricht einer Barrierrhöhe von  $\Phi_B = (-S) \cdot k / \log(e) = 0,733 eV$ . Dieses Messverfahren zur Bestimmung der Barrierrhöhe ist genau. Die gemessenen Sättigungsströme variieren über sechs Grössenordnung innerhalb einem Temperaturbereich von 150 Grad. Aber die Messung ist aufwendig und benötigt ein Thermo-System mit genauer Temperaturkontrolle.

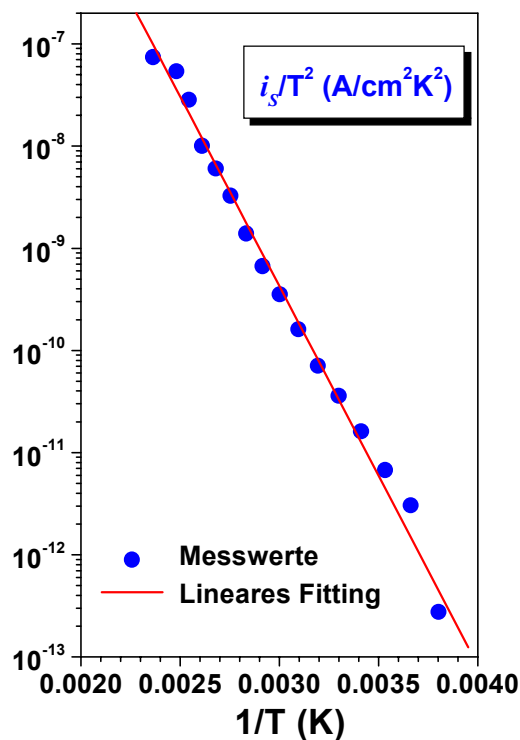


Abb. 3.21: Arrhenius-Plot.

### 3.3.3 Schottky-Barrierenhöhe

Ein schnelles Messverfahren zur Bestimmung der *Schottky*-Barrierenhöhe ist, Messen des Sättigungsstromes bei Zimmertemperatur. Damit ergibt sich die Barrierenhöhe nach Gl. (3.25) zu

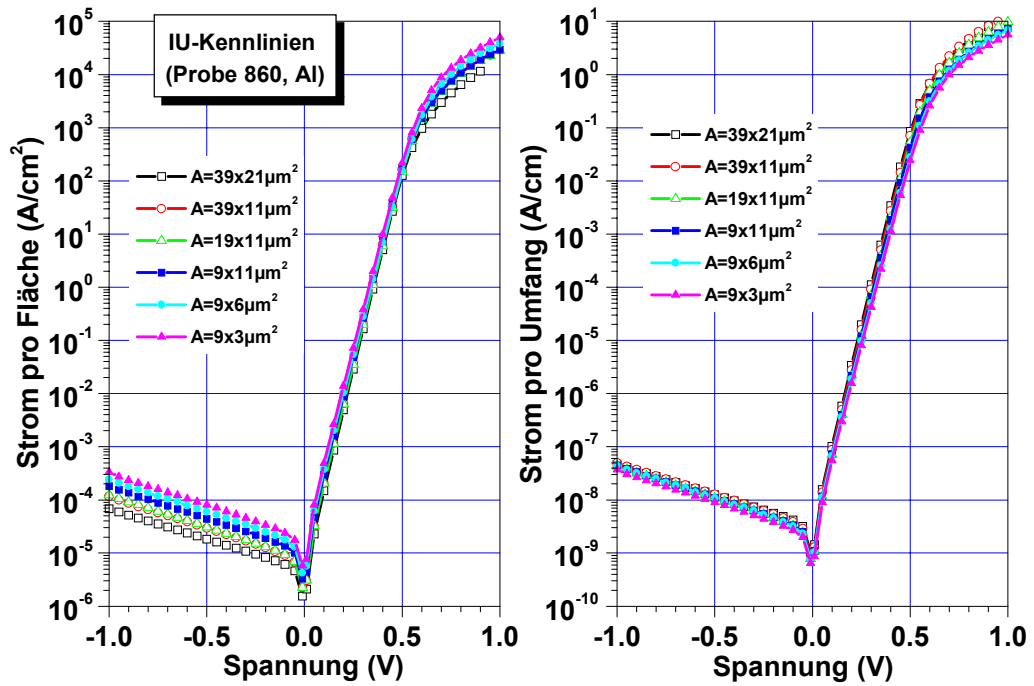
$$\Phi_B = kT \ln \left( \frac{AA^*T^2}{I_S} \right), \quad (3.56)$$

mit der *Richardson*-Konstante  $A^*=112+6A/\text{cm}^2\text{K}^2$  für *n*-Si [Schroder, 1998]. Messtechnisch kann nur die effektive Barrierenhöhe bestimmt werden.

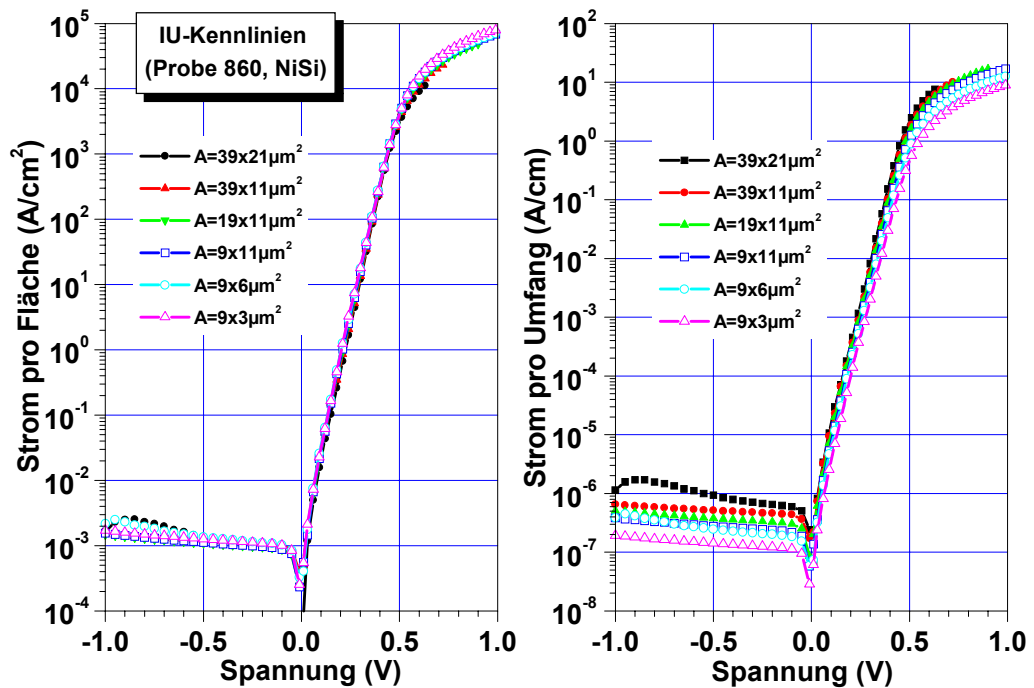
Zur Bestimmung der *Schottky*-Barrierenhöhe der Aluminium- bzw. Nickelsilizid-Kontakte wurden Epitaxie-Schichten mit unterschiedlicher Dotierung auf  $n^{++}$ -Substrat ( $\rho_{Si}=1-4\text{m}\Omega\text{cm}$ ) gewachsen. Die planaren Dioden wurden mit Aluminium bzw. Nickelsilizid als Kontaktmaterial hergestellt. Der Diodenaufbau ist ähnlich wie der Aufbau der monolithischen Dioden in Abb. 3.14b. Statt hochohmiges Substrat wird das  $n^{++}$ -Substrat verwendet und daher fällt die hoch dotierte  $n^{++}$ -Epitaxie-Schicht weg. Stellvertretend ist die *IU*-Kennlinie der Probe Nr. 860 mit einer Dotierung von  $N_D=10^{16}\text{cm}^{-3}$  in Abb. 3.22 dargestellt. In Abb. 3.22a bzw. Abb. 3.22b sind die *IU*-Kennlinien mit Aluminium-Kontakt bzw. mit NiSi-Kontakt zusammengefasst.

Zur Bewertung des Prozessablaufs werden die gemessenen *IU*-Kennlinien der *Schottky*-Dioden unterschiedlicher Grösse auf Fläche und Umfang normiert. Im idealen Fall fließt ein flächenproportionaler Strom (Volumenstrom) durch die Diode. Aber wegen der Randgestaltung und Beschädigung durch einzelne Prozessschritte (wie z.B. Mesa-Ätzen) fließen in der Regel auch Randströme. Die Dominanz von Volumenstrom bzw. Randströmen kann durch die normierten *IU*-Kennlinien (Strom pro Fläche und Strom pro Umfang) festgestellt werden.





(a) Mit Al Kontakt.



(b) Mit NiSi-Kontakt.

Abb. 3.22:  $IU$ -Kennlinien der planaren Schottky-Dioden (Probe 860).

Das Beispiel in Abb. 3.22a zeigt, dass der Strom in Flussrichtung flächenproportional ist. Dagegen dominieren die Randströme den Sperrstrom. Dieser Sperrstrom ist deutlich grösser als der Sättigungsstrom  $I_S$ . Die Umfangproportionalität im sehr kleinen Strombereich in Flussrichtung deutet hin, dass die Rekombination am Rand stattfindet. Da die *Schottky*-Barriere des NiSi-Kontakts kleiner als die des Aluminium-Kontakts ist, deckt der Volumen-Sperrstrom die möglichen Randströme ab. Dadurch wird in Abb. 3.22b nur die Flächenproportionalität im Sperrbereich festgestellt.

Für die Berechnung der Barrierenhöhe  $\Phi_B$  mit Gl. (3.56) wird ein Volumenstrom in Flussrichtung vorausgesetzt. Die Randströme liefern einen kleinen Beitrag zu einer scheinbaren Verkleinerung der Barrierenhöhe. Die *Schottky*-Barrieren dieser Testserie für Aluminium- bzw. NiSi-Kontakt sind in Tab. 3.5 zusammengefasst. Darin ist der Einfluss der Randströme eingeschlossen.

Tab. 3.5: *Schottky*-Barrierenhöhe für Al- bzw. NiSi-Kontakt  
(mit der *Richardson*-Konstante von  $A^* = 110 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$ ).

Probe Nr.	856	857	858	860	848
Dotierung $N_D$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$5 \cdot 10^{17}$	$10^{17}$	$5 \cdot 10^{16}$	$10^{16}$	$\approx 10^{15}$
Barriere $\Phi_B$ (eV) (Al)	0,66	0,70	0,70	0,71	0,71
Barriere $\Phi_B$ (eV) (NiSi)	0,57	0,61	0,62	0,59	0,61

Gemäss Gl. (3.11) ist die Barriererniedrigung durch die Bildkraft bei hoher Dotierung deutlich zu bemerken. In dieser Testserie ist eine Probe (Nr. 856) mit  $N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  dotiert. Diese Probe hat eine deutlich kleinere Barriere sowohl mit Aluminium-Kontakt als auch mit NiSi-Kontakt. Die Barriererniedrigung durch die

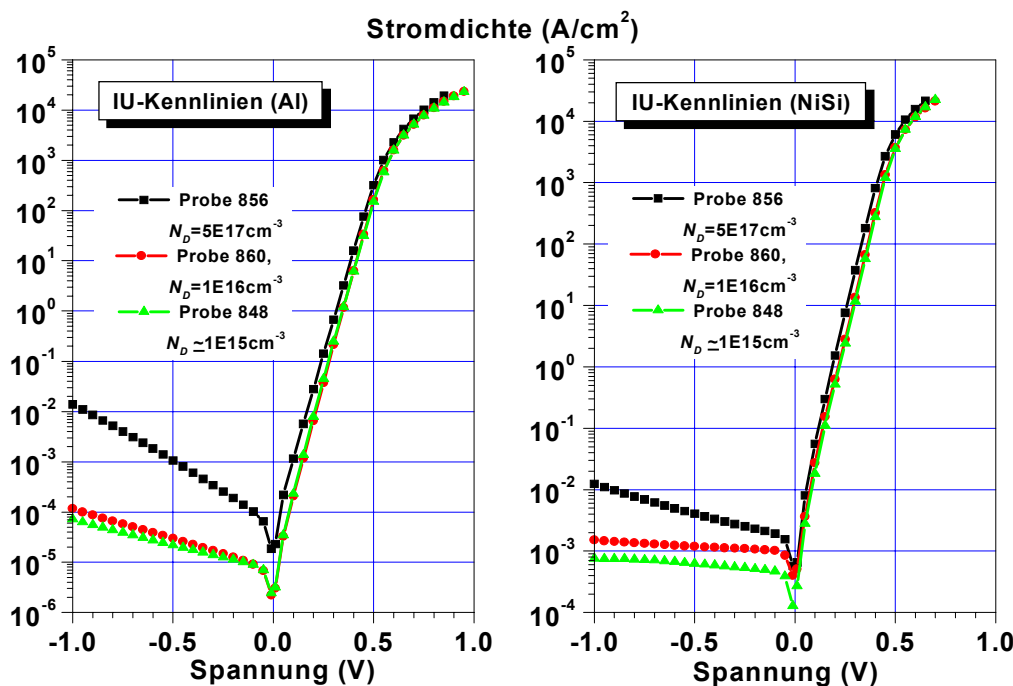


Abb. 3.23: Vergleich der *IU*-Kennlinien.

Bildkraft ist auch proportional zu  $(U_D - U)^{1/4}$  im Sperrbereich. Die  $IU$ -Kennlinie dieser Probe ist im Vergleich mit Probe Nr. 860 und 848 in Abb. 3.23 dargestellt. Der Anstieg des Sperrstroms der Probe Nr. 856 deutet auf diesen Effekt hin. Für eine Epitaxie-Schicht mit  $N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  beträgt die Barrierenerniedrigung  $\Delta\Phi_B$  für  $U=0$  nach Gl. (3.11) 60meV.

### 3.3.4 CV-Messung und Dotierprofil

Ein häufiges Messverfahren zum Bestimmen des Dotierprofils ist die Kapazität-Spannungs-Messung ( $CV$ -Messung). Für eine konstante Dotierung ist nach Gl. (3.29) der Kehrwert der quadratischen Sperrschichtkapazität  $1/C_S^2$  proportional zu der angelegten Sperrspannung  $-U$ . Die effektive Dotierung  $N_{eff}$  am Rand der Raumladungszone kann bestimmt werden durch

$$\frac{d(A^2/C_S^2)}{d(-U)} = \frac{2e}{\epsilon} \cdot \frac{1}{N_{eff}} \quad (3.57)$$

mit der Tiefe der Schicht ( $RLZ$ )

$$l = \frac{A\epsilon}{C_S}. \quad (3.58)$$

Durch die Kombination der Gl. (3.57) mit Gl. (3.58) erhält man das Dotierprofil  $N_{eff}(l)$ .

Auf dem „On-Wafer“-Messplatz am IHT ist ein Impedance- Gain/Phase-Analyser (HP4194) für die  $CV$ -Messung im Einsatz. Die ganze Messanordnung hat eine Kapazität von ca. 0,3 bis 0,5pF (inklusive Kapazitäten der Messleitungen und der Messnadel). Aufgrund dieses Systemfehlers darf die Diodenfläche nicht zu klein sein, damit der Fehler beim Dotierprofil innerhalb einer akzeptablen Grenze bleibt.

