

UNIVERSITÄT DER BUNDESWEHR MÜNCHEN
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Kompensationsstrukturen
für laterale Leistungs-MOSFETs

Carolin Tolksdorf

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr.-Ing. Baumgärtner

1. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. Eisele
2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Schulze

Tag der Einreichung: 25.4.2005

Tag der Prüfung: 20.10.2005

Mit der Promotion erlangter akademischer Grad:

Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

Tutzing, den 4.12.2005

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einer Variante einer Kompensationsstruktur für laterale Leistungs-MOSFETs. Ziel der Untersuchungen ist die Optimierung dieser Struktur bis an die physikalischen Grenzen, unter anderem mithilfe von Delta-Dotierungen, d.h. räumlich stark konzentrierten Dotierprofilen.

Bei einem Leistungs-MOSFET sind die wichtigsten statischen Parameter der Einschaltwiderstand und die Durchbruchspannung, deren Verhältnis es zu optimieren gilt. Eine Möglichkeit zur Optimierung, insbesondere bei Hochvolt-Leistungs-MOSFETs ($V_{DS} > 200$ V), sind sogenannte Kompensationsstrukturen. Diese werden in der Driftzone der Leistungs-MOSFETs eingesetzt und zeichnen sich dadurch aus, dass die in die Driftzone eingebrachten Ladungen durch Spiegelladungen kompensiert werden. In der vorliegenden Arbeit werden Kompensationsstrukturen untersucht, die sich aus einem vertikalen Schichtstapel aus n- und p-Gebieten zusammensetzen. Aufgrund der Kompensation können so höhere Dotierungen als üblich in der Driftzone Verwendung finden. Ein lateraler Leistungs-MOSFET zeichnet sich dadurch aus, dass sowohl der Sourceanschluss, als auch die Drain- und Gateanschlüsse auf einer Seite des Chips zu finden sind.

Die Arbeit gliedert sich im wesentlichen in drei Themenkomplexe:

1. Analytische Betrachtungen zur Optimierung der lateralen Kompensationsstrukturen
2. Entwicklung eines Herstellungsprozesses für Kompensationsstrukturen in lateralen Dioden, Widerständen und Leistungs-MOSFETs
3. Optimierung der lateralen Kompensationsstrukturen in der Simulation und durch experimentell hergestellte Proben.

Aus den analytischen Überlegungen zu Kompensationsstrukturen mit einem Stapel aus n- und p-dotierten Schichten ergeben sich zwei Wege der Optimierung, zum einen die räumliche Konzentrierung der p-Schichten und zum anderen die räumliche Konzentrierung der n- und der p-Schichten. Beide Möglichkeiten wurden in der Simulation und in den experimentell hergestellten Proben untersucht.

Bei der Entwicklung des Herstellungsprozesses stand zunächst die Realisierung von räumlich konzentrierten p- und n-dotierten Schichten im Vordergrund. So wurde erstmals ein Verfahren für die Herstellung von n-Delta-Dotierungen mit Molekularstrahlepitaxie vorgestellt, bei denen der Dotierstoff Phosphor zum Einsatz kommt. Für ein tieferes Verständnis der Dotierstoffverteilung während des Schichtwachstums wurde darüber hinaus noch die Segregation von Phosphor mithilfe von Delta-Dotierungen untersucht. Im weiteren wurde ein kostengünstiges Verfahren zur Strukturierung von Driftzonen erarbeitet. Dabei wird der Schichtstapel nasschemisch entsprechend der Kristallorientierung geätzt. Es gibt keine Tiefenbegrenzung für diesen Prozess, was entscheidend für die Optimierung von lateralen Bauelementen ist. Außerdem kann auf und in der Nähe dieser Ätzflanke die Gateelektrode einfach integriert werden.

Ein Weg der Optimierung einer Kompensationsstruktur mit n- und p-Schichten ist die räumliche Konzentrierung der p-Schichten. Dabei hat sich gezeigt, dass die elektrischen Parameter wie Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung von den Raumladungszonen im thermodynamischen Gleichgewicht abhängen. So kommt es,

dass bei einer fast vollständig ausgeräumten Kompensationsstruktur mit höheren p-Dotierungen im Vorwärtsfall Bipolareffekte auftreten. Außerdem wird aufgrund der höheren inhärenten elektrischen Felder auch bei nicht vollständig ausgeräumten Kompensationsstrukturen der Strompfad im Vorwärtsfall drainseitig abgeschnürt. Dies führt dazu, dass durch die räumliche Konzentrierung zwar bei kleinen Vorwärtsspannungen eine Verbesserung von 20 % des Verhältnisses aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung im Vergleich zu einer homogen dotierten Struktur erreicht werden kann. Bei großen Vorwärtsspannungen verschlechtert sich allerdings das Verhältnis und insgesamt fällt die Verbesserung nicht so groß aus wie erwartet.

Die zweite Möglichkeit zur Optimierung einer Kompensationsstruktur mit n- und p-Schichten ist die räumliche Konzentrierung der n- und der p-Schichten. Dabei stellen sich zunächst zwei Fragen: zum einen in wieweit die Dotierung in homogen dotierten Schichten erhöht werden kann, um eine Verbesserung des Verhältnisses aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung zu erreichen, und zum anderen in wieweit die Strukturen schon bei 0 V ausgeräumt sein sollten. Es konnte gezeigt werden, dass Dotierungen bis zu $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ eine Verbesserung bis unter das entsprechende laterale „Siliziumlimit“ bringen, wenn die Raumladungszonen sich bei 0 V gerade berühren oder noch unausgeräumte Gebiete vorhanden sind. Es gibt noch eine andere Möglichkeit, eine Kompensationsstruktur mit höher dotierten n- und p-Schichten zu realisieren, dabei sind die dotierten Schichten durch intrinsische Gebiete getrennt, sogenannte $\delta n-i-\delta p-i$ Strukturen. Bei diesen Strukturen hat sich aber die Herstellung der intrinsischen Schichten als schwierig erwiesen und das Verbesserungspotential ist im Durchlassfall begrenzt, da der Stromfluss sich auf stark lokalisierte Bereiche beschränkt. Dotiert man die Zwischengebiete n-artig, um den Stromfluss zu verbessern, verringert man den anderen zu optimierenden Parameter, die Durchbruchspannung. Insgesamt ist deshalb die homogene Dotierung der n- und p-Schichten mit einer Steigerung des Dotierniveaus am besten geeignet für die Optimierung.

Es konnte erstmals ein Verfahren zur Optimierung von Kompensationsstrukturen in der Simulation gezeigt werden, dass nur eine Kenntnis der Struktur im thermodynamischen Gleichgewicht voraussetzt. Bisher war für die Optimierung der Kompensationsstrukturen eine Simulation der Sperrkennlinie zur Bestimmung der Durchbruchspannung erforderlich, ebenso wie eine Simulation der Durchlasskennlinie zur Bestimmung des Einschaltwiderstandes. Bei dem hier entwickelten Verfahren reicht es, in der Simulation im thermodynamischen Gleichgewicht die Bilanz der Ladungsträger in der Driftzone zu ermitteln und zu minimieren. Das Verfahren hat außerdem den Vorteil, dass es etwaige Einflüsse der Anschlussgebiete mit einbezieht.

In der Simulation und bei den experimentell hergestellten Strukturen hat sich herausgestellt, dass die Fertigungsschwankungen entscheidend die elektrischen Ergebnisse bestimmen. Dies ist insbesondere für höhere Dotierungen und einem großen Unterschied der n- und p-Dotierungen der Fall. Es ist also bei der experimentellen Verifikation von entscheidender Bedeutung, über mehrere „identische“ Wafer eine statistische Aussage zu erhalten.

Die vorgestellten Kompensationsstrukturen können auch in laterale Leistungs-MOSFETs integriert werden. Der vorgestellte Herstellungsprozess ermöglicht dabei die Verteilung des Stromes im Vorwärtsfall über die gesamte Tiefe der Driftstrecke, wie in der Simulation gezeigt werden konnte. Weitere Optimierungen im Übergangsbereich des Kanalgebietes zur Driftzone werden sich vorteilhaft auf den Einschaltwiderstand auswirken.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

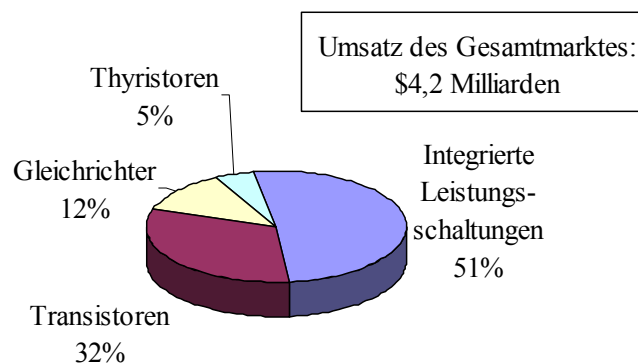
1	Einleitung	1
2	Grundlagen des Leistungs-MOSFETs und der Leistungsdiode	3
2.1	Einschaltwiderstand R_{on}	5
2.2	Durchbruchverhalten	10
2.3	Zusammenhang aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung	13
2.4.	Weitere Charakteristika eines Leistungs-MOSFETs	16
2.4.1	Designparameter eines Leistungs-MOSFETs	16
2.4.2	Dynamisches Verhalten eines Leistungs-MOSFETs	17
2.4.3	Unterschiede und Gemeinsamkeiten zwischen Leistungs-MOSFET und Leistungsdiode	18
2.5.	Layoutoptimierung beim Leistungs-MOSFET	20
2.5.1	Randabschluss	20
2.5.2	Transistorzelligeometrie	24
3	Kompensationsstrukturen in der Leistungselektronik	27
3.1	Konzept des Kompensationsprinzips	27
3.2	Entwicklung des Kompensationsprinzips	28
4	Grenzen und analytische Optimierung von lateralen Kompensationsstrukturen	35
4.1	Designparameter einer Kompensationsstruktur	35
4.2	Physikalische Grenzen der Optimierungsparameter	39
4.3	Technologische Grenzen bei Kompensationsstrukturen	42
4.3.1	Genauigkeit der Dotierungen und Schichtdicken	42
4.3.2	Hintergrunddotierung	43
4.4	Analytische Optimierung von lateralen Kompensationsstrukturen ..	44
4.5	Einfluss der Anschlussgebiete bei Kompensationsstrukturen	50
5	Technologieentwicklung	55
5.1	Phosphor als Dotierstoff in der Silizium-Molekularstrahlepitaxie ...	55
5.1.1	Optimiertes Wachstum von Phosphor Delta-Dotierungen ...	55
5.1.2	Segregation von Phosphor	58
5.2	Prozessentwicklung zur Herstellung von lateralen Widerständen und Dioden	64
5.2.1	Gesamtprozess	64
5.2.2	Schichtwachstum mit Molekularstrahlepitaxie	67
5.2.3	Alternierende Dotierprofile und deren Temperaturstabilität ..	70
5.2.4	Anisotropes nasschemisches Ätzen mit KOH	73
5.2.5	Implantation der Kontaktgebiete	77
5.3	Prozessentwicklung zur Herstellung eines lateralen Leistungs-MOSFETs	78
5.3.1	Gesamtprozess	78
5.3.2	Nasschemisches Strukturieren mit TMAH	83

6	Laterale Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten in Widerständen und Dioden	87
6.1	Einfluss des Randbereiches und der Anschlussgebiete auf das Sperr- und Widerstandsverhalten von Kompensationsstrukturen	87
6.2	Laterale Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten	94
6.2.1	Variation der Anteile der p-Gebiete an der Dicke der Gesamtstruktur	94
6.2.2	Variation des Kompensationsgrades	109
6.2.3	p-Delta-Dotierung im Vergleich mit homogen dotiertem p-Gebiet	124
6.2.4	Einfluss von Fertigungsschwankungen auf Kompensationsstrukturen	129
6.2.5	Einfluss des Substrates bei einer Diodenstruktur	135
6.2.6	Experimentelle Ergebnisse zu Kompensationsstrukturen mit p-Delta-Dotierungen	136
6.2.7	Abweichung der experimentellen Durchbruchspannung von den simulierten Ergebnissen	138
7	Laterale Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten n- und p-Gebieten in Widerständen und Dioden	141
7.1	Grenze der gleichzeitigen, räumlichen Konzentrierung von n- und p-Gebieten	141
7.2	Kompensationsstrukturen mit sperrenden Zwischenschichten	151
7.3	Einfluss der Fertigungsschwankungen auf δn -i- δp -i Strukturen	161
7.4	Einfluss der Hintergrunddotierung auf δn -i- δp -i Strukturen	163
7.5	Verwendung der Hintergrunddotierung für die Optimierung von Kompensationsstrukturen	165
7.6	Experimentelle Ergebnisse zu δn -i- δp -i Strukturen	167
8	Laterale Kompensationsstrukturen in Leistungs-MOSFETs	181
9	Fazit und Ausblick	189
	Anhang	193
	Literaturverzeichnis	223
	Abkürzungsverzeichnis	229
	Verwendete Formelzeichen und Konventionen	231
	Wichtige Konstanten und Stoffdaten	235

1 Einleitung

Die Entwicklung von Leistungs-MOSFETs (Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor) hat einen entscheidenden Fortschritt in der Leistungshalbleiterindustrie ermöglicht, denn damit war es erstmals Mitte der sechziger Jahre möglich [Tesner et al. 1964], hohe Frequenzen und einen hohen Sättigungsstrom beim Schalten von großen Leistungen zu erreichen. Bis dahin hatte man für größere Ströme lediglich die Fläche des Transistors vergrößert, was allerdings auch einen größeren Einschaltwiderstand und größere parasitäre Kapazitäten mit sich brachte. Bis zum Ende der siebziger Jahre wurden dann eine Vielzahl von unterschiedlichen Leistungs-MOSFETs vorgestellt [Baliga 1992], die sich im wesentlichen in zwei Typen einteilen lassen, zum einen den vertikalen Bauelementen und zum anderen den lateralen Bauelementen. Als diskrete Leistungsschalter haben sich die vertikalen MOSFETs, wie zum Beispiel der DMOS (Double Diffused Metal Oxide Semiconductor) durchgesetzt [Baliga 2001], bei dem sich Source- und Gateelektrode auf der Vorderseite und die Drainelektrode auf der Rückseite des Wafers befinden. Damit kann man den Wafer in seiner Dicke als Driftzone verwenden, reduziert somit insbesondere bei großen Betriebsspannungen die erforderliche Chipfläche und erreicht eine bessere Wärmeverteilung. Seit dem Anfang der achtziger Jahre wurde auch zunehmend die Integration von Leistungs-MOSFETs [Baliga 2001] mit anderen Bauelementen, wie zum Beispiel Steuertransistoren, diskutiert. Der Begriff der „Smart Power Technologie“ wurde geprägt. Durch die Kombination von Leistungsbauelementen mit Kontrollfunktionen soll die Funktionalität auf einem Chip vergrößert und damit die Schaltungen vereinfacht werden. Die Bedeutung dieser integrierten Leistungshalbleiter hat im Laufe der Jahre zugenommen, was sich auch in den wirtschaftlichen Ergebnissen äußert. Eine Analyse aus dem Jahr 1999 des nordamerikanischen Marktes (Abbildung 1.1) zeigt, dass 50 % des Marktes von integrierten Leistungsschaltungen bestimmt wird. Davon ist wiederum die Hälfte durch „Smart-Power-Technologien“, also der Kombination aus Leistungsschalter und Kontrollkomponenten, gegeben [Frost & Sullivan 2000; Stephens 2000]. Dies ist nicht zuletzt eine Folge der zunehmenden Vernetzung und Mobilität der Endgeräte, wie zum Beispiel von Laptops, PDA's (Personal Digital Assistant) und Mobiltelefonen, und den daraus resultierenden Anforderungen an die Stromversorgung.

Nordamerikanischer Leistungshalbleitermarkt 1999
Anteiliger Umsatz in Prozent je Produktkategorie



Quelle: Frost & Sullivan 1999

Abbildung 1.1 Nordamerikanischer Leistungshalbleitermarkt von 1999 nach einer Studie von Frost & Sullivan [Frost & Sullivan 2000] (aus [Stephens 2000]).

Bei den Smart-Power-Technologien haben die Leistungsschalter hauptsächlich kleinere Betriebsspannungen bis zu 200 V. Größere Spannungen werden im allgemeinen durch diskrete vertikale Transistoren realisiert. Diese lassen sich aber schlechter mit anderen Funktionen monolithisch integrieren als laterale Leistungsschalter. Bei letzteren sind ebenso wie bei Logikschaltern alle Anschlüsse auf einer Seite des Chips. Dadurch kann die Rückseite des Chips bei einem integrierten lateralen Leistungstransistor auf ein gemeinsames Potential, vorzugsweise Sourcepotential, mit dem Logikschalter gelegt werden und sogar als gemeinsamer Kühlkörper fungieren. Für kleine Ausgangsleistungen ($< 70 \text{ W}$) ist aber auch eine Integration eines Hochvoltschalters mit Kontrollkomponenten, zum Beispiel für effiziente platzsparende Schaltnetzteile, interessant. Das Unternehmen *Power Integrations, Inc.* bietet zum Beispiel solche integrierten Lösungen für Schaltnetzteile an. Dabei wird ein Hochvolt MOSFET mit einer Sperrwandlerstufe (PWM = Pulse Width Modulation) und weiteren aktiven und passiven Komponenten kombiniert, so dass sich insgesamt Gewicht und Größe des Schaltnetzteils um bis ein Viertel verringern lassen [Power Integrations 2005].

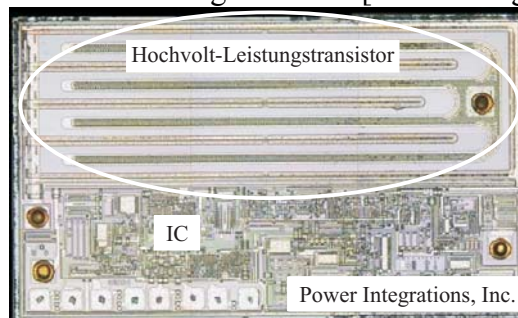


Abbildung 1.2 Integrierte Lösung der Firma *Power Integrations, Inc.* [Power Integrations 2005] mit einem Hochvolt-Leistungs-MOSFET (700 V, 27 Ohm, 33 mA) und Kontrollfunktionen (IC=Integrated Circuit). Der Hochvolt-MOSFET ist in einer ReSurF (Reduced Surface Field) Technologie realisiert [Rumennik et al. 2000].

Begrenzend bei der Optimierung der Hochvolt-Smart-Power-Technologien bleibt weiterhin die große Chipfläche des Leistungs-MOSFETs. Diese ergibt sich aus dem benötigten Einschaltwiderstand und der erforderlichen Betriebsspannung. Um eine Verringerung der Chipfläche zu erreichen, ist es denkbar, Kompensationsstrukturen in der Driftstrecke des Leistungs-MOSFETs zu verwenden, wie dies auch schon bei diskreten vertikalen Bauelementen, also zum Beispiel bei dem Leistungs-MOSFET CoolMOS™ der Firma *Infineon Technologies AG* [Deboy et al. 1998; Lorenz et al. 1999] realisiert ist. Damit wäre dann ein weiterer großer Fortschritt bei der Optimierung von integrierten Hochvoltschaltern gelungen.

In der vorliegenden Arbeit wird eine mögliche Variante einer lateralen Kompensationsstruktur für einen integrierten Hochvoltschalter vorgestellt und Möglichkeiten zur Optimierung dieser Struktur aufgezeigt. Bei der Kompensationsstruktur handelt es sich um einen Schichtstapel aus n- und p-dotierten Gebieten, also einer „Vielfach-ReSurF“-Struktur (ReSurF=Reduced Surface Field). Die Arbeit gliedert sich dabei in drei wesentliche Abschnitte:

- Analytische Betrachtungen für eine mögliche Optimierung der lateralen Kompensationsstruktur bis an die physikalischen Grenzen
- Entwicklung eines Herstellungsverfahrens für laterale Teststrukturen, also Dioden und Widerstände, für Kompensationsgebiete und für einen lateralen Leistungs-MOSFET mit Kompensationsstruktur in der Driftzone.
- Optimierung von „Vielfach-ReSurF“-Strukturen in der Simulation und im Experiment

Kapitel 2

Grundlagen des Leistungs-MOSFETs und der Leistungsdiode

Leistungs-MOSFETs (Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor) werden zum Schalten und Treiben ohmscher, kapazitiver und induktiver Lasten bei höheren Schaltfrequenzen verwendet. Hierbei macht man sich den Vorteil des MOSFETs zu Nutze, bei dem man sowohl im eingeschalteten, als auch im ausgeschalteten Zustand aufgrund des Feldeffekts nur eine Steuerspannung, aber keinen signifikant großen Steuerstrom benötigt. Im Unterschied zu herkömmlichen Logik- oder Speicher-MOSFETs muss der Leistungs-MOSFET aber hohe Spannungen zwischen Source und Drain aufnehmen können. Charakteristisch für einen Leistungs-MOSFET ist daher die maximal erlaubte Drainspannung, die sogenannte Durchbruchspannung V_{BD} , deren Überschreitung zum Verlust der Steuerbarkeit durch die Gate-Elektrode und unter Umständen zur Zerstörung des Bauelementes führt. Realisiert wird die hohe Spannungsfestigkeit über einen zusätzlichen, möglichst hochohmigen, seriellen Widerstand, der sogenannten „Driftregion“. Andererseits soll im eingeschalteten Zustand der Widerstand R_{on} des Schalters möglichst gering sein, um Leistungsverluste zu vermeiden. Je höher die Leistungsverluste sind, umso mehr entsteht auch Joulesche Wärme, die abgeführt werden muss. Zielsetzung bei der Entwicklung von Leistungstransistoren ist demnach die Reduzierung des Einschaltwiderstandes bei gleichzeitig hoher Spannungsfestigkeit.

Bei einem MOSFET [Eisele 2002; Schröder 1996; Streetman 1990; Sze 1981] wird der Stromfluss zwischen zwei Kontaktgebieten, der Quelle (Source) und der Senke (Drain), über eine Metallelektrode, auch Gateelektrode genannt, gesteuert. Diese ist über einen Isolator, meistens Siliziumdioxid (SiO_2), kapazitiv an die Halbleiterschicht zwischen Source und Drain gekoppelt. Im Falle eines n-Kanal-MOSFETs (Abbildung 2.1) ist die Siliziumschicht zwischen Source und Drain p-artig dotiert und die Kontaktgebiete selber sind n-artig dotiert. Die Sourceelektrode wird auf ein Referenzpotential festgelegt, wohingegen das Potential an der Drainelektrode variiert wird. Ohne eine an die Gateelektrode angelegte Spannung ist der Stromfluss zwischen Source- und Draingebiet unterbunden, denn einer der beiden p-n-Übergänge ist immer in Sperrrichtung gepolt. Wird eine ausreichend große positive Spannung an die Gateelektrode angelegt, dann kann sich ein leitender Elektronenkanal an der Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumdioxid zwischen Source- und Drainelektrode ausbilden. Über die Höhe des angelegten Gatepotentials kann die Leitfähigkeit des Kanals und damit der Stromfluss gesteuert werden. Da im wesentlichen nur eine Ladungsträgerart, also Elektronen oder Löcher, zum Stromfluss beitragen, spricht man bei einem MOSFET auch von einem unipolaren Bauelement. Man kann einen MOSFET über zwei wesentliche Strom-Spannungs-Charakteristiken beschreiben, zum einen über die Transferkennlinien, die die Güte der Steuerbarkeit zeigen, und zum anderen über die Ausgangskennlinien, die die Stromtragfähigkeit nachweisen. Bei einem n-Kanal-MOSFET ist die mögliche Stromdichte im eingeschalteten Zustand größer, weil die Beweglichkeit der Elektronen bei Raumtemperatur ungefähr dreimal so hoch ist wie die von Löchern [Sze 1981]. Deshalb sind die auch die meisten Leistungs-MOSFETs n-Kanal-MOSFETs.

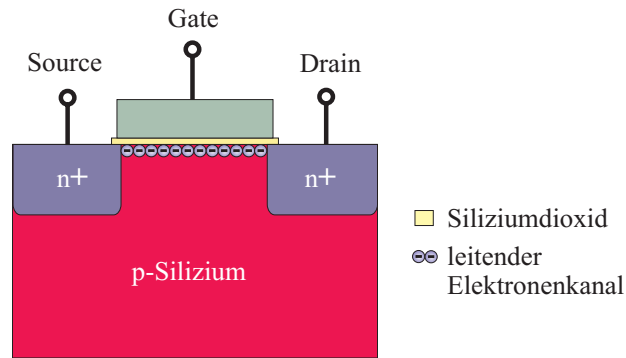


Abbildung 2.1 Schematischer Aufbau eines n-Kanal MOSFETs. Wird eine ausreichend große, positive Spannung an die Gateelektrode angelegt, dann bildet sich ein leitender Elektronenkanal zwischen Source und Drainelektrode aus.

Man unterscheidet im wesentlichen zwei Arten an Leistungs-MOSFETs. Zum einen gibt es in Anlehnung an die herkömmlichen Logik- und Speicher-MOSFETs lateral aufgebaute Transistoren, wie in Abbildung 2.2 gezeigt. Dabei sind alle drei Elektroden auf einer Seite des Chips angeordnet. Der Stromfluss ist sowohl im Kanal als auch in der Driftregion lateral, also parallel zur Chipoberfläche.

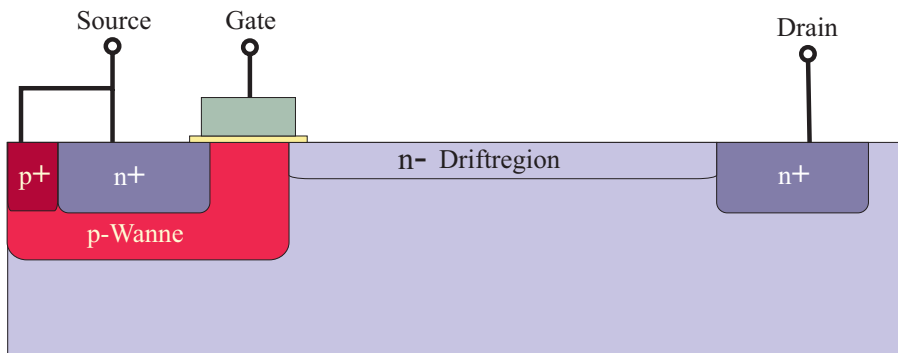


Abbildung 2.2 Schematischer Aufbau eines lateralen n-Kanal-Leistungs-MOSFETs. Alle drei Elektroden sind auf der Chipoberfläche angeordnet. Daher ist auch der Stromfluss im wesentlichen parallel zur Chipoberfläche. Das hoch dotierte p-Gebiet dient lediglich der niederohmigen Kontaktierung der p-Wanne. Wird die p-Wanne und das Kanalgebiet über einen Diffusionsprozess hergestellt, spricht man auch von einem LDMOSFET (Lateral Double Diffused MOSFET).

Da aber der Platzbedarf aufgrund der lateral angeordneten Driftregion insbesondere bei höheren Spannungsklassen sehr hoch ist und da die Wärmeentwicklung hauptsächlich an der Chipoberfläche entsteht, wurde eine zweite Art an Leistungs-MOSFET entwickelt. Dabei ist die Driftregion in das Volumen des Chips verlegt und der Stromfluss in der Driftregion verläuft vertikal zur Chipoberfläche. Ein solcher vertikaler Leistungs-MOSFET ist der sogenannte VDMOS (Vertical Double Diffused MOS), wie in Abbildung 2.3 zeigt. Die p-Wanne und das Kanalgebiet werden zueinander selbstjustierend über einen Diffusionsprozess eingestellt. Dieses Konzept für einen diskreten Hochvolt-MOSFET ist heute das am weitesten verbreitete und deshalb werden im folgenden auch alle wesentlichen Charakteristika eines Leistungs-MOSFETs an diesem Beispiel erklärt.

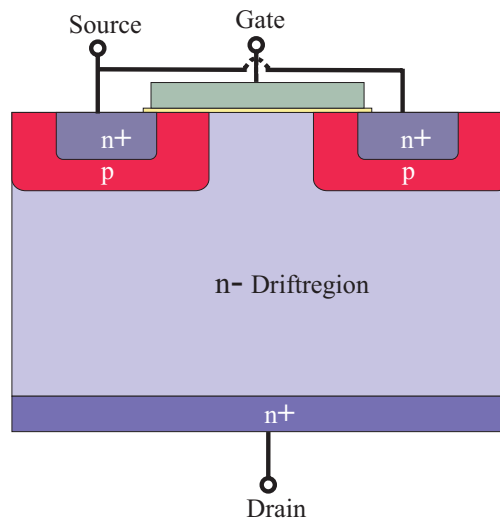


Abbildung 2.3 Schematischer Aufbau eines VDMOS (Vertical Double Diffused MOS). Der Stromfluss ist im Elektronenkanal parallel und in der Driftregion vertikal zur Chipoberfläche. Durch die Verlegung der Driftregion in die Tiefe kann man die Chipfläche gegenüber einem lateralen Leistungs-MOSFET einsparen.

2.1 Einschaltwiderstand R_{on}

Legt man bei einem n-Kanal-MOSFET eine positive Gatespannung an, dann induziert man einen leitenden Elektronenkanal, auch Inversionskanal genannt, an der Grenzfläche zwischen Silizium und Gateoxid. Der Einschaltwiderstand R_{on} eines Leistungs-MOSFETs ist dann gegeben durch den Gesamtwiderstand zwischen dem Source- und dem Drain-Kontakt im leitenden Zustand bei einer gewissen Gatespannung V_G .

$$R_{on} = \left(\frac{dI_D}{dV_D} \Big|_{\substack{V_D=0 \\ V_G=\text{konst.}}} \right)^{-1} \quad (2.1)$$

Der Gesamtwiderstand setzt sich aus mehreren Anteilen (Abbildung 2.4) zusammen, die im weiteren erläutert werden.

$$R_{on} = R_{KONTAKT} + R_{SOURCE} + R_{KANAL} + R_{JFET} + R_{DRIFTREGION} + R_{SUBSTRAT} \quad (2.2)$$

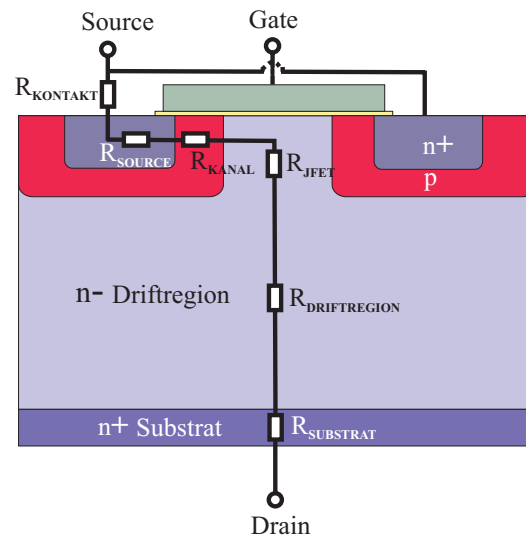


Abbildung 2.4 Zusammensetzung des Einschaltwiderstandes R_{on} bei einem VDMOS. Eine Besonderheit des VDMOS ist der JFET Widerstand. Dabei kann der Strompfad durch die sich um die p-Wannen ausbreitenden Raumladungszonen eingeschnürt werden.

Jeder Widerstandsanteil ist abhängig von Geometrieparametern, die je nach Zielsetzung bei der Optimierung des Layouts berücksichtigt werden müssen. Der Kontaktwiderstand $R_{KONTAKT}$ ist durch die Wahl des Metalls und der Dotierung im Source- (bzw. Drain)-Gebiet gegeben. Letztere bestimmt auch den Schichtwiderstand im Source-Gebiet und damit den Sourcewiderstand R_{SOURCE} . Hierbei sei angemerkt, dass eine möglichst hohe Dotierung nahe an der Löslichkeitsgrenze des Dotierstoffes mit degenerierten Donatorzuständen für temperaturunabhängige Kontakte von Vorteil ist [Eisele 2002]. Dies gilt auch für den Substratwiderstand. Jedoch kann man den Substratwiderstand noch deutlich verringern, wenn man die Dicke des Substrates durch Rückätzen oder Dünnschleifen des Wafers reduziert. Insgesamt stellen der Kontakt-, sowie der Source- und Drain-Widerstand aber nur einen sehr geringen Anteil am Gesamtwiderstand. Eine Besonderheit des VDMOS sind die zwei weiteren Widerstandsanteile, nämlich der Akkumulationswiderstand und der JFET-Widerstand (Junction Field Effect Transistor), die beide aus der Überlappung der Gateelektrode mit der Driftregion resultieren und deshalb häufig zusammen gefasst werden. Während sich bei positiven Gatespannungen im Kanalbereich eine Inversionsschicht ausbildet, entsteht nämlich an der Grenzfläche vom Silizium zum Gateoxid in der Driftregion eine Akkumulationsschicht, die die Verbreiterung des zweidimensionalen Strompfades in die Driftzone hinein und damit den Übergangswiderstand zwischen Kanal und Driftregion beeinflusst. Ein weiterer Übergangswiderstand ist der JFET-Widerstand, der durch den symmetrischen Aufbau des VDMOS entsteht. Hierbei bilden sich um die p-Wannengebiete herum Raumladungszonen aus, die dann unterhalb der Gate-Elektrode den Strompfad abschnüren oder zu mindestens deutlich verringern können. Die für die Funktion des Leistungs-MOSFETs wichtigsten Anteile am Gesamtwiderstand sind jedoch der Kanalwiderstand und der Driftzonenwiderstand, die deshalb im folgenden detaillierter erläutert werden. Deren Gewichtung im Gesamtwiderstand ist sehr stark abhängig von der Betriebsspannung (Abbildung 2.5). Während bei kleineren Spannung je ein Drittel des Gesamtwiderstandes durch den Kanal-, den Driftzonenwiderstand und auch den JFET-Widerstand gegeben ist, sieht dies bei höheren Spannungen ganz anders aus. Dort wird der Gesamtwiderstand zu 96 % durch den Widerstand in der Driftzone bestimmt [Lorenz et al. 1999].

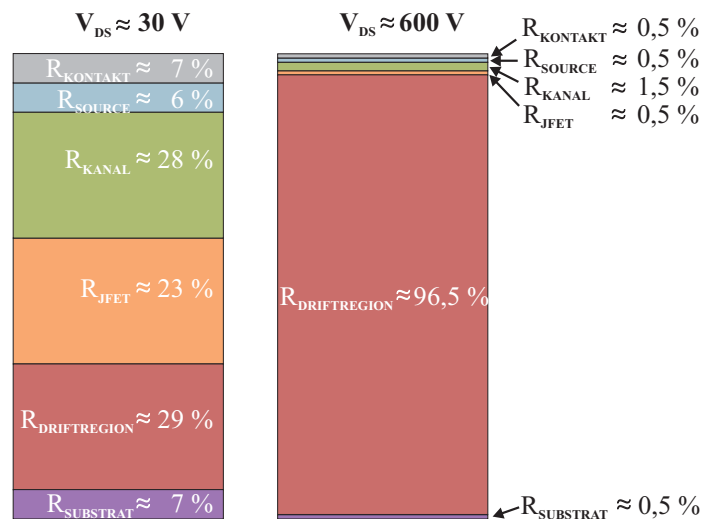


Abbildung 2.5 Prozentuale Aufteilung des Gesamtwiderstandes R_{on} bei einem VDMOS (aus [Lorenz et al. 1999]). V_{DS} bezeichnet die Betriebsspannung eines Leistungs-MOSFETs (oder auch Drain-Source-Spannung). Je größer die gewählte Betriebsspannung ist, umso größer wird auch der prozentuale Anteil der Driftregion am Gesamteinschaltwiderstand.

Der Einschaltwiderstand lässt sich an der Strom-Spannungs-Charakteristik, genauer der Ausgangscharakteristik, eines Leistungs-MOSFETs ablesen. Diese unterscheidet sich nicht wesentlich von der eines herkömmlichen MOSFETs und ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Für die Berechnung des Ausgangskennlinienfeldes eines idealen MOSFETs sind einige Annahmen erforderlich. So geht man unter anderem von einem idealen MOS-Kondensator ohne feste Oxidladungen oder Grenzflächenzustände aus, ebenso wie von konstanter Ladungsträgerbeweglichkeit und Dotierung im Kanalbereich [Sze 1981]. Weiterhin nimmt man an, dass der Inversionskanal eine vernachlässigbar geringe Dicke hat, der Leckstrom vernachlässigbar gering ist und dass der Anteil des elektrischen Feldes senkrecht zum Strompfad deutlich größer ist als der Anteil parallel zum Strompfad, was man auch als „gradual channel approximation“ bezeichnet. Unter diesen Annahmen ergibt sich folgender Zusammenhang für Drainstrom und Drainspannung [Sze 1985]:

$$I_D = \frac{W_{eff}}{L_{eff}} \cdot C_{ox} \cdot \mu_e \cdot \left[(V_G - V_{Th}) \cdot V_D - \frac{V_D^2}{2} \right] \quad (V_G - V_{Th} > 0) \quad (2.3)$$

wobei V_{Th} die Schwellspannung (auch „Threshold Voltage“ genannt) bezeichnet und durch

$$V_{Th} = \frac{\sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}N_{Kanal} \cdot 2\Phi_F}}{C_{ox}} + 2\Phi_F \quad (2.4)$$

gegeben ist.

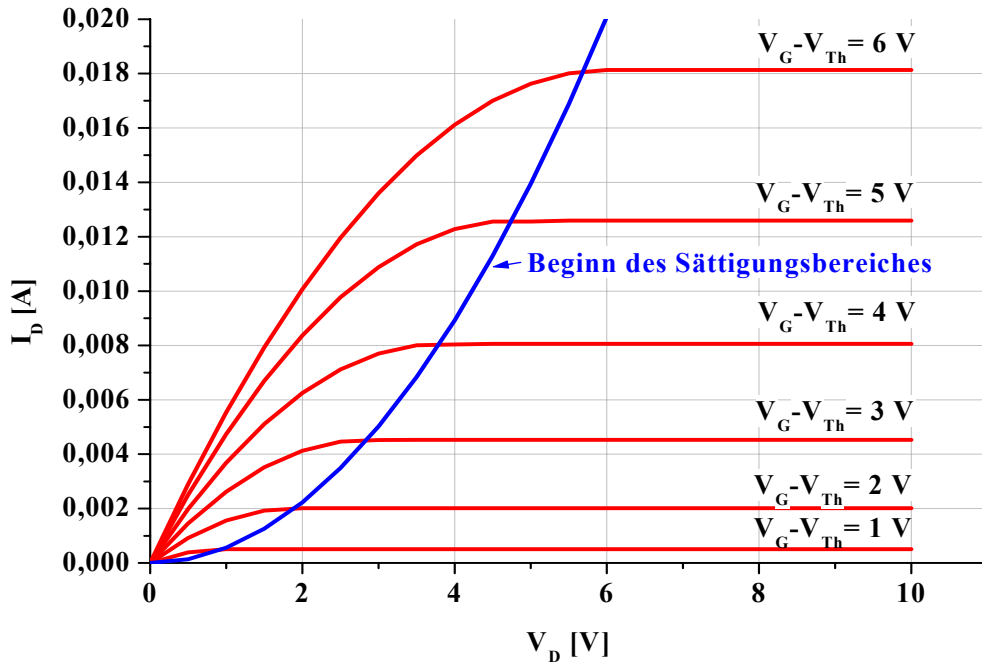


Abbildung 2.6 Ausgangskennlinienfeld eines idealisierten Leistungs-MOSFETs (das dem eines idealisierten Langkanal-MOSFETs entspricht). Der Einschaltwiderstand ergibt sich aus der inversen Steigung der Tangente bei $V_D = 0$ V bei einer gegebenen Gatespannung.

Für kleine Drainspannung kann man den quadratischen Term in Gleichung 2.3 vernachlässigen und kann so den linearen Teil der Ausgangskennlinie beschreiben. Der Kanalwiderstand ist dann gegeben durch:

$$R_{\text{Kanal}} = \frac{L_{\text{eff}}}{W_{\text{eff}} \cdot \mu_e \cdot C_{\text{ox}} \cdot (V_G - V_{\text{Th}})} \quad (2.5)$$

Insbesondere bei Niedervolt-Transistoren ist der Kanalwiderstand eine wichtige Kenngröße. Dieser lässt sich deutlich verringern, wenn man verhindert, dass die Beweglichkeit der Ladungsträger im Kanal durch Streuung an der Grenzfläche zwischen Oxid und Silizium [Fink 2001] oder an Dotieratomen reduziert wird. Außerdem kann man die Gateoxid-Kapazität, z.B. durch Einführung eines Materials mit hoher Dielektrizitätskonstante ϵ , beispielsweise Aluminiumdioxid (Al_2O_3), erhöhen und damit den Kanalwiderstand verkleinern. Auch durch die Wahl eines günstigen Längen- zu Weitenverhältnisses der Gate-Elektrode, das heißt insbesondere durch eine große Weite W , kann der Kanalwiderstand erheblich verringert werden.

Der Driftzonenwiderstand hängt im wesentlichen nur von der Dotierung der Driftregion und von geometrischen Parametern (W = Weite, T_d = Tiefe) ab:

$$R_{\text{Driftregion}} = \frac{1}{q\mu_e N_{\text{Driftzone}}} \cdot \frac{L_D}{WT_d} \quad (2.6)$$

Auch hier ist die Wahl einer großen Weite vorteilhaft für die Minimierung des Widerstandes. Darüber hinaus kann dieser durch eine große Ladungsträgerbeweglichkeit μ_e und eine hohe Dotierung $N_{\text{Driftzone}}$ in der Driftregion verringert werden.

Bei steigender Gatespannung nimmt der Kanalwiderstand ab, wie dies auch aus Gleichung 2.5 ersichtlich ist. Der Driftwiderstand ist jedoch unabhängig von der Gatespannung und somit wird der gesamte Einschaltwiderstand R_{on} bei steigender Gatespannung konstant und unabhängig von der Gatespannung. Dies ist noch deutlicher und früher der Fall, je größer der Anteil des Driftzonenwiderstandes am Gesamteinschaltwiderstand ist, also insbesondere bei Hochvolt-Leistungstransistoren.

Bei größeren Drainspannungen muss zusätzlich zu dem in Gleichung 2.3 beschriebenen Driftmodell auch noch das Diffusionsmodell berücksichtigt werden. Dadurch geht die Ausgangskennlinie am Scheitelpunkt der durch Gleichung 2.3 vorgegebenen Parabel in einen Sättigungsbereich über. Eine Kenngröße für diesen Bereich (die aber auch im linearen Bereich definiert ist) ist der sogenannte Leitwert („transconductance“) g_m [Streetman 1990].

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right|_{V_D = \text{const.}} \quad (2.7)$$

Leitwert und Einschaltwiderstand sind die wesentlichen Parameter für die Stromtragfähigkeit eines Leistungs-MOSFETs. So zeichnet sich ein MOSFET mit einem hohen Leitwert dadurch aus, dass nur eine geringe Gate-Spannung notwendig ist, um einen großen Drainstrom zu führen. Die Sättigung des Drainstromes kann hierbei als Strombegrenzung in Schaltungen ausgenutzt werden [Baliga 1992]. Der Einschaltwiderstand wiederum bestimmt den möglichen Drainstrom über die zulässigen Leistungsverluste. Diese sind im eingeschalteten Zustand gegeben durch:

$$P = I_D^2 \cdot R_{on} \quad (2.8)$$

Die maximal zulässige Anschlusstemperatur und die thermische Impedanz bestimmen die jeweils nicht zu überschreitenden Leistungsverluste. Um bei gegebenen Leistungsverlusten maximale Stromfähigkeit zu erreichen, muss also der Einschaltwiderstand minimiert werden.

Häufig werden in der Anwendung Leistungs-MOSFETs parallel geschaltet. So erreicht man eine höhere Spannungsfestigkeit und einen geringeren Einschaltwiderstand durch die Addition der Weiten der Kanalgebiete. Hierbei kommt den Leistungs-MOSFETs zu Gute, dass sie unipolare Bauelemente sind und dass die Ladungsträgerbeweglichkeit bei steigenden Temperaturen abnimmt. Diese abnehmende Beweglichkeit hat die Zunahme des Einschaltwiderstandes zur Folge.

$$R_{on}(T) = R_{on}(25^\circ\text{C}) \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{2,3} \quad (2.9)$$

Dies scheint zunächst nachteilig angesichts der stetigen Forderung nach Minimierung des Einschaltwiderstandes. Bei der Parallelschaltung hat dies aber den Vorteil, dass Schwankungen des Einschaltwiderstandes der Transistoren ausgeglichen werden können und dass die Stromverteilung ohne die Notwendigkeit eines externen Ballastes unter den parallel geschalteten MOSFETs gleichmäßig ist. Allerdings gilt dies hauptsächlich nur für den statischen Betrieb, da es beim Schalten zu Oszillationen kommen kann.[Kasakion 1984]. Der Leitwert hingegen zeigt ein gegenläufiges Verhalten, das heißt, dass er bei steigender Temperatur fällt. Dies muss bei der Parallelschaltung unter Umständen berücksichtigt werden.

2.2 Durchbruchverhalten

Wie bereits erwähnt ist die Spannungsfestigkeit, d.h. eine möglichst hohe Durchbruchspannung, ein sehr wichtiges Charakteristikum für einen Leistungs-MOSFET. Erreicht man die Durchbruchspannung, erhöht sich der Sperrstrom schlagartig, was zur Zerstörung des Bauelementes führen kann. Im wesentlichen gibt es drei Effekte, die das Durchbruchverhalten einer sperrenden Struktur bestimmen, nämlich den Lawinendurchbruch (auch „Avalanche-Durchbruch“ genannt), den Zener-Durchbruch und den thermischen Durchbruch.

Unter Lawinendurchbruch versteht man im allgemeinen eine unendlich hohe Ladungsträgermultiplikation aufgrund hoher elektrischer Felder in der Raumladungszone. Überschreitet man eine kritische materialabhängige Feldstärke (bei Silizium mit einer Dotierung in der Größenordnung von $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ liegt die Grenze bei $2,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ [Sze 1981]), dann nehmen die freien Ladungsträger genügend kinetische Energie auf, um bei Stößen mit dem Gitter Bindungen aufzubrechen und so Valenzbandelektronen ins Leitungsband anzuregen. Diesen Mechanismus nennt man Stoßionisation und zu seiner Beschreibung hat man sogenannte „Stoßionisationskoeffizienten“ α_n und α_p für Elektronen und Löcher eingeführt, die stark abhängig vom elektrischen Feld sind. Für α_n und α_p gilt folgende Definition:

$$\alpha_{n(p)} = a_{n(p)} \cdot e^{\frac{b_{n(p)}}{E}} \quad (2.10)$$

wobei $a_{n(p)}$ und $b_{n(p)}$ experimentell [Baliga 1992] bestimmte Koeffizienten sind ($a_n=7 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$; $a_p=1,6 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$; $b_n=1,23 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$; $b_p=2 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$). Da das durch Stoßionisation entstandene Elektron-Loch-Paar ebenso dem elektrischen Feld in der Raumladungszone unterliegt, trägt es nun auch zu der Generation von weiteren Elektron-Loch-Paaren bei, d.h. es kommt zu einer multiplikativen Vermehrung an freien Ladungsträgern (siehe Abbildung 2.7).

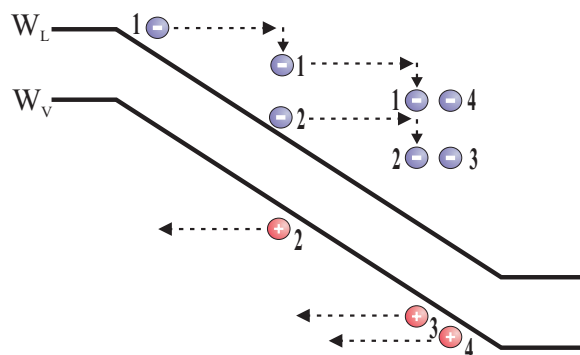


Abbildung 2.7 Schematische Darstellung der lawinenartigen Generation von Elektron-Loch-Paaren durch Stoßionisation. Eine solche, unendliche hohe Ladungsträgermultiplikation führt zum sogenannten „Lawinendurchbruch“.

Ein einzelnes Elektron-Loch-Paar, das im Abstand x vom p-n-Übergang in der Raumladungszone entsteht, kann im weiteren $M(x)$ weitere Elektron-Loch-Paare induzieren, wobei für den sogenannten Multiplikationsfaktor $M(x)$ gilt [Baliga 1992]:

$$M(x) = 1 + \int_0^x \alpha_n M(x) dx + \int_x^{W_{RLZ}} \alpha_p M(x) dx \quad (2.11)$$

Eine Lösung für diese Differentialgleichung ist

$$M(x) = M(0) \cdot \exp \left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx \right] \quad (2.12)$$

wobei $M(0)$ die Lösung an der Stelle Null, d.h. an der Grenze zwischen n- und p-Gebiet ist. Setzt man den gefundenen Ausdruck für $M(0)$ ein, dann erhält man für $M(x)$

$$M(x) = \frac{\exp \left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx \right]}{1 - \int_0^{W_{RLZ}} \alpha_p \exp \left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx \right] dx} \quad (2.13)$$

Man spricht von einem Lawinendurchbruch, wenn der Multiplikationsfaktor gegen unendlich strebt, d.h. wenn

$$\int_0^{W_{RLZ}} \alpha_p \exp \left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx \right] dx = 1 \quad (2.14)$$

ist. Man nennt die linke Seite dieser Gleichung auch das Ionisationsintegral. Das kritische elektrische Feld berechnet sich dann aus der Durchbruchbedingung 2.14 und aus der Abhängigkeit der Ionisationskoeffizienten vom elektrischen Feld (Gleichung 2.10). In vielen Fällen hat sich auch folgende Näherung nach Fulop [Fulop 1967] für die Ionisationskoeffizienten bewährt:

$$\alpha = 1,8 \cdot 10^{-35} \cdot E^7 \quad [\text{cm}^{-1}] \quad (2.15)$$

Damit vereinfacht sich die Bedingung für das Ionisationsintegral und lautet wie folgt:

$$\int_0^{W_{RLZ}} \alpha dx = 1 \quad (2.16)$$

Hat man bereits durch hohe Dotierungen starke Bandverbiegungen oder ist die Weite der Raumladungszone zu kurz für eine starke Beschleunigung der Elektronen (Löcher), dann kann es bei zu hoher angelegter Sperrspannung zu einem „Tunneldurchbruch“, oder auch „Zener-Durchbruch“ [Sze 1985] genannt, kommen. Hierbei sind die Bänder so stark verbogen, dass Elektronen vom Valenzband zum Leitungsband tunneln können, wobei der Band-Band-Abstand der Tunnelbarriere entspricht (Abbildung 2.8). Nimmt man nun näherungsweise an, dass sich die Tunnelbarriere durch eine kastenförmige Energiebarriere der Energie qV_0 beschreiben lässt, dann kann man quantenmechanisch die Tunnelwahrscheinlichkeit Γ berechnen.

$$\Gamma = \left[1 + \frac{(qV_0 \sinh(\beta x_{\text{Tunnel}}))^2}{4W_e (qV_0 - W_e)} \right]^{-1} \quad \text{für } W_e < qV_0 \quad (2.17)$$

wobei

$$\beta \equiv \sqrt{\frac{2m_n (qV_0 - W_e)}{\hbar^2}} \quad (2.18)$$

der Gamov-Faktor ist. Wenn $\beta x_{\text{Tunnel}} \gg 1$ ist, dann gilt näherungsweise

$$\Gamma \approx e^{-2\beta x_{\text{Tunnel}}} \quad (2.19)$$

Da der Tunnelstrom proportional zur Tunnelwahrscheinlichkeit ist, nimmt also der Elektronenstrom exponentiell zu und es kommt zum Zener-Durchbruch.

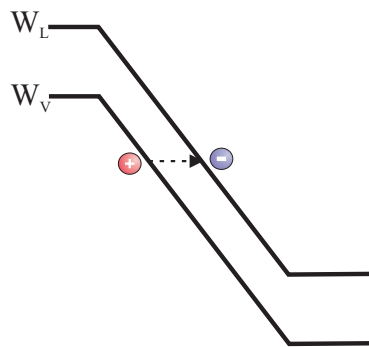


Abbildung 2.8 Schematische Darstellung des Zener-Durchbruchs. Bei starken Bandverbiegungen können Valenzbandelektronen in das Leitungsband tunneln. Der Band-Band-Abstand entspricht dabei der Tunnelbarriere.

Es kommt außerdem dazu, dass bei höheren Dotierungen die Bandlücke effektiv verringert ist [Baliga 1992] und zwar um

$$\Delta W_g = \left(\frac{3q^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_{\text{Si}}} \right) \cdot \sqrt{\frac{q^2 N_{D/A}}{\epsilon_0\epsilon_{\text{Si}} k_B T}} \quad (2.20)$$

Die Reduktion der Energiebarriere erhöht wiederum die Tunnelwahrscheinlichkeit. Ab einer Dotierung von $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ spricht man auch von einem entarteten Halbleiter, weil die Energieniveaus der Dotieratome Subbänder in der Nähe der Bandkanten bilden.

Welcher der beiden Effekte (Zener- oder Avalanche-Effekt) früher zum Durchbruch der sperrenden Struktur führt, hängt im wesentlichen vom Aufbau der Struktur ab. Um experimentell zwischen beiden Durchbrucharten unterscheiden zu können, untersucht man die Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung. Erhöht man die Temperatur, dann steigt die Tunnelwahrscheinlichkeit, weil die Elektronen thermisch stärker angeregt werden. Also kommt es früher zum Zener-Durchbruch. Beim Avalanche-Durchbruch hingegen hat eine Temperaturerhöhung eine höhere Durchbruchspannung zur Folge. Die Elektronen werden nämlich durch Gitterstreuung stärker abgebremst [Sze 1981] und erst eine höhere Spannung beschleunigt die Elektronen wieder ausreichend für die Stoßionisation. Beim Leistungs-MOSFET ist die Durchbruchspannung gegeben durch die Länge der Driftzone. Damit diese hohen Spannungen aufnehmen kann, weist die Driftzone im allgemeinen nur geringe Dotierungen auf, die keine starken Bandverbiegungen verursachen. Daher ist beim

Leistungs-MOSFET in den meisten Fällen der Durchbruch durch den Lawineneffekt bedingt.

Aber noch ein weiterer Effekt, häufig in Kombination mit den bisher genannten, kann zum Durchbruch einer sperrenden Struktur führen, der sogenannte „thermische Durchbruch“. Nimmt bei gegebener Sättigungssperrstromdichte die Sperrspannung zu, dann nimmt auch die Verlustleistung zu. Diese führt zu einer Temperaturerhöhung in der Struktur, was wiederum eine Erhöhung der Sperrstromdichte zur Folge hat [Sze 1981]. Dieses gegenseitige Hochschaukeln der Sperrstromdichte und der Temperatur kann zur Zerstörung der sperrenden Struktur führen, wenn nicht dem durch aktive Wärmeableitung entgegengewirkt wird. Für die Sperrstromdichte einer Diode gilt zum Beispiel folgende Temperaturabhängigkeit:

$$j_{\text{sperr}} \propto T^{3,5} \cdot e^{-(W_L - W_V)/k_B T} \quad (2.21)$$

was bedeutet, dass schon eine Temperaturerhöhung von 6 K zu einer Verdoppelung der Sperrstromdichte führt [Schröder 1996].

2.3 Zusammenhang aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung

Ein entscheidendes Kriterium für die Güte eines Leistungs-MOSFETs ist der Zusammenhang aus Einschaltwiderstand R_{on} und Durchbruchspannung V_{BD} . Dadurch bestimmen sich die Leistungsverluste im durch die maximale Sperrspannung begrenzten Einsatzbereich.

Es soll zunächst der einfachste Fall eines vertikalen DMOS mit homogener Dotierung N_D in der Driftzone der Länge L_D betrachtet werden. Hierbei bestimmt im ausgeschalteten Zustand der p-n-Übergang zwischen Kanalgebiet und Driftzone das Sperrverhalten (Abbildung 2.9).

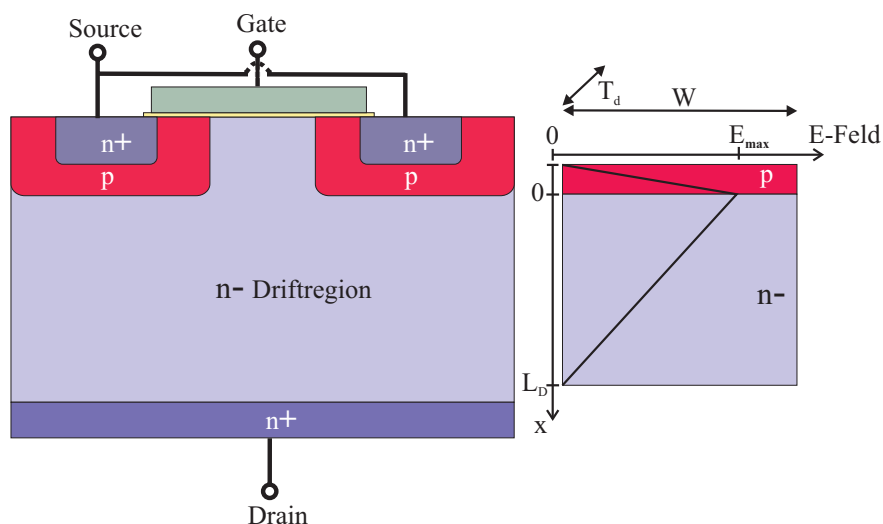


Abbildung 2.9 Im ausgeschalteten Zustand bestimmt im wesentlichen die Diode des Leistungs-MOSFETs, die sich aus dem p-Wannengebiet und der n-Driftregion zusammensetzt, das Sperrverhalten des Transistors. W ist die Weite des Transistors und entspricht im Falle des VDMOS der geometrischen Abmessung der kleinsten Symmetrieeinheit, dem sogenannten „pitch“. Dies entspricht im oben gezeigten Bild ungefähr einem Viertel der gezeigten Transistorzelle.

Aus der Poissongleichung

$$\Delta\varphi(x) = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}} \quad (2.22)$$

ergibt sich unter der Annahme der konstanten Dotierung N_D in der Driftzone und unter der Annahme einer im wesentlichen vom p-n-Übergang bis zur Länge L_D reichenden Raumladungszone folgender Zusammenhang für das elektrische Feld.

$$E(x) = -\frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}} \cdot x + E_{\text{max}} \quad (2.23)$$

Die Durchbruchspannung ergibt sich nun aus der Integration des elektrischen Feldes über die Länge der Driftzone, was der Fläche unter dem Verlauf der elektrischen Feldstärke entspricht.

$$V_{\text{BD}} = \int_0^{L_D} E(x) dx \quad (2.24)$$

Im vorliegenden Fall ergibt sich dadurch

$$V_{\text{BD}} = E_{\text{max}} \cdot L_D - \frac{qN_D}{2 \cdot \varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}} \cdot L_D^2 \quad (2.25)$$

Dies bedeutet, dass im Fall einer intrinsischen Driftzone, also für $N_D=0$, die Durchbruchspannung nur durch das maximale elektrische Feld in Silizium E_{krit} ($E_{\text{krit}} \approx 2,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$) und durch die Länge der Driftzone gegeben ist. Im Falle einer Dotierung ist das elektrische Feld am p-n-Übergang, sowie die Länge der Raumladungszone in der Driftzone entscheidend. Wenn man annimmt, dass die Raumladungszone sich wieder über die gesamte Länge der Driftzone erstreckt, dann entspricht das maximal mögliche elektrische Feld E_{max} am p-n-Übergang annähernd der Materialkonstanten in Silizium E_{krit} und die Durchbruchspannung verringert sich im Vergleich zur intrinsischen Driftzone.

Im eingeschalteten Zustand hat die Driftzone näherungsweise einen Widerstand R_{on} gegeben durch

$$R_{\text{on}} = \rho(x) \cdot \frac{L_D}{A} = \rho(x) \cdot \frac{L_D}{W \cdot T_d} \quad (2.26)$$

Entscheidend für die Kosten eines Bauelementes ist unter anderem die benötigte Chipfläche A_{Chip} auf dem Wafer, was zur Folge hat, dass diese Fläche minimiert werden soll. Die Leistungsverluste sollen jedoch nicht steigen. Daraus ergibt sich die technologische Kennzahl $R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}}$ für Leistungs-MOSFETs, die minimiert werden muss. Im Fall des vertikalen DMOS mit konstanter Dotierung in der Driftzone folgt daher aus Gleichung (2.26), wobei in diesem Fall die stromdurchflossene Querschnittsfläche der Driftzone im wesentlichen der Chipfläche (bis auf die Anschlussflächen für die Source- und Gate-Kontakte) entspricht.

$$R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}} = \frac{L_D}{qN_D\mu_e} \quad (2.27)$$

Setzt man nun N_D aus Gleichung (2.25) in Gleichung (2.27) ein, dann erhält man

$$R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}} = \frac{L_D^3}{2\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}\mu_e(E_{\text{max}}L_D - V_{\text{BD}})} \quad (2.28)$$

Dieser Einschaltwiderstand bezogen auf die Chipfläche kann minimiert werden, wenn für die Driftzonenlänge L_D gilt

$$L_D = \frac{3 \cdot V_{\text{BD}}}{2 \cdot E_{\text{max}}} \quad (2.29)$$

Damit ergibt sich zusammenfassend das Technologiekriterium für einen vertikalen Leistungs-MOSFET mit konstant dotierter Driftzone [Hu 1979b]

$$R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}} = \frac{27 \cdot V_{\text{BD}}^2}{8 \cdot \mu_e \epsilon_0 \epsilon_{\text{Si}} \cdot E_{\text{max}}^3} \quad (2.30)$$

Berücksichtigt man weiterhin, dass das maximale elektrische Feld E_{max} und die Beweglichkeit der Ladungsträger μ_e von der Durchbruchspannung [Hu 1979a; Sze et al. 1966] gemäß

$$\begin{aligned} E_{\text{max}} &= 8,2 \cdot 10^5 \cdot V_{\text{BD}}^{-0,2} \\ \mu_e &= 710 \cdot V_{\text{BD}}^{0,1} \end{aligned} \quad (2.31)$$

abhängen, dann erhält man einen Ausdruck für das sogenannte „Siliziumlimit“.

$$R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}} = 8,3 \cdot 10^{-9} \cdot V_{\text{BD}}^{2,5} \quad [\Omega \cdot \text{cm}^2] \quad (2.32)$$

Der Zusammenhang aus Durchbruchspannung und Einschaltwiderstand lässt sich noch optimieren, wenn man in der Driftzone eine graduiert ansteigende Dotierung in Richtung Drainanschluss implementiert [Hu 1979a].