Angenommen sei ein Systemfehler der Kapazität  $\Delta C$ . Die gemessene Kapazität  $C_{mess}$  ist die Summe der Kapazitäten der Diode  $C_{DUT}$  und des Systemfehlers  $\Delta C$

$$C_{mess} = C_{DUT} + \Delta C = C_{DUT} (1 + \Delta C/C_{DUT}). \quad (3.59)$$

Für  $\Delta C \ll C_{DUT}$  ist

$$\frac{A^2}{C_{mess}^2} \approx \frac{A^2}{C_{DUT}^2} \left( 1 - 2 \frac{\Delta C}{C_{DUT}} \right) = \frac{A^2}{C_{DUT}^2} - 2 \frac{\Delta C}{A} \cdot \frac{A^2}{C_{DUT}^2} \cdot \frac{A}{C_{DUT}}. \quad (3.60)$$

Im allgemein ist

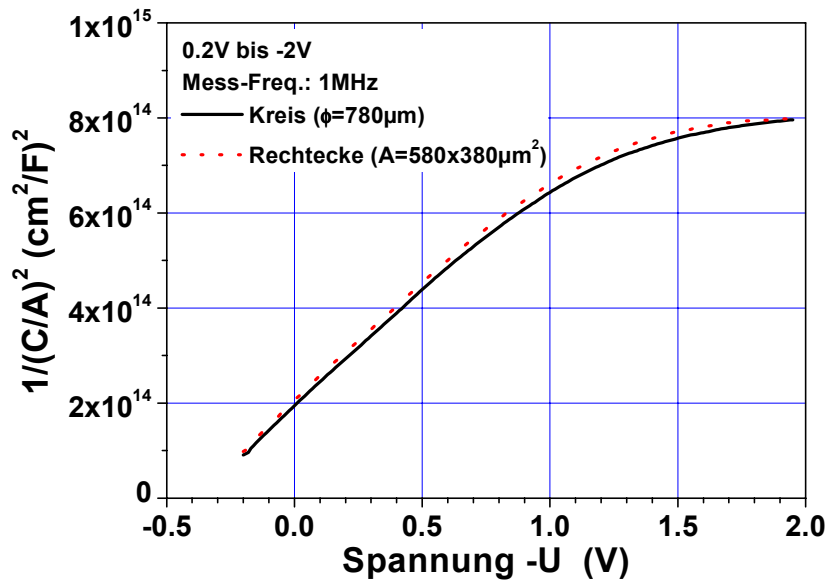
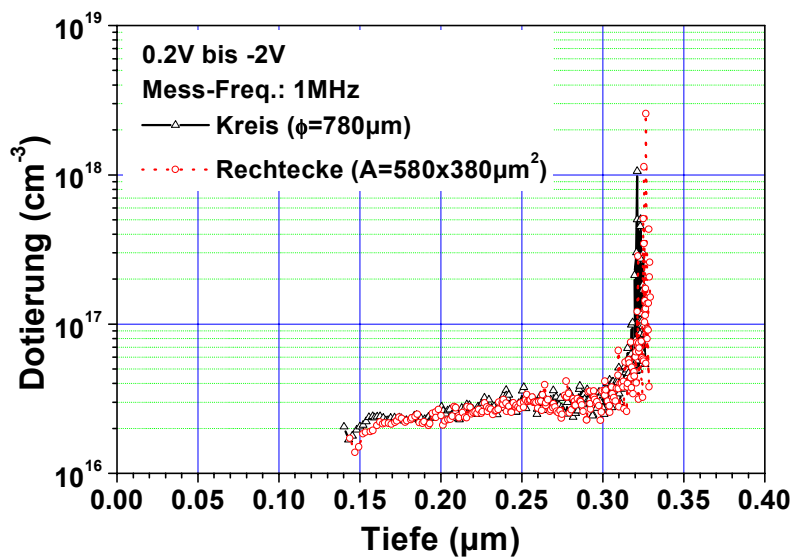
$$\frac{d}{dU} \left( \frac{A^2}{C_{DUT}^2} \right) = 2 \left( \frac{A}{C_{DUT}} \right) \cdot \frac{d}{dU} \left( \frac{A}{C_{DUT}} \right),$$

und daraus erhält man

$$\frac{d}{dU} \left( \frac{A}{C_{DUT}} \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{C_{DUT}}{A} \right) \cdot \frac{d}{dU} \left( \frac{A^2}{C_{DUT}^2} \right). \quad (3.61)$$

Durch die Ableitung der Gl. (3.60) mit Gl. (3.61) erhält man

$$\begin{aligned} \frac{d}{dU} \left( \frac{A^2}{C_{mess}^2} \right) &= \frac{d}{dU} \left( \frac{A^2}{C_{DUT}^2} \right) - 2 \frac{\Delta C}{A} \left[ \frac{A}{C_{DUT}} \cdot \frac{d}{dU} \left( \frac{A^2}{C_{DUT}^2} \right) + \frac{A^2}{C_{DUT}^2} \cdot \frac{1}{2} \left( \frac{C_{DUT}}{A} \right) \cdot \frac{d}{dU} \left( \frac{A^2}{C_{DUT}^2} \right) \right] \\ &= \frac{d}{dU} \left( \frac{A^2}{C_{DUT}^2} \right) \cdot \left( 1 - 3 \frac{\Delta C}{C_{DUT}} \right) \end{aligned} \quad (3.62)$$

(a)  $A^2/C_S^2$  als Funktion der Sperrspannung  $-U$ .(b) Dotierprofil  $N_{eff}(l)$ .Abb. 3.24:  $CV$ -Kurve und Dotierprofil einer Schottky-Diode (Probe 357).

Man setzt Gl. (3.57) und (3.58) mit entsprechenden Indizes in Gl. (3.62) und erhält

$$\frac{2e}{\epsilon} \cdot \frac{1}{N_{mess}} = \frac{2e}{\epsilon} \cdot \frac{1}{N_{DUT}} \cdot \left( 1 - 3 \cdot \frac{\Delta C \cdot l}{A \cdot \epsilon} \right), \text{ bzw.} \quad (3.63)$$

$$N_{DUT} = N_{mess} \cdot \left( 1 - 3 \cdot \frac{\Delta C \cdot l}{A \cdot \epsilon} \right). \quad (3.64)$$

Die zugehörige Tiefe ist

$$l_{DUT} = l_{mess} \cdot \left( 1 + \frac{\Delta C \cdot l}{A \cdot \epsilon} \right). \quad (3.65)$$

Eine Genauigkeit von 10% in der Tiefe, d.h.  $\frac{\Delta C \cdot l}{A \cdot \epsilon} \leq 0.1$  erfordert eine Diodenfläche von  $A \geq 10 \cdot \frac{\Delta C \cdot l}{\epsilon}$ . Für eine Diode mit einer Schichtdicke von  $l=0,3\mu\text{m}$  ist eine Diodenfläche von  $A \geq 1,5 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2$  ( $122 \times 122 \mu\text{m}^2$ ) erforderlich, wenn ein Systemfehler von  $\Delta C=0.5\text{pF}$  angenommen ist.

Ein Flächenfehler  $\Delta A$  hat den Einfluss auf das Dotierprofil wie folgend

$$N_{DUT} = N_{mess} \cdot \left( 1 + 2 \cdot \frac{\Delta A}{A_{DUT}} \right). \quad (3.66)$$

Dieser Einfluß von  $\Delta A$  ist deutlich kleiner als vom Systemfehler  $\Delta C$ .

Abb. 3.24 zeigt eine gemessene  $CV$ -Kurve und das daraus abgeleitete Dotierprofil einer *Schottky*-Diode mit einer nominellen Dotierung von  $N_D=10^{16} \text{cm}^{-3}$ .

### 3.3.5 Kleinsignal-Charakterisierung

Bei der im monolithischen Oberwellenmischer eingesetzten *Schottky*-Mischerdioden wurde ein hochohmiges Si-Substrat ( $p^-$ -Typ) verwendet. Der „Buried Layer“ ist eine hoch dotierte  $n^{++}$ -Epitaxie-Schicht mit einer Dicke von 500nm. Die aktive  $n$ -Epitaxie-Schicht ist mit  $N_D=2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$  dotiert. Die Dioden sind mit den in Tab. 3.4 aufgelisteten Prozessschritten prozessiert (siehe auch Abb. 3.14b) und gleichstrommässig charakterisiert. Aus der  $IU$ -Kennlinie ist eine *Schottky*-Barriere  $\Phi_B=0,73\text{eV}$  ermittelt worden. Der Idealitätsfaktor  $\eta_0$  ist 1,1. Aufgrund der Prozessschwankung wurde ein hoher Kontaktwiderstand gemessen. Der gesamte Serienwiderstand beträgt ca.  $40\Omega$ .

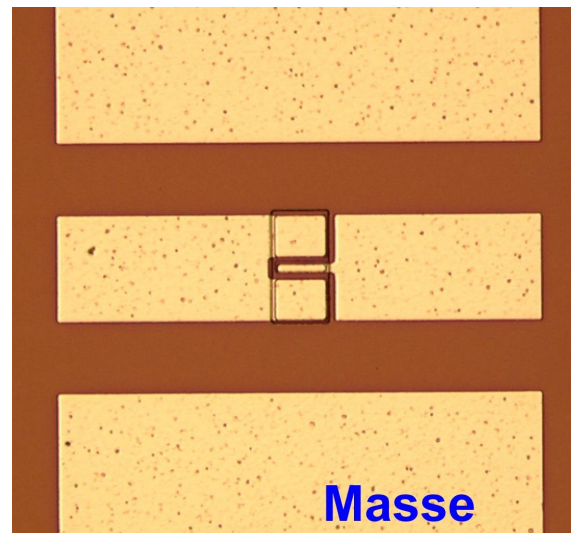
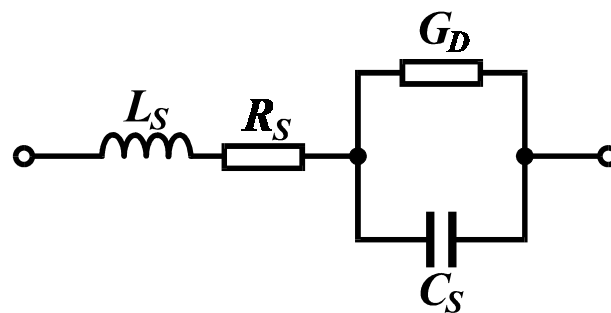
Die Kenngrösse einer *Schottky*-Mischerdiode ist ausser dem Serienwiderstand  $R_S$  die Sperrschichtkapazität  $C_S$  für  $U=0\text{V}$ . Nach Gl. (3.29) ist die Beziehung zwischen der Bias-Spannung  $U$  und der Sperrschichtkapazität  $C_S$  bekannt. Für eine dünne, sehr niedrig dotierte  $n$ -Epitaxie-Schicht unter dem MOTT-Betrieb bleibt die Sperrschichtkapazität  $C_S$  für  $U=0\text{V}$  und bei dem Arbeitspunkt unverändert. Für  $U=0\text{V}$  fliesst nur ein sehr kleiner Dunkelstrom in der Diode, dadurch lässt sich ein vereinfachtes Ersatzschaltbild mit guter Näherung verwenden.

Mit dem Impedanz-Messgerät ist es schwierig, eine sehr kleine Kapazität ( $<1\text{pF}$ ) direkt zu messen. Es wurden die  $S$ -Parameter für  $U=0\text{V}$  gemessen. Dazu wurde die Diode mit GSG- (Ground-Signal-Ground) Anschlüssen vorgesehen. Zur Kleinsignal-Charakterisierung wurde eine Reihe von Seriendioden mit unterschiedlichen Fingergrössen gemessen (Abb. 3.25a). Das vereinfachte Ersatzschaltbild der Seriendiode ist in Abb. 3.25b dargestellt. Der Einfluss der Anschlussleitung wird durch eine Serieninduktivität  $L_S$  berücksichtigt.

Die frequenzunabhängige Kapazität  $C_{S0}=C_S(U=0)$  wird aus den gemessenen  $S$ -Parametern nach dem Ersatzschaltbild (Abb. 3.25b) extrahiert. Die gemessenen Kapazitäten  $C_{S0}$  von den Seriendioden sind in Tab. 3.6 zusammengefasst. Für eine Weite der  $RLZ$   $w_{RLZ}=200\text{nm}$  ist eine flächenspezifische Kapazität von  $c_{S0}=0,5\text{fF}/\mu\text{m}^2$  zu erwarten. Die Abweichung der kleinen Diode mit  $A=9 \times 3 \mu\text{m}^2$  kommt durch die Fehleinschätzung der Diodenfläche zustande. Die Schaltungssimulation verwendet dieses Diodenmodell.

Tab. 3.6: Sperrschichtkapazität der *Schottky*-Diode für  $U=0V$ .

Fläche $A = b \times w$ ( $\mu\text{m}^2$ )	19x11	19x3	9x6	9x3
Kapazität $C_{S0}$ (fF)	99	35	33	24
$c_{S0} = C_{S0}/A$ (fF/ $\mu\text{m}^2$ )	0,47	0,61	0,61	0,89

(a) Seriendiode mit  $A=3 \times 19 \mu\text{m}^2$ .

(b) Ersatzschaltbild.

Abb. 3.25: Monolithische *Schottky*-Diode und das vereinfachte Ersatzschaltbild.

## Kapitel 4

### Oberwellenmischer

Mischung von Signalen verschiedener Frequenzen gehört zu dem grossen Gebiet der Frequenzumsetzung wie Frequenzvervielfachung, -teilung und -modulation. Ein Mischer erzeugt aus einem Eingangssignal bei einer Signalfrequenz  $f_S$  mit Hilfe eines Lokaloszillators (LO) bei der LO-Frequenz  $f_{LO}$  ein Ausgangssignal mit einer Zwischenfrequenz (ZF)  $f_Z$ . Durch das Aussteuern eines nichtlinearen Bauelements können im allgemeinen alle möglichen Kombinationsfrequenzen von  $f_S$  und  $f_{LO}$  entstehen

$$f_Z = |\pm mf_S \pm nf_{LO}| \quad (4.1)$$

mit  $m, n=0, 1, 2, 3, \dots$

Unter der Bedingung für das „Kleinsignal“, d.h. die Spannung des Eingangssignals ist gegenüber der LO-Spannung sehr klein ( $u_S \ll u_{LO}$ ), sind die Oberwellen des Eingangssignals zu vernachlässigen. Somit ist nur ein Sonderfall mit  $m=1$  in Gl. (4.1) für die Erzeugung der Zwischenfrequenzen von Bedeutung. Das Mischerdesign wird unter dieser Bedingung durchgeführt.

Wenn ein Mischer eine Zwischenfrequenz erzeugt, die höher als die Signalfrequenz ist,  $f_Z = f_S + nf_{LO} > f_S$ , wird der Mischer als „Aufwärtsmischer“ bezeichnet. Wenn eine erzeugte Zwischenfrequenz kleiner als die Signalfrequenz ist, d.h.  $f_Z = f_S - nf_{LO} < f_S$ , ist der Mischer ein „Abwärtsmischer“. Für einen Grundwellenmischer ist  $n=1$  und für einen Oberwellenmischer  $n>1$ .

Nach der Erläuterung der Theorie der Mischung wird die Realisierung und Charakterisierung des Oberwellenmischers in diesem Kapitel dargestellt.

#### 4.1 Oberwellenmischer mit Schottky-Dioden

Ein Mischer besteht aus einem oder mehreren nichtlinearen Bauelementen als Mischererelemente und einem linearen Anpassungsnetzwerk. Das Anpassungsnetzwerk enthält die Schwingkreise für die jeweiligen Frequenzen ( $f_{LO}$ ,  $f_S$  und  $f_Z$ ). In Abb. 4.1 ist ein prinzipielles Schaltbild eines Mischers dargestellt.

Als Mischererelemente sind häufig Halbleiterdioden im Einsatz. Aufgrund ihrer Hochfrequenzeigenschaften werden meistens Schottky-Dioden als nichtlineare Widerstände benutzt. Die Nichtlinearität eines Mischererelementes wird durch  $i=F(U)$  in Abb. 4.1 beschrieben.

Gemäss des Ersatzschaltbildes der Schottky-Diode in Abb. 3.8 wird das Diodenverhalten im Durchlassbereich durch den Diffusionsleitwert  $G_D(u)$  nach Gl. (3.26) bestimmt. Im Sperrbereich ist es durch die Sperrschichtkapazität  $C_S(u)$  nach Gl. (3.29) bzw. (3.30) und den Serienwiderstand  $R_S$  nach Gl. (3.46) zu bestimmen. So ergibt

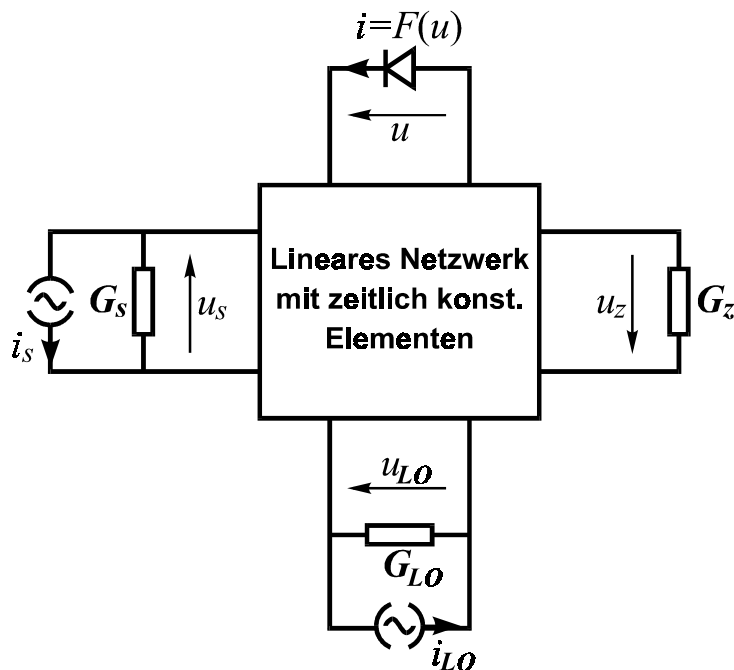


Abb. 4.1: Prinzipielles Schaltbild eines Mischers.

sich das vereinfachte Ersatzschaltbild einer *Schottky*-Diode für den Durchlassbereich und für den Sperrbereich in Abb. 4.2.



Abb. 4.2: Vereinfachtes Kleinsignal-Ersatzschaltbild.

#### 4.1.1 Theorie der Mischung

##### A. Kleinsignalgleichung

Der positive nichtlineare Leitwert einer *Schottky*-Diode lässt sich durch eine eindeutige nichtlineare Funktion beschreiben

$$i=F(u). \quad (4.2)$$

Eingangssignale sind die Signalspannung

$$u_s = u_s(\omega_s t) = U_s \cos(\omega_s t) \quad \text{mit Kreisfrequenz } \omega_s = 2\pi f_s$$

und die LO-Spannung

$$u_{LO} = u_{LO}(\omega_{LO} t) = U_{LO} \cos(\omega_{LO} t) \quad \text{mit } \omega_{LO} = 2\pi f_{LO}.$$

Wenn die Amplitude der LO-Spannung  $U_{LO}$  gross gegenüber der Signalspannung  $U_s$  ist, kann die Signalspannung als Kleinsignal  $\Delta u \sim u_s$  betrachtet werden. Das Grosssignal  $u_G$  setzt sich aus der LO-Spannung  $u_{LO}$  und dem Gleichspannungsanteil  $U_{bias}$  zusammen

$$u_G = U_{bias} + u_{LO}. \quad (4.3)$$



Die Gleichung (4.2) mit  $u=u_G+\Delta u$  kann nach Potenzen des Kleinsignals  $\Delta u$  in eine Taylor-Reihe entwickelt werden

$$i = F(u_G + \Delta u) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} F^{(k)}(u_G) \Delta u^k \quad (4.4)$$

mit  $F^{(k)}(u_G) = \left. \frac{d^k F(u)}{du^k} \right|_{u=u_G}$ .

Unter der Annahme des „Kleinsignals“  $|\Delta u|_{\max} \ll |u_G|$  ist

$$i = F(u_G + \Delta u) \approx F(u_G) + F'(u_G) \Delta u = i_0 + \Delta i, \quad (4.5)$$

da  $\Delta u^k \rightarrow 0$  für  $k \geq 2$  anzunehmen ist. Der erste Summand der Taylor-Reihe  $F(u_G)$  ist eine Funktion des Grosssignals  $u_G$ . Er enthält einen Gleichstromanteil und Anteile der LO-Frequenz und ihrer Oberschwingungen. Er trägt daher nicht zum Mischvorgang bei. Das Verhalten des Leitwertes gegenüber kleinen Signalen lässt sich durch eine lineare „Kleinsignalgleichung“ beschreiben

$$\Delta i = F'(u_G) \Delta u. \quad (4.6)$$

Darin ist  $\Delta i$  der Teil des Stromes  $i$ , welcher der Kleinsignalspannung  $\Delta u$  proportional ist.

Gemäss Gl. (4.3) ist der Koeffizient  $F'(u_G)$  eine Funktion der LO-Spannung  $u_{LO} = U_{LO} \cos(\omega_{LO} t)$  und deshalb von der LO-Frequenz  $f_{LO}$  periodisch zeitabhängig. Dieser Koeffizient kann als zeitabhängiger Leitwert  $G(\omega_{LO} t)$  bezeichnet werden und lässt sich in eine Fourier-Reihe entwickeln. Diese Fourier-Reihe enthält ein konstantes Glied und Glieder der LO-Frequenz und ihre Oberschwingungen

$$G(\omega_{LO} t) = F'(u_G) = \sum_{\lambda=-\infty}^{\lambda=+\infty} G_{\lambda} \exp(j\lambda\omega_{LO} t). \quad (4.7)$$

Die einzelnen Koeffizienten dieser Fourier-Reihe sind aus dem Fourier-Integral

$$G_{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} G(\omega_{LO} t) \exp(-j\lambda\omega_{LO} t) d(\omega_{LO} t) \quad (4.8)$$

zu berechnen. Da die Funktion  $G(\omega_{LO} t)$  eine reelle Zeitfunktion ist, besteht zwischen den Koeffizienten die Beziehung  $G_{-\lambda} = G_{\lambda}^*$ . Der Stern \* bezeichnet die konjugiert komplexe Grösse. Somit hat die „Kleinsignalgleichung“ auch die Form

$$\Delta i = G(\omega_{LO} t) \Delta u. \quad (4.9)$$

Die Kleinsignalspannung enthält einen spektralen Anteil bei der Signalfrequenz  $f_s$ . Nach Gl. (4.9) werden jetzt die Kombinationsfrequenzen des Kleinsignalspektrums an dem zeitabhängigen Leitwert  $G(\omega_{LO} t)$  erzeugt

$$f_z = |\pm f_s \pm n f_{LO}|. \quad (4.10)$$

Dieses Spektrum stellt mit  $m=1$  einen Sonderfall des allgemeinen Spektrums nach Gl. (4.1) dar.

Diese Kleinsignalspannung kann durch eine Zeitfunktion beschrieben werden

$$\Delta u = \frac{1}{2} \sum_{m=-1, +1} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} U_{m,n} \exp[j(m\omega_s + n\omega_{LO})t] \quad (4.11)$$

mit den Fourier-Koeffizienten dieser reellen Funktion  $U_{-m,-n} = U_{m,n}^*$ . Man setzt Gl. (4.7) und (4.11) in Gl. (4.9) ein und erhält eine Zeitfunktion für den Kleinsignalstrom

$$\begin{aligned}\Delta i &= \frac{1}{2} \left[ \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} G_{\lambda} \exp(j\lambda\omega_{LO}t) \right] \left\{ \sum_{m=-1,+1} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} U_{m,n} \exp[j(m\omega_S + n\omega_{LO})t] \right\} \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-1,+1} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{\lambda} U_{m,n} \exp[j(m\omega_S + (n+\lambda)\omega_{LO})t]\end{aligned}\quad (4.12)$$

Nach Substitution von  $\lambda$  in  $G_{\lambda}$  durch  $(n' - \lambda')$  und von  $n$  in  $U_{m,n}$  durch  $\lambda'$  erhält man  $n + \lambda = n'$  in Exponenten. Nach Weglassen der Striche ist

$$\Delta i = \frac{1}{2} \sum_{m=-1,+1} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} G_{n-\lambda} U_{m,\lambda} \exp[j(m\omega_S + n\omega_{LO})t]\quad (4.13)$$

Damit sind die Amplituden der Zeitfunktion des Kleinsignalstroms bestimmt durch

$$\Delta i = \frac{1}{2} \sum_{m=-1,+1} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_{m,n} \exp[j(m\omega_S + n\omega_{LO})t],\quad (4.14)$$

mit 
$$I_{m,n} = \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} G_{n-\lambda} U_{m,\lambda}, \text{ und } I_{-m,-n} = I_{m,n}^* \quad (4.15)$$

Der zeitabhängige Leitwert  $G(\omega_{LO}t)$  kann durch die linearen Beziehungen von Gl. (4.15) beschrieben werden. Im allgemeinen bilden diese linearen Beziehungen ein unendliches Gleichungssystem. Im Frequenzbereich kann der zeitabhängige Leitwert  $G(\omega_{LO}t)$  für  $m=1$  bzw.  $-1$  durch ein System mit  $n$ -Toren dargestellt werden. An jedem Tor wird eine Frequenz des Kleinsignalspektrums zugeordnet [Vendelin et al, 1990; Zinke and Brunswig, 1999].

Für eine genauere Betrachtung des Leitwerts  $G(\omega_{LO}t)$  kann man auch den Umladevorgang an der Mischerdiode berücksichtigen, indem man die Modulation der LO-Spannung an der kapazitiven Admittanz zu der Modulation am Leitwert addiert [Konishi, 1991]. Da bei einer *Schottky*-Diode keine Diffusionskapazität in Flussrichtung berücksichtigt werden muss, erreicht die Grenzfrequenz den Terahertz-Bereich. Deshalb kann der kapazitive Anteil der Leitwert-Modulation bei Arbeitsfrequenzen im Mikrowellenbereich vernachlässigt werden.

### B. Konversionsgleichung

Nun werden das Eingangssignal  $u_S$  bei einer Signalkreisfrequenz  $\omega_S = 2\pi f_S$  und das Ausgangssignal  $u_Z$  bei Zwischenkreisfrequenz  $\omega_Z = 2\pi f_Z$  als Kleinsignale  $\Delta u$  betrachtet

$$\begin{aligned}\Delta u &= u_S + u_Z \\ \text{mit } u_S &= \frac{1}{2} (U_S \exp(j\omega_S t) + U_S^* \exp(-j\omega_S t)) \text{ und} \\ u_Z &= \frac{1}{2} (U_Z \exp(j\omega_Z t) + U_Z^* \exp(-j\omega_Z t)).\end{aligned}\quad (4.16)$$

Der zeitabhängige Leitwert  $G(\omega_{LO}t)$  für die  $n$ -te Schwingung nach Gl. (4.7) ist

$$G_0 + G_n \exp(jn\omega_{LO}t) + G_n^* \exp(-jn\omega_{LO}t).$$

Die Koeffizienten können nach Gl. (4.8) mit  $G_n^* = G_{-n}$  berechnet werden.

Der durch die Mischer Elemente hervorgerufene Kleinsignalstrom ist

$$\begin{aligned}\Delta i &= i_S + i_Z \\ \text{mit } i_S &= \frac{1}{2} (I_S \exp(j\omega_S t) + I_S^* \exp(-j\omega_S t)) \text{ und} \\ i_Z &= \frac{1}{2} (I_Z \exp(j\omega_Z t) + I_Z^* \exp(-j\omega_Z t)).\end{aligned}\quad (4.17)$$

Die Oberschwingungen sind hier unter der Kleinsignal-Bedingung vernachlässigt.

Nach Gl. (4.9) besteht eine Beziehung zwischen der Kleinsignalspannung und dem Kleinsignalstrom, die „Konversionsgleichung“ genannt ist,

$$\Delta i = [G_0 + G_n \exp(jn\omega_{LO}t) + G_n^* \exp(-jn\omega_{LO}t)] \cdot \Delta u. \quad (4.18)$$

Für die Frequenzbeziehung  $\omega_Z = \omega_S - n\omega_{LO}$  ergibt sich die „Konversionsgleichung“ in der Matrixschreibeweise

$$\begin{bmatrix} I_S \\ I_Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_0 & G_n^* \\ G_n & G_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_S \\ U_Z \end{bmatrix}. \quad (4.19)$$

### C. Leistungsverteilung und Konversionsverlust

Mit der zugeführten Leistung  $P_{LO}$  bei  $f_{LO}$  und  $P_S$  bei  $f_S$  mischt die Mischerdiode die beiden Signale nach Gl. (4.9) und liefert ein Ausgangssignal mit einer Leistung  $-P_Z$  bei der Zwischenfrequenz  $f_Z = |\pm f_S \pm n f_{LO}|$ . Der maximal erreichbare Wirkungsgrad im allgemeinen beträgt nach [Pantell, 1958; Gerrath, 1973]

$$\eta_{\max} = \frac{-P_Z}{P_S + P_{LO}} = \frac{1}{(m+n)^2} \quad \text{mit } m=1.$$

Das Leistungsverhältnis zwischen dem Ein- und Ausgang lässt sich nach Gl. (4.19) mit Hilfe der Vierpoltheorie berechnen. Die an den Lastleitwert  $G_Z$  abgegebene Wirkleistung am Ausgang ist  $P_Z = \frac{1}{2} G_Z |U_Z|^2$ . Wenn der Lastleitwert gleich dem Ausgangsleitwert eines Mischers ist, wird eine maximale Wirkleistung am Ausgang erreicht. Die verfügbare Wirkleistung der Signalquelle am Eingang beträgt

$$P_{S,v} = \frac{1}{8} \frac{|I_{S,Quelle}|^2}{G_S}$$

mit der Stromamplitude der Signalquelle  $I_{S,Quelle}$  und dem Leitwert der Signalquelle  $G_S$ . Damit ist die Betriebsleistungsverstärkung  $G_B$  definiert als

$$G_B = \frac{P_Z}{P_{S,v}} = 4G_S G_Z \left| \frac{U_Z}{I_{S,Quelle}} \right|^2. \quad (4.20)$$

Falls die Schwingkreise auf die Frequenz  $f_S$  bzw.  $f_Z$  abgestimmt sind, gelten die Beziehungen zwischen den Amplituden der Kleinsignalspannung bzw. des Kleinsignalstroms

$$\begin{aligned} I_S &= I_{S,Quelle} - G_S U_S, \\ I_Z &= -G_Z U_Z. \end{aligned} \quad (4.21)$$

Man setzt Gl. (4.21) in die „Konversionsgleichung“ Gl. (4.19) ein, und erhält die Beziehung zwischen  $U_Z$  und  $I_{S,Quelle}$

$$\begin{bmatrix} I_{S,Quelle} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (G_0 + G_S) & G_n^* \\ G_n & (G_0 + G_Z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_S \\ U_Z \end{bmatrix}. \quad (4.22)$$

Damit ergibt sich die Betriebsleistungsverstärkung  $G_B$

$$G_B = \frac{4G_S G_Z |G_n|^2}{[(G_S + G_0)(G_Z + G_0) - |G_n|^2]^2} \quad (4.23)$$

Mit einer Anpassung am Eingang bzw. am Ausgang unter den Anpassungsbedingungen

$$G_S^2 = G_Z^2 = G_0^2 - |G_n|^2 \quad (4.24)$$

erhält man die maximal verfügbare Leistungsverstärkung  $G_{max}$  bzw. den minimalen Konversionsverlust  $L_{min}$

$$G_{max} = \frac{1}{L_{min}} = \frac{|G_n|^2}{\left(G_0 + \sqrt{G_0^2 - |G_n|^2}\right)^2} = \frac{G_0 - \sqrt{G_0^2 - |G_n|^2}}{G_0 + \sqrt{G_0^2 - |G_n|^2}} \quad (4.25)$$

#### D. Ein vereinfachtes Beispiel

Als Beispiel betrachten wir die Kennlinie einer *Schottky*-Mischerdiode näherungsweise als eine geknickte Gerade (Abb. 4.3). Diese Kennlinie ist gegeben durch

$$\begin{aligned} i &= G_D u && \text{für } u \geq 0; \\ i &= 0 && \text{für } u < 0. \end{aligned}$$

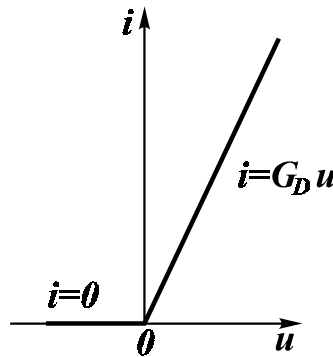


Abb. 4.3: Diodenkennlinie, angenähert durch eine geknickte Gerade.

Die Grosssignalspannung ist nach Gl. (4.3)  $u_G = U_{bias} + U_{LO} \cos(\omega_{LO}t)$ . Zur Abkürzung wird ein Stromflusswinkel  $\Theta$  eingeführt mit

$$\cos \Theta = U_{bias} / U_{LO}.$$

Damit kann man den zeitlichen Verlauf des Leitwertes  $G(\omega_{LO}t)$  folgendermassen angeben

$$\begin{aligned} G(\omega_{LO}t) &= G_D && \text{für } -\Theta \leq \omega_{LO}t \leq +\Theta \\ G(\omega_{LO}t) &= 0 && \text{für } -\pi \leq \omega_{LO}t \leq -\Theta \text{ und } +\Theta \leq \omega_{LO}t \leq +\pi. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Dies ist ein periodischer Rechteckpuls mit dem Tastverhältnis  $\Theta/\pi$ . Die Fourier-Koeffizienten des Leitwertes  $G(\omega_{LO}t)$  lassen sich aus Gl. (4.26) mit der Hilfe des Integrals von Gl. (4.8) berechnen

$$\begin{aligned} G_n &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} G(\omega_{LO}t) \exp(-jn\omega_{LO}t) d(\omega_{LO}t) = \frac{G_D}{2\pi} \int_{-\Theta}^{+\Theta} \exp(-jn\omega_{LO}t) d(\omega_{LO}t) \\ G_n &= \frac{\sin n\Theta}{n\pi} G_D. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Für  $n=0$  ist

$$G_0 = \frac{\Theta}{\pi} G_D. \quad (4.28)$$

Die Anpassungsbedingungen ergeben sich nach Gl. (4.24)

$$G_S^2 / G_D^2 = G_Z^2 / G_D^2 = \left( \Theta_a^2 - \sin^2(n\Theta_a) / n^2 \right) / \pi^2. \quad (4.29)$$

In Abb. 4.4 sind die nach diesem vereinfachten Modell in Abb. 4.3 berechneten Fourier-Koeffizienten  $G_0$  und  $G_n$  für  $n=1, 6, 8$  als Funktion des Verhältnisses  $U_{bias}/U_{LO}$  dargestellt. Mit Gl. (4.25) kann die maximale verfügbare Leistungsverstärkung  $G_{max}$  bzw. der minimale Konversionsverlust  $L_{min}$  berechnet werden. In Abb. 4.5 sind die minimalen Konversionsverluste unter der Anpassungsbedingung für einen Grundwellenmischer ( $n=1$ ), einen Oberwellenmischer mit der 6-ten Oberwelle ( $n=6$ ) und einen Oberwellenmischer mit der 8-ten Oberwelle ( $n=8$ ) dargestellt. Bedingt durch die Leistungsverteilung an die Oberwellen erreicht der minimale Konversionsverlust eines Oberwellenmischers mit der 8-ten Oberwelle ca. 20dB nach dem vereinfachten Modell in Abb. 4.3.