Ähnliche Überlegungen gelten für einen lateralen DMOS mit konstant dotierter Driftzone. Jedoch stimmt hier die Chipfläche nicht mit der stromdurchflossenen Querschnittsfläche überein. Daher muss für das technologische „Siliziumlimit“ bei lateralen Leistungs-MOSFETs eine andere Formel gelten. Diese leitet sich wieder aus der Durchbruchspannung und dem Einschaltwiderstand nach Gleichung 2.27 ab. Für die technologische Kennzahl $R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}}$ gilt dann

$$(R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}})_{\text{lateral}} = \frac{L_{\text{D}}^2}{q N_{\text{D}} \mu_e d} \quad (2.33)$$

Hierbei bezeichnet L_{D} wieder die Länge der Driftzone und d die Dicke der Driftzone. Analog zur Rechnung beim vertikalen DMOS ergibt sich in Verbindung mit Gleichung (2.25) ein Ausdruck von $(R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}})_{\text{lateral}}$

$$(R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}})_{\text{lateral}} = \frac{L_{\text{D}}^4}{2 \cdot \mu_e \epsilon_0 \epsilon_r d \cdot (E_{\text{max}} \cdot L_{\text{D}} - V_{\text{BD}})} \quad (2.34)$$

Dieser auf die Chipfläche bezogene Einschaltwiderstand kann minimiert werden, wenn für die Driftzonlänge gilt

$$L_{\text{D}} = \frac{4}{3} \cdot \frac{V_{\text{BD}}}{E_{\text{max}}} \quad (2.35)$$

Das Technologiekriterium für einen lateralen Leistungs-MOSFET mit konstanter Driftzonendotierung lautet daher wie folgt

$$(R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}})_{\text{lateral}} = \frac{128}{27} \cdot \frac{V_{\text{BD}}^3}{\mu_e \epsilon_0 \epsilon_r d \cdot E_{\text{max}}^4} \quad (2.36)$$

Somit gilt für den lateralen Leistungs-MOSFET die Besonderheit, dass eine Erhöhung der Dicke d der Driftzone zu einer Verbesserung des Einschaltwiderstandes bezogen auf die Chipfläche führt. Somit gibt es nicht ein „Siliziumlimit“ für einen lateralen Leistungs-MOSFET, sondern jeweils eines für die entsprechende Dicke der Driftzone. Das erreichbare Optimum für das Technologiekriterium ist also begrenzt durch die Möglichkeiten für die Herstellung einer entsprechenden Driftzonendicke und dadurch, wie gleichmäßig der gesamte Kanalstrom gleichmäßig in die Tiefe der Driftzone verteilt werden kann. Setzt man das Technologiekriterium des lateralen Leistungs-MOSFET ins Verhältnis zu dem des vertikalen Leistungs-MOSFET, dann kann man daraus ableiten,

dass man den gleichen Einschaltwiderstand bezogen auf die Chipfläche bei gegebener Durchbruchspannung erreichen kann, wenn für die Durchbruchspannung beim lateralen MOSFET gilt

$$V_{BD} = \frac{729}{1024} \cdot E_{\max} \cdot d \quad (2.37)$$

Abbildung 2.10 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen lateralem und vertikalem Technologiekriterium. Eine weitere Besonderheit des lateralen Leistungs-MOSFETs ergibt sich aus der Tatsache, dass die Durchbruchspannung im wesentlichen durch die Länge der Driftzone gegeben ist und diese wiederum auf einem Wafer variiert werden kann. Man kann also anhand eines einzelnen Wafers das Technologiekriterium für die entsprechende Driftzonendicke experimentell nachprüfen.

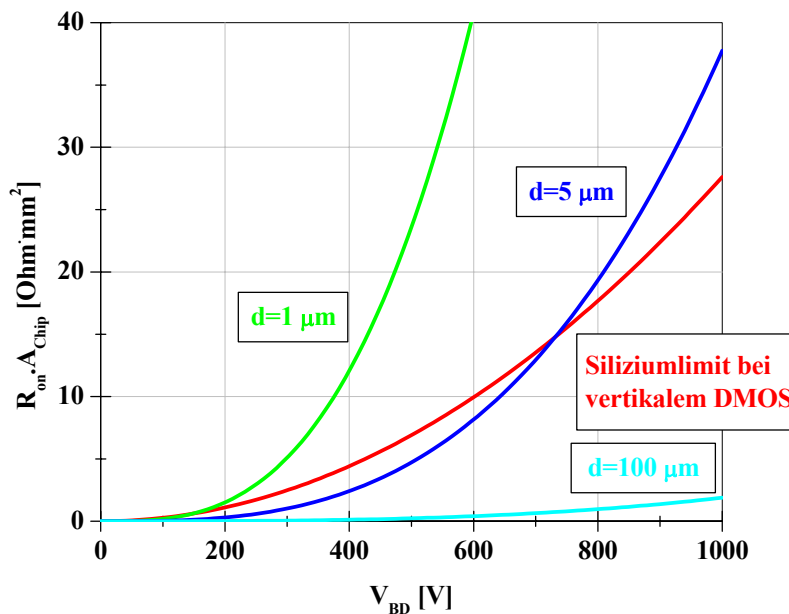


Abbildung 2.10 Vergleich des Siliziumlimits eines vertikalen Leistungs-MOSFETs mit den technologischen Kriterien für laterale Strukturen. Bei lateralen Leistungs-MOSFETs ist das entsprechende Siliziumlimit abhängig von der Dicke d der Driftregion. Bei der Bestimmung der Kriterien für laterale Transistoren ist angenommen, dass der Strom gleichmäßig bis in die entsprechende Tiefe der Driftzone verteilt werden kann, es also zu keinen zusätzlichen Übergangswiderständen kommt.

2.4 Weitere Charakteristika eines Leistungs-MOSFETs

Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung sind zwei wesentliche Parameter des statischen Verhaltens eines Leistungs-MOSFETs, aber beim Design eines Leistungs-MOSFETs sind noch weitere Eigenschaften zu beachten, auf die im weiteren eingegangen wird.

2.4.1 Designparameter eines Leistungs-MOSFETs

Ebenso wie beim herkömmlichen MOSFET wird beim Leistungs-MOSFET die Schwellwertspannung, oder auch „Threshold Voltage“ genannt, über die Dotierung des Wannengebietes eingestellt. Dies muss in Abstimmung mit der Oxiddicke, Kanallänge und Austrittsarbeit der Gate-Elektrode geschehen. Beim Leistungs-MOSFET ist darüber hinaus noch wichtig, dass die Dotierung der Driftzone berücksichtigt wird, um einen „Punch-Through“ bei zu geringer Dotierung des Wannengebietes zu verhindern.

Typische Werte für die Schwellspannung sind 2 V bis 3 V. Anders als beim herkömmlichen MOSFET steht die Verringerung der Kanallänge zur Erhöhung der Schaltfrequenzen nicht im Vordergrund, da insbesondere bei höheren Drainspannungen der Einfluss der Driftzone überwiegt.

Wichtig beim Betrieb eines Leistungs-MOSFETs ist, dass man innerhalb der kritischen Betriebsparameter bleibt, das heißt innerhalb der sogenannten „safe operating area“. Der maximale Strom bei kleinen Drainspannungen ist durch die maximale Verlustleistung gegeben, die maximale Spannung bei kleinen Drainströmen hingegen durch die Lawinendurchbruchspannung. Kritisch ist jedoch der, wenn auch kurzzeitige, Betrieb bei hohen Spannungen und hohen Ströme. Hierzu kann es aber kommen, wenn der sogenannte „zweite Durchbruch“ eintritt. Dabei steigt der Drainstrom bei gleichzeitiger plötzlicher Verringerung der Sperrspannung, was auf den parasitären Bipolartransistor zurückgeführt wird. Dieser parasitäre Bipolartransistor kommt bei hohen Drainspannungen zum Tragen, wenn der Widerstand des Wannengebietes zu hoch ist. Dann kann der Spannungsabfall innerhalb des Wannengebietes so groß werden, dass das Source-Gebiet als Emitter fungiert und dann in das Wannengebiet Ladungsträger injiziert werden. Dadurch wird die mögliche Sperrspannung der Driftzone reduziert und es kann zu einem verfrühten Durchbruch kommen. Im allgemeinen fällt die Durchbruchspannung auf 60 % ihres ursprünglichen Wertes [Baliga 1992] ab. Deshalb ist es wichtig, dass die Dotierung im Wannengebiet nicht zu gering ist und dass das Sourcegebiet mit dem Wannengebiet kurzgeschlossen ist.

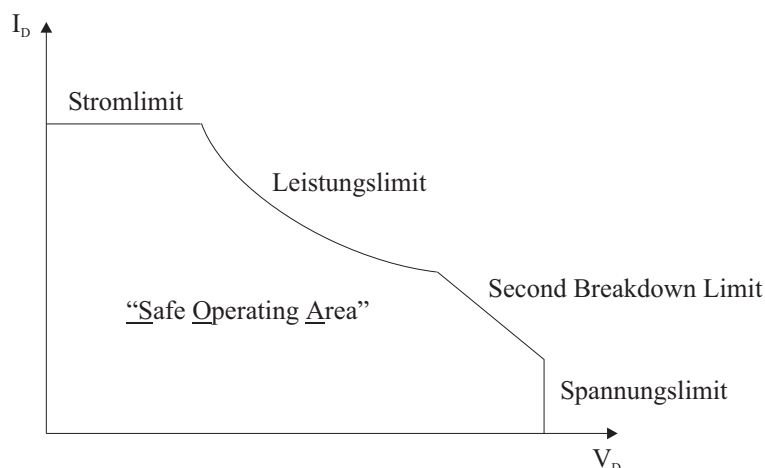


Abbildung 2.11 Qualitative Darstellung des möglichen Betriebsbereiches eines Leistungs-MOSFETs. Kritisch ist der Betrieb bei hohen Spannungen und gleichzeitig hohen Strömen. Dabei kann es zum Einschalten des parasitären Bipolartransistors kommen, dem sogenannten „Second Breakdown Limit“.

2.4.2 Dynamisches Verhalten eines Leistungs-MOSFETs

Für das dynamische Verhalten eines Leistungs-MOSFETs ist die maximal mögliche Schaltfrequenz und das Verhalten bei schnellen Abschalt- bzw. Einschaltvorgängen entscheidend. Die maximale Schaltfrequenz ist im wesentlichen durch die Durchlaufzeit durch die Driftregion und durch die Ladezeit der Eingangskapazität C_{in} gegeben. Diese setzt sich aus der Gate-Source-Kapazität C_{GS} und der durch den Millereffekt [Baliga 1992] verstärkten Gate-Drain-Kapazität zusammen.

$$C_{in} = C_{GS} + C_{Miller} \quad (2.35)$$

wobei

$$C_{Miller} = (1 + g_m \cdot R_{Last}) \cdot C_{GD} \quad (2.36)$$

Die maximale Eingangsfrequenz f_{in} ist dann durch

$$f_{in} = \frac{1}{2\pi C_{in} R_{Gate}} \quad (2.37)$$

gegeben. Daraus ist auch erkennbar, dass der Gate-Widerstand R_{Gate} verringert werden muss, um eine möglichst hohe Eingangsfrequenz zu erreichen. Die maximal mögliche Betriebsfrequenz f_{max} , bei der der Eingangsstrom dem Laststrom entspricht ist dann gegeben durch

$$f_{max} = \frac{g_m}{2\pi C_{in}} \quad (2.38)$$

Daraus wird auch der Einfluss eines großen Leitwertes g_m für ein gutes dynamisches Verhalten des MOSFETs ersichtlich. Aber nicht nur für hohe Schaltfrequenzen, sondern auch für ein gutes Verhalten bei schnellen Abschaltvorgängen ist ein geringer Gate-Widerstand und eine niedrige Gate-Drain-Kapazität wichtig. Bei schnellen Einschalt- oder Abschaltvorgängen gibt es an der Drainelektrode große Spannungsänderungen pro Zeit, die dann im schlechtesten Fall dazu führen können, dass der Leistungs-MOSFET wieder in den leitenden Zustand gezwungen wird. Je geringer der Gate-Widerstand und die Gate-Drain-Kapazität C_{GD} sind und umso größer die Schwellwertspannung ist, desto größer können die Spannungsänderungen pro Zeit an der Drainelektrode sein.

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_{Th}}{R_{Gate} C_{GD}} \quad (2.39)$$

Außerdem ist es für die Abschaltvorgänge wie für den statischen Fall wichtig, dass der Widerstand des Wannengebietes R_{Wanne} möglichst gering ist, denn auch bei einem kurzgeschlossenen parasitären Bipolartransistor kann der MOSFET bei großen Spannungsänderungen pro Zeit in den leitenden Zustand gezwungen werden. C_{DB} bezeichnet die Kapazität der Raumladungszone, die sich am Übergang des p-Kanalgebietes zur n-Driftstrecke ausbildet. V_{BE} ist die Spannung, die sich zwischen Basis und Emitter des parasitären Bipolartransistors einstellt.

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_{BE}}{R_{Wanne} C_{DB}} \quad (2.40)$$

2.4.3 Unterschiede und Gemeinsamkeiten zwischen Leistungs-MOSFET und Leistungsdiode

Das Sperrverhalten eines Leistungs-MOSFETs ist wesentlich durch das Sperrverhalten der Diode aus Wannengebiet und Driftregion geprägt, wie schon in Abschnitt 2.3 erläutert wurde. Das bedeutet aber auch, dass es bei der Untersuchung der sperrenden Eigenschaften einer Driftzone zunächst ausreicht, diese als Leistungsdiode zu untersuchen, wie dies auch in der vorliegenden Arbeit vorgestellt wird. Im Gegensatz dazu lassen sich der Durchlassbetrieb der Diode und des MOSFETs nicht vergleichen, da bei der Leistungsdiode im Vorwärtsbetrieb freie Ladungsträger in die hochohmige Driftzone der Diode injiziert werden und der Diodenstrom im wesentlichen durch die Rekombinationsströme gegeben ist [Schröder 1996]. Beim Leistungs-MOSFET, als unipolarem Bauelement, verhält sich die Driftzone im Vorwärtsbetrieb wie ein ohmscher Widerstand. Es ist daher für erste Untersuchungen an einem Driftzonendesign

sinnvoll, diese im Durchlassbetrieb mit einem Widerstand zu vergleichen. In Abbildung 2.12 sind die zwei Vergleichsstrukturen für die unterschiedlichen Betriebszustände gezeigt.

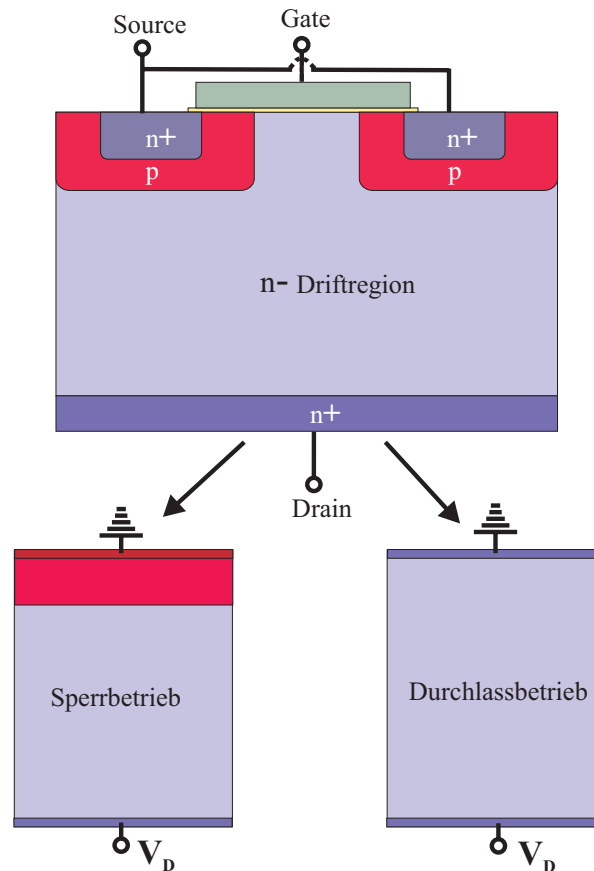


Abbildung 2.12 Im Sperrbetrieb verhält sich der Leistungs-MOSFET wie eine sperrende Diode, wohingegen im Durchlassbetrieb bei geringen Spannungen ein Widerstandsverhalten zu erwarten ist. Man kann also einen Leistungs-MOSFET durch die separate Betrachtung seiner Dioden- und Widerstandseigenschaften untersuchen.

Aber man kann den Leistungs-MOSFET auch in einem diodenartigen Modus betreiben. Dies tritt beim Schalten von induktiven Lasten auf, wobei der MOSFET zeitweise als Freilaufdiode verwendet wird. Das Verhalten des Leistungs-MOSFETs ist dann durch die maximal erreichbare Spannungsänderung (dV/dt) und durch die sogenannten „Recovery-Effekte“ bedingt [Baliga 1992; Schröder 1996; Streetman 1990]. Es gibt zwei „Recovery-Effekte“: den „Forward-Recovery-Effekt“ und den „Reverse-Recovery-Effekt“. Der „Forward-Recovery-Effekt“ kennzeichnet das Einschalten der Leistungsdiode, das heißt wenn der Diode von außen eine Stromrampe in Vorwärtsrichtung aufgeprägt wird. Da im ausgeschalteten Zustand das Driftzonengebiet von beweglichen Ladungsträgern „ausgeräumt“ ist, muss dieses nach dem Einschalten von den Anschlussgebieten aus mit Ladungsträgern „überflutet“ werden, so dass der Spannungsabfall über die Driftzone am Anfang überhöht ist. Beim Ausschalten müssen diese freien Ladungsträger wieder möglichst schnell abgebaut werden, denn solange noch freie Ladungsträger in der Driftzone vorhanden sind, kann die Leistungsdiode keine Sperrspannung aufnehmen. Daher ist der „Reverse-Recovery-Effekt“ auch als „Trägerstauereffekt“ bekannt. Aufgrund der fehlenden Sperrspannung fällt der Diodenstrom weiterhin ab und kann sogar negative Werte annehmen, das heißt, es werden aktiv Ladungsträger ausgeräumt und es bildet sich in der Mitte der Driftzone eine Raumladungszone. Dadurch kann vermehrt Sperrspannung aufgenommen werden, so dass der Rückstrom wieder auf Null absinkt. Eine Kenngröße für den „Reverse-Recovery-Effekt“ ist die Sperrverzögerungsladung Q_{rr} , die sich aus der zeitlichen

Integration der Rückstromspitze ergibt. Je kleiner die Sperrverzögerungsladung ist, umso geringer sind die Schaltverluste. Man kann die Sperrverzögerungsladung unter anderem über die Ladungsträgerlebensdauer beeinflussen. Je kleiner die Lebensdauer ist, umso schneller können die freien Ladungsträger aus der Driftzone verschwinden [Schröder 1996]. Je nachdem, ob noch Ladungsträger in der Driftzone vorhanden sind, wenn die Diode ihre maximale Sperrspannung erreicht hat, unterscheidet man zwischen „Soft-Recovery“ und „Hard-Recovery“ (siehe Abbildung 2.13).

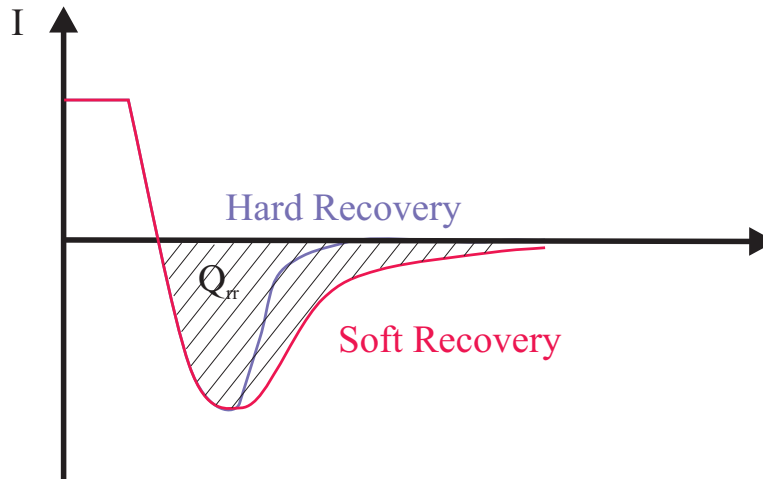


Abbildung 2.13 Beim Ausschalten einer Leistungsdiode müssen zunächst die freien Ladungsträger ausgeräumt werden, bevor eine größere Sperrspannung aufgenommen werden kann. Eine Kenngröße für den „Reverse-Recovery-Effekt“ ist die Sperrverzögerungsladung Q_{rr} . Sie ergibt sich aus der zeitlichen Integration der Rückstromspitze. Je kleiner die Sperrverzögerungsladung ist, umso geringer sind die Schaltverluste

2.5 Layoutoptimierung beim Leistungs-MOSFET

Um optimale Betriebsparameter beim Leistungs-MOSFET zu erreichen, ist auch eine Optimierung des Layouts erforderlich. Dazu gehört die Anordnung von parallel geschalteten Transistorzellen, sowie eine gezielte Wahl eines Randabschlussbereiches für den Transistor, um hohe elektrische Feldstärken an den Chipkanten zu vermeiden.

2.5.1 Randabschluss

Bei den Berechnungen der Durchbruchspannung in den vorherigen Kapiteln, insbesondere für den VDMOS, wurde idealisiert von zwei planparallelen, homogen dotierten Bereichen in der Diode der Driftregion ausgegangen. In der Praxis lassen sich aber keine unendlich ausgedehnten, planparallelen Elektroden herstellen, so dass die Raumladungszone bis an die Chipkante heranreichen kann und es an Ecken zu einer Lokalisierung des elektrischen Feldes kommen kann. Man muss also einen geeigneten Randabschluss für den Chip wählen [Baliga 1992]. Je langsamer die Raumladungszone abgebaut wird, umso weniger kommt es zu einer Konzentrierung von elektrischen Feldlinien.

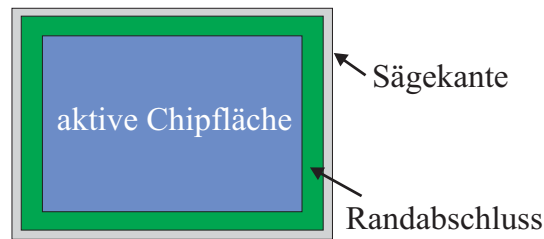


Abbildung 2.14 Aufsicht eines vereinzelt Chips. Als aktive Chipfläche bezeichnet man den Anteil der Chipfläche, der zum Stromfluss einen Beitrag liefert. Der Randabschluss umschließt das aktive Gebiet und soll die Raumladungszone im Sperrfall vor der Sägekante abbauen.

Eine Möglichkeit, um die Raumladungszone in den Randbereichen zu begrenzen oder langsam abzubauen, sind „Guardringe“ oder geätzte Gräben [Baliga 1992]. Ein „Guardring“ ist ein hochdotiertes Gebiet in der Nähe des Haupttransistors, das entweder über Diffusion oder Implantation realisiert wird, und die gesamte aktive Fläche des Chips umschließt. Wenn man den Ring nicht auf ein bestimmtes Potential zwingt, also als „floating ring“ lässt, dann hat der Ring bei kleineren Drainspannungen keinen Einfluss, aber bei größeren Drainspannungen stellt sich das Potential des Ringes über die sich ausdehnende Raumladungszone des Haupttransistors ein. Um eine optimale Wirkung des Ringes zu erzielen, ist es daher notwendig, den Ring in optimalen Abstand zum Haupttransistor zu platzieren. Man kann aber auch den Ring auf ein bestimmtes Potential legen und hat dann unabhängig von der Drainspannung eine Entzerrung des Randgebietes. Es hat sich außerdem gezeigt, dass mehrere aufeinanderfolgende Guardringe noch effektiver das elektrische Feld entzerren, jedoch ist dies auch mit einem größeren Platzverlust verbunden. Nachteil des „Guardringes“, insbesondere des „floating ring“, ist der starke Einfluss von Oberflächenladungen auf dessen Funktionalität.

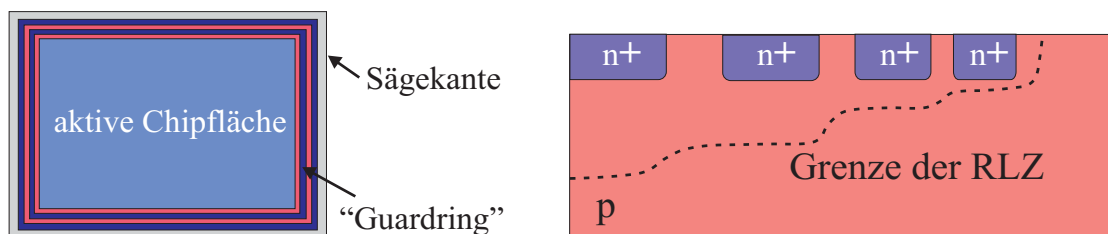


Abbildung 2.15 Aufsicht eines Chips (links) mit „floatenden“ Guardringen als Randabschluss und schematische Darstellung des Querschnittes (rechts) durch diesen Randabschluss. Wenn die Raumladungszone sich in Richtung Sägekante ausbreitet, dann erreicht sie im Randabschluss nach und nach die hochdotierten Guardringe. Diese wirken wie Spannungsteiler und bauen die Raumladungszone zur Sägekante hin ab.

Eine weitere Möglichkeit des Randabschlusses ist an die Idee des „Guardringes“ angelehnt. Dabei bringt man anstatt eines den Transistor umschließenden hochdotierten Ringes eine Ringfeldplatte an. Die Feldplatte setzt sich aus einer Elektrode und einer Oxidschicht zusammen (Abbildung 2.16). Dabei ist die Elektrode kapazitiv über den Isolator an die Siliziumschicht gekoppelt und man kann je nach angelegtem Potential an der Feldplatte das Oberflächenpotential in der Siliziumschicht und damit auch die Ausdehnung der Raumladungszone unterhalb der Feldplatte beeinflussen. So können die elektrischen Feldlinien entzerrt werden. Wichtig hierbei ist, dass das Oxid der Feldplatte ausreichend dick gewählt ist, um verfrühte Oxiddurchbrüche in der Feldplatte zu vermeiden.

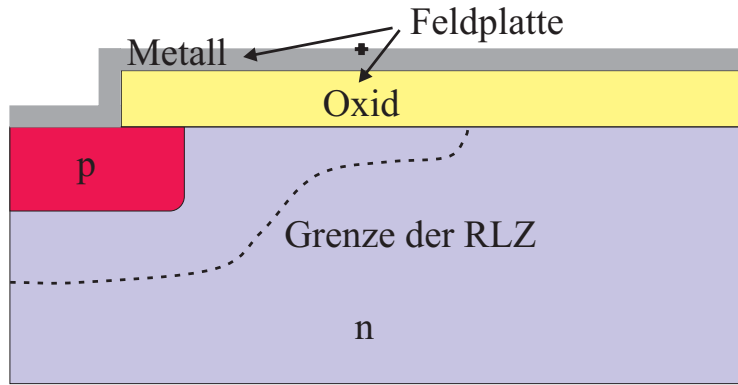


Abbildung 2.16 Querschnitt eines Randbereiches für einen DMOS mit einer Feldplatte. Die Feldplatte setzt sich aus einem Oxid und einer Elektrode, vorzugsweise aus Metall oder Polysilizium, zusammen. Die Elektrode ist kapazitiv an die Siliziumschicht gekoppelt und man kann so das Oberflächenpotential und damit auch die Raumladungszone beeinflussen.

Die dritte Möglichkeit zur Entzerrung der elektrischen Feldlinien im Randgebiet des Chips besteht in der Ätzung eines die aktive Fläche umschließenden Grabens. Je nach Winkel der Flanken der Ätzgräben wird das elektrische Feld im Randgebiet entzerrt, da durch den Winkel auch die Kontur des Randgebietes vergrößert wird (Abbildung 2.17). Dieser Randabschluss benötigt aber je nach Winkel des Ätzgrabens viel Fläche und wird daher selten eingesetzt.

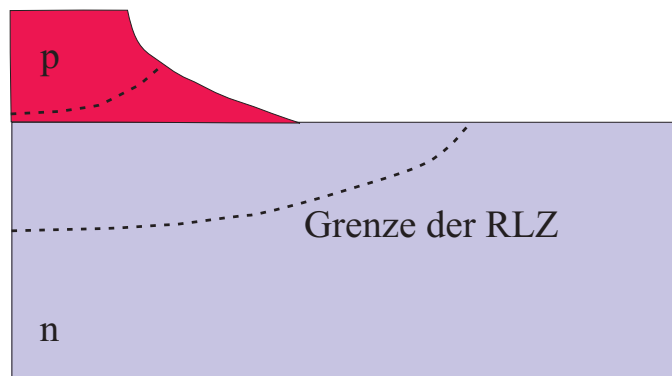


Abbildung 2.17 Querschnitt eines Randbereiches für einen DMOS, bei dem über den definierten Winkel der Flanke eines Grabens die Kontur des Randabschlusses vergrößert wird und somit die elektrischen Feldlinien im Randbereich entzerrt werden.

Die verschiedenen Randkonzepte lassen sich sowohl beim lateralen als auch beim vertikalen Leistungs-MOSFET einsetzen. Jedoch bietet die laterale Struktur einen entscheidenden Vorteil. Es besteht nämlich die Möglichkeit, das Draingebiet mit dem auf 0 V gelegten Sourcegebiet zu umschließen. Dadurch liegen keine hohen Spannungen im Randbereich des Transistors an und man muss die elektrischen Feldlinien in diesem Bereich nicht mehr entzerren. Es ist also beim lateralen Leistungs-MOSFET kein Randabschluss notwendig. Um gleichzeitig eine möglichst große Kanalweite zu realisieren, bieten sich mäanderförmige Strukturen an, wie sie in Abbildung 2.18 gezeigt sind.

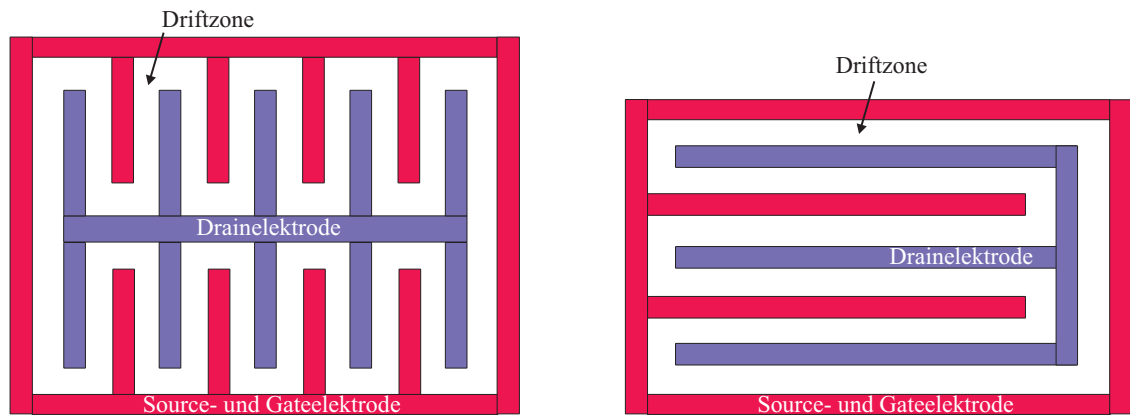


Abbildung 2.18 Mäanderförmige Layoutvarianten für einen lateralen Leistungs-MOSFET. Häufig bezeichnet man dieses Layout auch als „interdigitated“ Layout. Das Sourcegebiet umschließt das Draingebiet vollständig, deshalb ist kein Randabschluss notwendig. Durch die mäanderförmige Anordnung von Source und Draingebieten kann die Kanalweite maximiert werden. Realisiert ist ein solches Layout zum Beispiel bei *Power Integrations, Inc.* [Power Integrations 2005].

Vermeidet man außerdem die Konzentrierung von elektrischen Feldlinien an Kanten und Ecken, indem man konzentrische Strukturen verwendet, dann können nur noch Oberflächeneffekte zu verfrühten Durchbrüchen führen.

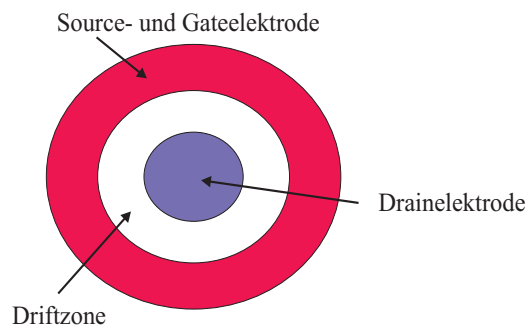


Abbildung 2.19 Mögliches konzentrisches Layout für einen lateralen Leistungs-MOSFET. Durch die konzentrische Anordnung von Source- und Gateelektrode kann die Konzentrierung von elektrischen Feldlinien an Ecken und Kanten vermieden werden. So ein Layout hat auch Vorteile und Anwendung bei vertikalen Bauelementen wie in [Udrea et al. 2001] beschrieben.

Bei Hochvolttransistoren beanspruchen die Randabschlussbereiche einen erheblichen Anteil an der gesamten Chipfläche. Das hängt damit zusammen, dass die maximal mögliche Betriebsspannung im Randbereich lateral aufgenommen werden muss. Die Einsparung von Randstrukturen, wie dies bei lateralen Leistungs-MOSFETs möglich ist, bringt also eine erhebliche Platz- und damit Kostenersparnis mit sich.

In der vorliegenden Arbeit wurden sowohl laterale Leistungs-MOSFETs mit mäanderförmigem Layout als auch linear angeordnete Transistoren mit einem Grabenrandabschluss oder mit einem Feldring realisiert.

2.5.2 Transistorzelligeometrie

Man bezeichnet mit „Transistorzelle“ die kleinste aktive Symmetrieeinheit eines vertikalen Leistungs-MOSFETs. Dies entspricht dem in Abbildung 2.20 gezeigten Gebietes.

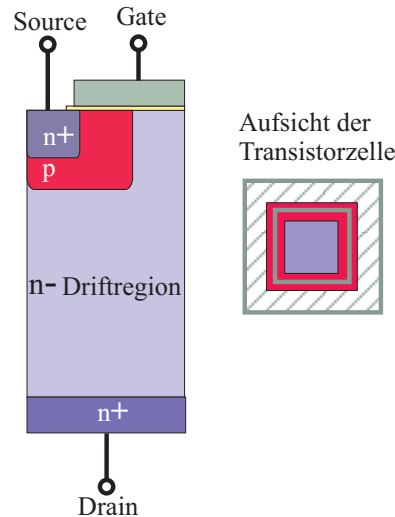


Abbildung 2.20 Die Transistorzelle ist die kleinste Symmetrieeinheit eines vertikalen Leistungs-MOSFETs. Auf der linken Seite ist der Querschnitt durch so eine Transistorzelle gezeigt. Auf der rechten Seite ist eine Transistorzelle in der Aufsicht gezeigt. Dabei umschließt das Gategebiet (schraffiert) das Sourcegebiet.

Diese kleinste Symmetrieeinheit wird vielfach (zwischen zehntausend- und hunderttausendfach) parallel angeordnet, um so zusammen das Transistorzellenfeld eines Leistungs-MOSFETs zu ergeben. Die Größe der Fläche des gesamten Transistorzellenfeldes, also die Anzahl der parallel geschalteten einzelnen Transistorzellen, ergibt mit dem Einschaltwiderstand die maximal mögliche Stromtragfähigkeit, auch „Nennstrom“ genannt.

Zur Minimierung des Einschaltwiderstandes einer einzelnen Transistorzelle muss die Kanalweite für die gegebene Siliziumfläche maximiert werden, das heißt der Quotient aus Weite und Fläche W/A . Bei lateralen Strukturen ist man hierbei auf lineare Transistorzellen, konzentrische Transistorzellen und Mäanderstrukturen, wie in Abbildung 2.18 und 2.19 gezeigt, begrenzt. Der entscheidende Parameter ist hierbei der Umfang des Sourcegebietes, der die Kanalweite bestimmt. Bei vertikalen DMOS Strukturen kann man durch die Art der Anordnung parallel geschalteter Zellen den Einschaltwiderstand minimieren. Es sind quadratisch angeordnete quadratische, runde oder hexagonale Transistorzellen vorstellbar, sowie hexagonal angeordnete quadratische, runde oder hexagonale Transistorzellen. Der minimale Abstand zwischen den Zellen ist durch den JFET-Widerstand nach unten begrenzt. Damit ist auch der Abstand von Zellenmittelpunkt zu Zellenmittelpunkt, das sogenannte „Pitchmaß“, nach unten begrenzt. Die Seitenlänge der Zelle, also die Kanalweite, muss bei gegebener Geometrie maximiert werden.

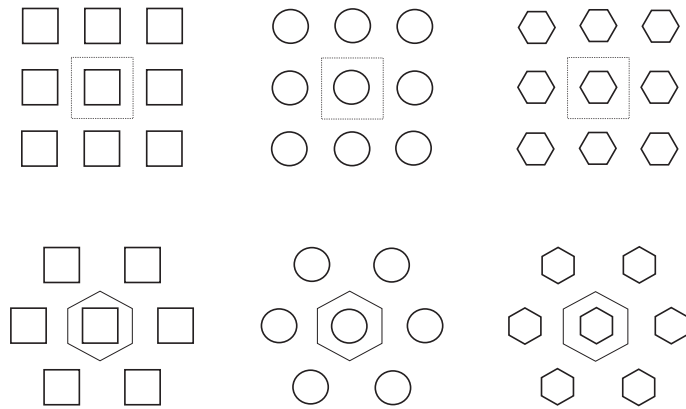


Abbildung 2.18 Verschiedene Transistorzelltopologien [Baliga 1992] für DMOS Transistoren. Es sind quadratische, runde und hexagonale Transistorzellen möglich. Diese können wiederum in einem quadratischen oder hexagonalem Raster angeordnet sein. Ziel der verschiedenen Anordnungen ist die Maximierung der Kanalweite bei gleichzeitiger Minimierung des Einschaltwiderstandes.

3 Kompensationsstrukturen in der Leistungselektronik

Die wichtigen statischen Parameter eines Leistungs-MOSFETs sind der Einschaltwiderstand R_{on} und die Durchbruchspannung V_{BD} . Deren Zusammenhang ist durch den Aufbau des Transistors bedingt. Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, ist insbesondere bei höheren Betriebsspannungen der Widerstand in der Driftregion ausschlaggebend. So zielen viele Entwicklungen im Bereich der Hochvolt-Leistungs-MOSFETs [Deboy et al. 1998; Kobayashi et al. 2001; Saggio et al. 2000] auf die Verbesserung des Widerstandes in der Driftregion, zum Beispiel durch Anwendung des sogenannten „Kompensationsprinzips“.

3.1 Konzept des Kompensationsprinzips

Die „ideale“ Driftregion soll eine möglichst hohe Sperrspannung aufnehmen und dafür ist ein konstantes elektrisches Feld knapp unterhalb der kritischen materialabhängigen Durchbruchfeldstärke E_{krit} in Silizium ($2 \cdot 10^5$ V/cm) über die gesamte Länge der Driftregion erforderlich (Abbildung 3.1). Dann ist die Durchbruchspannung direkt proportional zu der Länge der Driftregion.

$$V_{BD} = E_{krit} \cdot L_D \quad (3.1)$$



Abbildung 3.1 Schematische Darstellung des elektrischen Feldes in einer „idealen“ Driftzone. E_{krit} bezeichnet hier die maximale materialabhängige Durchbruchfeldstärke in intrinsischem Silizium.

Andererseits soll die Driftregion im eingeschalteten Zustand einen möglichst geringen Widerstand aufweisen, so dass es einer Dotierung (n-Dotierung für n-Kanal-MOSFET) in der Driftregion bedarf. Durch die Dotierung fällt das elektrische Feld in der Driftregion linear ab (Abbildung 3.2) und damit sinkt die Durchbruchspannung, d.h. die Fläche unter der Kurve des elektrischen Feldes nimmt ab. Das elektrische Feld kann dabei lokal am p-n-Übergang die materialabhängige Durchbruchfeldstärke E_{krit} von intrinsischem Silizium überschreiten. Entscheidend ist, wie breit die Raumladungszone in der Driftzone ist und ob das elektrische Feld in diesem Bereich dazu ausreicht, einen Lawinendurchbruch zu induzieren. Nimmt man an, dass die Raumladungszone sich über eine ähnlich lange Driftstrecke wie im intrinsischen Falle erstreckt, dann ist das maximal zulässige elektrische Feld am p-n-Übergang annähernd gleich mit der materialspezifischen Durchbruchfeldstärke in Silizium E_{krit} .

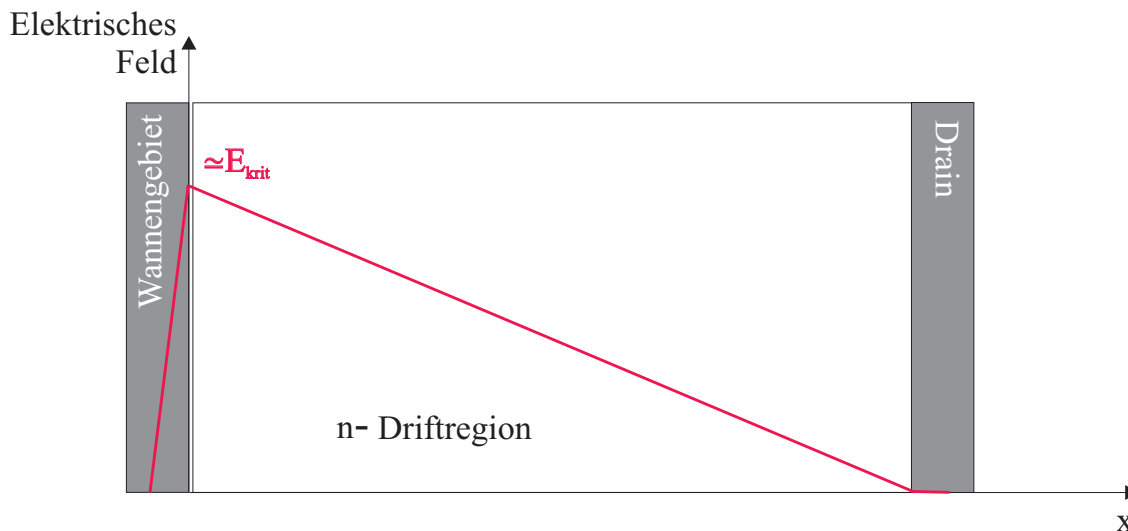


Abbildung 3.2 Schematische Darstellung des elektrischen Feldes in einer n-dotierten Driftzone. Hierbei ist angenommen, dass sich die Raumladungszone über ähnlich lange Driftstrecke wie im intrinsischen Fall erstreckt. Dann ist auch das maximal zulässige elektrische Feld annähernd der Durchbruchfeldstärke in intrinsischem Silizium gleich.

Die Lösung des Problems besteht in der Realisierung einer „intelligenten“ Driftregion, die im ausgeschalteten Zustand keine oder zu mindestens möglichst wenige Ladungsträger zur Verfügung stellt und im eingeschalteten Zustand die Driftregion mit Majoritätsladungsträgern überflutet. Dabei soll das Bauelement weiterhin unipolar sein, das heißt, dass nur die Majoritätsladungsträger sollen im eingeschalteten Fall zum Stromfluss beitragen.

Man kommt der „idealen intelligenten“ Driftregion am nächsten, wenn man dotierte Gebiete in der Driftzone zulässt, wobei diese vor dem Anlegen einer größeren Sperrspannung vollständig von freien Ladungsträgern „ausgeräumt“, also „fully depleted“ sein müssen. Das bedeutet, dass die Dotierungen in der Driftzone durch Spiegelladungen „kompensiert“ werden müssen. Die Spiegelladung lässt sich entweder durch einen MOS-Kondensator oder durch eine Gegendotierung realisieren. Mögliche Konzepte zur Realisierung einer kompensierten Struktur und deren historische Entwicklung werden im weiteren vorgestellt.

3.2 Entwicklung des Kompensationsprinzips

Erste Überlegungen zu einer „kompensierten“ Struktur gab es bereits 1979 [Appels et al. 1979]. Bei einer lateralen Leistungs-Diode stellte man fest, dass die Durchbruchspannung deutlich anstieg, wenn man diese auf einem hochohmigen p-Substrat mit einer nur dünnen n-Schicht als Driftregion realisiert. Durch den zusätzlich eingebauten vertikalen p-n-Übergang wird bei genügend geringer Dicke, die Driftregion durch die vertikale Raumladungszone ausgeräumt. Dadurch sind im Sperrfall weniger freie Ladungsträger vorhanden und damit hat das elektrische Feld zu mindestens im Mittelbereich der Driftregion einen annähernd konstanten Verlauf und an dem lateralen p-n-Übergang ist das elektrische Feld reduziert. Aufgrund des veränderten Feldverlaufes bezeichnete man diese als „ReSurF-Struktur“ (Reduced Surface Field-Struktur) [Appels et al. 1979].

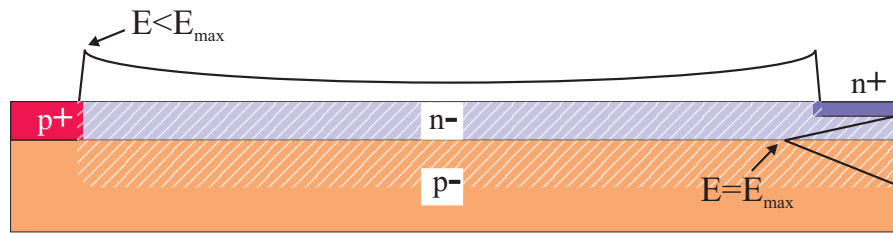


Abbildung 3.3 ReSurF-Struktur bei einer lateralen Leistungsdiode. Durch den senkrecht zur Driftregion angeordneten p-n-Übergang wird das elektrische Feld entlang der Driftregion reduziert. Die Raumladungszone ist im Sperrfall weiß gestrichelt dargestellt.

Die Dicke d_{epi} und die Dotierung N_{epi} der n^- Driftregion bedingen sich gegenseitig, wenn das Gebiet vollständig ausräumbar sein soll. Für die Kenngröße $N_{\text{epi}} \cdot d_{\text{epi}}$ gilt

$$N_{\text{epi}} \cdot d_{\text{epi}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{Si}} E_{\text{krit}}}{q} \quad (3.2)$$

Eine grobe Abschätzung liefert eine maximale Flächendotierung von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Man bezeichnet diese Flächendotierung auch als „Durchbruchladung“. Sie beschreibt, ab welcher Kombination aus Dicke und Dotierung es aufgrund der materialspezifischen Durchbruchfeldstärke zu einem Lawindurchbruch kommen kann.

Diese Grundidee wurde in verschiedenen Variationen in lateralen Leistungs-MOSFETs [Ludikhuize 2000], aber auch lateralen IGBTs (Insulated Gate Bipolar Transistor) realisiert. Eine mögliche Struktur für einen lateralen DMOS mit ReSurF-Struktur sieht wie folgt aus:

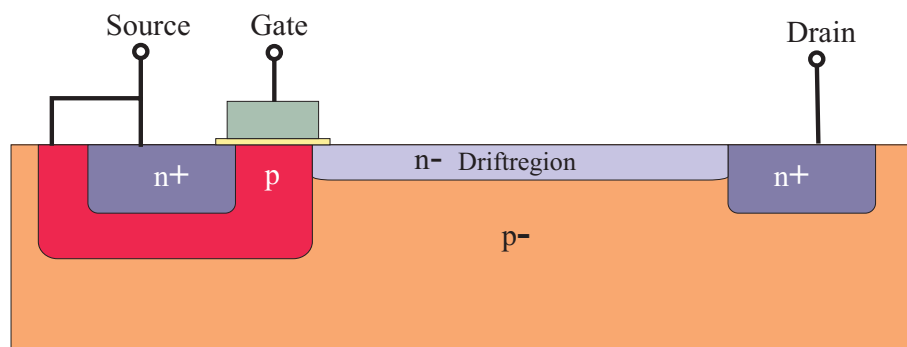


Abbildung 3.4 ReSurF-Struktur in einem lateralen DMOS. Die Dicke und die Dotierung der Driftregion sind so gewählt, dass sie unterhalb der Durchbruchladung von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ sind. Durch den zusätzlichen p-n-Übergang senkrecht zur Driftregion wird das elektrische Feld im Bereich der Driftregion an der Chipoberfläche reduziert. Der zusätzliche p-n-Übergang wird durch ein niedrigdotiertes p-Substrat realisiert.

Durch die Einführung des p-dotierten Substrates wird wie bei der lateralen Leistungsdiode das elektrische Feld an dem p-n-Übergang des Wannengebietes zur Driftzone reduziert. Dadurch kann man die Driftzone insgesamt bei gleichbleibender Durchbruchspannung höher dotieren. Im Durchlassfall wirkt sich die höhere n-Dotierung positiv auf den Einschaltwiderstand des MOSFETs aus. Analog zu den Betrachtungen in Kapitel 2 ergibt sich ein Zusammenhang von $R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}}$ und V_{BD} , wobei jedoch die Dicke der Driftregion nicht frei wählbar ist, sondern direkt eine Folge der gewählten Durchbruchspannung und damit der Dotierung ist.

$$\left(R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}} \right)_{\text{lateral}} = \frac{2L_{\text{D}}^2 V_{\text{BD}}}{\mu_e \epsilon_0 \epsilon_{\text{Si}} d_{\text{epi}} E_{\text{max}}^2} \quad (3.3)$$

eingeschalteten Zustand dagegen können die dotierten Schichten zum Stromtransport beitragen, so dass ein geringer Einschaltwiderstand erreichbar ist. Solche „Multiple ReSurF“-Strukturen, auch „Superjunction“- oder Kompensationsbauelemente genannt, galten lange als technologisch nicht oder nur schwer realisierbar.

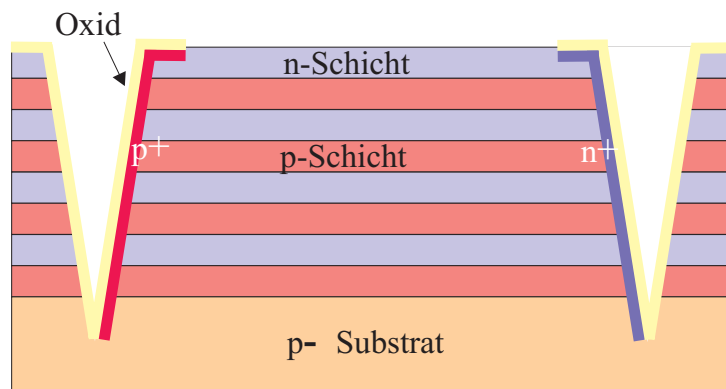


Abbildung 3.6 Multiple ReSurF –Struktur nach [Coe 1988]. Durch die Stapelung von n- und p-Schichten kann man den Einschaltwiderstand reduzieren, denn die stromtragenden Gebiete werden parallelisiert. Trotzdem kann jede einzelne Schicht so dimensioniert werden, dass die Vorteile einer ReSurF-Struktur erhalten bleiben.

Bei vertikalen Leistungs-MOSFETs, wie zum Beispiel dem VDMOS, ist die Driftregion in den Wafer verlagert worden. Zur Verbesserung des Einschaltwiderstandes wurden auch bei diesen Bauelementen Kompensationsstrukturen, das heißt sich abwechselnde n- und p-Gebiete, für die Driftregion vorgeschlagen. Es konnte gezeigt werden, dass so bei vertikalen Leistungs-MOSFETs Werte für den Einschaltwiderstand unterhalb des „Siliziumlimits“ realisiert werden können [Deboy et al. 1998; Saggio et al. 2000]. Aber nicht nur der Wert des Einschaltwiderstandes ist gering, sondern auch der bisher quadratische Zusammenhang aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung bei einem vertikalen DMOS ist durch folgenden, annähernd linearen ersetzt [Fujihira 1997].

$$R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}} = 4 \cdot d \cdot \frac{V_{\text{BD}}}{\mu \epsilon_0 \epsilon_{\text{Si}} E_{\text{max}}^2} \quad (3.4)$$

wobei d die Dicke der n- bzw. p-Gebiete bezeichnet.

Berücksichtigt man nun weiterhin, dass das maximale elektrische Feld sowie die Ladungsträgerbeweglichkeit von der Durchbruchspannung abhängen (siehe dazu auch Kapitel 2), dann ergibt sich folgender Zusammenhang (Abbildung 3.7):

$$R_{\text{on}} \cdot A_{\text{Chip}} = 8,09 \cdot 10^{-3} \cdot d \cdot V_{\text{BD}}^{1,3} \quad [\Omega \cdot \text{cm}^2] \quad (3.5)$$

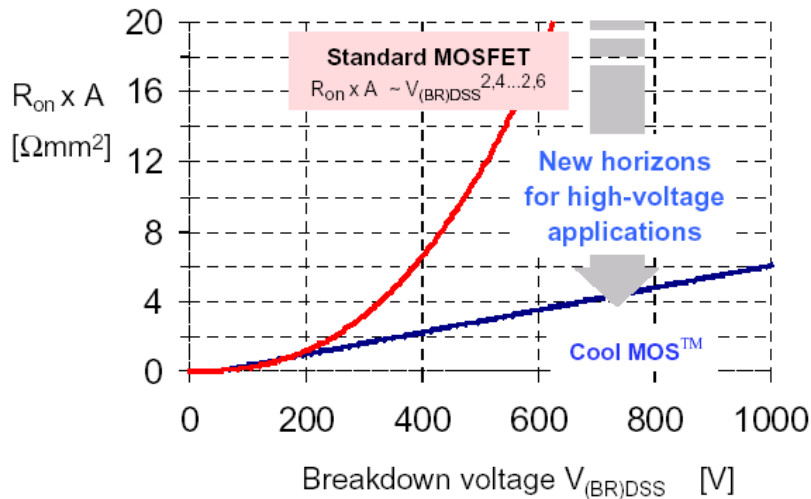


Abbildung 3.7 Vergleich des „Silizium-Limits“ mit den Möglichkeiten des kommerziell erhältlichen Kompensationsbauelementes „CoolMOS™“ und dem sich ergebenden Zusammenhang aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung für vertikale Kompensationsbauelemente (aus [Deboy et al. 1998])

Ein kommerziell erhältlicher vertikaler Leistungs-MOSFET mit Kompensationsstruktur ist der sogenannte „CoolMOS™“ von *Infineon Technologies AG*, dessen schematischer Aufbau in Abbildung 3.8 gezeigt ist.

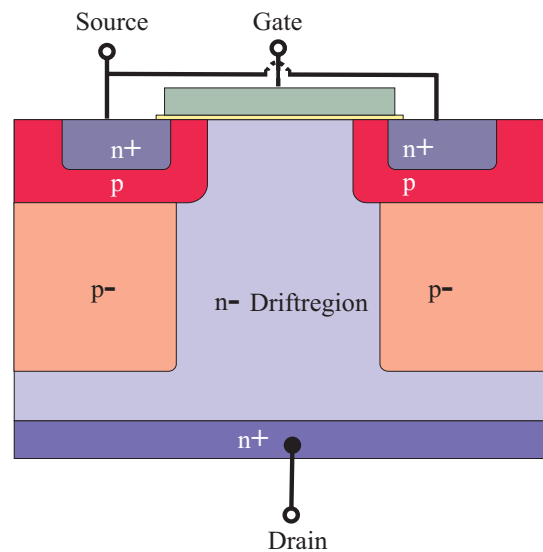


Abbildung 3.8 Schematische Darstellung des kommerziell erhältlichen DMOS mit Kompensationsstruktur in der Driftzone, „CoolMOS™“, *Infineon Technologies AG*. Durch die p-dotierten Gebiete in der Driftzone, die auch als p-Säulen bezeichnet werden, werden im Sperrfall die Ladungsträger in der n-dotierten Driftzone kompensiert und man erhält einen elektrischen Feldverlauf, der annähernd einer ideal intrinsischen Driftzone entspricht.

Die Herausforderung in der Herstellung von Kompensationsstrukturen liegt in der Ladungskompensation der n- und p-Gebiete in der Driftzone. Definiert man den Kompensationsgrad κ wie folgt

$$\kappa = \frac{N_D - N_A}{N_D} \quad (3.6)$$

dann führt schon eine zehnpromzentige Abweichung vom idealen Kompensationsgrad 1 zu einer Verringerung der Durchbruchspannung um 100 V [Lorenz et al. 1999]. Beim „CoolMOS™“ werden die p-Säulen in der Driftregion schichtweise durch Epitaxie, Implantation und anschließende Ausdiffusion hergestellt. Es ist aber auch eine Herstellung durch eine Graben-Ätzung (Trench-Ätzung) und Seitenwandimplantation vorstellbar [Glenn et al. 2000; Nitta et al. 2000]. Vorteil der Trench-Ätzung und einer anschließenden Implantation ist die kleinere erreichbare Zellgröße, die nur durch das Aspektverhältnis des Trenches und den Implantationswinkel limitiert ist. Außerdem ist eine homogenere Dotierverteilung möglich, die damit eine bessere Verteilung der Stromflusslinien und damit auch einen geringeren Einschaltwiderstand verspricht [Minato et al. 2000]. Beim Multi-epitaxieverfahren entstehen durch die abwechselnden Implantations- und Ausdiffusionsschritte gewellte Dotierprofile.

Zahlreiche Veröffentlichungen beschäftigen sich mit den elektrischen Eigenschaften von „CoolMOS™“- oder „CoolMOS™“-ähnlichen Strukturen, auf die hier nur ohne Anspruch auf Vollständigkeit verwiesen werden kann [Daniel et al. 2002a; Daniel et al. 2002b; Deboy et al. 2002; Deboy et al. 1998; Huang et al. 2000; Lai et al. 1999; Lorenz et al. 1999; Lorenz et al. 2000; Schlögl et al. 1999; Schmitt et al. 2002; Spulber et al. 1999; Strollo et al. 2001; Zhang et al. 2000]. Einige Charakteristika sollen trotzdem hier kurz genannt werden. Bei angelegter Sperrspannung entsteht eine Raumladungszone entlang der Säulenstrukturen, die sich dann bei zunehmender Sperrspannung ausbreitet und so die freien Ladungsträger aus der Driftregion hinausdrängt. Schon ab 50 V ist so die gesamte Driftregion vollständig „ausgeräumt“ und die weitere Spannungsaufnahme erfolgt über das Ansteigen des vertikalen elektrischen Feldes. Diese Ausdehnung der Raumladungszone hat aber auch für das dynamische Verhalten des „CoolMOS™“ Folgen. So sinkt dadurch die Gate-Drain-Kapazität und zeigt einen nicht linearen Verlauf mit steigender Sperrspannung, gleiches gilt für die Drain-Source-Kapazität [Lorenz et al. 1999]. Die in der Drain-Source-Kapazität gespeicherte Energie wird im wesentlichen beim Schalten in Joulesche Wärme umgewandelt und so bedeutet eine Verringerung also auch eine Reduktion der Schaltverluste. Außerdem zeigt die geringere Drain-Source-Kapazität auch Vorteile in der Anwendung, zum Beispiel in sogenannten „resonant schaltenden“ Topologien wie der „phase shift ZVS“ (phase shift zero voltage switching) Topologie [Deboy et al. 2002]. Beim Ausschalten fließen die Majoritätsladungsträger zu ihren Kontaktgebieten (Drain oder Bodygebiet) ab, ohne zusätzlich durch das elektrische Feld der Raumladungszone Energie aufzunehmen und damit bleibt die Entstehung von Joulescher Wärme gering. Beim Einschalten werden die Elektronen aus dem Kanal in die Driftregion injiziert und die Löcher diffundieren über das Wannengebiet in die p-Säulen. Es sind beim „CoolMOS™“ Schaltzeiten von 25 ns mit einem dV/dt von 25 kV/ μ s und einem dI/dt von 1000 A/ μ s möglich [Infineon 2002] (Abbildung 3.9).

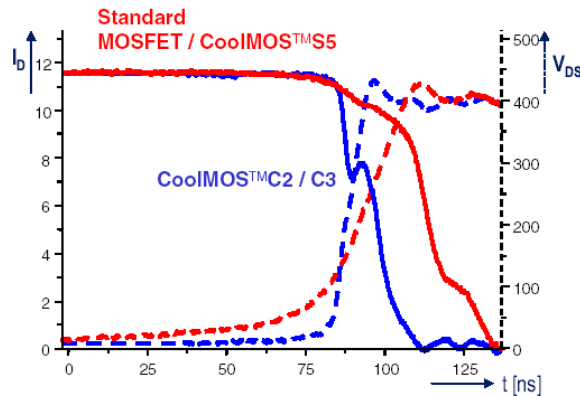


Abbildung 3.9 Schaltverhalten des kommerziell erhältlichen DMOS mit Kompensationsstruktur in der Driftzone, „CoolMOS™“ von *Infineon Technologies AG* (aus [Infineon 2002])

Auch bei vertikalen Leistungs-MOSFETs gibt es analog zu den lateralen Bauelementen Überlegungen, Feldplatten im Bereich der Driftregion zur Beeinflussung des elektrischen Feldes einzusetzen [Gan et al. 2001; Liang et al. 2001] (Abbildung 3.10). Dabei wird neben der Driftregion ein Graben geätzt, in dem dann eine Elektrode, z.B. aus Polysilizium, angebracht wird. Durch die so hergestellte Feldplatte kann man das elektrische Feld in der Driftzone beeinflussen. So kann also auch die Driftregion höher dotiert werden, ohne die Durchbruchspannung zu verringern. Außerdem entfällt dabei die Schwierigkeit der exakten Ladungskompensation in der Driftzone, dem Hauptproblem bei den „CoolMOS™“-ähnlichen Bauelementen. Allerdings sind solche tiefen Gräben, die mit dickem Oxid und Polysilizium gefüllt sein sollen, technologisch schwer realisierbar.