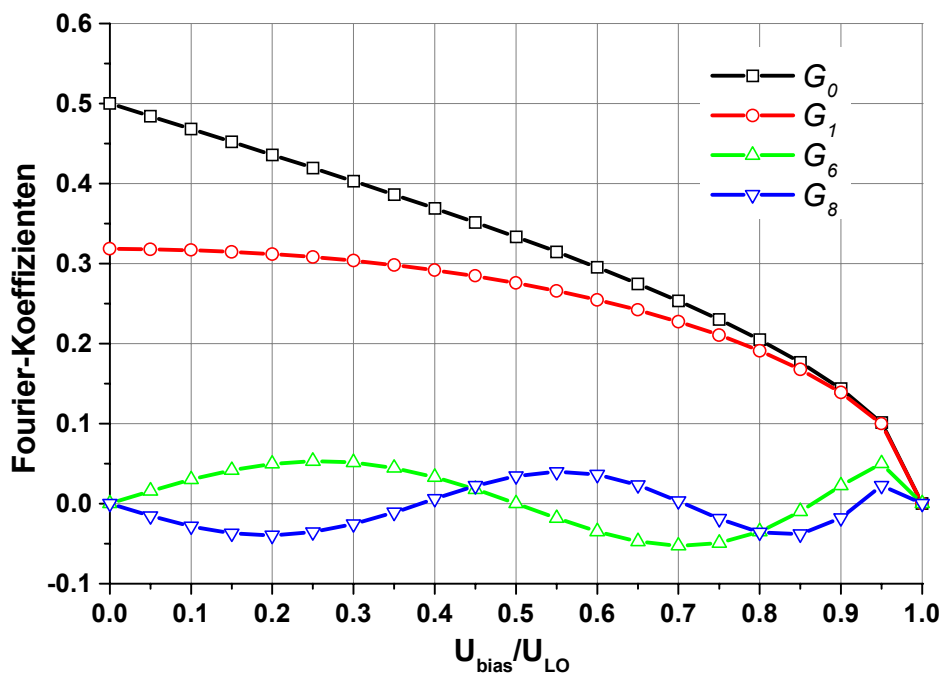


Abb. 4.4: Fourier-Koeffizienten des zeitabhängigen Leitwerts  $G(\omega_{LO}t)$  als Funktion von  $U_{bias}/U_{LO}$  mit einer durch eine geknickte Gerade angenäherter Diodenkennlinie (Abb. 4.3).

Für eine reale Mischerdiode wird der differenzielle Diodenleitwert, der hier durch einen zeitabhängigen Leitwert  $G(\omega_{LO}t)$  dargestellt ist, durch die LO-Spannung  $u_{LO}(\omega_{LO}t) = U_{LO} \cos(\omega_{LO}t)$  periodisch moduliert. Somit ist der Diffusionsleitwert  $G_D$  einer Schottky-Mischerdiode spannungsabhängig

$$G_D = \frac{dI}{dU} = \frac{I}{U_T} = \frac{I_S}{U_T} \exp\left(\frac{U_{bias} + U_{LO} \cos(\omega_{LO}t)}{U_T}\right). \quad (4.30)$$

Wird Gl. (4.30) in Gl. (4.27) und (4.28) eingesetzt, können die Fourier-Koeffizienten  $G_n$  numerisch berechnet werden.

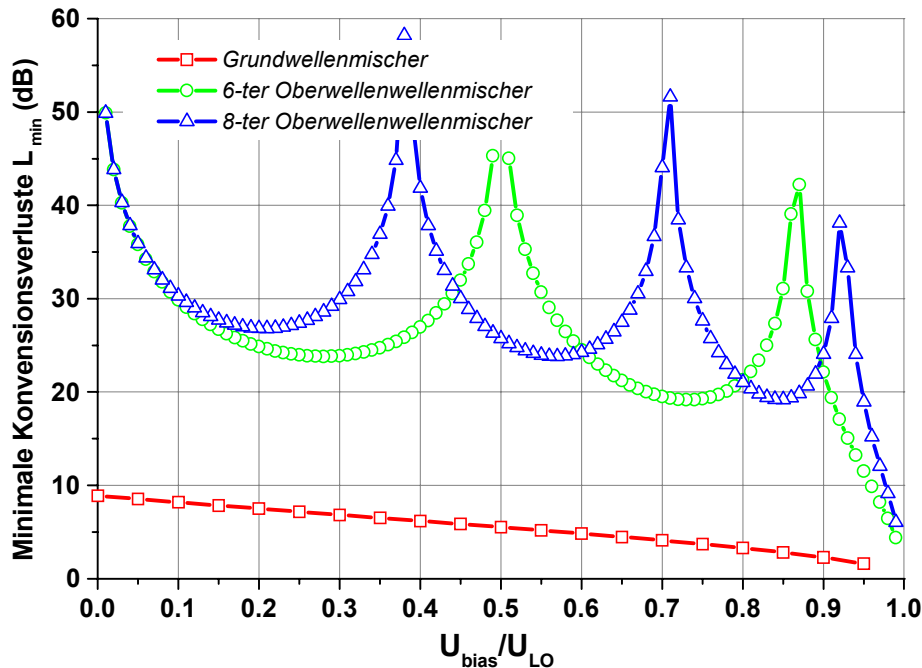


Abb. 4.5: Minimale Konversionsverluste als Funktion von  $U_{\text{bias}}/U_{\text{LO}}$  unter der Anpassungsbedingung. (siehe auch Abb. 4.4.)

### E. Rauschfaktoren

Die hauptsächlichen Rauschquellen in einer *Schottky*-Mischerdiode sind das thermische Rauschen am Serienwiderstand und das Schrotrauschen des durch die Diode fließenden LO-Stroms. Eine ausführliche Behandlung ist in [Vendelin et al, 1990; Konishi, 1991; Zinke and Brunswig, 1999] zu finden.

#### 4.1.2 Designschritte

Der durch die LO-Spannung modulierte Leitwert einer *Schottky*-Mischerdiode spielt eine zentrale Rolle beim Mischerdesign mit *Schottky*-Dioden. Deshalb ist der erste Schritt des Mischerdesigns, die Diodenimpedanz zu ermitteln. Dann werden die Anpassungsnetzwerke am jeweiligen Tor aufgrund der bekannten Diodenimpedanz bei LO-Frequenz, Signalfrequenz und Zwischenfrequenz entworfen.

Als erster Schritt wird die Diodenimpedanz für zwei Zustände, „ON“ im Durchlassbereich und „OFF“ im Sperrbereich, bei der LO-Frequenz gemessen. Mit der gemessenen Impedanz  $Z_{\text{ON}} = R_1 + jX_1$  und  $Z_{\text{OFF}} = R_2 + jX_2$  (siehe Abb. 4.6) kann ein Dynamik-Faktor  $Q_d$  definiert werden nach [Peterson and Steinbrecher, 1983]

$$Q_d = \frac{\sqrt{(R_1 - R_2)^2 + (X_1 - X_2)^2}}{\sqrt{R_1 R_2}}. \quad (4.31)$$

Der Konversionsverlust ist proportional zur Dynamik  $Q_d$ .

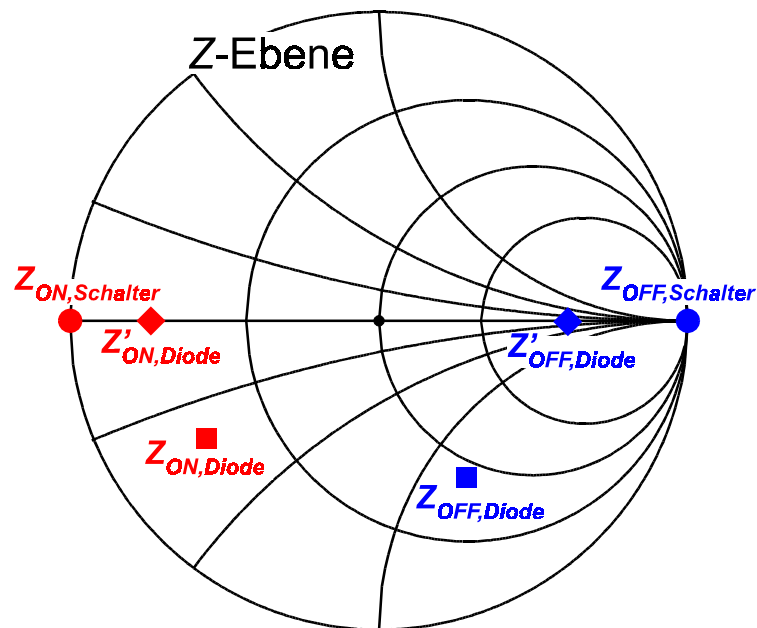


Abb. 4.6: Diodenimpedanz und ihre Transformation im *Smith*-Diagramm.

Das ideale Mischerelement ist ein idealer Schalter mit  $Z_{ON}=0$  und  $Z_{OFF}=\infty$ . Die Reflexionskoeffizienten sind  $r_{ON}=-1$  und  $r_{OFF}=1$  ( $Z_{ON,Schalter}$  und  $Z_{OFF,Schalter}$  in Abb. 4.6). Die komplexen Reflexionskoeffizienten einer Mischerdiode für „ON“- bzw. „OFF“-Zustände liegen meistens innerhalb des Einheitskreises im *Smith*-Diagramm, d.h.  $|r|<1$ . So wird ein zusätzlicher Verlust mit  $-10\log(1-|r|^2)$  in dB zum Konversionsverlust hinzugefügt. Durch die Leitungsstrukturen und die diskreten Elemente in der Anpassungsschaltung bei der LO-Frequenz  $f_{LO}$  kann man die Impedanz der Mischerdiode von  $Z_{ON,Diode}$  bzw.  $Z_{OFF,Diode}$  nach  $Z'_{ON,Diode}$  bzw.  $Z'_{OFF,Diode}$  transformieren, um einen maximalen und reellen Reflexionskoeffizienten zu erreichen.

Am Signaleingang bei  $f_s$  und am ZF-Ausgang bei  $f_z$  ist ebenfalls eine Anpassung erforderlich. Die Impedanz der Mischerdiode soll bei  $f_s$  und  $f_z$  unter der Einspeisung des LO-Signals gemessen werden, um das Anpassungsnetzwerk zu optimieren. Um eine grössere Freiheit für die Optimierung zu gewährleisten, ist es notwendig die Diode in einem grossen Frequenzbereich und mit unterschiedlicher LO-Leistung zu charakterisieren.

Die Anpassungsnetzwerke auf LO-, Signal- und ZF-Seite können mit einem nichtlinearen Simulator (wie z.B. ADS der Firma AGILENT) mit dem entsprechenden Diodenmodell in einem Netzwerk mit mehreren Toren simuliert und optimiert werden.

#### 4.1.3 Typen der Mischer

Es gibt viele Typen von Mixern, die mit einer Diode (single ended), zwei Dioden (single balanced oder antiparallel), vier Dioden (double balanced) oder sogar acht Dioden (double-double balanced) entworfen werden. Das Grundprinzip und die Funktionsweise ist gleich wie bei einem Einzeldioden-Mischer.

Der Einzeldioden-Mischer hat den Nachteil der Verkoppelung der drei Tore, aber er benötigt weniger LO-Leistung. Je mehr Dioden in einem Mischer eingesetzt werden,

desto mehr LO-Leistung wird benötigt, um die Dioden zu betreiben. Der Single-Balanced-Mischer mit einem geeigneten symmetrischen Design erreicht eine sehr gute Isolation zwischen den drei Toren. Der Double-Balanced-Mischer erreicht zusätzlich einen besseren Konversionsverlust und eine bessere Unterdrückung der Oberschwingung des Lokaloszillators.

Bei einem Single-Balanced-Mischer mit zwei Dioden und einem symmetrischen Schaltungsaufbau sind Signal-Eingang und ZF-Ausgang frei vom LO-Signal. Die LO-Spannung steuert die beiden Dioden im Gegentakt an. Dieser Mischertyp wird für den Oberwellenmischer in dieser Arbeit verwendet.

## 4.2 Hybride Oberwellenmischer

### 4.2.1 Mischerdesign

Die Ziele des Oberwellenmischer (OWM) sind eine hohe Effizienz bzw. ein möglichst kleiner Konversionsverlust, eine gute Unterdrückung der unerwünschten Frequenzen, wie z.B. der Spiegel-Frequenzen und der nicht benutzten Oberwellen, eine möglichst schmale Spektrallinie und ein grosser Signal-Rausch-Abstand.

Der Oberwellenmischer mit zwei *Schottky*-Mischerdioden ist ein Single-Balanced-Mischer mit zwei differentiellen Eingängen. Der Mischer ist als Abwärtsmischer entworfen. Das prinzipielle Schaltbild ist in Abb. 4.7 dargestellt. Die passive Schaltung ist durch die koplanare Technologie mit der Al-Metallisierung hergestellt. Die Leitungsstrukturen in Abb. 4.7 sind Koplanarleitungen (CPW), deren Masseleitungen hier nicht eingezeichnet sind.

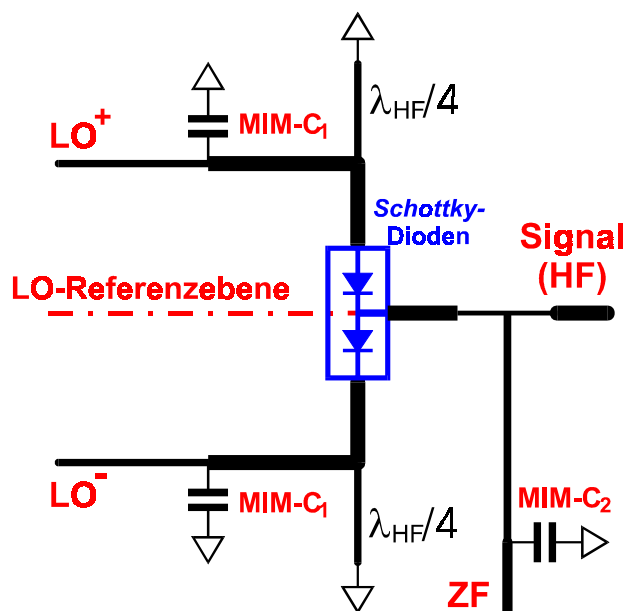


Abb. 4.7: Schaltung des Single-Balanced-Oberwellenmischer

Die LO-Leistung bei einer Frequenz von  $f_{LO}=4,6\text{GHz}$  wird in die differentiellen LO-Eingänge gepumpt. Die *Schottky*-Mischerdioden werden im Gegentakt betrieben und deren Leitwert durch die LO-Spannung moduliert. Das Eingangssignal (hier HF-Signal für den Abwärtsmischer) bei einer Signalfrequenz von  $f_s=38\text{GHz}$  wird durch den



modulierten Leitwert der Mischerdioden mit der 8-ten Oberwelle des LO-Signals gemischt. Ein ZF-Signal bei der Zwischenfrequenz von  $f_Z=1,2\text{GHz}$  erhält man am Ausgang.

Die differenziellen LO-Signale haben eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  zueinander und löschen sich gegenseitig damit an der Referenzebene aus (virtuellen Masse). Die Leitungsstrukturen am Signaleingang (hier 38GHz HF-Signal) liegen an der virtuellen Masse des LO-Signals. Dadurch wird die Koppelung der LO-Seite auf die HF-Seite unterdrückt. Diese Konstruktion bewirkt auch eine Unterdrückung der Verkoppelung der LO-Seite auf den ZF-Ausgang, d.h. eine hohe Isolation zwischen dem LO-Signal und dem ZF-Ausgang. Die Isolation zwischen dem HF-Eingang und dem ZF-Ausgang wird durch einen MIM-Kondensator  $C_2$  ( $C_2=1,28\text{pF}$ ) und die Leitungsstrukturen realisiert. Die zwei symmetrischen, hochohmigen  $\lambda_{\text{HF}}/4$ -Leitungen transformieren jeweils einen Kurzschluss zu einem Leerlauf. Dies blockiert das HF-Signal für die LO-Eingänge. Das Anpassungsnetzwerk der LO-Seite ist durch die Leitungsstrukturen und einen MIM-Kondensator  $C_1$  ( $C_1=2,59\text{pF}$ ) realisiert.

Die in den hybriden Oberwellenmischer eingesetzten Mischerdioden sind in Serien geschaltete *Schottky*-Dioden der Firma DaimlerChrysler AG (DCAG) mit Gold/Platin als Metallisierung bzw. Kontaktmaterial. Die Anschlüsse für das Flip-Chip-Bonden sind  $8\mu\text{m}$  hohe Goldbumps. Die elektrischen Parameter der einzelnen Diode sind in Tab. 4.1 zusammengefasst. Es resultiert eine Grenzfrequenz von 5THz ( $f_{co} = 1/2\pi R_{S1} C_{S0}$ ) für  $U=0\text{V}$ . Die Abmessung dieses Doppeldioden-Chips ist  $520\mu\text{m} \times 230\mu\text{m}$  mit einer Höhe von  $100\mu\text{m}$ .

Tab. 4.1: Elektrische Parameter der *Schottky*-Mischerdiode (DCAG).

Barrierrhöhe	$\Phi_B=0,5\text{eV}$
Aktive Fläche	$A=2 \times 2\mu\text{m}^2$
Sperrschichtkapazität für $U=0\text{V}$	$C_{S0}=15\text{fF}$
Serienwiderstand für $U<0,24\text{V}$	$R_{S1}<2\Omega$
für $U>0,32\text{V}$	$R_{S2}=20\Omega$

Mit diesem Diodenmodell wurde die Mischerschaltung mit MDS (Microwave Design System, Hewlett Packard) am DaimlerChrysler Forschungszentrum Ulm, Abteilung FT2/HM simuliert.

## 4.2.2 Herstellung und Aufbau

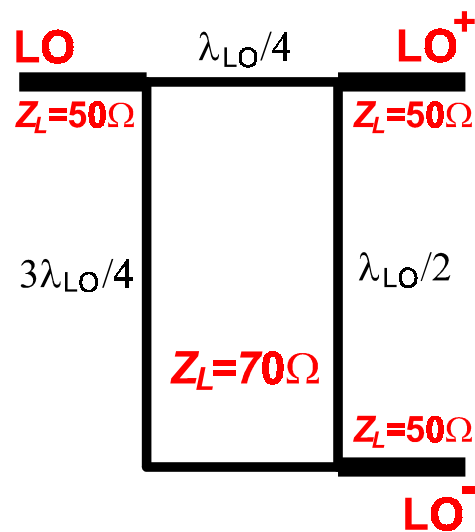
### A. Herstellung

Die Herstellung erfolgte am Institut für Halbleitertechnik der Universität Stuttgart. Als Ausgangsmaterial wird ein sehr niedrig dotiertes Si-Substrat ( $p$ -Typ,  $<100>$ ) mit einem spezifischen Widerstand  $\rho_{Si}>1000\Omega\text{cm}$  verwendet. Zwei Aluminium-Metallisierungsebenen wurden hierfür eingesetzt. Die Leitungsstrukturen sind koplanare Wellenleiter.

Der Herstellungsprozess beginnt mit einer thermischen Oxidation (RTP-Oxid) von sehr guter Qualität. Die Dicke der Oxidschicht beträgt  $200\text{nm}$ . Auf dieses RTP-Oxid wurde die 1-ste Aluminium-Schicht mit einer Dicke von  $300\text{nm}$  gesputtert und anschliessend mit einem Trockenätzschritt strukturiert. Diese 1-ste Metallschicht dient

als MIM-Verbindung und bildet die Gegenelektrode des MIM-Kondensators. Danach wurde ein PECVD-Oxid mit einer Dicke von 200nm abgeschieden. Diese Schicht dient gleichzeitig als Dielektrikum für den MIM-Kondensator und als Isolationsschicht für die MIM-Verbindungen. Vor der 2-ten Aluminium-Metallisierung wurden die Kontaktfenster zur 1-ten Aluminium-Schicht nasschemisch geöffnet. Unmittelbar danach wurde Aluminium gesputtert und anschliessend strukturiert. Die wesentlichen Prozessschritte sind in Abschnitt 2.1.2 beschrieben.

Um die messtechnische Anforderung auf zwei synchronisierte HF-Quellen zu umgehen, wurde ein Phasenschieber mit integriert, um die differentiellen LO-Signale bei 4,6GHz aus einer HF-Quelle zu erhalten. Der Phasenschieber besteht aus koplanaren Wellenleitern mit unterschiedlichen Längen und Wellenwiderständen (Abb. 4.8a).



(a) Prinzip

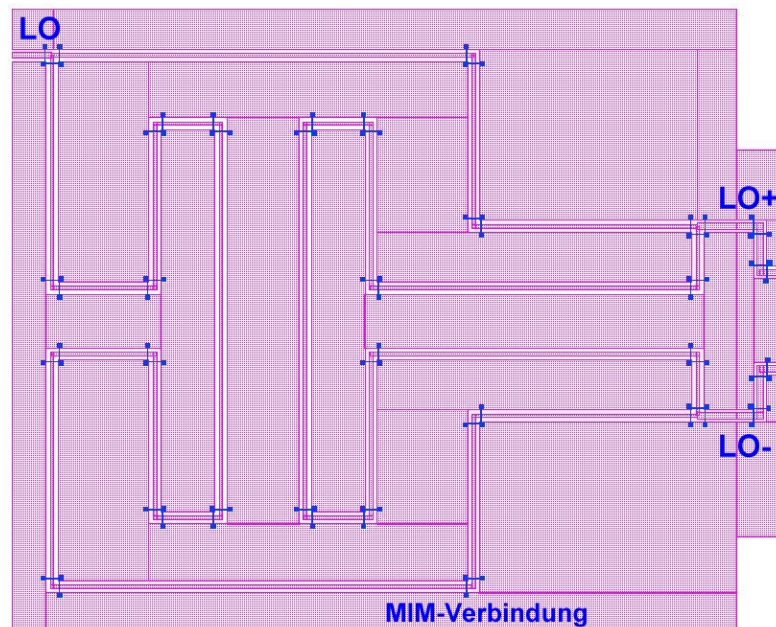
(b) Layout ( $A=5,9 \times 4,8 \text{mm}^2$ )

Abb. 4.8: Phasenschieber

Durch die  $\lambda/4$ -Leitung wird das  $LO^+$ -Signal mit einer Phasenverschiebung von  $90^\circ$  gegenüber dem  $LO$ -Signal erzeugt. Die  $3\lambda/4$ -Leitung bewirkt eine Phasenverschiebung von  $270^\circ$  zwischen dem  $LO^-$ -Signal und dem  $LO$ -Signal. Die  $\lambda/2$ -Leitung sorgt hier für eine grosse Bandbreite um die  $LO$ -Frequenz  $f_{LO}$ . Mit einer effektiven Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{r,eff} \approx 6,3$  in der Koplanarleitung auf Silizium beträgt die Länge der  $\lambda/4$ -Leitung 6,5mm. Der charakteristische Wellenwiderstand der Leitungsstrukturen beträgt  $70\Omega$ . Bei der Realisierung wurden die Koplanarleitungen vielfach gefaltet, um Platz zu sparen. Die benötigte Fläche für den Phasenschieber beträgt  $5,9 \times 4,8 \text{mm}^2$  (Abb. 4.8b).

### B. Hybrider Aufbau

Auf der hergestellten Mischerschaltung wurde der Diodenchip (*Schottky*-Doppeldioden) hybrid als Flip-Chip gebondet. In Abb. 4.9a ist ein Mikroskopbild des Mischerschaltung ohne den Diodenchip dargestellt. Die Chipgrösse der Schaltung beträgt  $1,05 \times 2,95 \text{mm}^2$ . Auf der gerahmten Stelle werden die *Schottky*-Doppeldioden als Flip-Chip mit einem „Wedge-Bonder“ montiert. Der Doppeldioden-Chip wurde zuerst unter dem Mikroskop manuell auf die entsprechende Stelle justiert. Die Kontaktseite ist auf den vorgesehenen Pads (up side down). Dann wurde der Bond-Keil auf der Rückseite des Diodenchips fixiert. Eine feine Justage wurde mit der Bewegung des Bond-Keiles durchgeführt. Nach der feinen Justage erzeugte der Bond-Keil einen Druck von  $250 \text{cN}$  auf den Diodenchip. Anschliessend wurde der Diodenchip durch eine Ultraschall-Vibration (ca.  $0,3 \text{W}$ ,  $10\text{-}20 \text{ms}$ ) auf die Mischerschaltung gebondet. In Abb.

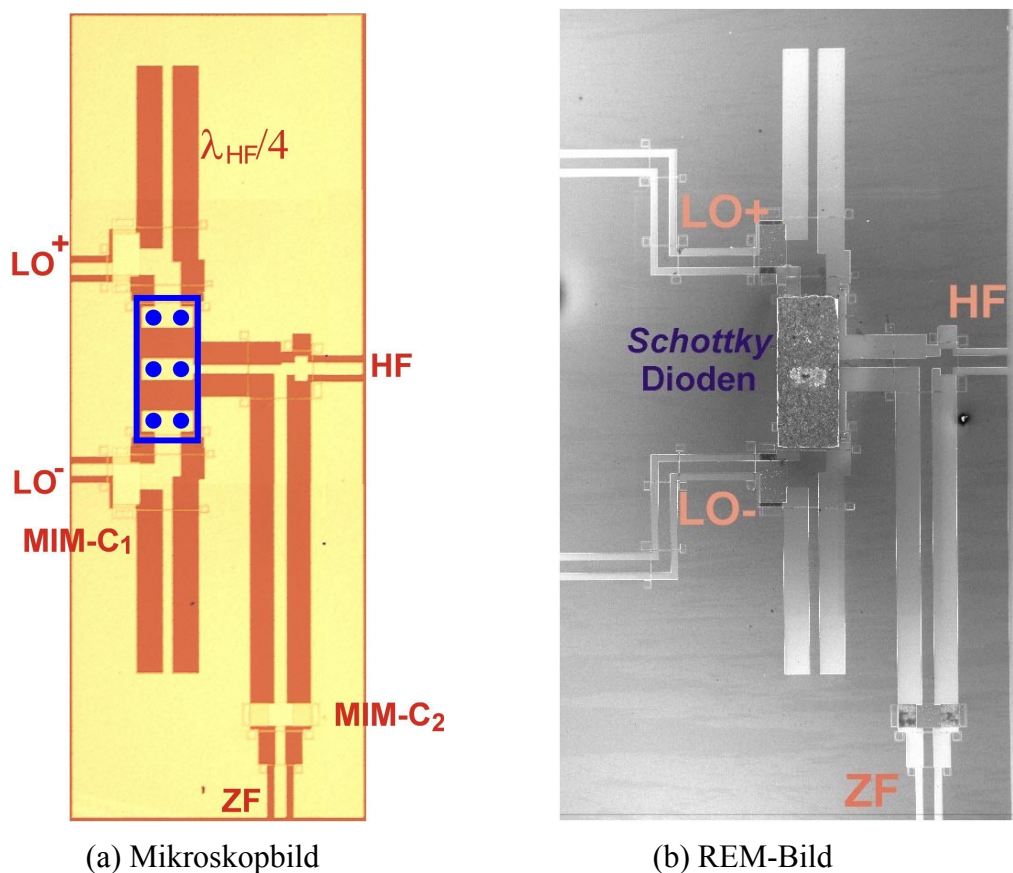


Abb. 4.9: Oberwellenmischer mit den Flip-Chip-gebondeten *Schottky*-Dioden.

4.9b ist ein REM-Bild des hybriden Oberwellenmischers mit den Flip-Chip gebondeten *Schottky*-Dioden dargestellt. Darin sind die differentiellen Eingänge mit dem integrierten Phasenschieber verbunden.

### 4.2.3 Charakterisierung des hybriden Oberwellenmischers

#### A. Messanordnung

Der hergestellte Oberwellenmischer mit den hybrid aufgebauten *Schottky*-Dioden wurde auf einem „On-Wafer“-Messplatz charakterisiert. Die Messanordnung ist in Abb. 4.10 dargestellt. Als Messspitze wurden die GSG- (ground-signal-ground) 50 $\Omega$ -Mikroprobe mit einem Pitch-Abstand von 100 $\mu$ m verwendet. Mit der HF-Quelle (HP 83624A) wurde die LO-Leistung zwischen 8dBm und 21dBm in den Mischer eingepumpt. Die durch den Phasenschieber erzeugten differentiellen LO-Spannungen modulierten den Leitwert  $G(\omega_{LOt})$  der *Schottky*-Dioden. Das von dem Netzwerk-Analysator (HP 8516A) gelieferte HF-Signal wurde mit der 8-ten Oberwelle des LO-Signals gemischt. Am Ausgang wurde ein abwärts gemischtes ZF-Signal von dem Spektrum-Analysator (HP 8565E) gemessen.

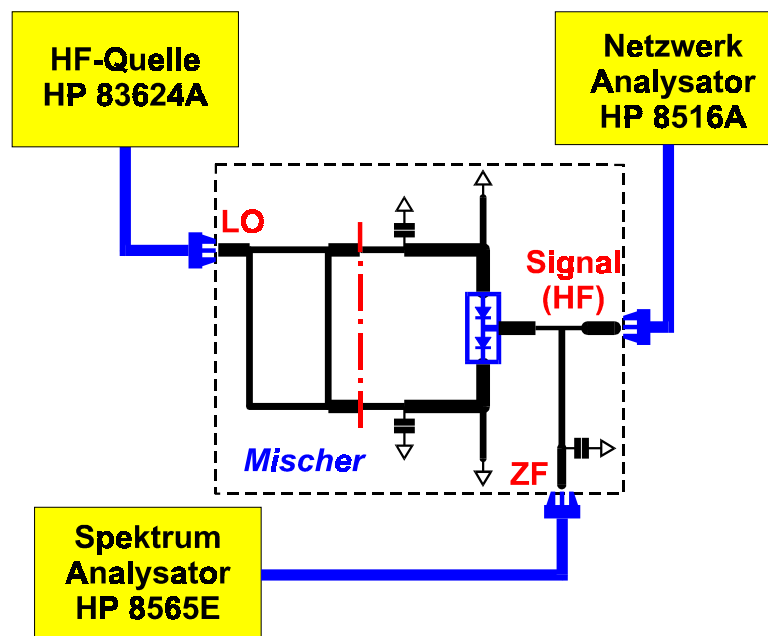


Abb. 4.10: Messaufbau für die Charakterisierung des OWM.

#### B. Hybrider Oberwellenmischer auf FZ-Si-Substrat

Zuerst wurde ein LO-Signal bei  $f_{LO}=4,6$ GHz mit einer Leistung von 8dBm bis 21dBm am Eingang des Phasenschiebers angelegt. Ein Signal bei  $f_S=38$ GHz mit einer Leistung von -35dBm wurde über die GSG-Mikroprobe in den OWM eingespeist. Gemessen am ZF-Ausgang wird die Leistung des Mischprodukts von HF-Signal und der 8-ten Oberwelle des LO-Signals. Die gemessene ZF-Frequenz entspricht Gl. (4.1) für  $m=1$  und  $n=8$

$$f_z = f_s - 8f_{LO} = 1,2\text{GHz} . \quad (4.32)$$

Der Konversionsverlust wurde berechnet nach der Definition

$$L = -10 \log \frac{P_z}{P_{s,v}} \text{ in dB} . \quad (4.33)$$

Die gemessenen Konversionsverluste des hybriden OWM sind in Abb. 4.11 als Funktion der LO-Leistung dargestellt (sogenannter „Power-Sweep“). Das Messergebnis (Punkte) stimmt mit dem Simulationsergebnis (durchgezogene Linie) sehr gut überein. Der minimale Konversionsverlust von  $L=23\text{dB}$  wird bei einer LO-Leistung von  $20\text{dBm}$  erreicht. Bei einer LO-Leistung von  $14\text{dBm}$  erreicht der Konversionsverlust ein  $L=27\text{dB}$ .

Wie in Abb. 4.4 mit einem vereinfachten Diodenmodell gezeigt, hat der 8-te Fourier-Koeffizient  $G_n$  ( $n=8$ ) des Diodenleitwerts vier Null-Durchgänge. Der minimale Konversionsverlust an jener Stelle verläuft gegen unendlich (Abb. 4.5). Die Variation von  $U_{bias}/U_{LO}$  in Abb. 4.4 und 4.5 entspricht der Variation der LO-Leistung. Analog sind die Erhöhung in den Simulations- bzw. Messkurven in Abb. 4.11 durch den Null-Durchgang des 8-ten Fourier-Koeffizienten des zeitabhängigen Leitwerts  $G(\omega_{LO}t)$  der Schottky-Doppeldioden verursacht.

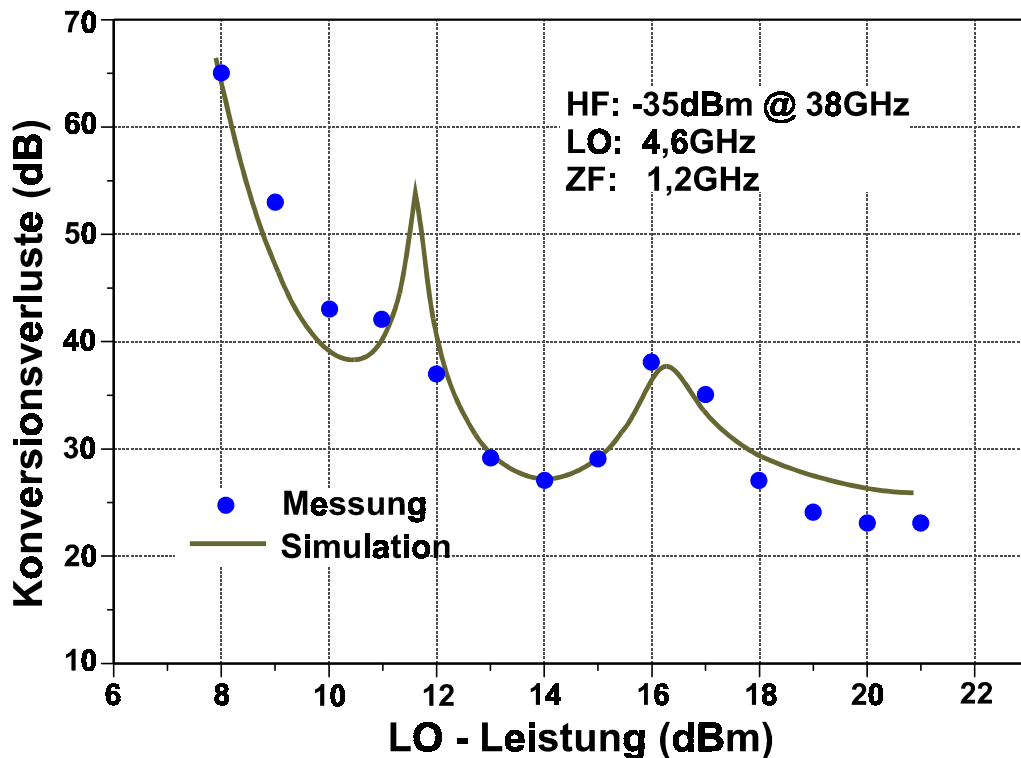
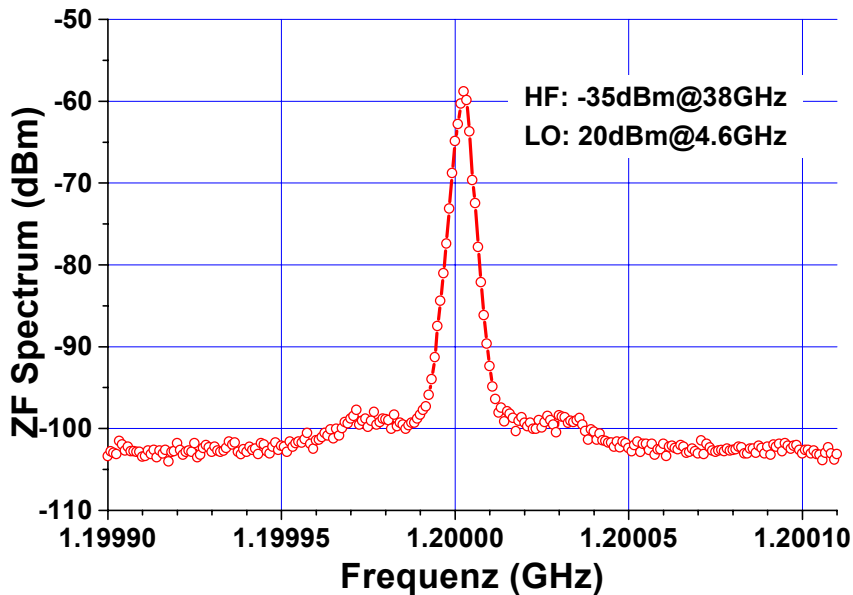