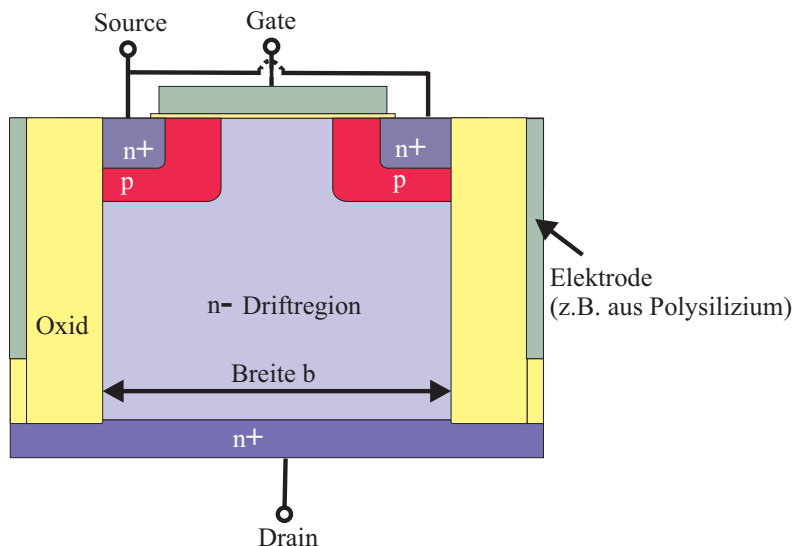


Abbildung 3.10 Vertikaler Leistungs-MOSFET, bei dem die Kompensation der höher dotierten Driftzone über eine seitlich angebrachte Feldplatte realisiert wird. [Liang et al. 2001]

4 Grenzen und analytische Optimierung von lateralen Kompensationsstrukturen

Eine „ideale“ Driftregion soll im ausgeschalteten Zustand bei höheren Spannungen völlig „ausgeräumt“ sein, d.h. keine freien Ladungsträger enthalten. Nur so kann sie höhere Spannungen aufnehmen. Realisiert man die Driftregion durch gestapelte n- und p-Schichten, werden diese Gebiete durch die Raumladungszonen der entsprechenden p-n-Übergänge ab einer gewissen Sperrspannung ausgeräumt. Durch die Parameter Dotierung und geometrische Dimensionierung der n- und p-Schichten kann man die Ausdehnung der Raumladungszonen beeinflussen. Um die physikalischen Grenzen des Kompensationsprinzips auszuloten, muss man wissen, wie man die kritischen Parameter Dotierung und Dimensionierung optimal wählt, und wo die technologischen oder physikalischen Grenzen liegen. Dabei kann man zunächst analytisch an einem einzelnen p-n-Übergang zeigen, welche elektrischen Felder und Spannungen auftreten, und wie man die Parameter Dotierung und Dimensionierung wählen muss, damit ein vollständig ausgeräumter p-n-Übergang entsteht. Darauf aufbauend kann man dann analytisch das elektrische Verhalten von einem Stapel aus n- und p-Schichten in einer Driftzone untersuchen und mögliche Wege für eine weitere Optimierung aufzeigen. Dabei ist es auch wichtig, sich der physikalischen und technologischen Grenzen einer Kompensationsstruktur bestehend aus einem Stapel von n- und p-Schichten bewusst zu sein. Deshalb werden die Grenzen, die sich unter stationären Bedingungen bei einer Kompensationsstruktur ergeben, im folgenden aufgezeigt. Darüber hinaus gibt es physikalische Grenzen von Kompensationsstrukturen im dynamischen Betrieb, wie z.B. die maximale Betriebsfrequenz, maximales dV/dt und Avalanche-festigkeit, die auch von herkömmlichen Leistungs-MOSFETs bekannt sind [Stengl et al. 1992]. Auf diese Begrenzungen wird hier aber nicht näher eingegangen.

4.1 Designparameter einer Kompensationsstruktur

Der einfachste Fall einer Kompensationsstruktur ist der eines einzelnen eindimensionalen p-n-Überganges. Im Folgenden wird nun vorgestellt, wie man Dotierung und geometrische Abmessungen wählen muss, damit diese beiden Schichten im thermodynamischen Gleichgewicht ohne freie Ladungsträger sind.

Gegeben ist ein eindimensionaler p-n Übergang mit räumlich begrenzter n- und p-Schicht gemäß Abbildung 4.1.

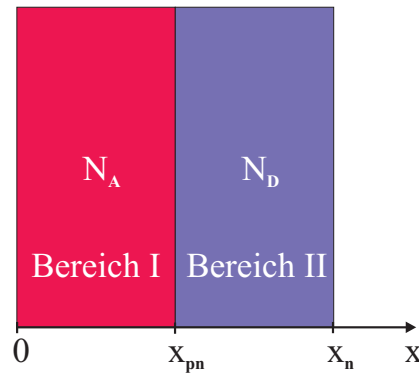


Abbildung 4.1 Eindimensionaler p-n-Übergang. N_A bezeichnet die Anzahl an Akzeptoratomen und entsprechend N_D die Anzahl an Donatoratomen. x_{pn} bezeichnet den geometrischen Ort für den p-n-Übergang

Grenzen ein n- und p-Halbleiter aneinander, so diffundieren im Bereich der Grenzfläche Elektronen und Löcher in das jeweils andere Dotierungsgebiet und rekombinieren dort bei Raumtemperatur. Die ortsfesten positiven Donatoren und die negativen Akzeptoren bilden in diesem Grenzbereich eine Raumladungsdoppelschicht, auch Raumladungszone (RLZ) genannt, deren elektrische Feldstärke eine weitere Diffusion unterbindet. Außerhalb dieser Raumladungsschicht gilt weiter die Ladungsneutralität [Eisele 2002; Sze 1981]. Im thermodynamischen Gleichgewicht gleichen sich die Fermienergien beider Bereiche an, was zu einer Bandverbiegung um V_{bi} , der sogenannten Diffusionsspannung oder auch „Built-In“-Spannung, führt. Der Verlauf des Potentials und der des elektrischen Feldes in diesem p-n-Übergang ergeben sich aus der eindimensionalen Poisson-Gleichung

$$\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0\epsilon_{Si}} = -\frac{q(N_D - N_A + p - n)}{\epsilon_0\epsilon_{Si}} \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet ρ die Raumladungsdichte und man nimmt an, dass alle Donatoren und alle Akzeptoren bei Raumtemperatur ionisiert sind. In einer weiteren Näherung, der sogenannten „depletion approximation“ [Sze 1981] nimmt man an, dass es einen abrupten Übergang der Raumladungsdichte zwischen Raumladungszone und den neutralen Gebieten gibt. In der Regel ist diese Näherung auch gut erfüllt, denn die Breite der in Realität existierenden Übergangsbereiche ist wesentlich kleiner als die Breite der Raumladungszone. Es gelten somit folgende Gleichungen für die verschiedenen Dotierungsbereiche:

$$\Delta\varphi = \frac{qN_A}{\epsilon_0\epsilon_{Si}} \quad \text{für Bereich I} \quad (4.2)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{qN_D}{\epsilon_0\epsilon_{Si}} \quad \text{für Bereich II} \quad (4.3)$$

$$\Delta\varphi = 0 \quad \text{außerhalb der Bereiche I und II} \quad (4.4)$$

Außerdem muss die Stetigkeit des Potentials und des elektrischen Feldes an der Grenze zwischen n- und p-Gebiet gewährleistet sein, so dass folgende Stetigkeitsbedingungen gelten:

$$\left. \frac{d\varphi_I}{dx} \right|_{x=x_{pn}} = \left. \frac{d\varphi_{II}}{dx} \right|_{x=x_{pn}} \quad S1 \quad (4.5)$$

$$\varphi_I|_{x=x_{pn}} = \varphi_{II}|_{x=x_{pn}} \quad S2 \quad (4.6)$$

Soll die Raumladungszone sich schon im thermodynamischen Gleichgewicht über das gesamte Gebiet des p-n-Überganges mit räumlich begrenzten n- und p-Schichten erstrecken, so müssen außerdem folgende Randbedingungen gelten:

$$\left. \frac{d\varphi_I}{dx} \right|_{x=0} = -E_I = 0 \quad \text{R1 (4.7)}$$

$$\left. \frac{d\varphi_{II}}{dx} \right|_{x=x_n} = -E_{II} = 0 \quad \text{R2 (4.8)}$$

Per Konvention gilt außerdem

$$\varphi_I|_{x=0} = 0 \quad (4.9)$$

Aus diesen Bedingungen ergibt sich für das elektrische Feld

$$E_I = -\frac{d\varphi_I}{dx} = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x \quad \text{für } 0 \leq x \leq x_{pn} \quad (4.10)$$

$$E_{II} = -\frac{d\varphi_{II}}{dx} = \frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x - \frac{q(N_A + N_D)}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x_{pn} \quad \text{für } x_{pn} \leq x \leq x_n \quad (4.11)$$

An der Stelle $x=x_{pn}$ ist das elektrische Feld also maximal und beträgt

$$E_{\max} = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x_{pn} \quad (4.12)$$

Durch Integration der Gleichungen 4.10 und 4.11 erhält man für das Potential

$$\varphi_I = \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x^2 \quad (4.13)$$

$$\varphi_{II} = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x^2 + \frac{q(N_A + N_D)x_{pn}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x - \frac{q(N_A + N_D)x_{pn}^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \quad (4.14)$$

Aus der Randbedingung R2 ergibt sich zusammen mit Gleichung 4.11 keine weitere Einschränkung, sondern es bestätigt nur die Ladungsneutralität der gesamten Raumladungszone und die Stetigkeit des elektrischen Feldes bei x_{pn} , nämlich

$$\frac{qN_D(x_{pn} - x_n)}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} = -\frac{qN_A x_{pn}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \quad (4.15)$$

Im thermodynamischen Gleichgewicht wird die Diffusionsspannung V_{bi} angestrebt, das heißt

$$\varphi_{II}|_{x=x_n} = V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (4.16)$$

woraus sich für die Ausdehnung der p-Schicht x_{pn} ergibt

$$x_{pn} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si} V_{bi}}{q} \cdot \frac{N_D}{(N_A + N_D)^2 - N_D(N_A + N_D)}} \quad (4.17)$$

Ist also das maximale elektrische Feld E_{\max} vorgegeben, dann ergibt sich daraus eine mögliche Dotierung. Diese bedingt wiederum über die Diffusionsspannung die Ausdehnung der Raumladungszone. Sollen die räumlich begrenzten p- und n-Gebiete des p-n-Überganges im thermodynamischen Gleichgewicht vollständig ausgeräumt sein, dann ergibt sich aus der Breite der Raumladungszone auch die der Dotierungsgebiete. Es ist aber genauso möglich, dass die Dotierung ohne räumliche Einschränkung der Dotierungsgebiete vorgegeben ist. Daraus ergibt sich dann die Ausdehnung der Raumladungszone und das elektrische Feld am p-n-Übergang. Abbildung 4.2 zeigt beispielhaft das elektrische Feld eines p-n-Überganges, für den die Dotierung der Akzeptoren und Donatoren vorgegeben ist ($1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) und für den gelten soll, dass die Dotierungsgebiete im thermodynamischen Gleichgewicht vollständig ausgeräumt sind. Abbildung 4.3 zeigt das dazugehörige Potential.

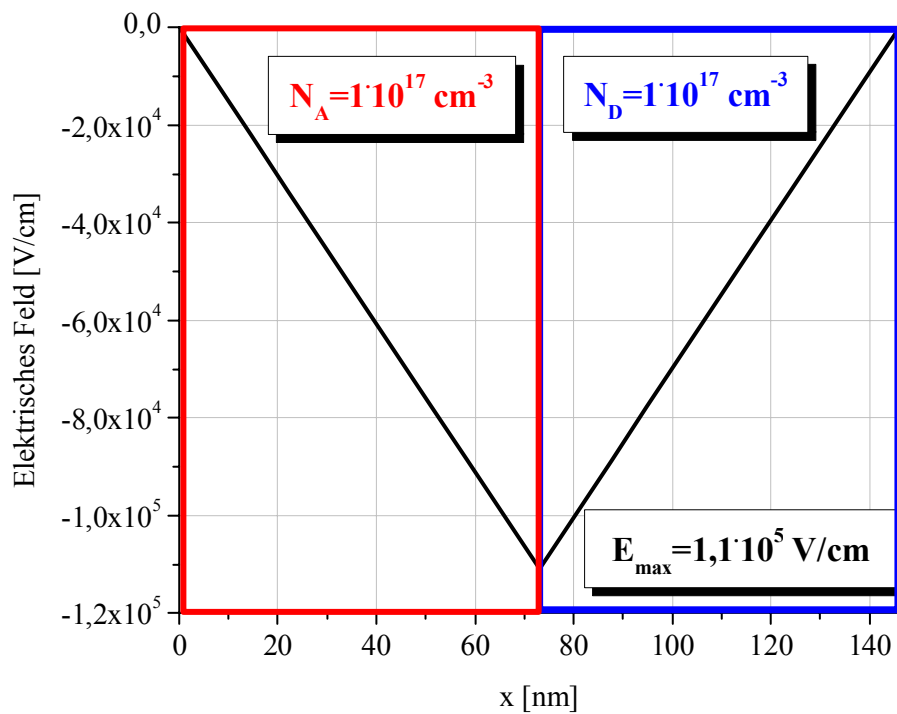


Abbildung 4.2 Verlauf des elektrischen Feldes in einem eindimensionalen p-n-Übergang. Als Randbedingung ist angenommen, dass im thermodynamischen Gleichgewicht sowohl das n- als auch das p-Gebiet vollständig ausgeräumt sind.

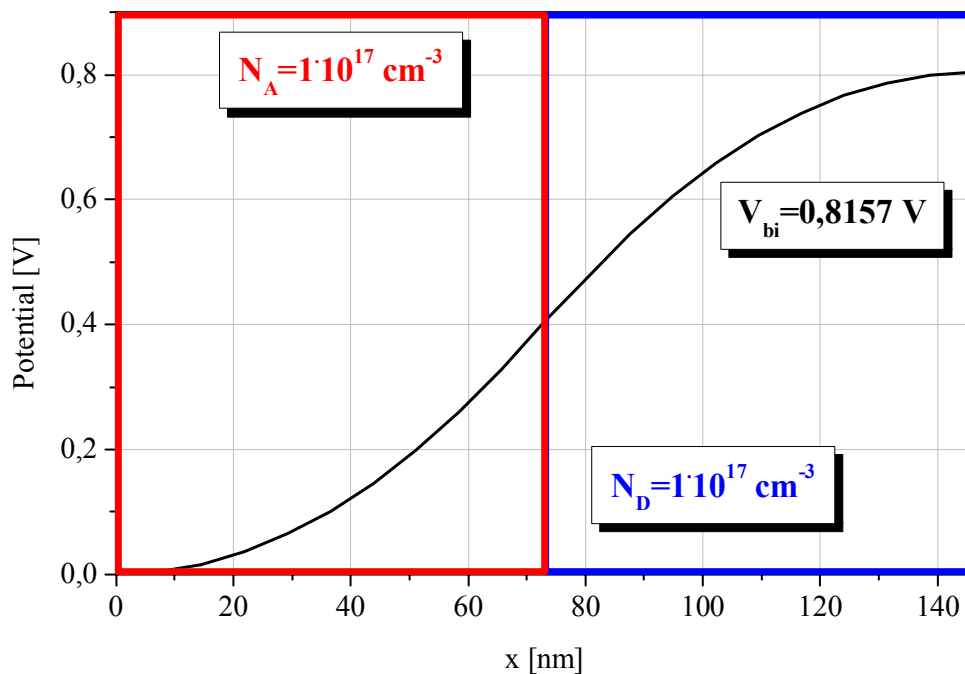


Abbildung 4.3 Verlauf des Potentials in einem eindimensionalen p-n-Übergang. Als Randbedingung ist angenommen, dass im thermodynamischen Gleichgewicht sowohl das n- als auch das p-Gebiet vollständig ausgeräumt sind. Die Breite der Gebiete ergibt sich aus der Built-in Spannung V_{bi}

4.2 Physikalische Grenzen der Optimierungsparameter

Wie sich bereits an der Berechnung eines einzelnen p-n-Überganges zeigt, bestimmen die Dotierung und die Randbedingungen die elektrischen Felder und Potentialverläufe. Bei der Wahl der möglichen Parameter, also z.B. der Dotierung oder des maximalen elektrischen Feldes, stellt sich die Frage nach den physikalischen Grenzen dieser Parameter und was dies in Konsequenz für die Grenzen des Kompensationsprinzips bedeutet.

Eine physikalische Grenze stellt das Einsetzen von Ladungsträgermultiplikation durch einen Lawinendurchbruch (siehe Kapitel 2) dar. Eine Kenngröße dafür ist das maximale elektrische Feld in der Raumladungszone. Der Wert für das maximale elektrische Feld ergibt sich aus dem Ionisationsintegral, das am Übergang zum Lawinendurchbruch zum Wert 1 strebt. In einem einseitig abrupten p-n-Übergang mit einer Dotierung von $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ nimmt das maximale elektrische Feld einen Wert von $2,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ [Sze 1981] an und dadurch setzt ein Lawinendurchbruch ein. Daher bezeichnet man auch den charakteristischen Wert von $2,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ als kritisches elektrisches Feld E_{krit} in Silizium und nimmt dabei an, dass dieser Wert ungefähr auch der Materialkonstanten in intrinsischem Silizium entspricht. Aus Gleichung (4.12) ergibt sich aus der Grenze des maximalen elektrischen Feldes eine Grenze für die Flächendotierung. Eine maximale Feldstärke von $2,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ bedeutet, dass die Flächendotierung $N_{A/D} \cdot x$ nicht $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ überschreiten darf. Diese maximale Flächendotierung bezeichnet man als „Durchbruchladung“. Sie bezieht auch die Weite der Raumladungszone ein, über die sich das maximale elektrische Feld ausbreiten darf, bevor es zu einem Lawinendurchbruch kommt. Bei höheren Dotierungen steigt der mögliche Wert für das maximale elektrische Feld, bei dem es zum Lawinendurchbruch kommt. Bei einer Dotierung von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ kann das elektrische Feld einen Wert von $1 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$ am p-n-Übergang annehmen. Allerdings beträgt dann die Breite der Raumladungszone auch nur noch 70 nm.

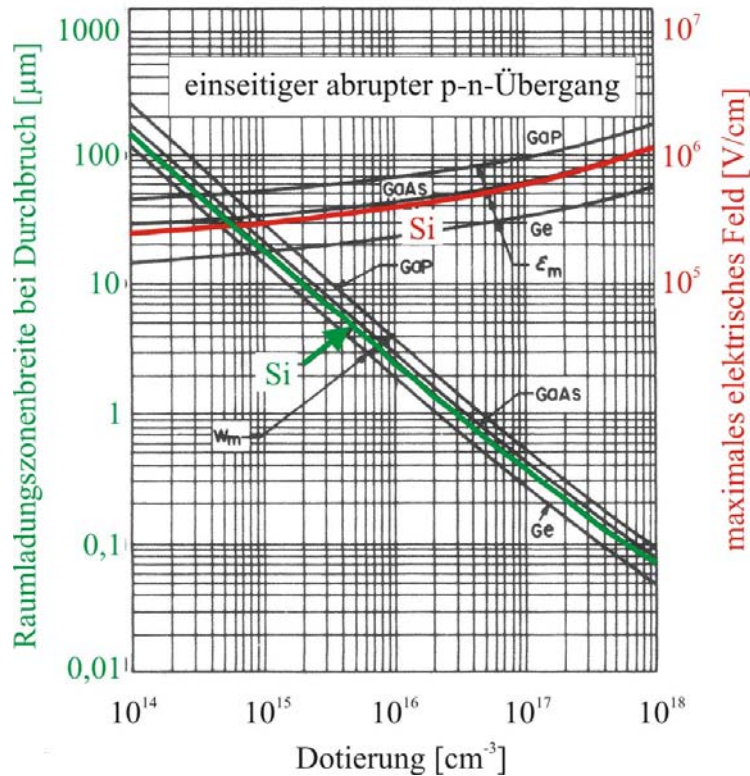


Abbildung 4.4 Raumladungszonenbreite und maximales elektrische Feld in Abhängigkeit von der Dotierung bei einem einseitig abrupten p-n-Übergang. (aus [Sze 1981]). Je höher die Dotierung ist, umso größer ist auch das maximale elektrische Feld, aber um so kleiner ist auch die Raumladungszonenbreite, die sich einstellen kann, bevor es zum Lawinendurchbruch kommt.

Die geringe Weite der Raumladungszone bei höheren Dotierungen stellt eine weitere physikalische Grenze der Kompensationsstrukturen dar. Die Weite der Raumladungszone bestimmt die Breite der Energiebarriere zwischen Valenzband und Leitungsband, also der Bandlücke. Wenn die Breite der Energiebarriere unter 5 nm sinkt, dann kann es zu einem Tunnelstrom zwischen Valenzband und Leitungsband kommen. Dadurch kommt es zu einem exponentiellen Anstieg an freien Ladungsträgern. Man bezeichnet dies als Zener-Durchbruch [Sze 1981] (siehe Kapitel 2). Im thermodynamischen Gleichgewicht erreicht man rein rechnerisch eine kritische Breite der Raumladungszone von 5 nm bei einer Dotierung von ungefähr $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Legt man außerdem eine geringe Sperrspannung an den p-n-Übergang an, dann reduziert man zusätzlich die Breite der Energiebarriere, die dann als Tunnelweite bezeichnet wird. Somit ist über die Tunnelweite die maximal mögliche Dotierung in der Kompensationsstruktur gegeben.

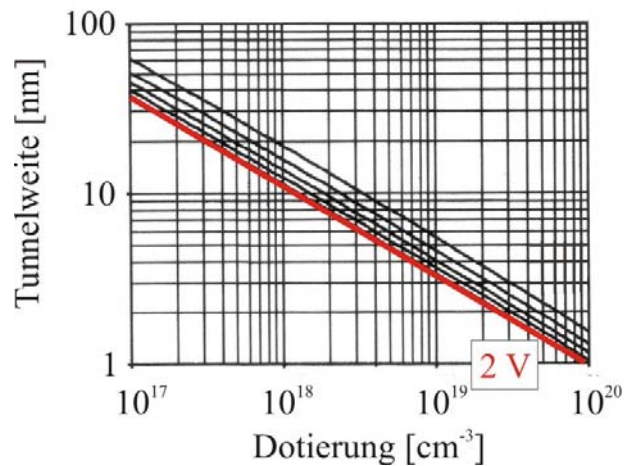


Abbildung 4.5 Tunnelweite bei angelegter Sperrspannung an einen abrupten p-n-Übergang. (aus [Eisele 2002]). Wird die Tunnelweite unterschritten, kommt es zu einem Zener-Durchbruch. Durch die angelegte Sperrspannung wird die Breite der Energiebarriere im Vergleich zum thermodynamischen Gleichgewicht reduziert.

Ab einer Dotierung von $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ überlappen sich die Energieniveaus der Dotieratome aufgrund des geringen Abstandes der Atome untereinander so stark, dass sich Subbänder in der Nähe der Bandkanten bilden. Man spricht von einem entarteten Halbleiter [Eisele 2002] (siehe Kapitel 2). Experimentell lässt sich die Entartung durch eine verbleibende Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen (4,2 K) nachweisen [Eisele 1996], denn die Elektronen müssen nicht mehr thermisch aktiviert werden. Kompensationsstrukturen sind dann nicht mehr herstellbar, weil die Dotiergebiete nicht mehr vollständig von freien Ladungsträgern ausgeräumt werden können. Somit ist die maximale Dotierung in Kompensationsstrukturen auch durch die Entartung begrenzt.

Eine Erhöhung der Dotierkonzentration beabsichtigt die Verringerung des Widerstandes in der Kompensationsstruktur. Aber auch dafür gibt es eine physikalische Grenze, denn bei steigender Dotierkonzentration steigt auch die Streuung der freien Ladungsträger an Dotieratomen, was eine Verringerung der Ladungsträgerbeweglichkeit zur Folge hat. Durch die geringere Beweglichkeit fällt der Widerstand nicht in dem Maße wie die Anzahl der Ladungsträger durch eine erhöhte Dotierung angehoben wird. So steigt zum Beispiel bei einer Erhöhung der n^+ -Dotierung von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ auf $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ die Anzahl der freien Elektronen um den Faktor 10 [Eisele 2002]. Jedoch nimmt die Elektronenbeweglichkeit ca. um den Faktor 3 auf 100 cm^2/Vs ab, so dass der Widerstand sich nur um den Faktor 3 verringern lässt.

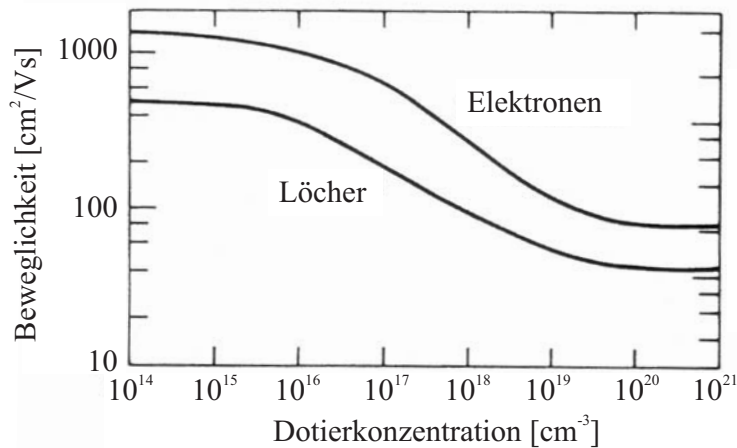


Abbildung 4.6 Ladungsträgerbeweglichkeit in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration (aus [Eisele 2002]). Je höher die Dotierung ist, umso geringer ist die Beweglichkeit. Deshalb fällt der Widerstand einer n-dotierten Schicht nicht in dem Maße wie die Erhöhung der Anzahl der Ladungsträger aufgrund der höheren Dotierung verspricht.

Zusammenfassend begrenzen das maximale elektrische Feld, die Tunnelweite, die Entartung und die abnehmende Ladungsträgerbeweglichkeit die maximal mögliche Dotierung in einer Kompensationsstruktur.

4.3 Technologische Grenzen bei Kompensationsstrukturen

Bei der Realisierung von Kompensationsstrukturen ergeben sich nicht nur Einschränkungen der Designparameter durch physikalische Grenzen, sondern auch durch technologische Grenzen. Die Schichten der Kompensationsstrukturen in dieser Arbeit werden mit Molekularstrahlepitaxie (MBE=Molecular Beam Epitaxy) hergestellt (siehe Kapitel 5).

4.3.1 Genauigkeit der Dotierungen und Schichtdicken

Wesentliche Parameter bei Kompensationsstrukturen sind die genaue Einstellung der Dotierungen und der Schichtdicken und hieraus ergeben sich auch die technologischen Herausforderungen. Je nach Herstellungsverfahren können sich Fehler bei der Dotierung und bei den Schichtdicken auch gegenseitig bedingen. Die Dotierungen und die Schichtdicken lassen sich nur so genau einstellen, wie die Messgenauigkeit der Analyseverfahren ist, mit deren Hilfe man die Dotierungen und Schichtdicken ermittelt hat. In der vorliegenden Arbeit wurden die Schichtdicken über ein Profilometer (Dektak™, Veeco Metrology Inc.) bestimmt. Bei diesem Gerät wird die Stufe der hergestellten Schicht bezüglich der Waferoberfläche mechanisch abgetastet und es lässt sich eine Genauigkeit von 10 % ab einer Stufenhöhe von ungefähr 100 nm erreichen. Auch kleinere Stufenhöhen sind ermittelbar, aber der relative Fehler nimmt dabei zu. Die Dotierungen wurden hauptsächlich über Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS, Ion Microprobe 6500, Atomica) bestimmt. Hierbei wird das gemessene Dotierniveau mit einer bekannten Probe verglichen und die Ergebnisse können messtechnisch bedingt um einen Faktor 2 variieren. Somit hängt die Dotiergenauigkeit einer homogen dotierten Schicht im wesentlichen von der Genauigkeit der SIMS-Messung ab. Aus der Schichtdicke und dem Dotierniveau einer homogen dotierten Schicht lässt sich der Dotierstofffluss während der Herstellung mit Epitaxie ermitteln. Dieser dient dann als Grundlage zur Herstellung von räumlich konzentrierten

Dotierungen, sogenannten Delta-Dotierungen [Eisele 1996]. Die Flächendotierung der Delta-Dotierung ergibt sich aus dem Dotierstofffluss F und der Zeit t , während der die Dotierstoffzelle geöffnet bleibt.

$$n_{D/A} = F \cdot t \quad (4.18)$$

Bei einem maximal möglichen Zeitfehler von 10 % zeigt sich wiederum, dass auch hier die Flächendotierung im wesentlichen von der Bestimmung des Dotierstoffniveaus durch SIMS gegeben ist.

Welchen Einfluss hat also ein Fehler bei der Dotierung auf den Einschaltwiderstand und auf die Durchbruchspannung einer Kompensationsstruktur? Im einfachsten Fall lässt sich eine Kompensationsstruktur im eingeschalteten Fall als ein Feld von n parallel geschalteten Widerständen beschreiben. Der Gesamtwiderstand ist also gegeben durch

$$\frac{1}{R_{\text{gesamt}}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i} \quad (4.19)$$

Sind alle Dotieratome ionisiert, dann ist R_i gegeben durch

$$R_i = \rho_i \cdot \frac{L}{A} = \frac{1}{q\mu N} \cdot \frac{L}{A} \quad (4.20)$$

Hat man nun die gleiche Anzahl an n - und an p -Schichten in der Kompensationsstruktur, dann haben $n/2$ Schichten einen Widerstand, der durch die Donatoratome N_D gegeben ist und ebenso viele Schichten mit einem Widerstand gegeben durch die Akzeptoratome. Der maximal mögliche Fehler im Widerstand ist also gegeben durch

$$\frac{\Delta R_{\text{gesamt}}}{R_{\text{gesamt}}} = \frac{n}{2} \cdot \left(\frac{\Delta R_{N_D}}{R_{N_D}} + \frac{\Delta R_{N_A}}{R_{N_A}} \right) \quad (4.21)$$

wobei die relativen Fehler der Widerstände im wesentlichen durch die relativen Fehler der Dotierungen gegeben sind. Das bedeutet, dass die Genauigkeit der Dotierungen und auch der Schichtdicken sich direkt im Gesamtwiderstand widerspiegelt. Da selbst bei einer verbesserten Analyse der Dotierstoffkonzentration eine Schwankung um 10 % in der Dotierung nicht ausgeschlossen werden kann, bedeutet das, dass der Einschaltwiderstand auch um 10 % schwanken kann. Außerdem nimmt mit der Anzahl der Kompensationsschichten der mögliche Maximalfehler zu. Die Durchbruchspannung einer Kompensationsstruktur ist im einfachsten Fall durch die Länge der Driftzone L_D und durch die maximal mögliche elektrische Feldstärke gegeben.

Die maximale elektrische Feldstärke ist wiederum abhängig von der Dotierung N_D der einzelnen Schichten der Kompensationsstruktur. Deshalb gilt für den relativen Fehler der Durchbruchspannung folgender vereinfachter Zusammenhang

$$\frac{\Delta V_{BD}}{V_{BD}} = \frac{\Delta N_D}{N_D} + \frac{\Delta L_D}{L_D} \quad (4.22)$$

Da die Länge der Driftzone über Fotolithografie mit einer Genauigkeit von ungefähr 5 % eingestellt werden kann, hängt der relative Fehler der Durchbruchspannung auch im wesentlichen von der möglichen Genauigkeit der Dotierung ab. Es ist also sowohl für den Einschaltwiderstand als auch für die Durchbruchspannung die genaue Einstellung der Dotierungen entscheidend und je größer der Unterschied zwischen den Dotierniveaus ist, umso gravierender ist der Einfluss der Dotierungsschwankungen.