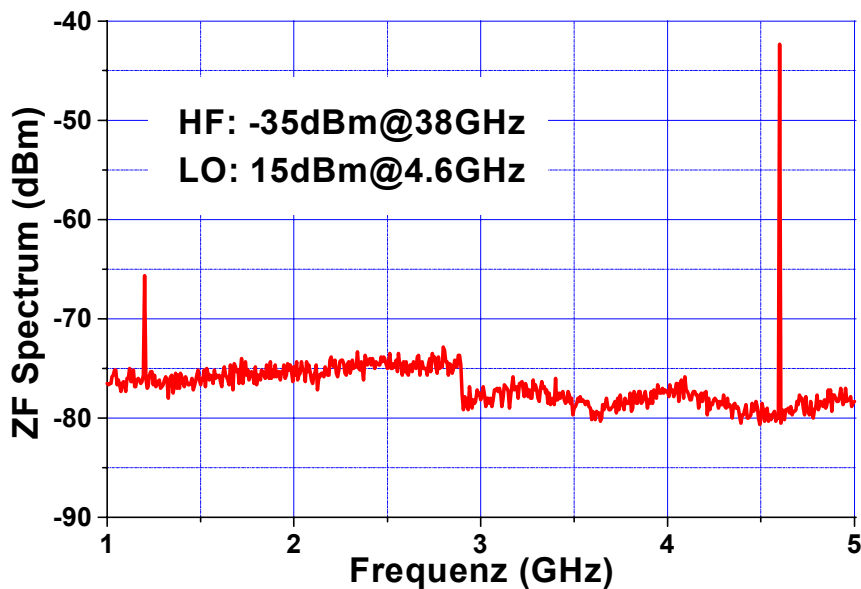
Abb. 4.11: Konversionsverluste des hybriden OWM als Funktion der LO-Leistung.

Das Spektrum des ZF-Ausgangs wurde auch untersucht. Abb. 4.12a zeigt das gemessene Spektrum bei  $1,2\text{GHz}$  für eine LO-Leistung von  $20\text{dBm}$  bei  $4,6\text{GHz}$  und eine HF-Leistung von  $-35\text{dBm}$  bei  $38\text{GHz}$ . Das ist eine ganz schmale Spektrallinie mit einer Mittenfrequenz von  $1,2000025\text{GHz}$  und einer Bandbreite von  $4\text{kHz}$ . Der Signal-Rausch-Abstand beträgt ca.  $40\text{dB}$ . Abb. 4.12b zeigt das gemessene Spektrum am ZF-Ausgang von  $1\text{GHz}$  bis  $5\text{GHz}$  für eine LO-Leistung von  $15\text{dBm}$  bei  $4,6\text{GHz}$  und eine

HF-Leistung von  $-35\text{dBm}$  bei  $38\text{GHz}$ . Die Spektrallinie erreicht zwar  $-42,5\text{dBm}$  bei  $4,6\text{GHz}$ , aber die symmetrische Mischerschaltung hat eine Unterdrückung von  $57\text{dB}$  des LO-Signals am ZF-Ausgang bewirkt. Diese gute Isolation erreicht man durch die Schaltungssymmetrie ohne zusätzliche Massnahme.



(a) bei  $1,2\text{GHz}$ .



(b)  $1\text{GHz}$  bis  $5\text{GHz}$ .

Abb. 4.12: Spektrum am ZF-Ausgang

Die Bandbreite am HF- bzw. LO-Eingang wurde ebenfalls untersucht. Zuerst wurde die Signalfrequenz  $f_S$  variiert bei einer konstanten LO-Leistung von 20dBm und einer festen Frequenz  $f_{LO}=4,6$ GHz. Am Ausgang wurde die ZF-Leistung bei  $f_Z$  nach Gl. (4.32) gemessen. In Tab. 4.2 sind die gemessenen Konversionsverluste bei unterschiedlichen Signalfrequenzen  $f_S$  zusammengefasst.

Tab. 4.2: Konversionsverlust bei unterschiedlicher Signalfrequenz  $f_S$ .

LO-Leistung: 20dBm bei $f_{LO}=4,6$ GHz			
Signalfrequenz $f_S$ (GHz)	37	38	39
ZF-Frequenz $f_Z$ (GHz)	0,2	1,2	2,2
Konversionsverlust $L$ (dB)	24	23	27

Dann wurde die LO-Frequenz  $f_{LO}$  variiert bei der konstanten Signalfrequenz  $f_S=38$ GHz. Die LO-Leistung blieb unverändert bei 20dBm. Die gemessenen Konversionsverluste bei  $f_Z$  sind in Tab. 4.3 zusammengefasst.

Tab. 4.3: Konversionsverlust bei unterschiedlichen LO-Frequenz  $f_{LO}$ .

LO-Leistung: 20dBm, Signalfrequenz $f_S=38$ GHz			
LO-Frequenz $f_{LO}$ (GHz)	4,55	4,60	4,65
ZF-Frequenz $f_Z$ (GHz)	1,6	1,2	0,8
Konversionsverlust $L$ (dB)	23	23	23

Dieser 8-te OWM hat sowohl an der LO-Seite als auch an der HF-Seite eine grosse Bandbreite mit einem minimalen Konversionsverlust von 23dB.

### C. Hybrider Oberwellenmischer auf CZ-Si-Substrat

Wie im Abschnitt 2.3.7 gezeigt, ist das mediumohmige CZ-Si-Substrat mit koplanarer Technologie ebenfalls geeignet für Anwendungen im Mikrowellenbereich. Der Substratverlust vom mediumohmigen Silizium in CPW ist zwar nicht mehr wie der vom hochohmigen Silizium zu vernachlässigen, aber er ist in einem akzeptablen Bereich wie der Metallverlust in der Leitung.

Die Mischerschaltung wurde auch auf diesem mediumohmigen CZ-Si-Substrat ( $\rho_{Si}>50\Omega\text{cm}$ ) realisiert und charakterisiert. Die gemessenen Konversionsverluste sind in Abb. 4.13 im Vergleich mit den vom OMW auf FZ-Si-Substrat dargestellt. Mit einer LO-Leistung von 19dBm bei  $f_{LO}=4,6$ GHz erreichte der Konversionsverlust  $L=31$ dB bei  $f_Z=1,2$ GHz für eine Signalfrequenz  $f_S=38$ GHz. Die zusätzlichen Leitungsverluste auf dem CZ-Substrat verursachen den grösseren Konversionsverlust aus zwei Gründen. Ein Grund sind die grösseren Verluste der Leitungsstrukturen in der Mischerschaltung selbst. Der andere Grund ist die kleinere LO-Leistung an den differenziellen LO-Eingängen durch die zusätzlichen Leitungsverluste des Phasenschiebers. Bedingt durch die Ausgangsleistung der HF-Quelle konnte der Mischer nicht mit grösserer LO-Leistung gemessen werden. Die geschätzten zusätzlichen Leitungsverluste der  $3\lambda/4$ -Leitung (ca. 20mm) im Phasenschieber betragen ca. 6dB. Wenn ein Lokaloszillator mit differenziellen Ausgängen verwendet wird, kann man die zusätzliche Leitungsdämpfung im Phasenschieber vermeiden und dadurch die Konversionsverluste minimieren.

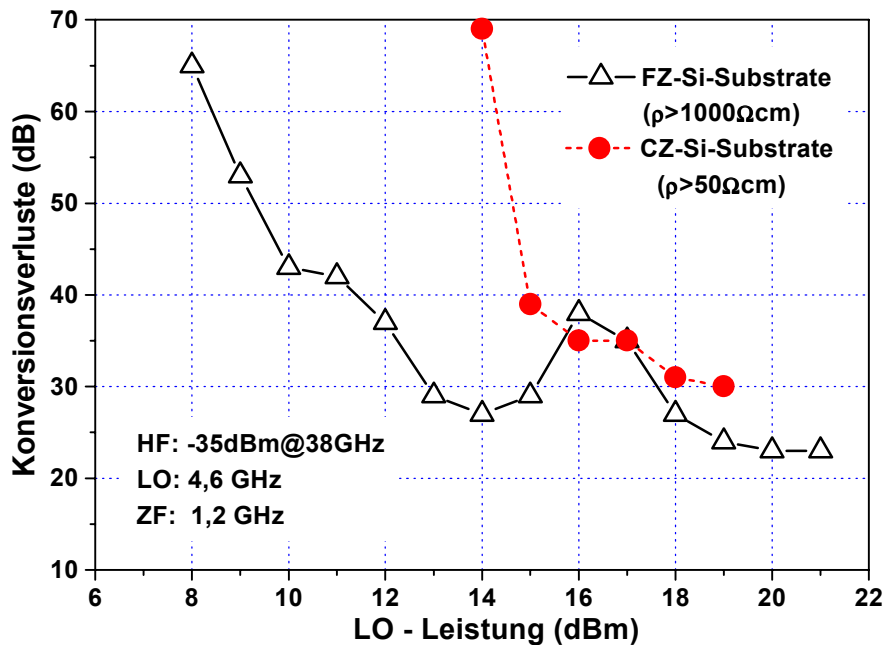


Abb. 4.13: Konversionsverluste des hybriden OWM auf CZ-Si.

Mit dieser Demonstration wurde die Einsetzbarkeit des mediumohmigen CZ-Si für die Hochfrequenzschaltung bestätigt. Einerseits können die höheren Substratverluste zum Teil durch ein geeignetes Design kompensiert werden, andererseits bietet es die Möglichkeit einer monolithischen Integration mit modifizierten CMOS-Schaltungen in einer Standard Si-Technologie [Beck et al, 1997; Strohm et al, 1998].

## 4.3 Monolithische Integration

### 4.3.1 Konzept und Realisierung der Monolithische Integration

Die angestrebte monolithische Integration von aktiven Bauelementen und der passiven Schaltung bietet eine bessere Zuverlässigkeit. Alle Verbindungen auf dem Chip werden in einem Prozessablauf hergestellt und im allgemeinen passiviert. Der Aufwand in der Aufbautechnik wird dadurch drastisch reduziert. Für eine monolithische Version des Oberwellenmischers sind die *Schottky*-Dioden und das passive Anpassungsnetzwerk auf dem hochohmigen FZ-Si-Substrat monolithisch integriert.

Im allgemeinen wird zuerst ein hoch dotierter  $n^{++}$ -„Buried Layer“ für die aktiven Bauelemente durch Implantation auf einem hochohmigen FZ-Si-Substrat mit einer Dicke von einigen Mikrometern hergestellt [Strohm, 1994]. Dann wird eine ganzflächige oder differentielle Epitaxie-Schicht für den *Schottky*-Kontakt in einer MBE-Anlage gewachsen. Für den implantierten „Buried Layer“ ist ein festgelegtes Layout für die gesamte Schaltung notwendig. Die Positionen der aktiven Bauelemente können nicht mehr geändert werden. Ausserhalb des Bereichs der aktiven Bauelemente liegt die passive Schaltung auf dem hochohmigen FZ-Si-Substrat mit einer isolierenden Zwischenschicht, wie z.B. Oxid.



Aufgrund der Designfreiheit und Flexibilität in Bezug auf Layout und Dotierprofil wurde in dieser Arbeit der  $n^{++}$ -„Buried Layer“ durch eine MBE-Epitaxie-Schicht auf dem hochohmigen FZ-Si-Substrat realisiert. Unmittelbar danach wurde die aktive Schicht für den *Schottky*-Kontakt in demselben Wachstumsvorgang hergestellt. Die leitende Schicht wurde an der Stelle, wo die passive Schaltung realisiert werden soll, wieder weggeätzt, um die Verluste der passiven Schaltung zu minimieren. Abb. 4.14 zeigt schematisch die monolithische Integration einer *Schottky*-Diode mit einer passiven Schaltung.

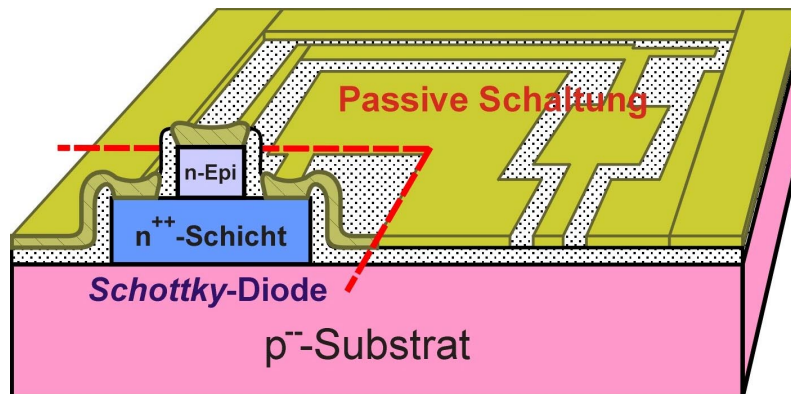


Abb. 4.14: Schematische Darstellung der monolithischen Integration von einer *Schottky*-Diode mit einer passiven Schaltung.

Durch die Kombination des Prozesses zur Herstellung der *Schottky*-Diode (siehe Abschnitt 3.2) mit den Prozessschritten zur Herstellung der passiven Schaltung mit MIM-Verbindungen (siehe Abschnitt 2.2) wurde der monolithische Oberwellenmischer realisiert. Die  $n^{++}$ -Schicht mit einer Dotierung von ca.  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  hat eine effektive Dicke von 400nm nach der Prozessierung. Die  $n$ -Epitaxie-Schicht ist mit  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  dotiert und hat eine Dicke von 300nm. Die Fläche der für den monolithischen OWM eingesetzten *Schottky*-Doppeldioden beträgt  $A=3 \times 18 \mu\text{m}^2$ . Der gesamte Ablauf zur Herstellung des monolithischen OWM ist in Tab. 4.4 dargestellt. Das Aluminium wird sowohl für den *Schottky*-Kontakt als auch für die Metallisierung der Schaltung verwendet.

Tab. 4.4: Prozessablauf zur Herstellung des monolithischen Oberwellenmischers.

Schritt	<i>Schottky</i> -Diode	Passive Schaltung
1	Obere Mesa ätzen	
2	Untere Mesa ätzen	
3	RTP-Oxid (200nm)	
4		1. Al-Schicht sputtern und strukturieren
5	PECVD-Oxid (200nm)	
6	Kontaktfenster öffnen	Oxidfenster zur 1. Al-Schicht öffnen
7	2. Al-Schicht sputtern	
8	<i>Schottky</i> - bzw. ohmscher Kontakt	Strukturierung für die gesamte Schaltung

Abb. 4.15 zeigt ein Mikroskopbild des 38GHz monolithischen OWM. Zur Charakterisierung dieses OWM wurde ebenfalls ein Phasenschieber am LO-Eingang mit integriert. Dieses Design wurde mit den hybriden Diodenparametern in Tab. 4.1 simuliert. Aufgrund der Diodenfläche ist die Sperrschichtkapazität  $C_{S0}$  für  $U=0$  grösser als das  $C_{S0}$  in Tab. 4.1. Der Serienwiderstand  $R_S$  ist wegen einer Prozessschwankung höher als  $20\Omega$ . Deshalb sinkt die Grenzfrequenz  $f_{co}$  der *Schottky*-Diode und dies verschlechtert die Anpassung der passiven Schaltung an den drei Toren. Eine zukünftige Optimierung der *Schottky*-Diode und ein Redesign der Mischerschaltung ist notwendig, um eine bessere Eigenschaft des monolithischen OWM zu erreichen.

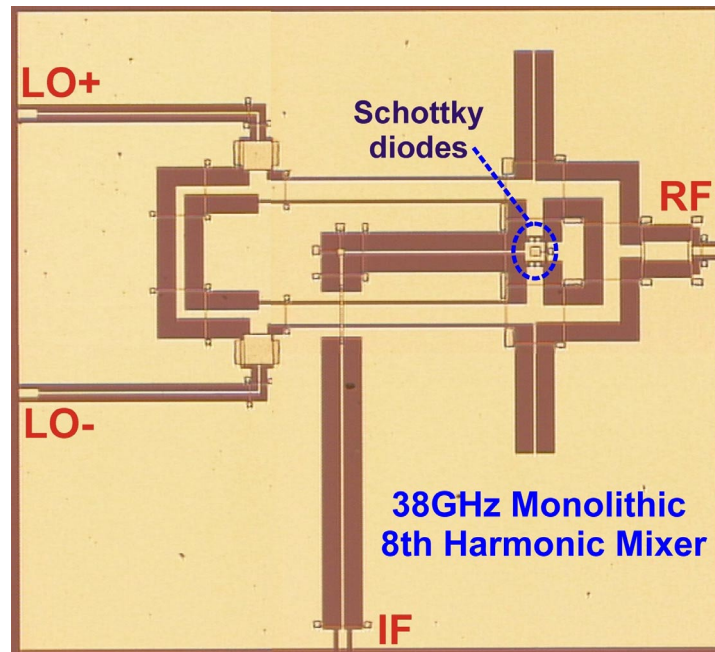


Abb. 4.15: 38GHz monolithischen Oberwellenmischer.