4.3.2 Hintergrunddotierung

Eine weitere technologische Herausforderung bei der Herstellung von Kompensationsstrukturen mit Molekularstrahlepitaxie ist die unbeabsichtigte Dotierung durch Dotierstoffrückstände in der Epitaxiekammer. Während der Herstellung einer

Schichtfolge treffen Dotieratome und Siliziumatome nicht nur auf die Waferoberfläche, sondern lagern sich auch an den Kammerwänden an. Durch eine Kühlung der Kammerwände lassen sich diese dort gut einfangen. Aber aufgrund des geringen Dampfdruckes von Phosphor [Gray], das in der vorliegenden Arbeit als n-Dotierstoff verwendet wurde, desorbiert immer ein gewisser Anteil von den Kammerwänden und bedingt eine unbeabsichtigte n-Dotierung von Siliziumschichten, bei denen kein Dotierstoff ko-evaporiert wird. Messungen mithilfe der Vierspitzenmethode ergeben, dass die Hintergrunddotierung zwischen $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ in der verwendeten Epitaxiekammer liegt (Detaillierte Informationen siehe Kapitel 5). Die Schwankung in der Hintergrunddotierung ist zum einen bedingt durch die Messungenauigkeit der Vierspitzenmethode, aber zum anderen, größeren Teil bedingt durch die „Vorgeschichte“ der Kammerwände. Wurden hochdotierte n-Schichten vor Herstellung der eigentlichen intrinsischen Schicht hergestellt, dann können anschließend auch mehr Dotieratome von den Kammerwänden desorbieren. Die Hintergrunddotierung bedingt also die minimal mögliche Dotierung von ungefähr $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ in den Kompensationsschichten und den minimal möglichen Fehler in der Dotierung. Da die Dotierung auch nach oben hin durch physikalische Randbedingungen begrenzt ist, ergibt sich ein nur kleines Fertigungsfenster im Dotierbereich von $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bis $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ für die Herstellung von Kompensationsstrukturen mit MBE. Die Hintergrunddotierung lässt sich nur durch die Herstellung der intrinsischen und niedrig n-dotierten Schichten in einer separaten Epitaxiekammer vermeiden oder durch regelmäßige Reinigungsschritte (Ausheizen) der Epitaxiekammer vermindern. Beide Verbesserungsmöglichkeiten sind aber sehr zeitintensiv (eine Verlängerung um Stunden bis Tage der Prozessdauer kann nicht ausgeschlossen werden) und sind daher nicht untersucht worden.

4.4 Analytische Optimierung von lateralen Kompensationsstrukturen

In den bisherigen Betrachtungen wurde zunächst beschrieben, wie die Parameter Dotierung, Schichtdicke und elektrische Felder gewählt werden müssen, damit ein Stapel aus n- und p-Schichten bei kleinen Sperrspannungen vollständig ausgeräumt ist. Im Weiteren wird untersucht, welcher Einschaltwiderstand und welche damit verbundene Durchbruchspannung sich im allgemeinen durch solch einen Stapel aus n- und p-Schichten in einer Driftzone erreichen lassen.¹

¹ Die im Weiteren vorgestellte Rechnung entspricht im Wesentlichen der Rechnung in der Publikation von T. Fujihira [Fujihira 1997] T. Fujihira, *Theory of Semiconductor Superjunction Devices*, Jpn. J. Appl. Phys., **36**, 6254-6262, 1997, die auf die untersuchten Strukturen angepasst wurde.

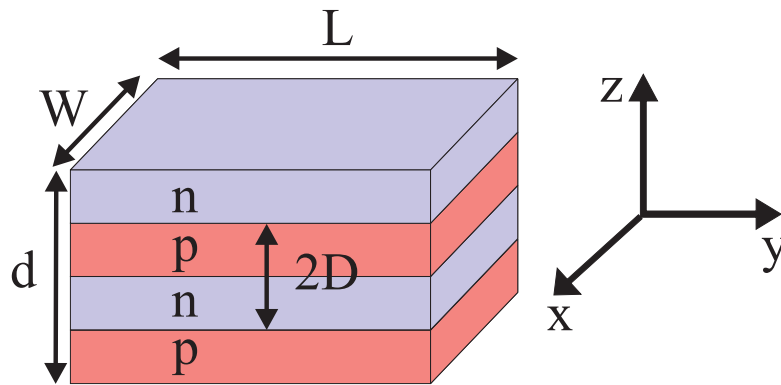


Abbildung 4.4 Schematische Darstellung eines Schichtstapels einer Kompensationsstruktur. L ist die Länge der Driftzone, d die Tiefe und W die Weite. Jede Schicht hat eine Dicke D .

Ebenso wie bei der Berechnung des eindimensionalen p-n-Überganges ist das maximale elektrische Feld am p-n-Übergang gegeben durch die Dotierungen. Damit es nicht zum Durchbruch kommt, soll das maximale Feld kleiner als das kritische elektrische Feld in Silizium E_{krit} sein.

$$|E_{z\text{max}}| = \frac{qN_{A/D}}{\epsilon_0\epsilon_{\text{Si}}} \cdot D = \alpha \cdot E_{\text{krit}} \quad \text{wobei } 0 < \alpha < 1 \quad (4.23)$$

Der in Abbildung 4.4 gezeigte Schichtstapel soll als Driftzone verwendet werden, wobei die Spannung in y -Richtung angelegt wird. Hierbei sei Drain auf der rechten Seite und Source auf der linken. Man nimmt nun an, dass die n - und p -Gebiete vollständig ausgeräumt sind, bevor eine größere Spannung in y -Richtung an diesen Schichtstapel angelegt wird. Das ist durch eine Randbedingung berücksichtigt, nach der das elektrische Feld bei D und $-D$ auf Null festgelegt wird (siehe dazu auch den Abschnitt über den einzelnen p-n-Übergang). Das hat zur Folge, dass das elektrische Feld in der Struktur nur in y -Richtung ansteigt. Außerdem nimmt man an, dass der Anstieg des elektrischen Feldes innerhalb der Struktur konstant ist. Die Drain-Source-Spannung ist dann gegeben durch

$$V_{\text{DS}} = D \cdot |E_{z\text{max}}| + |\Delta E_y| \cdot L \quad (4.24)$$

Im allgemeinen ist L sehr viel größer als D und deshalb

$$V_{\text{DS}} \approx |\Delta E_y| \cdot L \quad (4.25)$$

Das maximale elektrische Feld in der Struktur ergibt sich dann aus

$$E_{\text{krit}} = \alpha E_{\text{krit}} + |\Delta E_{y\text{max}}| \quad (4.26)$$

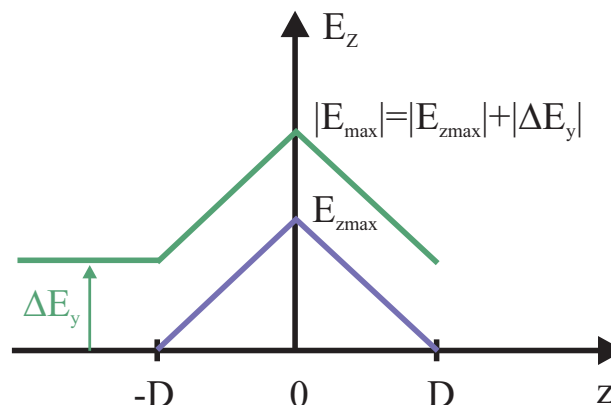


Abbildung 4.5 Das elektrische Feld $E_{z\text{max}}$ ist durch die Dotierungen und geometrischen Abmessungen des p-n-Überganges gegeben. Unter der Annahme, dass der Anstieg des elektrischen Feldes längs der Driftzone konstant ist, ist das maximal mögliche elektrische Feld gegeben durch das inhärente Feld und dessen konstanten Anstieg.

Zusammen mit Gleichung (4.25) ergibt sich daraus die Durchbruchspannung V_{BD}

$$V_{BD} = (1 - \alpha) \cdot E_{krit} \cdot L \quad (4.27)$$

Um den Einschaltwiderstand R_{on} zu bestimmen, geht man von einer weiteren Annahme aus, nämlich, dass sich der Schichtstapel im eingeschalteten Zustand wie eine Parallelschaltung von Widerständen verhält. Jeder Einzelwiderstand ist gegeben durch

$$r = \frac{L}{D \cdot W \cdot q \cdot \mu \cdot N_{A/D}} \quad (4.28)$$

Dann ergibt sich der Gesamtwiderstand der Struktur zu

$$R_{on} = \frac{r \cdot 2D}{d} \quad (4.29)$$

Die benötigte Chipfläche des Schichtstapels ist gegeben durch $W \cdot L$. Deshalb ergibt sich für das technologische Kriterium des Einschaltwiderstandes

$$R_{on} \cdot A_{Chip} = \frac{2 \cdot L^2}{q \cdot \mu \cdot N_{A/D} \cdot d} \quad (4.30)$$

Zusammen mit Gleichung (4.23) und Gleichung (4.27) ergibt sich daraus der Zusammenhang aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung eines lateralen Leistungs-MOSFETs mit Kompensationsstruktur

$$R_{on} \cdot A_{Chip} = \frac{1}{\alpha \cdot (1 - \alpha)^2} \cdot \frac{2D}{d} \cdot \frac{V_{BD}^2}{\mu \epsilon_0 \epsilon_{Si} E_{krit}^3} \quad (4.31)$$

Für gegebene Werte von D , d , μ , ϵ_0 , ϵ_{Si} und E_{krit} lässt sich dieser Ausdruck minimieren, wenn α gleich $1/3$ ist. Das bedeutet, dass für die Abbildung 4.4 dargestellte Anordnung das maximale elektrische Feld im optimalen Fall gerade ein Drittel des kritischen Feldes von Silizium annehmen sollte.

In dieser Arbeit sollen mögliche Optimierungen von lateralen Leistungs-MOSFETs mit Kompensationsstrukturen untersucht werden. Als Kompensationsstruktur wurde ein Schichtstapel aus n- und p-Gebieten gewählt, der, wie oben beschrieben, ein bestimmtes Verhältnis zwischen Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung ermöglicht. Es stellt sich nun die Frage, ob man ausgehend von Gleichung 4.31 mit α gleich $1/3$ eine weitere Optimierung des Verhältnisses aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung möglich ist.

Das maximale elektrische Feld E_{krit} , sowie die Ladungsträgerbeweglichkeit μ und die Dielektrizitätskonstanten lassen sich im wesentlichen nicht verbessern, deshalb muss sich eine Optimierung durch das Verhältnis aus $2D/d$ ergeben. Die Gesamtdicke d bestimmt bei einem lateralen Leistungs-MOSFET das im besten Falle erreichbare Siliziumlimit (siehe Kapitel 2). Dies ist auch schon der Fall bei einer homogen dotierten Driftzone. Deshalb sei die Gesamtdicke d bei der Optimierung vorgegeben. Es bleibt also nur eine mögliche Optimierung des Einschaltwiderstandes bei gegebener Durchbruchspannung, wenn man entweder die Dicke einer Schicht (D) oder beider Schichten ($2D$) eines p-n-Stapels bei gleichbleibender Dicke des Gesamtstapels reduziert. Je deutlicher diese Reduzierung ist, z.B. indem man eine homogen dotierte Schicht durch eine Delta-Dotierung ersetzt, umso entscheidender sollte auch der technologische Zusammenhang aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung optimiert werden können.

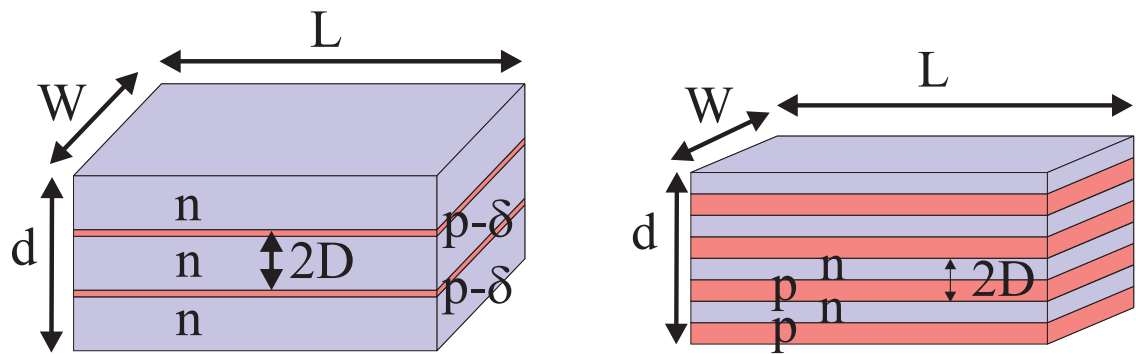


Abbildung 4.6 Es ergeben sich zwei Wege für die weitere Optimierung von Kompensationsstrukturen, die sich aus einem Stapel aus n- und p-Schichten zusammensetzen. Zum einen kann man die Dicke der p-Gebiete verkleinern (linke Abbildung) und zum anderen kann man die Dicke der n- und der p-Gebiete verringern (rechte Abbildung). Insgesamt lässt sich so der Quotient aus $2D/d$ minimieren und damit auch der Einschaltwiderstand bezüglich der Durchbruchspannung.

Reduziert man die Dicke nur einer Schicht, dann ist es vorteilhaft, die p-dotierten Gebiete räumlich zu konzentrieren. Das hängt damit zusammen, dass in der Driftzone eines n-Kanal Leistungs-MOSFETs insbesondere die n-Gebiete den Majoritätsladungsträgerstrom führen und somit diese Gebiete für den Stromtransport eine möglichst große Querschnittsfläche aufweisen sollen.

In vorherigen Publikationen konnte auch schon gezeigt werden, dass eine Verringerung der Schichtdicke sowohl des n- als auch des p-Gebietes insgesamt zu einer Verbesserung des Verhältnisses aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung kommt [Fujihira 1997; Fujihira et al. 1998]. Allerdings zeigt sich hierbei noch eine weitere Grenze bei der Optimierung der Kompensationsstrukturen. Verringert man nur die Dicke D der Kompensationsschichten, behält aber die Anzahl der Dotieratome in der Struktur konstant, dann erhöht sich entsprechend die Volumendotierung der einzelnen Schichten. Je größer aber die Dotierung, umso stärker werden auch die Bänder verbogen. Dadurch kann es, wie bereits beschrieben, zu Tunnelströmen kommen. Man kann diese Grenze bei der Optimierung jedoch herausschieben, wenn man zwischen die höherdotierten n- und p-Gebiete intrinsische Schichten einbaut. Diese intrinsischen Schichten verbreitern die zu durchtunnelnde Energiebarriere, ohne dabei Einfluss auf die Gesamtdotierung der Kompensationsstruktur zu nehmen.

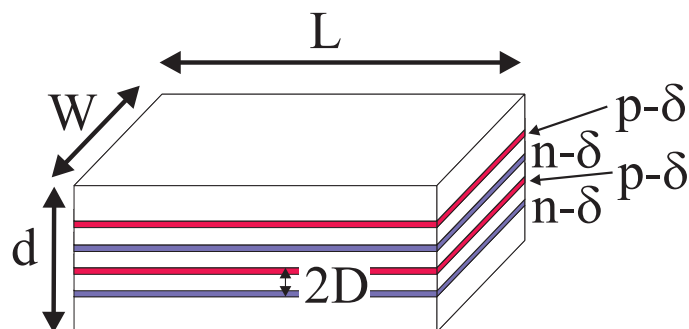


Abbildung 4.7 Kompensationsstruktur, bei der sowohl das p-Gebiet als auch das n-Gebiet in der Dicke verringert wurde. Intrinsische Schichten zwischen den höherdotierten Gebieten verhindern einen Tunnelstrom.

Für diese Kompensationsstruktur stellt sich die Frage, welche Dicken für die intrinsischen Zwischenschichten erforderlich sind und welchen Einfluss diese dann auf den Potential- und elektrischen Feldverlauf haben. Hierzu kann man wieder die elektrischen Felder und Potentiale eines einzelnen, im thermodynamischen Gleichgewicht ausgeräumten p-i-n-Überganges berechnen.

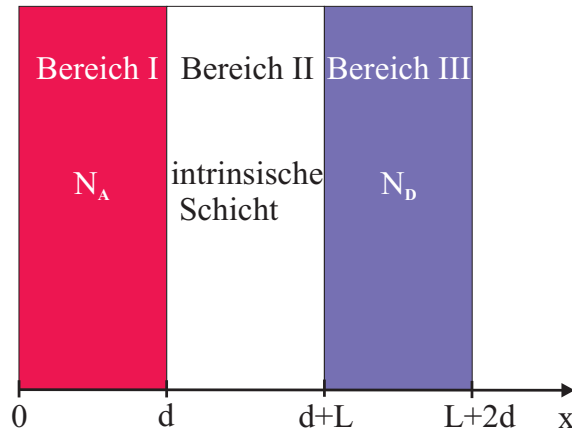


Abbildung 4.8 Eindimensionalen p-i-n-Übergang. L bezeichnet die Breite der intrinsischen Schicht zwischen den höher dotierten n- und p-Schichten. d bezeichnet die Breite der dotierten Schichten.

Es gelten folgende Gleichungen für die verschiedenen Bereiche I, II und III.

$$\Delta\varphi = \frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \quad \text{für Bereich I} \quad (4.32)$$

$$\Delta\varphi = 0 \quad \text{für Bereich II} \quad (4.33)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \quad \text{für Bereich III} \quad (4.34)$$

Auch hier müssen wieder die Stetigkeitsbedingungen für die Übergangsbereiche der einzelnen Schichten gelten, nämlich

$$\left. \frac{d\varphi_I}{dx} \right|_{x=d} = \left. \frac{d\varphi_{II}}{dx} \right|_{x=d} \quad S1 \quad (4.35)$$

$$\left. \frac{d\varphi_{II}}{dx} \right|_{x=L+d} = \left. \frac{d\varphi_{III}}{dx} \right|_{x=L+d} \quad S2 \quad (4.36)$$

$$\varphi_I|_{x=d} = \varphi_{II}|_{x=d} \quad S3 \quad (4.37)$$

$$\varphi_{II}|_{x=L+d} = \varphi_{III}|_{x=L+d} \quad S4 \quad (4.38)$$

Die zu erfüllenden Randbedingungen sind

$$\left. \frac{d\varphi_I}{dx} \right|_{x=0} = -E_I = 0 \quad R1 \quad (4.39)$$

$$\left. \frac{d\varphi_{III}}{dx} \right|_{x=L+2d} = -E_{III} = 0 \quad R2 \quad (4.40)$$

$$\varphi_I|_{x=0} = 0 \quad R3 \quad (4.41)$$

Durch Integration der Gleichungen 4.32 bis 4.34 erhält man den Verlauf des elektrischen Feldes in dem p-i-n-Übergang.

$$E_I = -\frac{d\varphi_I}{dx} = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x \quad \text{für } 0 \leq x \leq d \quad (4.42)$$

$$E_{II} = -\frac{\partial\varphi_{II}}{\partial x} = -\frac{qN_A d}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} = E_{\max} \quad \text{für } d \leq x \leq L+d \quad (4.43)$$

$$E_{III} = -\frac{\partial\varphi_{III}}{\partial x} = \frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x - \frac{q(N_A + N_D)d}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} + \frac{qN_D L}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \quad \text{für } L+d \leq x \leq L+2d \quad (4.44)$$

Eine weitere Integration liefert den Verlauf des Potentials.

$$\varphi_I = \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x^2 \quad (4.45)$$

$$\varphi_{II} = \frac{qN_A d}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x - \frac{qN_A d^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \quad (4.46)$$

$$\varphi_{III} = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x^2 - \frac{q(N_A + N_D)d}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x + \frac{qN_D L}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot x + c \quad (4.47)$$

wobei

$$c = \frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot (L + d)^2 + (L + d) \left[\frac{qN_A d}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} - \frac{q(N_A + N_D)d}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} - \frac{qN_D L}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \right] - \frac{qN_A d^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \quad (4.48)$$

Eine weitere Bedingung ergibt sich nun aus der Diffusionsspannung zwischen den beiden hochdotierten Gebiete, die man maximal erreichen kann. Aus

$$\varphi_{III} |_{L+2d} = V_{bi} \quad (4.49)$$

ergibt sich so eine Bedingung für den Abstand L zwischen der p- und der n-Schicht.

$$L = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{Si} V_{bi}}{qN_A d} - \frac{d}{2} \cdot \frac{(3N_A - N_D)}{N_A} \quad (4.50)$$

Nimmt man zusätzlich an, dass $N_A=N_D=N$, man also einen symmetrischen Übergang hat, dann gilt:

$$L = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{Si} V_{bi}}{qNd} - d \quad (4.51)$$

Wird L kleiner gewählt als in 4.51 berechnet, dann ist der Potentialhub zwischen dem p- und dem n-Gebiet kleiner als der maximal mögliche. Die Bedingung für die Dicke L der Zwischenschicht bestimmt also die minimale Dicke eines n- und p-Schichtstapels und damit das Verhältnis aus Schichtdicke zu Gesamtdicke der Kompensationsstruktur. Dieses Verhältnis bestimmt wiederum den sich ergebenden $R_{on}A$ bei gegebener Durchbruchspannung V_{BD} .

Reduziert man die Dicken der n- und p-Gebiete bis zur Erreichung von Delta-Dotierungen mit einer Breite von 3 nm, dann ergibt sich bei einer Dotierung von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ eine Built-in Spannung von 0,97 V und damit ein optimaler Abstand von 210 nm bei dem diese Kompensationsstruktur vollständig ausgeräumt ist. Diese analytischen Rechnungen setzen aber für ihre Gültigkeit voraus, dass die sogenannte „Depletion-Näherung“ auch noch für sehr geringe Breiten gültig ist. Um ein genaueres Ergebnis auch für sehr kleine Breiten zu bekommen, muss man die Ausläufer der Majoritätsladungsträgerverteilungen am Übergang zur Raumladungszone berücksichtigen. Dadurch ergibt sich ein Korrekturfaktor $2k_B T/q$ für die Built-in Spannung. Dieser entspricht dem Dipolmoment der Ladungsträgerverteilung, die sich aus der Differenz der echten und der genäherten Verteilung der Ladungsträger ergibt [Sze 1981].

In den bisherigen analytischen Betrachtungen wird eine grundlegende Annahme getroffen. Und zwar werden alle höher dotierten Anschlussgebiete zur Kontaktierung der Driftzone, also zum Beispiel das p-Wannengebiet oder der n+ Drain-Kontakt, vernachlässigt. Wie gut diese Annahme tatsächlich ist, wird im weiteren analytisch untersucht.

4.5 Einfluss der Anschlussgebiete bei Kompensationsstrukturen

Um den Einfluss der Anschlussgebiete auf das Sperrverhalten analytisch erfassen zu können, ist es erforderlich, die Poissongleichung einer Kompensationsstruktur in einer p-i-n-Dioden Struktur, also in einer Driftzone, zweidimensional mit den entsprechenden Randbedingungen zu lösen. Dabei sind die zwei entscheidenden Raumrichtungen die y- und z-Richtung². Vereinfachend wird angenommen, dass es keine Variation der elektrischen Verhältnisse in x-Richtung gibt.

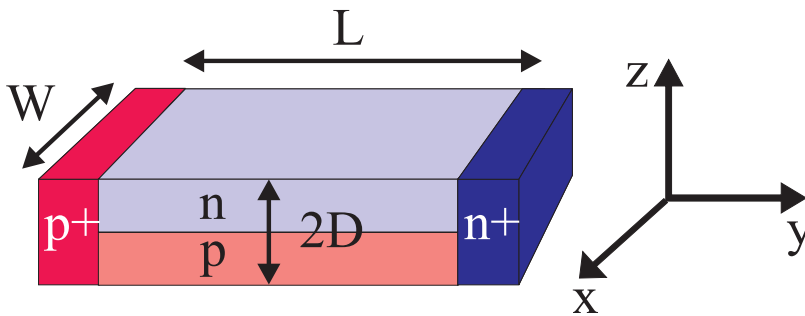


Abbildung 4.9 Driftzone einer Kompensationsstruktur, die sich aus einem Stapel aus einer n- und einer p-Schicht ergibt. Die Driftzone ist an beiden Seiten durch hoch dotierte Anschlussgebiete, wie in einer p-i-n-Diode kontaktiert.

Es gibt drei p-n-Übergänge in dieser Driftzone, die das Verhalten beeinflussen und im Sperrfall alle in Rückwärtsrichtung gepolt sein müssen. An jedem dieser p-n-Übergänge bildet sich ein elektrisches Feld aus, also auch an den Übergängen zu den Anschlussgebieten. Eine maximale Durchbruchspannung erreicht man nur, wenn die Summe aller elektrischen Felder in der Driftzone unterhalb der kritischen elektrischen Feldstärke bleibt und der Einfluss der lateralen Raumladungszonen hohe elektrische Felder an den (p+)-n und (n+)-p Gebieten unterdrückt. Eine wichtige Voraussetzung für eine möglichst hohe Durchbruchspannung dieser Diode bleibt weiterhin, dass vor dem Anlegen einer größeren Sperrspannung in y-Richtung die n und p Gebiete der Driftzone vollständig ausgeräumt sind [Fujihira 1997; Ng et al. 2000].

Man nehme an, man habe einen symmetrischen Schichtstapel aus einer n- und einer p-Schicht jeweils der Dicke $D=2a$. Die Driftzone hat eine Länge L und die Ausdehnung der Raumladungszone entlang der Driftzone hat eine Länge von $2b$. Es soll keinen Potentialgradienten senkrecht zu den Schichtträgern geben, was man mathematisch durch Neumann'sche Randbedingungen [Großmann 1991] beschreiben kann. Außerdem soll eine Spannung in y-Richtung an die Diode angelegt sein, so dass die Schichten gerade vollständig ausgeräumt sind. Eine mögliche Lösung der Poissongleichung in zwei Dimensionen mit den gegebenen Randbedingungen ergibt sich mithilfe von Greenschen Funktionen [Großmann 1991] und zwar:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_0 + \frac{1}{4\pi} \cdot \int \rho(\mathbf{r}') G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^2 r'^2 + \frac{1}{4\pi} \cdot \oint \frac{\partial \Phi}{\partial n'} G_n d\mathbf{r}' \quad (4.52)$$

Dabei ist Φ_0 frei wählbar und wird daher auch Eichung des Potentials genannt. Durch Ableitung dieser Potentialfunktion ergibt sich das elektrische Feld.

$$E_z = -\frac{1}{4\pi} \cdot \int \rho(\mathbf{r}') \frac{\partial G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial z} d^2 r'^2 - \frac{1}{4\pi} \cdot \oint \frac{\partial \Phi}{\partial n'} \cdot \frac{\partial G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial z} d\mathbf{r}' \quad (4.53)$$

² Die folgende Rechnung ist an die Publikation von Ng et al. [Ng et al. 2000] angelehnt und an die Verhältnisse der hier untersuchten Kompensationsstruktur angepasst.

$$E_y = -\frac{1}{4\pi} \cdot \int \rho(r') \frac{\partial G_n(r, r')}{\partial y} d^2r' - \frac{1}{4\pi} \cdot \oint \frac{\partial \Phi}{\partial n'} \cdot \frac{\partial G_n(r, r')}{\partial y} dr'$$

Eine mögliche Wahl für die Greenfunktion ist folgende [Ng et al. 2000]:

$$G_n = \frac{4\pi}{a \cdot b} \cdot \sum_{k,l=0}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{k\pi(z+a)}{2a}\right) \cdot \cos\left(\frac{l\pi(y+b)}{2b}\right)}{\frac{k^2\pi^2}{a^2} + \frac{l^2\pi^2}{b^2}} \cdot \cos\left(\frac{k\pi(z'+a)}{2a}\right) \cdot \cos\left(\frac{l\pi(y'+b)}{2b}\right) \quad (4.54)$$

Durch Einsetzen dieser Greenfunktion in die Gleichungen erhält man die entsprechenden Ausdrücke für das elektrische Feld in z und in y-Richtung.

Die sich daraus ergebenden Ausdrücke für die elektrischen Felder sind für die weiteren Untersuchungen zu unhandlich. Deshalb beschränkt man sich zunächst nur auf das elektrische Feld entlang der y-Richtung unter Berücksichtigung der Anschlussgebiete. Dann ist folgende Green-Funktion eine mögliche Lösung [Ng et al. 2000].

$$G_n = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2\pi}{k} \cdot \frac{\cos\left[\frac{k\pi}{2b}(y+b)\right] \cos\left[\frac{k\pi}{2b}(y'+b)\right]}{\sinh\left(\frac{k\pi a}{b}\right)} \cdot \cosh\left[\frac{k\pi}{2b}(x \pm a)\right] \cdot \cosh\left[\frac{k\pi}{2b}(x' \mp a)\right] \quad (4.55)$$

Diese kann man in die Gleichung für das elektrische Feld einsetzen und erhält:

$$E_y(y) = \frac{4bN_{p+q}}{(1+M^2)\pi^2\epsilon_0\epsilon_r} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{k\pi}{2b}(y+b)\right)}{k^2 \sinh\left(\frac{k\pi a}{b}\right)} \cdot \left\{ \sin\left(\frac{k\pi w}{b}\right) \sinh\left(\frac{k\pi a}{b}\right) - M \cdot B \right\} \quad (4.56)$$

wobei

$$B = \left[\cos(k\pi) - \cosh\left(\frac{k\pi a}{b}\right) \right] \left[1 + \cos\left(\frac{k\pi w}{b}\right) \right] \quad (4.57)$$

und

$$M = \frac{2v}{2a} \quad (4.58)$$

$2v$ bezeichnet die maximale Ausdehnung der Raumladungszone in den hochdotierten Anschlussgebieten. Dabei ist aus Symmetriegründen angenommen, dass die Dotierung und damit die Raumladungszonen in beiden Anschlussgebieten gleich groß sind.

Das elektrische Feld entlang der y-Richtung ist abhängig von der Breite D und damit auch von der halben Breite a der n- bzw. p-Schicht. Im folgenden (Abbildung 4.10) wird eine Struktur untersucht, in der die n- bzw. p-Schicht eine Dotierung von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ hat und bei der die halbe Breite a der Schicht zwischen $1 \mu\text{m}$ und $4 \mu\text{m}$ variiert wurde.

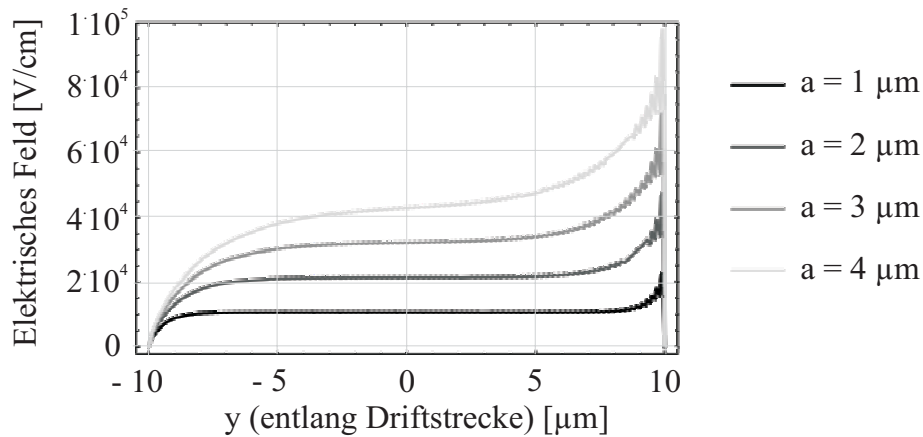


Abbildung 4.10 Analytisch bestimmtes elektrisches Feld entlang einer 20 μm langen Driftstrecke in der Mitte der n-Schicht. Die Breite der n- und p-Gebiete wird variiert. Links ist der n+ Anschluss, rechts der p+ Anschluss. Je größer die Breite der n-Schicht ist, umso geringer wird der Einfluss des elektrischen Feldes in z-Richtung, also der ReSurF-Wirkung. Entsprechend nimmt der Einfluss des durch die Anschlussgebiete dominierten elektrischen Feldes in y-Richtung zu.

Bei einer Breite a kleiner oder gleich 1 μm dominiert der Anteil des elektrischen Feldes in z-Richtung, also senkrecht zum p-n-Übergang. Dadurch werden wie in einer ReSurF-Struktur die maximalen elektrischen Felder am Übergang zu den Anschlussgebieten reduziert. Das resultierende elektrische Feld in y-Richtung ist über circa 80% der Driftstrecke. Erhöht man nun die Breite der n-Schicht, dann nimmt der Anteil des elektrischen Feldes in z-Richtung ab und der Einfluss der hochdotierten Anschlussgebiete nimmt immer stärker zu. Das elektrische Feld in y-Richtung weicht immer mehr von einem konstanten Verlauf ab. Somit bedingt das elektrische Feldmaximum am Übergang zum hochdotierten p+ Anschlussgebiet immer mehr den Durchbruch der Kompensationsstruktur.