### 4.3.2 Charakterisierung des monolithischen Oberwellenmischers

Beim Entwurf des Oberwellenmischers wurde aus Vereinfachungsgründen keine Gleichspannungsversorgung der *Schottky*-Dioden vorgesehen (sogenannter „zero bias“ Betrieb). Das Diodenmodell für die Schaltungssimulation nimmt eine Barrierenhöhe von  $\Phi_B=0,5\text{eV}$  (Tab. 4.1) an. Die Gleichstromversorgung der Mischerdioden in der Mischerschaltung soll durch die HF-Leistung des Lokaloszillators geliefert werden. Deshalb ist kein Anschluss für die DC-Versorgung in der Mischerschaltung vorgesehen. Aufgrund der *Schottky*-Barrierenhöhe von Aluminium auf *n*-Si ( $\Phi_B=0,73\text{eV}$ ) ist eine Versorgungsspannung für den Betrieb der Mischerdioden in dem monolithischen Oberwellenmischer notwendig. Diese Versorgungsspannung wurde am Messplatz durch eine zusätzliche Schaltung „Bias-T“ zwischen dem ZF-Ausgang und dem Spektrum-Analysator auf die Mischerdioden angelegt. Das „Bias-T“ verbindet die DC-Spannung mit dem ZF-Ausgang (und somit mit den Dioden), aber blockiert die DC-Spannung zum Spektrum-Analysator. Auf diese Art und Weise kann man die Mischerdioden zwar betreiben, aber nur eine Diode der Beiden.

Unter einer Bias-Spannung von  $U=0,6\text{V}$  über ein „Bias-T“ am ZF-Ausgang wurde der monolithische Oberwellenmischer gemessen. Abb. 4.16 zeigt die

Konversionsverluste des OWM mit dem Phasenschieber. Am Signal-Eingang wurde ein HF-Signal von  $-9,5\text{dBm}$  bzw.  $-8\text{dBm}$  bei  $38\text{GHz}$  bzw.  $29\text{GHz}$  angelegt. Da am HF-Eingang kein Filter für  $38\text{GHz}$  eingebaut ist, lässt sich das HF-Signal bei  $29\text{GHz}$  mit einer leichten Fehlanpassung einspeisen. Die LO-Frequenz liegt bei  $4,6\text{GHz}$ . Gemessen wurde am ZF-Ausgang bei  $1,2\text{GHz}$  bzw.  $1,4\text{GHz}$ . Als 8-ter Oberwellenmischer mit einem HF-Signal bei  $38\text{GHz}$  erreicht er einen Konversionsverlust von  $L=75\text{dB}$ . Mit dem HF-Signal bei  $29\text{GHz}$  hat der 6-te Oberwellenmischer einen Konversionsverlust von  $L=63\text{dB}$ . Der hohe Serienwiderstand und die grosse Kapazität der Mischerdiode begrenzen sehr stark die Arbeitsfrequenz des Mixers.

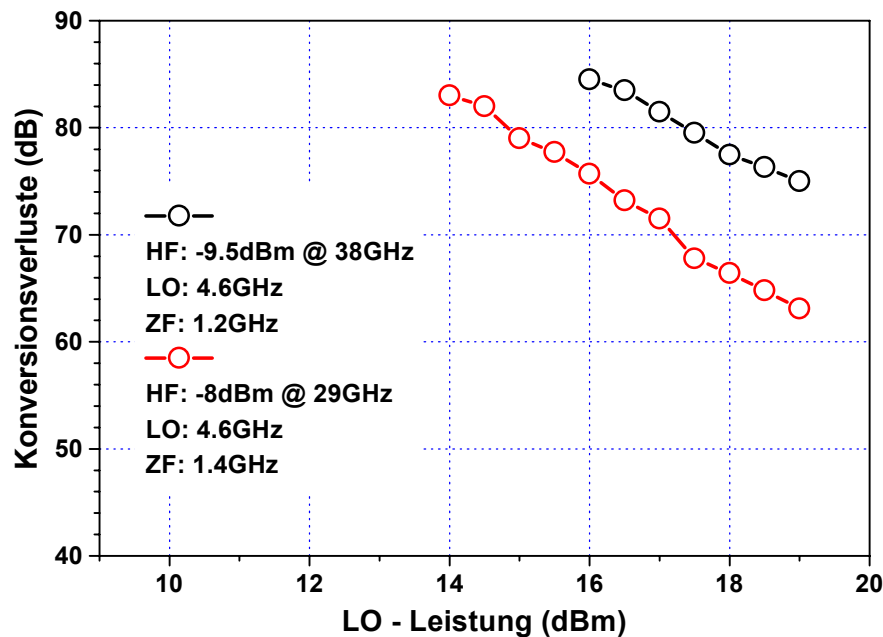


Abb. 4.16: Konversionsverluste des monolithischen OWM mit Phasenschieber als Funktion der LO-Leistung.

Da in der Mischerschaltung nur eine Mischerdiode durch die Versorgungsspannung betrieben wird, ist die Symmetrie der „Single-Balanced“-Mischerschaltung gestört. Die differentiellen LO-Eingänge bringen in diesem Fall keinen Vorteil. Bei einem monolithischen Mixer ohne Phasenschieber wurde das LO-Signal direkt an einem der differentiellen LO-Eingänge angelegt. Damit steigt die verfügbare LO-Leistung am  $\text{LO}^+$  oder  $\text{LO}^-$  um mehr als  $3\text{dB}$ . Dadurch wird ein besserer Konversionsverlust erreicht. Abb. 4.17 zeigt den Konversionsverlust des monolithischen OWM ohne Phasenschieber als Funktion der LO-Leistung. Aufgrund der höheren LO-Leistung erreicht der 8-te OWM einen Konversionsverlust von  $L=65\text{dB}$  und der 6-te OWM einen von  $L=58\text{dB}$ .

Um einen Konversionsverlust von  $L < 35\text{dB}$  zu erreichen, müssen zuerst die Mischerdioden in Bezug auf die Fläche ( $C_S$ ) und den Serienwiderstand ( $R_S$ ) optimiert werden. Eine Grenzfrequenz  $f_{co}$  über  $400\text{GHz}$  ist notwendig für die  $38\text{GHz}$  Anwendungen. Mit dem Diodenmodell der optimierten Mischerdiode soll die Mischerschaltung wieder simuliert bzw. optimiert werden. Für den Mixer mit den Aluminium-Mischerdioden muss die DC-Versorgungsleitung mit integriert werden. Die

Versorgungsleitung soll von den HF-Signalleitungen entkoppelt werden, damit keine DC-Spannung auf HF-Leitungen angelegt wird.

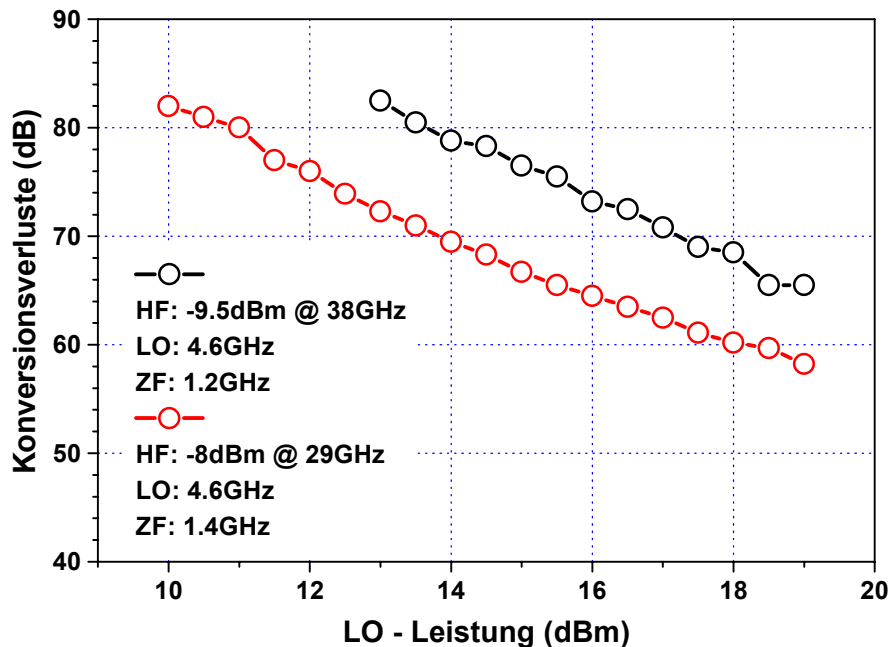


Abb. 4.17: Konversionsverluste des monolithischen OWM mit Phasenschieber als Funktion der LO-Leistung.

Als weitere Arbeit ist die *Schottky*-Diode auf dem hochohmigen Silizium mit dem NiSi-Kontakt zu charakterisieren und zu optimieren. Die Mischerschaltung wird mit dem entsprechenden Diodenmodell für die NiSi-Mischerdiode entworfen und realisiert. Ebenfalls ist es von grosser Bedeutung, den monolithischen Oberwellenmischer auf das CZ-Si-Substrat zu übertragen.

#### 4.4 Demonstrator

Um die Aufbau- und Verbindungstechnik des HF-Teils im Mini-Link-Modul zu testen, wurde der Oberwellenmischer mit einem Lokaloszillator und einem HF-Oszillator in einem Demonstrator aufgebaut. Das Blockschaltbild des HF-Teils ist in Abb. 4.18 dargestellt. Dieser HF-Teil wird durch Niederfrequenz- (NF-) Verbindungen mit der DC-Versorgung verbunden und enthält Ausgänge für das ZF-Signal und das Referenzsignal zur Frequenzstabilisierung. Der HF-Abschluss (K-Connector) wird hier für den Abwärtsmischer nicht verwendet.

Aufgrund der Verfügbarkeit wurde ein 25GHz Oszillator für das HF-Signal und ein 4,6GHz VCO für die LO-Leistung verwendet. Die Mikrowellenkomponenten wurde als MCM (Multi Chips Modul) in einem DIP- (Dual Inline Plastic) Gehäuse zusammengebaut. Abb. 4.19 zeigt den aufgebauten Demonstrator.

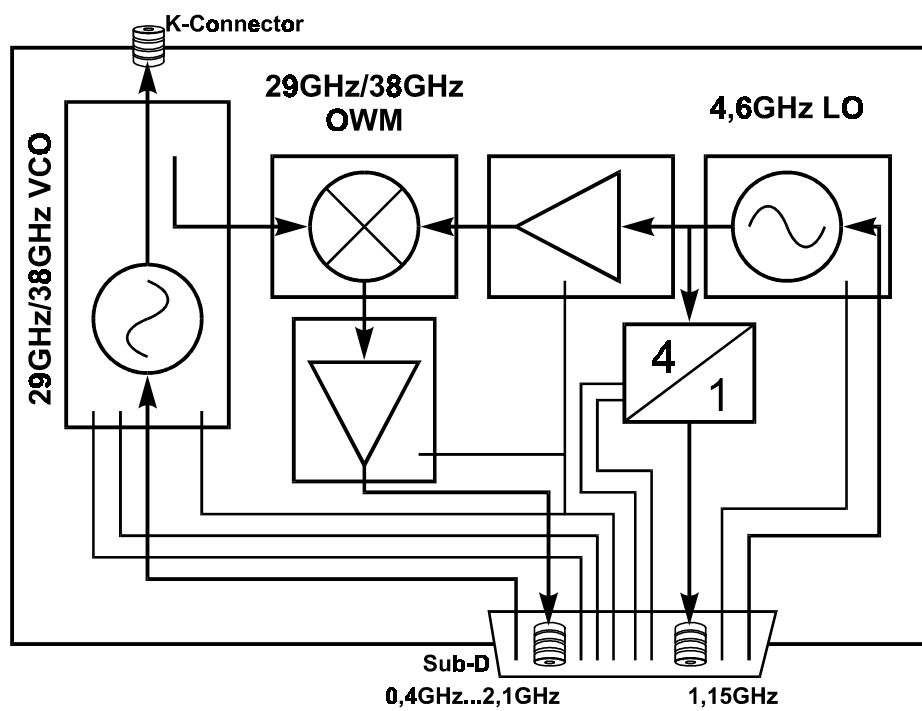


Abb. 4.18: Mini-Link-Modul.

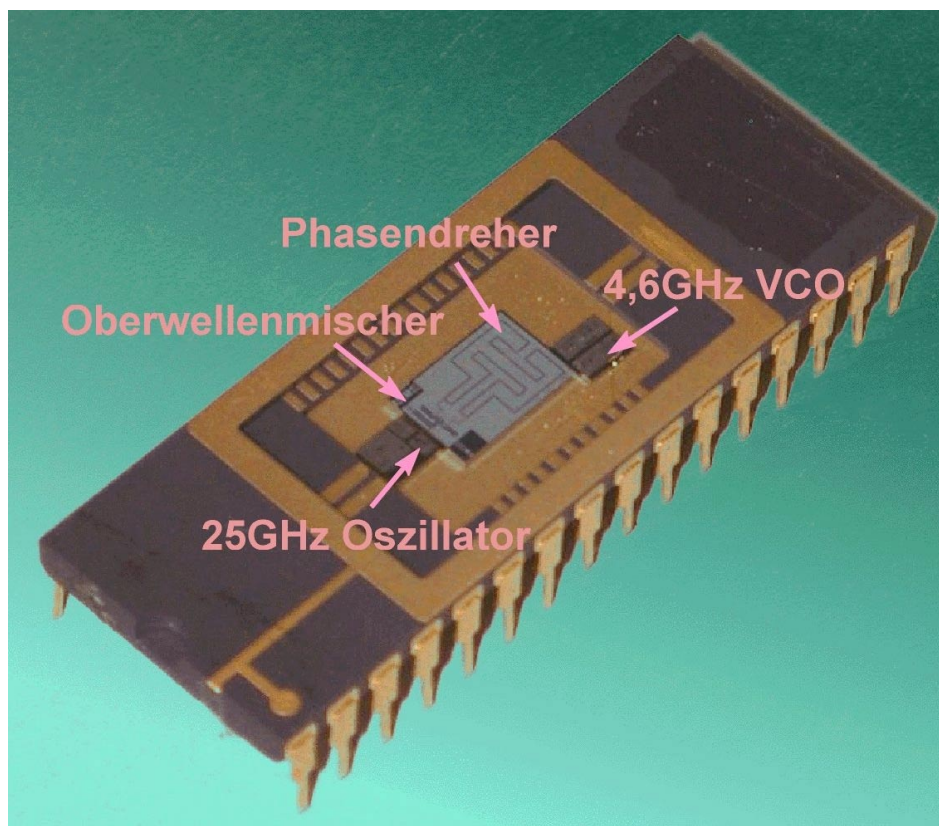


Abb. 4.19: In einem DIP-Gehäuse aufgebauter Demonstrator.

Die vorgestellten Messergebnisse im Abschnitt 4 zeigen, dass der hybride Oberwellenmischer die Designziele und die Spezifikation sehr gut erreicht [Zhao et al, 2001]. Als ein Abwärtsmischer hat die hybride Version des OWM eine grosse Bandbreite am HF-Eingang und an der LO-Seite. Die Konversionsverluste nähern sich dem theoretischen Minimum für den 8-ten OWM.

Durch den Oberwellenmischer (Abwärtsmischer) kann das HF-Signal im unteren mm-Wellen-Bereich mittels eines kommerziellen SiGe-VCO (5GHz) auf 1-2GHz herunter gemischt und weiter verarbeitet werden.

Die monolithische Version des OWM hat deutlich höhere Konversionsverluste als der hergestellte hybride OWM. Voraussetzung zur Verbesserung der monolithischen Schaltung ist eine Erhöhung der Grenzfrequenz der monolithisch integrierten *Schottky*-Dioden, eine Anpassung des passiven Netzwerks und eine entkoppelte DC-Versorgung.

Durch ein geeignetes Design in koplanarer Technik kann die Substratanforderung gesenkt werden. Das mediumohmige CZ-Silizium kommt damit in Betracht für die Mikrowellen-Komponente, wie am Beispiel der Schaltung für hybride OWM auf 50 $\Omega$ cm Si-Substrat gezeigt wurde. Diese koplanare Aluminium-SIMMWIC-Technologie bietet nicht nur eine kostengünstige Lösung für die Mikrowellenanwendungen, sondern öffnet auch neue Perspektiven für die Systemintegration mit Standard-Si-Technologie.

## Kapitel 5

### Ausblick

Der Schwerpunkt dieser Arbeit war die Untersuchung der Aluminium-Metallisierung für die koplanare SIMMWIC-Technologie und die Realisierung der Mikrowellenkomponente, des 38GHz Oberwellenmischers.

Das Ergebnis zeigte, dass die Aluminium-Metallisierung mit der koplanaren Schaltungsumgebung auf dem hochohmigen FZ-Si-Substrat geeignet ist für Mikrowellenanwendungen. Die Aluminium-Koplanarleitung auf dem hochohmigen FZ-Si hat vorragende HF-Eigenschaften bezüglich der Leitungsdämpfung. Ein zentraler Punkt hierfür ist die Qualität des Siliziumdioxids als Isolationsschicht. Eine sehr gute Qualität des Oxides ist erforderlich für geringe Leitungsdämpfung bei dem sogenannten „Zero-Bias“-Betrieb. Unter dieser Voraussetzung kann sogar das mediumohmige Substrat (CZ-Si) mit dem klein dimensionierten koplanaren Design für die Mikrowellenanwendungen verwendet werden. Dies ermöglicht die monolithische Integration der SIMMWIC-Schaltungen mit analogen und digitalen Schaltungen als Systemlösung.

Deshalb ist die Herstellung der hochwertigen Oxidschicht zwischen den Metall-Leiterbahnen und dem Si-Substrat ein sehr wichtiger Prozessschritt. Das thermische Oxid mit einer sehr guten Qualität durch „Rapid Thermal Processing“ (RTP) wurde in dieser Arbeit verwendet. Da die Leiterbahn mit der Oxidschicht und dem Si-Substrat einen MOS-Varaktor bildet, ist der optimale Betriebszustand im Verarmungsbereich des Varaktors. Einerseits ist eine gute Oxidqualität mit einer Schwellspannung  $U_{th}$  nahe 0V anzustreben, andererseits muss die Versorgungsleitungen von den Signalleitungen weitestgehend getrennt werden, damit keine DC-Spannung auf die Signalleitung angelegt wird. Dies soll bei dem Entwurf von SIMMWIC-Schaltungen unbedingt beachtet werden.

Der mit Aluminium-Metallisierung realisierte hybride 38GHz Oberwellenmischer zeigte gute HF-Eigenschaften. Diese Mikrowellenkomponente mischt das 38GHz HF-Signal mit einem mit kommerzieller SiGe-Technologie hergestellten Lokaloszillator um 5GHz auf 1-2GHz herunter.

Da die Grenzfrequenz einer gut dimensionierten *Schottky*-Diode in den Terahertz-Bereich gelegt werden kann, ist es möglich, Mischer mit höheren Arbeitsfrequenzen sogar über 100GHz zu entwerfen. Die Entwicklung von Oszillatoren im mm-Wellen-Bereich [Sinnesbichler et al, 2000] und des SiGe-HBT mit einer Transitfrequenz  $f_T$  über 200GHz [Eberhardt and Kasper, 2001] lässt erwarten, dass die Arbeitsfrequenzen verschiedener Si basierender Mikrowellenkomponenten in höhere Frequenzbereiche eindringen. Die höhere Arbeitsfrequenz erleichtert wiederum die monolithische Integration mit den passiven Bauelementen, die eine grosse Fläche benötigen, wie z.B. die Antenne und die Spule.

Durch die Kombination mikroelektromechanischer Systemen (MEMS, Micro Electro Mechanical System) mit der SIMMWIC-Technologie kann es zu einer kostengünstigen Systemlösung für Kommunikationssysteme und die Nahbereichssensorik kommen [Luy and Willner, 2000]. Beispielsweise bildet ein Mischer (SIMMWIC-Komponente) mit einem Phasenschieber oder einem Antennenarray, gesteuert durch verlustarme MEMS-Schalter [Ulm et al, 2000] einen Empfangsmodul. Ebenfalls bietet die Kombination des MEMS-Resonators mit der Si-IMPATT-Diode eine gute Lösung für die Signalerzeugung über 100GHz.

Die technologische Prozessreihenfolge ergibt eine gute Aussicht für die monolithische Integration der SIMMWIC-Komponenten mit MEMS-Komponenten auf der Silizium-Basis. Durch weitere Integrationen mit der Bipolar- und CMOS-Technologie für die Steuerungs- und Auswertungs-elektronik kann das gesamte System auf einem Si-Substrat monolithisch integriert werden.



## Literaturverzeichnis

1. Afsar, M. N. and Button, K. J., "Precise Millimeter-Wave Measurements of Complex Refractive Index, Complex Dielectric Permittivity and Loss Tangent of GaAs, Si, SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, BeO, Macor, and Glass", in *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol. MTT-31, No. 2, Feb. 1983.
2. Bahl, I. and Bhartia, P., "Detectors and Mixers", in *Microwave Solid State Circuit Design*, John Wiley & Sons, New York, 1988a.
3. Bahl, I. and Bhartia, P., "Passive Devices", in *Microwave Solid State Circuit Design*, John Wiley & Sons, New York, 1988b.
4. Bardeen, J., "Surface States and Rectification at a Metal Semiconductor Contact", in *Phys. Rev.*, Vol. 71, pp.717, 1947.
5. Beck, D., Herrmann, M. and Kasper, E., "CMOS on FZ-High Resistivity Substrate for Monolithic Integration of SiGe-RF-Circuitry and Readout Electronics", in *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 44, No. 7, pp.1091-1101, July 1997.
6. Beilenhoff, K., "Luftbrücken", in *Simulation und Modellierung von Leitungs-Diskontinuitäten und -Verzweigungen für monolithisch integrierte Millimeterwellenschaltungen*, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1996.
7. Büchler, J. Kasper, E. and Russer, P., "Silicon high-resistivity-substrate millimeter-wave technology", in *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol. MTT-34, pp.1516-1521, Dec. 1986.
8. Cowley, A.M. and Sze, S.M., "Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor system", in *Journal of Applied Physics*, Vol. 36, pp.3212, 1965.
9. Eberhardt, J. and Kasper, K., "Modelling of SiGe heterobipolar transistors: 200GHz frequencies with symmetrical delay times", in *Solid-State Electronics*, 2001.
10. Filleböck, M., Nüchter, P. and Hess, T., "Abschlußbericht zum BMBF Fördervorhaben 01 M2980 C - Hochintegrierte SiGeSIMMWIC Module", EADS Deutschland GmbH, Ulm, Germany, 1999.
11. Gamble, H.S., Armstrong, M., Mitchell, S.J.N. Wu, Y., Fusco, V.F. and Stewart, J.A.C., "Low-Loss CPW Lines on Surface Stabilized High-Resistivity Silicon", in *IEEE Trans. Microwave and Guided Wave Letters*, Vol. 9, No. 10, pp.395-397, October 1999.
12. Gerrath, K.H., "Maximaler Wirkungsgrad bei der Frequenzumsetzung mit nichtlinearen positiven Widerständen", in *AEÜ 27*, pp.453-455, 1973.
13. Ghione, G.A., "CAD-Oriented Analytical Model for the Losses of General Asymmetric Coplanar Lines in Hybrid and Monolithic MICs", in *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol. 41, Sept. 1993.

14. Gopinath, A., "Losses in Coplanar Waveguides", in *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol. MTT-30, July, 1982.
15. Guenkova, T. N., "Studying the Propagation Characteristics of Aluminum and Gold Aiming the Replacement of Gold Metallization of Transmission Lines with Aluminum in High-frequency (10GHz - 90GHz) Applications over High-Resistivity Silicon Substrate", *IHT document*, Institut für Halbleitertechnik, Universität Stuttgart, 1998.
16. Gupta, K. C., Garg, R., Bahl, I. and Bhartia, P., *Microstrip Lines and Slotlines*, Artech House, Boston, London, 1996.
17. Heinrich, W., "Quasi-TEM Description of MMIC Coplanar Lines Including Conductor-Loss Effects", in *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 41, No. 1, pp.45-52, January 1993.
18. Hewlett Packard, "Making a Measurement", in *User's Task Guide, HP 4156A Precision Semiconductor Parameter Analyzer*, 1994.
19. Hoffmann, R. K., *Integrierte Mikrowellenschaltungen*, Springer-Verlag, Berlin, 1983
20. Janke, Emde, Lösch, *Tafeln Höherer Mathematischer Funktionen*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1960.
21. Kasper, E., Zhao, W. and Schöllhorn, C., "Aluminium-Metallisierung von Mikrowellenschaltungen", Anhang B in *Abschlußbericht zum BMBF Fördervorhaben 01 M2980 C - Hochintegrierte SiGeSIMMWIC Module*, DaimlerChrysler AG Forschung & Technologie, Ulm, Germany, 2000.
22. Klingbeil, H., "Luftbrücken", in *Studien zu passiven MMIC-Strukturen der Höchsthochfrequenztechnik*, VDI-Verlag, Düsseldorf 1997.
23. Konishi, Y., *Microwave Integrated Circuits*, Marcel Dekker, Inc., New York, 1991.
24. Luy, J.F. and Willner, C.A., "Millimeter Wave Silicon Electronics", in *Proceedings of VDE World Microtechnology Congress*, pp.101-108, Hannover, Germany, 2000.
25. Mohan, S. S., Hershenson, M.d.M, Boyd, S.P. and Lee, T.H., "Simple Accurate Expressions for Planar Spiral Inductances", in *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 34, No. 10, pp.1419-1424, Oct. 1999.
26. Owyang, G. H. and Wu, T. T., "The Approximate Parameters of Slot Lines and Their Complement", in *IRE Trans. Antennas and Propagation*, Jan. 1958.
27. Pantell, R.H., "General power relationships for positive and negative nonlinear resistive elements", in *Proceedings for IRE 46*, pp.1910-1913, 1958.
28. Peterson, D.F. and Steinbrecher, D.H., "Image-optimized Frequency Scalable Mixers for Millimeter-Wave Applications", in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest*, pp.554-556, 1983.
29. Paolo, F.D., "Fundamental Theory of Transmission Lines", in *Networks and Devices Using Planar Transmission Lines*, CRC Press LLC, Boca Raton, 2000.
30. Rheinfelder, C.N., Strohm, K.L., Metzger, L., Kibbel, H., Luy, J.F. and Heinrich, W., "47GHz SiGe-MMIC Oscillator", in *IEEE MTT-Symposium Digest*, pp.5-8, 1999.

31. Russer, P., "Si and SiGe Millimeter-Wave Integrated Circuits", in *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 46, No. 5, pp.590-603, May 1998.
32. Schöllhorn, C., Zhao, W. and Kasper, E., "38GHz Aluminum Coplanar Waveguides on Silicon", in *Proceedings of 30<sup>th</sup> European Microwave Conference*, pp.357-360, Paris, France, Oct. 2000.
33. Schöllhorn, C., Zhao, W. and Kasper, E., "Attenuation of Aluminium Air-Bridges in Coplanar Waveguides", in *Proceedings of International Semiconductor Device Research Symposium*, pp.105-108, Charlottesville, Dec. 1999.
34. Schroder, D.K., "Conduct resistance, Schottky Barriers, and Electromigration", in *Semiconductor Material and Device Characterization*, John Wiley, New York, 1998.
35. Schuppener, G., Li, Y., Harada, T., Mokhtari, M. and Kerzar, B., "Low-Noise Amplifiers for 23- and 38-GHz Band in SiGe Heterojunction Bipolar Technology", in *Proceedings of GHz 2000 Symposium*, pp.173-175, Göteborg, Sweden, March, 2000.
36. Silvaco, *ATLAS User's Manual, Device Simulation Software*, 2000.
37. Sinnesbichler, F.X., Hautz, B. and Olbrich, G.R., "Low Phase Noise 58GHz SiGe HBT Push-Push Oscillator with Simultaneous 29GHz Output", in *IEEE MTT Symposium 2000*, Boston, USA, 2000.
38. Strohm, K. M., Büchler, J., Russer, P. and Kasper, E., "Silicon high resistivity substrate millimeter-wave technology", in *IEEE Microwave Millimeter-Wave Monolithic Circuits symp. Dig.*, Baltimore, MD, pp.93-97, June 1986.
39. Strohm, K.M., "Silicon Millimeter-Wave Integrated Circuit Technology", in *Silicon Based Millimeter-Wave Devices*, ed. by Luy, J. F. and Russer, P., Springer, Berlin, 1994.
40. Strohm, K.M., Buechler, J. and Kasper, E., "SIMMWIC Rectennas on High-Resistivity Silicon and CMOS Compatibility", in *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 46, No. 5, pp.669-676, May 1998.
41. Sze, S. M., "Metal-Semiconductor Contacts", in *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley, New York, 1981a.
42. Sze, S. M., "MIS Diode and CCD", in *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley, New York, 1981b.
43. Sze, S. M., "Tunnel Devices", in *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley, New York, 1981c.
44. Ulm, M., Walter, T., Mueller-Fiedler, R., Voiglaender, K. and Kasper, E., "K-Band Capacitive MEMS - Switches", in *Proceedings of Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems*, pp.119-122, Garmisch, Germany, 2000.
45. Vendelin, G.D., Pavio, A.M. and Rohde, U.L., *Microwave Circuit Design Using Linear and Nonlinear Techniques*, John Wiley & Sons, New York, 1990.
46. Vlcek, A., and Zinke, O., "Ausbreitung von Lecher-Wellen auf Leitungen und Kabeln", in *Hochfrequenztechnik 1*, ed. by Zinke, O. and Brunswig, H., Spring, Berlin, 2000.

47. Wadell, B. C., *Transmission Line Design Handbook*, Artech House, Boston, London, 1991.
48. Wheeler, H. A., "Simple Inductance formulas for Radio Coils", in *Proc. IRE*, Vol.16, NO. 10, Oct. 1929.
49. Wiebach, S., "Ionenimplantation zur Synthese von  $\beta$ -SiC-Schichten", *Dissertation am Institut für Halbleitertechnik der Universität Stuttgart*, Stuttgart, Germany, 1995.
50. Wu, Y., Gamble, H.S., Armstrong, M., Fusco, V.F. and Stewart, J.A.C, "SiO<sub>2</sub> Interface Layer Effects on Microwave Loss of High-Resistivity CPW Line", in *IEEE Trans. Microwave and Guided Wave Letters*, Vol. 9, No. 1, pp.10-12, January 1999.
51. Zhao, W., Guenkova, T. and Kasper, E., "Silicon Substrate Requirements for Microwave Coplanar Transmission Lines", in *Proceedings of International Electron Devices and Materials Symposia*, pp.277-279, Tainan, Taiwan, P.O.China, Dec. 1998.
52. Zhao, W., Schöllhorn, C. and Kasper, E., "Aluminum Metal-Insulator-Metal Connections for Coplanar Waveguides", in *Proceedings of Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems*, pp.87-90, Garmisch, Germany, 2000.
53. Zhao, W., Schöllhorn, C., Kasper, E. and Rheinfelder, C., "38GHz Coplanar Harmonic Mixer on Silicon", in *Proceedings of Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems*, pp.138-141, Ann Arbor, Michigan, USA, Sept. 2001.
54. Zhao, W., Schöllhorn, C., and Kasper, E., "Interface Loss Mechanism of Millimeter-Wave Coplanar Waveguides on Silicon", in *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. 50, No.1, pp.407-410, Jan. 2002.
55. Zinke, O. and Brunswig, H., "Mischung und Frequenzvervielfachnung", in *Hochfrequenztechnik 2*, Springer, Berlin, 1999.
56. Zoschg, D., Wilhelm, W., Knapp, H., Wurzer, M., Meister, T.F., Bock, J., Wohlmuth, H.D., Aufinger, K. and Treitinger, L., "Monolithic Integrated LNSs in Silicon-Based Bipolar Technologies", in *Proceedings of IEEE/AFCEA EUROCOMM 2000*, pp.400-403, Munich, Germany, May, 2000.

## ***Danksagung***

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten Verbundprojekts am Institut für Halbleitertechnik der Universität Stuttgart. Herrn Professor Dr. E. Kasper danke ich herzlich für seine wegweisende Betreuung und hilfreiche Unterstützung.

Allen Mitarbeitern des Instituts, die in vielfältiger Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

Die Mitarbeiter der Forschungsgruppe der Firma DaimlerChrysler AG unter der Leitung von Herrn Dr. J.-F. Luy in Ulm danke ich für die fruchtbaren wissenschaftlichen Diskussionen. Insbesondere möchte ich mich bei Herrn Dr. C. Rheinfelder für das Schaltungsdesign bedanken.



## Lebenslauf

### *Persönliche Angaben:*

Familienstand:	verheiratet
Staatsangehörigkeit:	China
Geburtsdatum:	16. Sept. 1963
Geburtsort:	Shanghai, VR. China

### *Ausbildung in China:*

Feb. 1971 – Aug. 1977	Grundschule in Shanghai, VR. China.
Sep. 1977 – Aug. 1981	Gymnasium (Zweite Yupin Oberschule in Shanghai, VR. China.
Sep. 1981 – Aug. 1987	Medizinische Universität Shanghai, Fachrichtung Medizinische Technik in Shanghai, VR. China. <b>Abschluß:</b> Bachelor of Engineering.
Sep. 1987 – Dez. 1988	Forschungsarbeit am Institut für Pharmakodynamik der Medizinischen Universität Shanghai als PhD Kandidat.

### *Studium in Deutschland:*

Mai 1991 – Apr. 1992	Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München (zwei Semester).
Mai 1992 – Jun. 1997	Elektrotechnik an der Universität Stuttgart- <b>Diplomarbeit:</b> Einsatz neuronaler Netze bei der Prognose der Übertragungsqualität in Mobilfunknetzen. <b>Abschluß:</b> Diplom Ingenieur.

### *Berufstätigkeit:*

Juli 1997 – Dez. 2001	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an Institut für Halbleitertechnik der Universität Stuttgart.
seit Jan. 2002	Mitarbeiter der Robert Bosch GmbH, Reutlingen.