Hält man nun die Breite D der n-Schicht konstant und variiert die Dotierung N_D der Schicht von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bis $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, dann nimmt das elektrische Feld am p-n-Übergang in z-Richtung zu (Abbildung 4.11). Aber die „ReSurF-artige“ Wirkung des elektrischen Feldes in z-Richtung und damit der Einfluss auf das elektrische Feld in y-Richtung bleibt gleich. Dadurch ist das elektrische Feld in y-Richtung nach wie vor über einen weiten Bereich der Driftzone konstant. Trotzdem steigt der Wert für das elektrische Feld am Übergang zum p+ Gebiet. Dieses Ergebnis zeigt, dass je höher die Dotierung in den Kompensationsschichten wird, umso größer wird auch der Einfluss der nicht ausgeräumten Anschlussgebiete auf das Durchbruchverhalten.

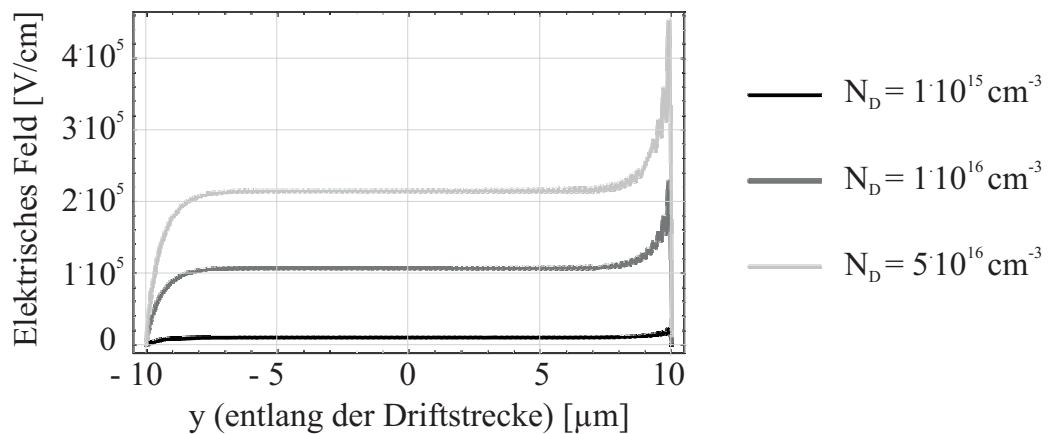


Abbildung 4.11 Analytisch bestimmtes elektrisches Feld entlang einer 20 µm langen Driftstrecke in der Mitte der n-Schicht. Die Dotierung in der n-Schicht wird variiert. Links ist der n+ Anschluss, rechts der p+ Anschluss. Je höher die Dotierung in der n-Schicht ist, umso größer wird auch der Wert des elektrischen Feldes am Übergang zum p+ Anschluss und daher auch der Einfluss der Anschlussgebiete auf die Durchbruchspannung.

Variiert man hingegen die Dotierung des p+ Anschlussgebietes, lässt aber die Dotierung der n-Schicht bei $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und auch die Breite der n-Schicht bei 1 µm, dann zeigt sich keine wesentliche Veränderung des elektrischen Feldes in y-Richtung (Abbildung 4.12). Das deutet darauf hin, dass die Breite der Raumladungszone in den hoch dotierten Gebieten keinen Einfluss auf die Feldverteilung innerhalb der Driftzone hat. Die Dotierung muss nur gerade so hoch gewählt sein, dass das Anschlussgebiet nicht vollständig ausgeräumt werden kann.

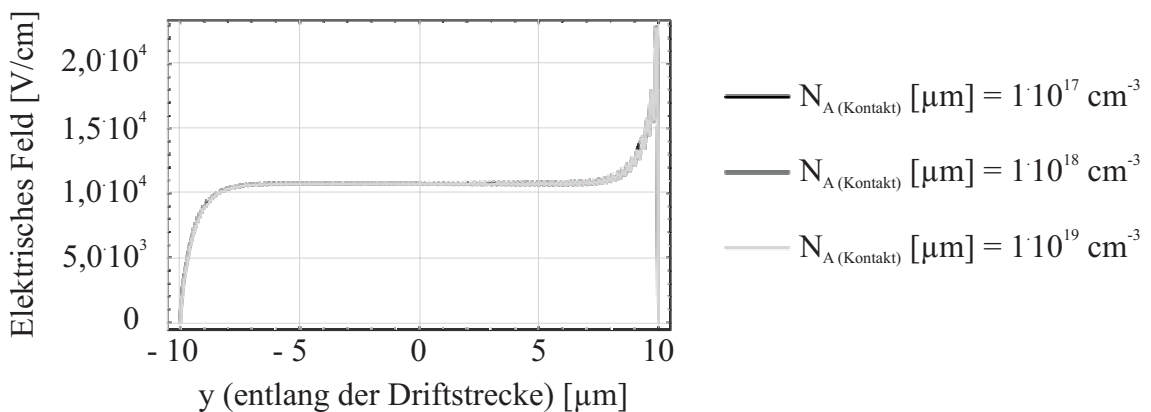


Abbildung 4.12 Analytisch bestimmtes elektrisches Feld entlang einer 20 µm langen Driftstrecke in der Mitte der n-Schicht. Die Dotierung in der p+ Anschlussschicht wird variiert. Links ist der n+ Anschluss, rechts der p+ Anschluss. Die resultierende elektrische Feldverteilung ist unabhängig von der Dotierung des Anschlussgebietes. Denn die Ausdehnung der Raumladungszone in den hoch dotierten Gebieten beeinflusst nicht den Feldverlauf innerhalb der Driftzone.

Aus den analytischen Rechnungen haben sich also zum einen Wege für die weitere Optimierung einer Kompensationsstruktur bestehend aus einem n- und p-Schichtstapel ergeben und zum anderen wurden Hinweise auf mögliche Einschränkungen, z.B. durch die hochdotierten Anschlussgebiete, geliefert. Im weiteren dieser Arbeit (Kapitel 6 und 7) sollen diese Ergebnisse durch Simulationen und experimentelle Proben eingehender untersucht werden. Für die Untersuchung anhand von experimentellen Proben ist aber zunächst die Entwicklung eines geeigneten Herstellungsprozesses erforderlich. Dieser wird nun zunächst in Kapitel 5 beschrieben.

5 Technologieentwicklung

5.1 Phosphor als Dotierstoff in der Si-Molekularstrahlepitaxie

Es gibt vier Kriterien für die Auswahl eines vorteilhaften Dotierstoffes [Eisele 2002]. Zum einen sollte die Ionisationsenergie möglichst gering sein, um einen temperaturunabhängigen Arbeitsbereich zu gewährleisten, zum anderen sollte die Diffusion in Silizium möglichst gering sein, damit weitere Prozesse bei höheren Temperaturen möglich sind. Darüber hinaus soll die Festkörperlöslichkeit möglichst hoch sein, um gute ohmsche Kontakte herzustellen und der Dotierstoff sollte sich mit seinem Atomradius gut in die Silizium Matrix einpassen, damit bei höheren Dotierstoffkonzentrationen sich aufgrund von Temperaturbelastungen keine Defekte, wie z.B. Versetzungen bilden. Insbesondere die letzten beiden Kriterien erfüllt Phosphor sehr gut, aber um ihn für die Silizium- MBE einsetzbar zu machen, müssen die geeigneten Epitaxieparameter gefunden werden. Wichtige Parameter sind u.a. die Wachstumstemperatur und die Wachstumsrate, beide beeinflussen Adsorption, Desorption und Oberflächenmobilität der angebotenen Atome, sowie Segregation und Diffusion beim Einbau in die wachsende Schicht (siehe Abbildung 5.1). Ziel der Optimierung der Epitaxie sind scharfe Dotierprofile, gute Kristallqualität und elektrische aktive, auf Gitterplätzen eingebaute Dotieratome.

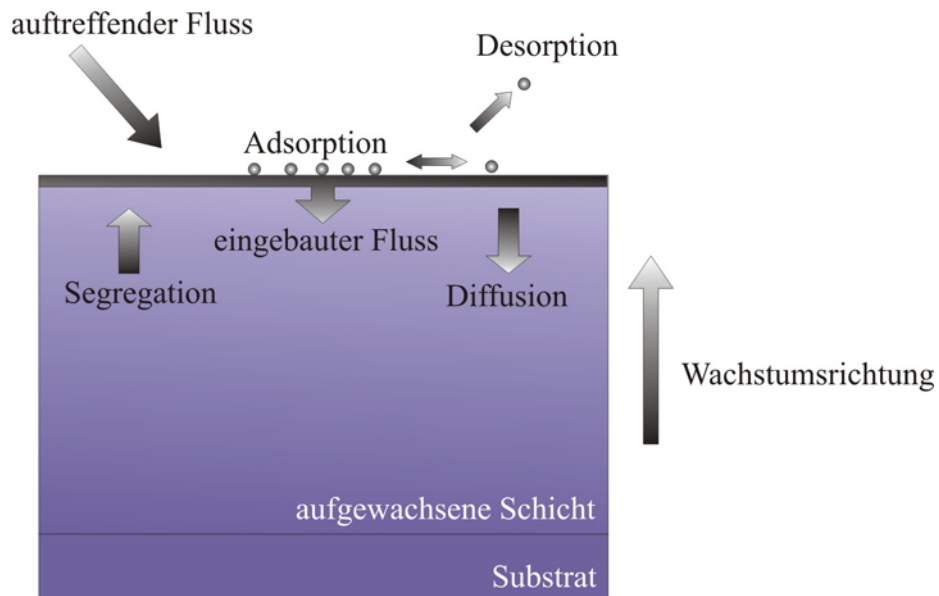


Abbildung 5.1 Wachstumsmechanismen in der Molekularstrahlepitaxie. Wichtige Parameter sind die Wachstumstemperatur und Wachstumsrate. Beide beeinflussen Adsorption, Desorption und Oberflächenmobilität der Atome.

5.1.1 Optimiertes Wachstum von Phosphor Delta-Dotierungen

Durch den zweidimensionalen Wachstumsmechanismus ist die homoepitaktische MBE prädestiniert für atomar scharfe Dotierprofile. So genannte Delta-Dotierungen, bei denen der Dotierstoff auf einige nm stark lokalisiert ist, wurden erstmals 1987 durch Zeindl et al. [Zeindl et al. 1987] realisiert. Hierbei wird zunächst das Substrat bei niedrigen Temperaturen ($< 400\text{ °C}$) mit Dotierstoff belegt, der dann durch eine dünne Siliziumschicht eingeschlossen wird. Im Anschluss wird diese Schicht bei höheren Temperaturen (z.B. 700 °C) rekristallisiert. Somit lassen sich Dotierkonzentrationen bis zu $1 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-2}$ in 1 bis 2 nm, also Konzentrationen bis über die Löslichkeitsgrenze hinaus, herstellen [Eisele 1996]. Wichtig bei der Herstellung der Delta-Dotierungen ist

der vollständige Einschluss der Dotieratome durch die dünne Siliziumschicht, um eine starke Lokalisierung zu erreichen. Da bekannt ist, dass die Segregation von Phosphor in Silizium auch bei niedrigeren Temperaturen erheblich ist [Friess et al. 1992], gilt es nun im Rahmen dieser Arbeit, die optimalen Parameter zur Herstellung von Phosphor Delta-Dotierungen (Abbildung 5.2) zu ermitteln. Entscheidend ist hierbei die Substrattemperatur beim Aufbringen des Dotierstoffes, um den Haftkoeffizienten und damit die Desorption zu beeinflussen. Des Weiteren wurde die Dicke der dünnen Siliziumschicht variiert, mit der der Dotierstoff eingeschlossen werden soll. Die Substrattemperatur ist die gleiche wie bei der Belegung des Dotierstoffes. Beim Wachstum der anschließenden Schicht ist wiederum die Substrattemperatur ausschlaggebend für die Segregation des Anteiles an Dotierstoff, der nicht durch die dünne Siliziumschicht eingeschlossen werden konnte.

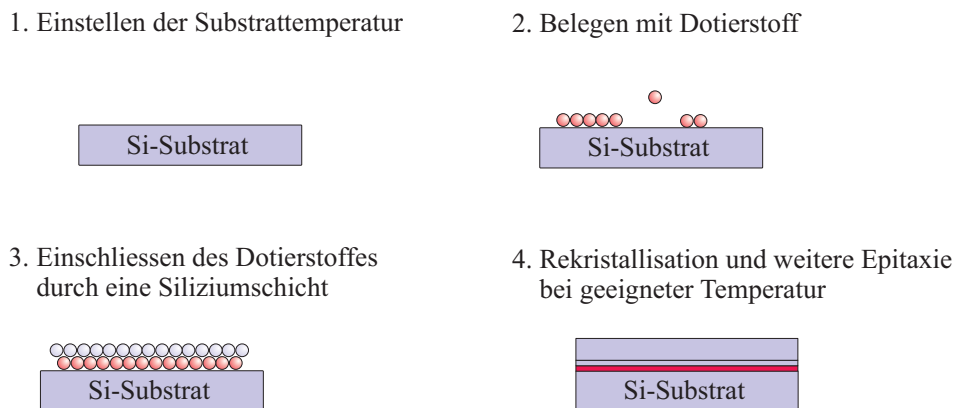


Abbildung 5.2 Schematische Darstellung der Herstellung einer Delta-Dotierung in der Silizium-Molekularstrahlepitaxie. Zunächst wird das Substrat mit Dotierstoff belegt. Anschließend wird der Dotierstoff durch eine dünne Siliziumschicht eingeschlossen. Bei einer höheren Temperatur werden die Schichten rekristallisiert und die Epitaxie vorgesetzt.

Wie in Abbildung 5.3 dargestellt, wurden Delta-Dotierungen mit verschiedenen Parametersätzen hergestellt und mittels SIMS (Sekundärionenmassenspektrometrie) analysiert. Eine 50 nm dicke, amorphe Schicht, die den Schichtstapel abschließt, gibt einen Hinweis auf den Anteil an Dotierstoff, der nicht in die Delta-Dotierung eingebaut wurde, sondern an die Grenzfläche zwischen kristalliner und amorpher Schicht segregiert ist. Es ist dabei allerdings zu beachten, dass bei der Unterbrechung des Wachstums, auch Dotierstoff aus der Hintergrunddotierung der Epitaxiekammer an die Waferoberfläche und somit an die Grenzfläche zwischen kristalliner und amorpher Schicht kommen kann. Es sind daher nur relative Vergleiche in Bezug auf die Dotierstoffmenge an der Grenzfläche möglich und auch das nur, wenn man jeweils für die gleiche Dauer die Epitaxie unterbricht. Bei den in Abbildung 5.3 gezeigten Untersuchungen war die Unterbrechungsdauer vor der Herstellung der abschließenden amorphen Schicht 40 Minuten. In dieser Zeit ist das Substrat nach Abschalten der Heizleistung des Strahlungsovens auf eine Temperatur von 100 °C abgekühlt.

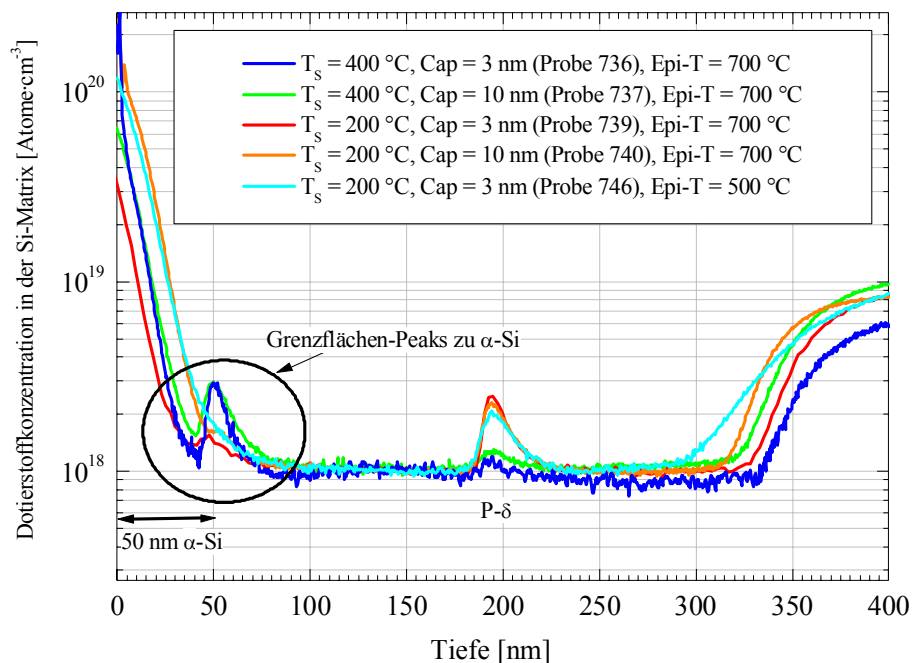


Abbildung 5.3 SIMS Analyse unterschiedlich hergestellter Phosphor-Delta-Dotierungen mit dem Ziel der Optimierung der Herstellung. Die Delta-Dotierungen wurden auf einem hochdotierten Substrat aufgewachsen. Man erkennt dies in der SIMS Analyse im Ansteigen der Dotierung ab 350 nm. Auf das Substrat wurde eine 150 nm dünne, homogene Schicht ohne Dotierstoffkoevaporation abgeschieden. Anschliessend wurde die Delta-Dotierung (bei 200 nm) hergestellt und darauf wiederum eine 150 nm dicke homogene Schicht ohne Koevaporation abgeschieden. In der SIMS Analyse ist bei 50 nm der Übergang zum amorphen Silizium (α -Si). Dort scheint die Dotierung scheinbar wieder anzusteigen. Dies ist aber kein realer Anstieg in der Dotierung, sondern resultiert aus der geringeren Dichte von amorphem Silizium.

Bei einer Substrattemperatur von 400 °C konnte Phosphor weder durch eine 3 nm dicke noch durch eine 10 nm dicke Siliziumschicht vollständig eingeschlossen werden. Reduziert man aber die Substrattemperatur während der Belegung mit Dotierstoff auf 200 °C, dann wird der Dotierstoff nahezu vollständig eingeschlossen. Wenn man weiterhin die Epitaxietemperatur in der darauffolgenden Schicht von den standardmäßig eingesetzten 700 °C auf 500 °C herabsetzt, dann lässt sich der Dotierstoff vollkommen in der Delta-Dotierung lokalisieren. Denn durch die Herabsetzung der Wachstumstemperatur der darauffolgenden Schicht, wird die Segregation des Anteils an Dotierstoff, der nicht eingeschlossen werden konnte, herabgesetzt. Die Epitaxietemperatur sollte dennoch hoch genug gewählt werden, um eine gute Kristallqualität zu gewährleisten. Untersuchungen [Rupp 1996] mit Positronen-Annihilations-Spektroskopie haben gezeigt, dass ab einer Epitaxietemperatur von 475 °C die Punktdefektdichte sehr gering ist und demnach die Kristallqualität gut ist. Möchte man darüber hinaus die Kristallqualität der zuletzt gewachsenen Schicht verbessern, dann kann man im Anschluss an das Wachstum einen Rekristallisationsschritt durchführen. In der SIMS-Untersuchung zur Optimierung von Delta-Dotierungen fällt auf, dass die Hintergrunddotierung von Phosphor im Bereich von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ liegt. Dies entspricht allerdings nicht der tatsächlich eingebauten Dotierstoffmenge, sondern der Auflösungsgrenze einer nicht für Phosphor optimierten SIMS-Analyse. Im weiteren ist es gelungen die Auflösungsgrenze der SIMS-Analyse auf $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ zu reduzieren. So konnte gezeigt werden, dass die gemessene Dotierung von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ nicht der wirklichen Hintergrunddotierung entspricht. Die tatsächliche

Hintergrunddotierung in der Epitaxiekammer wurde, wie später in diesem Kapitel beschrieben, mittels anderer Analysemethoden (z.B. Vierspitzenmethode) bestimmt und liegt bei ungefähr $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

5.1.2 Segregation von Phosphor

Segregation beschreibt die Umverteilung von Dotierstoff während der Wachstumsphase aus einer ursprünglichen Schicht in die Wachstumsrichtung. Dies führt zu einer Oberflächenkonzentration n_s von aufschwimmenden Adatomen. Setzt man diese ins Verhältnis zu der Volumenkonzentration n_B an Dotierstoff, ergibt sich die Segregationsrate r_s .

$$r_s = \frac{n_s}{n_B} \quad (5.1)$$

Diese wird in der Regel auf eine Monolage und die Dichte von Silizium normiert.

$$r = \frac{n_s}{1,36 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}} \cdot \frac{5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}}{n_B} \quad (5.2)$$

Vernachlässigt man die Desorption kann man folgende Kontinuitätsgleichung aufstellen:

$$\frac{dn_s}{dt} = F - n_B R \quad (5.3)$$

wobei F der Dotierstofffluss ist und $n_B R$ den Einbau von Adatomen bei konstanter Wachstumsrate R beschreibt. Stoppt man den Dotierstofffluss ($F=0$) und wächst bei gleicher Rate reines Silizium weiter auf, dann ergibt sich durch Integration der Gleichung 5.3, dass

$$n_s(x) = n_{s0} \cdot e^{-\frac{x}{l_s}} \quad (5.4)$$

Das bedeutet, dass die Dotierstoffkonzentration unter der Voraussetzung, dass die Segregationsrate nicht orts- und zeitabhängig ist, exponentiell in der Siliziumschicht abnimmt. Als Segregationslänge Δ bezeichnet man dann den Wert für x , bei dem die ursprüngliche Dotierstoffkonzentration n_{s0} auf den e -ten Teil abgefallen ist.

Im wesentlichen hängt die Segregation eines Dotierstoffes von der Wachstumstemperatur und -rate ab, sowie von der Substratorientierung und der Dotierstoffkonzentration. Experimentell kann man die Segregationsrate mit Hilfe verschiedener Ansätze bestimmen. Entweder man bestimmt n_s und n_B mittels z.B. Auger-Spektroskopie und SIMS [Fresart 1988], oder man bestimmt die exponentielle Abnahme des Dotierstoffes mittels SIMS und daraus Δ [Hobart et al. 1996]. Man kann auch die Segregationsrate durch Variation der Substrattemperatur und damit der Variation des Dotierstoffeinsbaus bestimmen [Oehme et al. 2000].

Wie im weiteren gezeigt wird, kann man aber auch Delta-Dotierungen zur Bestimmung der Segregationsrate benutzen. Vorteilhaft ist letzteres insbesondere, wenn die Temperatur, bei der sich ein Gleichgewicht beim Einbau von Dotierstoff bei gegebenem Fluss einstellt, gering, also z.B. kleiner $400 \text{ }^\circ\text{C}$ ist. Im Ergebnis ist die genaue Kenntnis über die Segregation von Phosphor sowohl für die Herstellung von Kurzkanaltransistoren (z.B. einem Planar-Doped-Barrier-Field-Effect-Transistor (PDBFET)) und von Kompensationsstrukturen nötig. Ein typischer Schichtstapel bei der Herstellung eines p-Kanal-PDBFETs auf einem p-dotiertem Substrat ist folgender: intrinsische Si-Schicht, Phosphor-Delta, intrinsische Schicht und abschließend eine hochdotierte Bor-Schicht. Genau diese Schichtfolge kann aber auch zur Untersuchung der Segregation verwendet werden. Dabei ist die Substrattemperatur während des Delta-Wachstums entscheidend für den Segregationsprozess. Die intrinsische Schicht nach der

Delta-Dotierung wird so hergestellt, dass die Segregation in dieser Schicht hoch ist, um den Einbau in diese Schicht besonders gering zu halten. Möglich ist also zum Beispiel eine bei 700 °C hergestellte 50 bis 100 nm dicke intrinsische Schicht. Abbildung 5.4 zeigt ein typisches SIMS Profil eines solchen Schichtstapels.

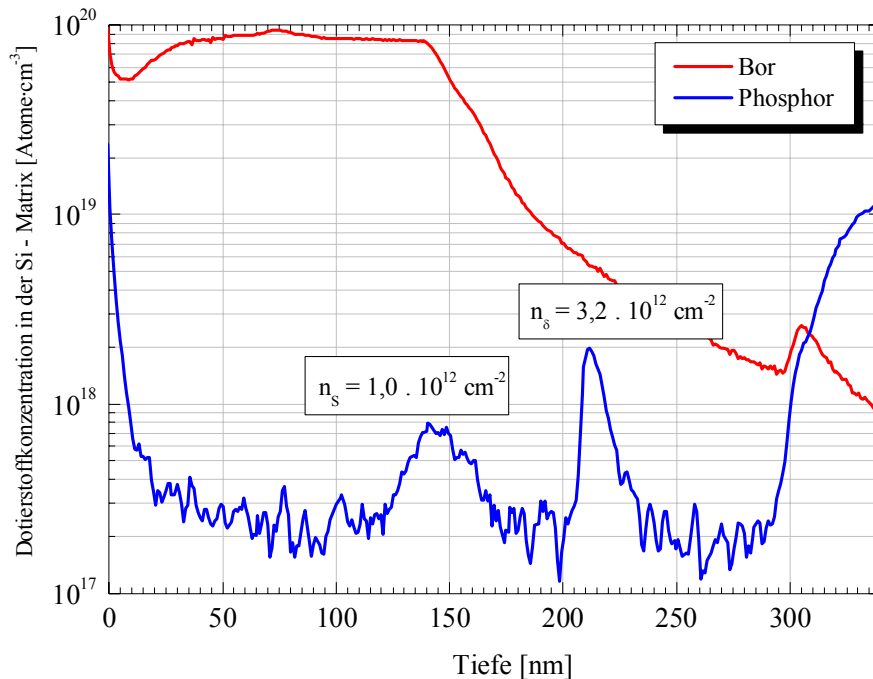


Abbildung 5.4 Schichtstapel hergestellt zur Untersuchung der Segregation bei Phosphor (Scheibenummer 05032/8). Auf einem hochdotierten n+ Substrat wird eine 100 nm dicke intrinsische Schicht gewachsen. Anschliessend wird die Phosphor-Delta-Dotierung aufgewachsen, gefolgt von einer 50 nm dicken intrinsischen Schicht. Zum Abschluss wird noch eine 150 nm dicke, homogen mit Bor dotierte Schicht aufgewachsen. Dieser Schichtstapel entspricht bis auf das Substrat dem eines p-Kanal PDBFETs

Man erkennt, dass sich zu Beginn der hochdotierten Bor-Schicht eine lokale Ansammlung an Phosphor findet. Hierbei handelt es sich um Dotierstoff, der nicht im Delta eingebaut wurde, sondern segregiert ist. Die Frage ist nun, ob die Phosphorkonzentration in der Bor-Schicht ganz oder anteilig der Konzentration an Dotierstoff entspricht, die nicht im Delta eingebaut wurde und segregiert ist. Am besten lässt sich dies, wie schon bei der Optimierung der Delta-Dotierungen, durch eine amorphe Siliziumschicht als Deckschicht überprüfen. Wie Abbildung 5.5 zeigt, sammelt sich an der Grenzfläche zwischen kristalliner und amorpher Schicht kein Dotierstoff, so dass man daraus schließen kann, dass die eingebaute Konzentration der gesamten Oberflächenkonzentration der Segregation entspricht.

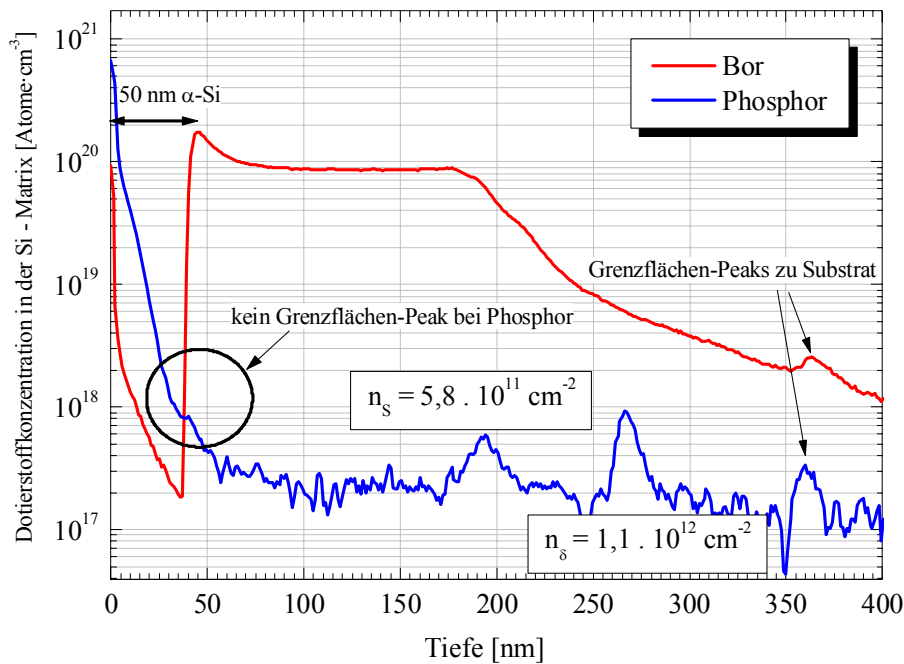


Abbildung 5.5 Schichtstapel hergestellt zur Untersuchung der Segregation bei Phosphor (Scheibenummer 03042/4). Um zu untersuchen, ob sich der segregierte Phosphor vollständig am Beginn der hoch dotierten Borschicht ansammelt, wurde im Anschluss an diese hoch dotierte Schicht eine 50 nm dicke amorphe Siliziumschicht aufgewachsen. Am Übergang zur amorphen Schicht zeigt sich kein wesentlicher Peak, somit kann man schlussfolgern, dass der wesentliche Teil der segregierten Phosphormenge in der Borschicht zu finden ist.

Die unterschiedliche Konzentration an Phosphor zu Beginn der hochdotierten Borschicht in Abbildung 5.4 und 5.5 ist noch als innerhalb der Fehlergrenzen von quantitativen SIMS Analysen zu sehen. Da außerdem, wie im weiteren erläutert wird, nur relative Parameter verwendet werden, mitteln sich diese Kalibrationsfehler heraus. Aus der Literatur ist bekannt, dass bei einer Temperatur von 700 °C die Segregationslänge 810 nm beträgt [Hobart et al. 1996]. Man kann also daraus abschätzen, dass die Dotierstoffkonzentration bei 700 °C innerhalb von 50 nm maximal um 10 % abnimmt. Dies lässt die Annahme zu, dass die Phosphorkonzentration n_s durch Segregation in der 3 nm dünnen Siliziumschicht nach der Dotierstoffbelegung bedingt ist. Unter Zuhilfenahme der Gleichung 5.4 kann man die Segregationsrate von Phosphor bei der entsprechenden Substrattemperatur und konstanter Wachstumsrate bestimmen. Bei 400 °C ergibt sich eine Segregationslänge von (100 ± 30) nm und bei 200 °C ergibt sich eine Segregationslänge von $(3,6 \pm 1,1)$ nm. Das bedeutet für ein Delta, das bei 200 °C Substrattemperatur mit einer Deckschicht von 3 nm hergestellt wird, dass 64 % der ursprünglichen Dotierstoffbelegung in das Delta eingebaut wurden und 36 % sich an der Oberfläche der Siliziumschicht sammeln können (Abbildung 5.6). Eine weitere Reduktion der Substrattemperatur wäre für den Einschluss des Dotierstoffes von Vorteil. Aber dies führt zu einer Verlängerung der Prozessdauer und birgt darüber hinaus die Gefahr, dass sich vermehrt Dotierstoff unkontrolliert aus der Hintergrunddotierung der Epitaxiekammer einbaut. Deshalb wurde im weiteren eine Prozesstemperatur von 200 °C bei der Herstellung von Phosphor-Delta-Dotierungen beibehalten.

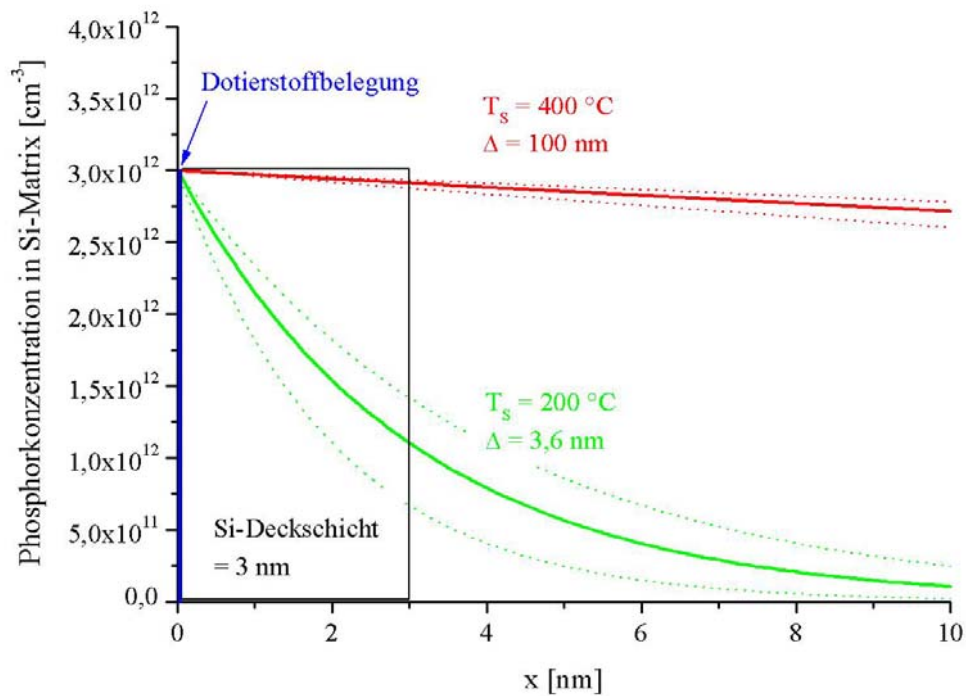


Abbildung 5.6 Verlauf des Dotierstoffes aufgrund von Segregation innerhalb der 3 nm dünnen Siliziumdeckschicht

Zur Überprüfung der Segregationslänge bei 200 °C Substrattemperatur wurde ein ähnlicher Schichtstapel wie in Abbildung 5.4 hergestellt, jedoch anstelle der Delta-Dotierung wurde eine 10 nm dünne homogen mit Phosphor dotierte Schicht eingefügt. Es ergibt sich dabei eine Segregationsrate von $(3,8 \pm 1,1)$ nm, was die mittels Delta-Dotierung gefundene Segregationsrate bestätigt. Weitere Bestätigung liefert der Vergleich mit experimentellen Ergebnissen anderer Gruppen [Hobart et al. 1996; Nuetzel et al. 1996]. Hierfür bietet sich eine Arrhenius-Darstellung an, wie sie in Abbildung 5.7 gezeigt ist.

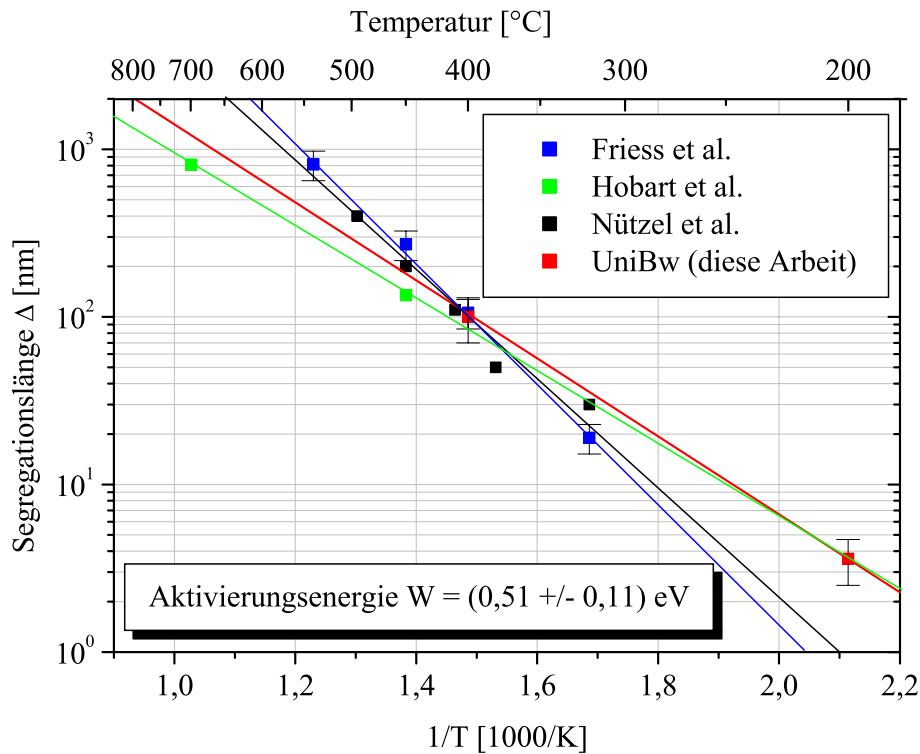


Abbildung 5.7 Arrhenius Darstellung der Segregationslänge. Im Rahmen dieser Arbeit konnte mit Hilfe von Delta-Dotierungen Segregationslängen bei 400 °C und 200 °C ermittelt werden. Daraus hat sich eine Aktivierungsenergie von 0,51 eV ergeben. Die für 400 °C ermittelte Segregationslänge passt gut zu den Werten von anderen Arbeitsgruppen. Außerdem war es zum ersten Mal möglich, eine Segregationslänge für Temperaturen unter 300 °C zu ermitteln. Dies ist für die Herstellung von Delta-Dotierungen wichtig, denn bei größeren Segregationslängen kann der Dotierstoff nicht vollständig eingeschlossen werden.

In der Literatur sind mehrere theoretische Modelle zur Erklärung der Segregation bekannt, darunter das „Zwei-Zustands-Modell“ [Jorke et al. 1989; Ni et al. 1989] und das „Oberflächendiffusions-Modell“ [Nuetzel et al. 1996]. Eine Herausforderung der theoretischen Beschreibung der Segregation ist die wechselnde Abhängigkeit von der Temperatur. Zunächst nimmt die Segregationslänge mit abnehmender Temperatur zu. Ab 550 °C nimmt die Segregationslänge mit abnehmender Temperatur wieder ab [Nuetzel et al. 1996]. Man bezeichnet den Bereich bei tieferen Temperaturen als den kinetisch limitierten Bereich. Beim „Zwei-Zustands-Modell“ geht man davon aus, dass es eine Energiebarriere zwischen einem Oberflächenzustand und einem Zustand in der obersten Kristallebene gibt und dass eine Aktivierungsenergie W notwendig ist, um mit einer bestimmten Frequenz von einem Zustand in den anderen zu springen. Je geringer die Energiebarriere ist, umso größer ist die Segregationsrate für eine gegebene Temperatur. Die Temperatur bestimmt unter anderem die Frequenz der Zustandwechsel. Beim „Oberflächendiffusions-Modell“ ist angenommen, dass ein Dotieratom nur in der Nachbarschaft eines weiteren Atoms bei einer energetisch günstigeren „Stufe“ eingebaut werden kann. Damit ist die Segregation abhängig von der Oberflächendiffusion. Diese bestimmt auch die „Stufendichte“ bei einer bestimmten Wachstumstemperatur. Die mit Hilfe des „Oberflächendiffusions-Modells“ von Nützel et al. [Nuetzel et al. 1996] ermittelte Aktivierungsenergie für Phosphor von 0,66 eV liegt 30 % bis 50 % höher als die in dieser Arbeit bestimmte Energie von 0,51 eV. Dies lässt sich damit erklären, dass der von Nützel et al. ermittelte Wert für die Aktivierungsenergie auf den experimentellen Ergebnissen in einem Temperaturbereich von 400 °C bis 500°C basiert. Die Segregationslängen, die für Temperaturen unter

400 °C von Nützel et al. bestimmt wurden, lassen auch die Berechnung einer kleineren Aktivierungsenergie zu.

Bei der Bestimmung der Segregationsrate mit Delta-Dotierungen spielt die hochdotierte Bor-Schicht eine entscheidende Rolle. Hierbei nutzt man aus, dass die Segregationsrate durch Zugabe einer sogenannten „oberflächenaktiven“ Spezies („surfactant“) deutlich reduziert wird [Osten et al. 2000; Xie et al. 1996]. Dies begründet sich auf die verringerte Enthalpie der Segregation [Copel et al. 1989] beziehungsweise auf die erhöhte Mobilität durch Zugabe der oberflächenaktiven Spezies. Im hier vorliegenden Fall ist Bor die oberflächenaktive Spezies für Phosphor auf Silizium, d.h. in Anwesenheit von Bor wird die Segregationsrate von Phosphor reduziert. So konnte in dieser Arbeit ermittelt werden, dass die Segregationslänge von Phosphor von 810 nm bei 700 °C auf maximal 25 nm, d.h. um einen Faktor 30, reduziert wird. Dies entspricht der Breite der Anstiegsflanke der Phosphoransammlung in der Bor-Schicht. Wie in Abbildung 5.8 gezeigt, ist die Wirkung der oberflächenaktiven Spezies stark abhängig von der Konzentration derselben. Eine geringere Konzentration hat eine geringere Reduktion der Segregationsrate zur Folge. Dies ist auch im Einklang mit dem Oberflächendiffusionsmodell, bei dem der Einbau der segregierten Spezies von der Anwesenheit von weiteren Atomen abhängt.

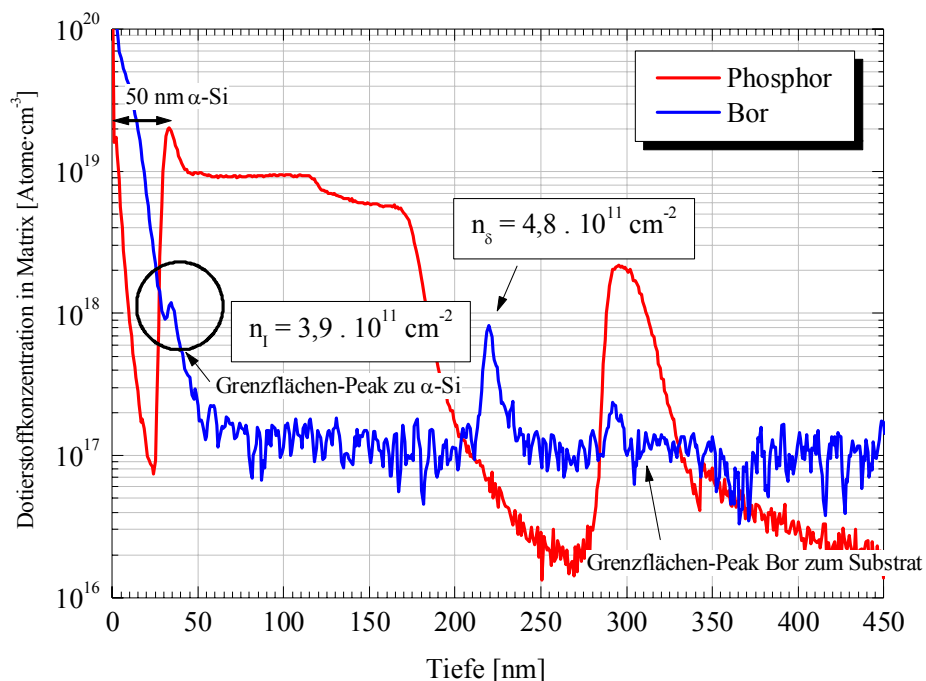


Abbildung 5.8 Die Wirkung der oberflächenaktiven Spezies hängt von deren Konzentration ab. In dem hier hergestellten Schichtstapel (03042/5) ist die Bor-Konzentration reduziert, die Segregationslänge wird also nicht so stark verringert und so zeigt sich auch kein Phosphor-Peak mehr zu Beginn der Bor-Schicht.

Diese Ergebnisse zur Herstellung von Phosphor-Delta-Dotierungen und zur Segregation des Dotierstoffes sind eine wesentliche Grundlage zur Realisierung von Kompensationsstrukturen mit Molekularstrahlepitaxie. Denn nur wenn der Dotierstoff in Delta-Dotierungen stark lokalisiert werden kann, lässt sich auch die räumliche Trennung von Ladungsträgern durch alternierende Delta-Dotierprofile realisieren.

5.2 Prozessentwicklung zur Herstellung von lateralen Widerständen und Leistungsdioden

Um Driftzonen von Leistungs-MOSFETs zu optimieren, kann man in einem ersten Schritt die Driftzone als Leistungsdiode und als lateralen Widerstand, also den aus- und eingeschalteten Zustand separat, untersuchen. Im folgenden wird der Prozess zur Herstellung von lateralen Leistungsdioden und Widerständen beschrieben.

5.2.1 Gesamtprozess

Der erste Schritt bei der Herstellung von lateralen Leistungsdioden und Widerständen ist die Realisierung der Driftzone, die dann im weiteren seitlich kontaktiert wird. Die alternierenden n- und p-Gebiete werden mit Molekularstrahlepitaxie aufgewachsen. Dadurch lassen sich auch räumlich konzentrierte Delta-Dotierungen in der Driftzone realisieren. Die Schichten werden auf einem hochohmigen p-Substrat mit einem spezifischen Widerstand von mindestens 1000 Ohm·cm aufgewachsen (Abbildung 5.9). Dies soll den elektrischen Durchbruch zur Rückseite hin verhindern. Eine andere Möglichkeit dies zu realisieren, ist die Herstellung der lateralen Leistungstransistoren auf SOI (Silicon-On-Insulator)-Substraten. Hierbei ist dann aber zu beachten, dass die im Transistor generierte Wärme schlechter abgeleitet werden kann.

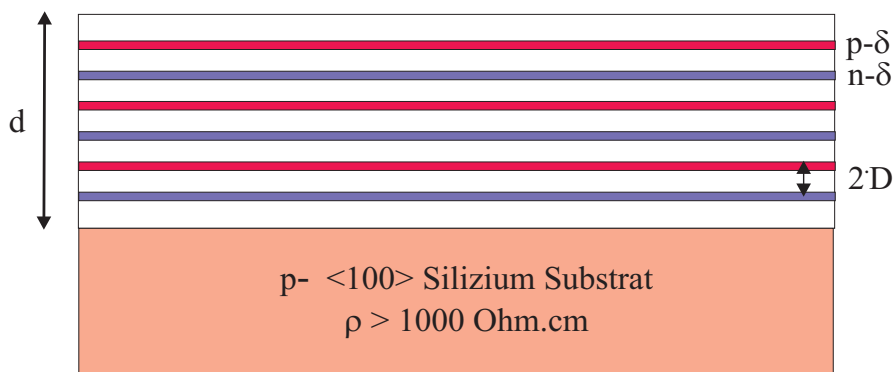


Abbildung 5.9 Schematische Darstellung des mit Molekularstrahlepitaxie hergestellten Schichtstapels. In diesem Fall ist exemplarisch eine Kompensationsstruktur mit Phosphor- und Bor-Delta-Dotierung gezeigt. Das Substrat ist p-dotiert, hat eine <100> Orientierung und einen spezifischen Widerstand ρ , der größer als 1000 Ohm·cm ist.

Die aufgewachsenen Schichten haben zusammen eine Dicke d von bis zu 2,5 μm . Um alle Schichten für die Driftzone nutzen zu können, müssen diese daher mindestens bis in eine Tiefe von 2,5 μm kontaktiert werden. Realisiert man niederohmige Kontaktgebiete durch Implantation ist ab einer Tiefe von 1 μm Hochenergieimplantation erforderlich, denn nur damit lassen sich Implantationsgebiete in einer Reichweite von größer 1 μm herstellen. Außerdem muss man mehrere Implantationen durchführen, um auch die näher an der Oberfläche gelegenen Schichten zu kontaktieren. Die Hochenergieimplantation hat aber noch weitere Nachteile. Der relative Fehler der Reichweite ist bei Hochenergieimplantation sehr groß. Daher lässt es sich nicht verhindern, dass auch erhebliche Teile des Substrates kontaktiert werden. Dies hat zur Folge, dass der Einfluss des Substrates bei der elektrischen Analyse der aufgewachsenen Driftzone nicht mehr vernachlässigbar ist. Außerdem ist die Wahl der Maske bei der Hochenergieimplantation entscheidend. Normale Fotolackmasken sind keine ausreichende Barriere, daher muss man dickere Oxid- oder Nitridschichten als Maske entwickeln. Nicht zuletzt ist Hochenergieimplantation ein teurer Prozessschritt.

Um die Hochenergieimplantation zu umgehen und trotzdem tiefer gelegene Schichten kontaktieren zu können, wird die Driftzone durch anisotropes Ätzen räumlich begrenzt. Dadurch kann man in die Flanken der Driftzonen mit geringer Energie ($< 100 \text{ keV}$) implantieren und so die Driftzone seitlich kontaktieren. Außerdem kann man die Überätzung in das Substrat hinein gut über die Ätzrate kontrollieren und so den parasitären Anteil des Substrates bei der Untersuchung der Driftzone minimieren.

Silizium lässt sich nasschemisch anisotrop mittels KOH (Kaliumhydroxid) und ähnlich wirkender Chemikalien ätzen. Im allgemeinen greifen diese nasschemischen Ätzlösungen auch Fotolacke an. Daher ist es erforderlich, eine Maske aus einem dünnen Oxid-Nitridschichtstapel zu realisieren (Abbildung 5.10). Diese dient dann auch im weiteren zur Oberflächenpassivierung der Driftzonen.

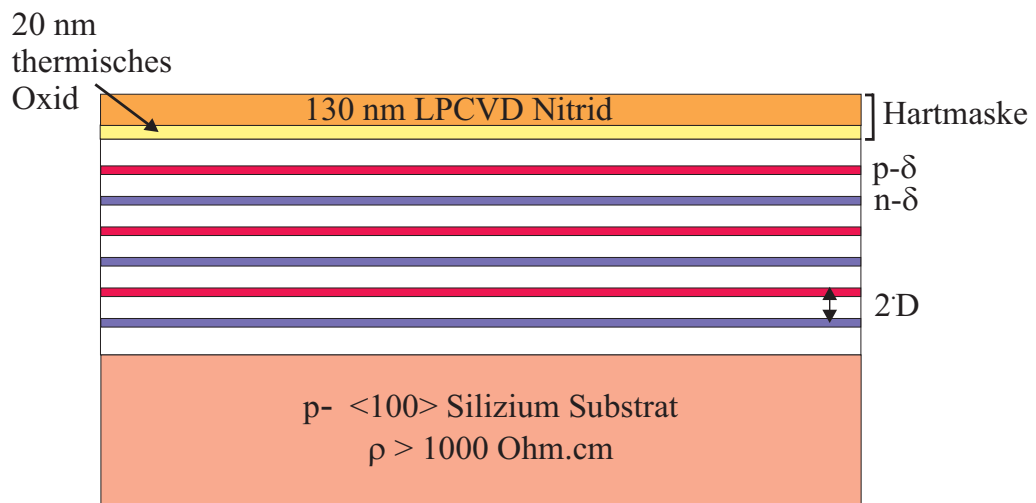


Abbildung 5.10 Im Anschluss an die Herstellung des Schichtstapels wird eine dünne Hartmaske aufgebracht. Diese dient im weiteren zur Strukturübertragung bei der anisotropen nasschemischen Ätzung. Die 20 nm dicke Oxidschicht dient dabei als Haftvermittler zum Siliziumnitrid (Si_3N_4) und hilft außerdem den möglichen mechanischen Stress des Siliziumnitrids zu reduzieren.

Durch die nasschemische Strukturierung mit KOH entstehen bei einem $<100>$ orientierten Schichtstapel charakteristische $<111>$ orientierte Flanken. Diese haben einen Winkel von $54,7^\circ$ zur Oberfläche (Abbildung 5.11).

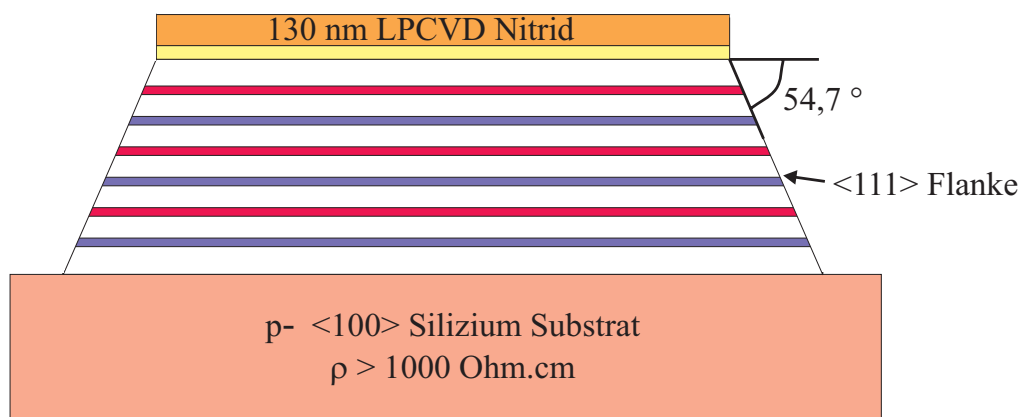


Abbildung 5.11 Der Schichtstapel wird nasschemisch anisotrop strukturiert. Dabei macht man sich die Eigenschaften einer kristallographischen Ätzung zunutze. Es entstehen bei der Ätzung charakteristische Ätzflanken, die eine $<111>$ Orientierung aufweisen. Da sich diese Ätzflanke von selbst einstellt, ist die Rauigkeit der Ätzflanke gering.

In die Ätzflanken kann man dann die seitlichen Kontakte implantieren (Abbildung 5.12). Anschließend werden die implantierten Gebiete durch einen kurzen Ausheilschritt (Rapid Thermal Annealing) bei 1070 °C in 9 s unter Stickstoffatmosphäre rekristallisiert und bei 800 °C in 5 s unter Stickstoffatmosphäre aktiviert.

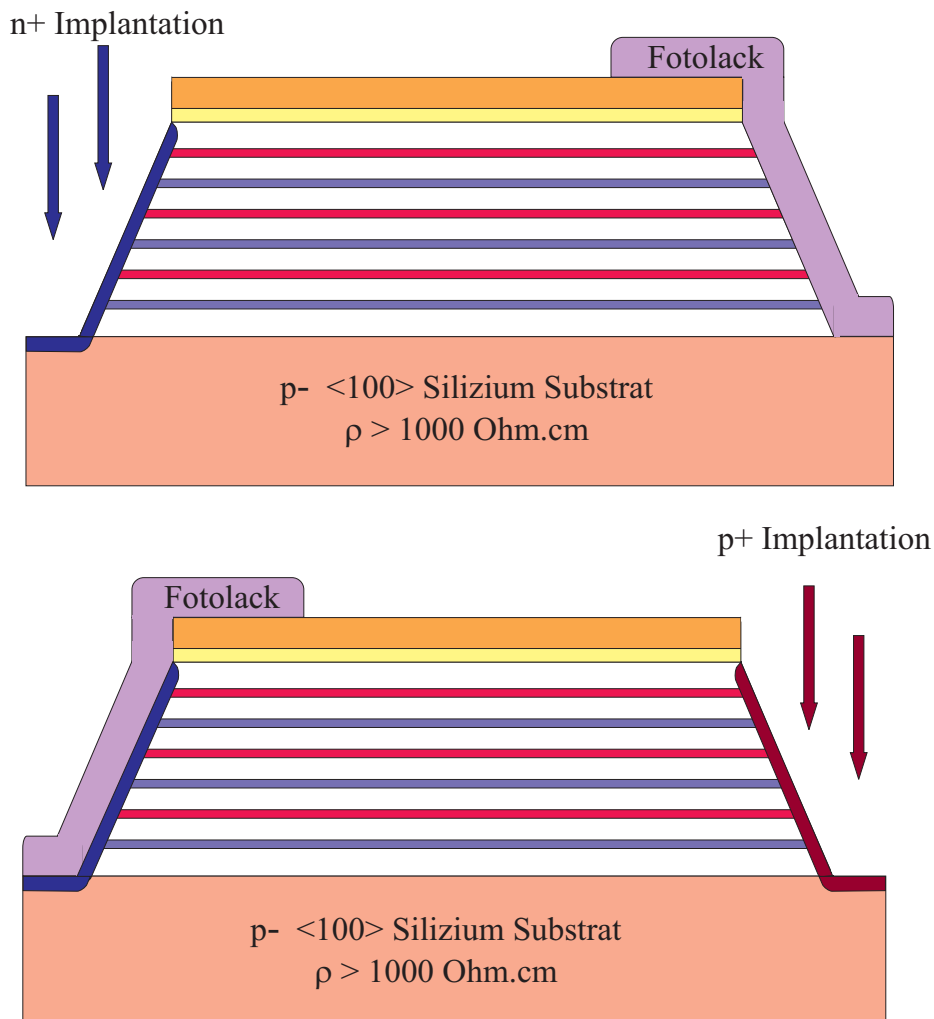


Abbildung 5.12 Nach der anisotropen Strukturierung ist es möglich, in die seitlichen Ätzflanken mit einer geringen Energie zu implantieren. Um bei einer Diode die gegenüberliegenden Seiten mit einer unterschiedlichen Dotierung kontaktieren zu können, wird bei der Implantation jeweils eine Seite mit gehärtetem Fotolack abgedeckt. Für eine Widerstandsstruktur bleiben beide Seiten für die Implantation offen.

Zur Kontaktierung der hochdotierten Anschlussgebiete wird außerdem noch Aluminium aufgedampft oder gesputtert und anschließend nasschemisch strukturiert (Abbildung 5.13).

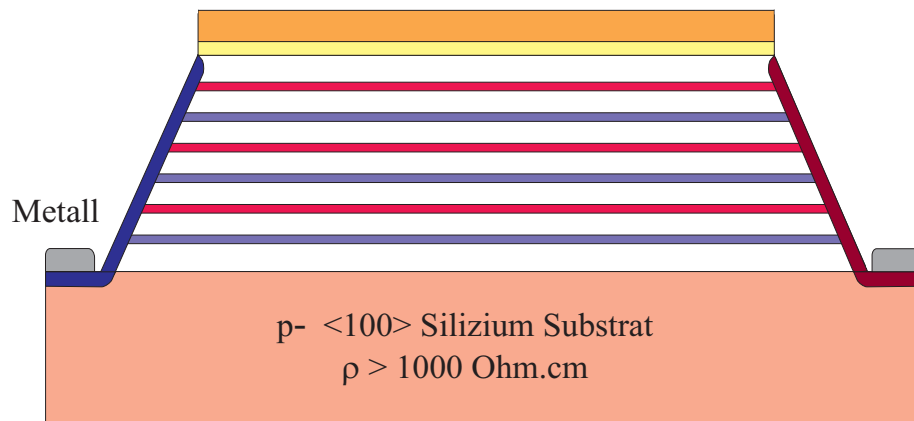


Abbildung 5.13 Nach der Implantation der Anschlussgebiete werden die amorphisierten Siliziumbereiche durch einen RTP (Rapid Thermal Processing) Schritt ausgeheilt und aktiviert. Danach kann eine dünne Metallschicht, hier Aluminium, aufgebracht und strukturiert werden.

Zusammenfassend ergibt sich folgender Prozess für die Herstellung von lateralen Kompensationsstrukturen:

1. Reinigung der Wafer
2. Schichtwachstum mit Molekularstrahlepitaxie
3. Oxidation
4. LPCVD Nitridabscheidung
5. Fotolithografie zur Strukturierung der Hartmaske
6. Ätzen der Hartmaske
7. Kristallographisches Ätzen des Schichtstapels
8. Fotolithografie zur Abschattung der p+ Kontakte
9. Implantation der n+ Kontakte
10. Fotolithografie zur Abschattung der n+ Kontakte
11. Implantation der p+ Kontakte
12. Rekristallisieren und Aktivieren der implantierten Dotierstoffe mittels RTP
13. Aufdampfen (Herstellungsdurchlauf 1) von Al bzw. Aufputtern (Herstellungsdurchläufe 2 und 3) von AlSi_2
14. Fotolithografie zur Strukturierung von Al
15. Nasschemisches Ätzen von Al

Auf die für die Funktion der lateralen Bauelemente kritischen Prozesse wie das Schichtwachstum, das nasschemische Ätzen des Schichtstapels und die Implantation der Kontakte wird im folgenden näher eingegangen.

5.2.2 Schichtwachstum mit Molekularstrahlepitaxie

Vor dem eigentlichen Beginn des epitaktischen Wachstums zur Herstellung des Schichtstapels müssen die Wafer zunächst gereinigt werden. Die Reinigung hat einen entscheidenden Einfluss auf die Kristallqualität der epitaktischen Schichten [Fehlauer 1997]. Ein bewährter Reinigungszyklus vor der Epitaxie setzt sich aus folgenden Schritten zusammen:

1. Trockenoxidation bei 1050 °C für 15 min.
2. Ganzflächiges Ätzen des SiO_2 mit HF
3. RCA Reinigung
4. thermische Desorption in der Epitaxieanlage bei 900 °C für 10 min.

Bei der Lagerung von Wafern in Kunststoffboxen können Bestandteile der Verpackung, wie zum Beispiel „Weichmacher“ und Antioxidantien, durch Migration oder Ausgasen die Wafer kontaminieren. Durch einen Oxidationsschritt bei hoher Temperatur können die organischen Rückstände, also im Wesentlichen Kohlenstoffverbindungen, auf der Waferoberfläche verascht werden [Fehlauer 1997]. Das dabei entstandene Opferoxid muss in einem weiteren Schritt wieder ganzflächig mit Flusssäure (HF) entfernt werden. Die nachfolgende nasschemische RCA Reinigung soll die restlichen Oberflächenkontaminationen entfernen. Dies geschieht in zwei Schritten:

	Verhältnis der Volumenanteile	Temperatur [°C]	Dauer [min.]
RCA 1 NH₄OH (29 %):H₂O₂ (31 %):H₂O	1:1:7	65	10
RCA 2 HCl (37 %): H₂O₂ (31 %):H₂O	1:1:7	65	10

Diese nasschemische Reinigung wurde 1970 von Kern et al. [Kern et al. 1970] bei der Firma RCA (Radio Corporation of America) entwickelt und hat sich mittlerweile als Standardreinigungsverfahren für Siliziumwafer etabliert. Im ersten Reinigungsschritt werden Partikel und die restlichen organischen Rückstände entfernt. Im zweiten Schritt werden dann Alkaliionen und eventuelle Spuren von Metallen gelöst und so entfernt.

Die gereinigten Scheiben werden anschließend in die Mehrkammer-Epitaxieanlage (MUM 545 Balzers) eingeschleust. Dort folgt dann unter UHV (Ultrahochvakuum) Bedingungen der letzte Reinigungsschritt unmittelbar vor Beginn des epitaktischen Wachstums, und zwar die thermische Desorption bei 900 °C. Dabei wird der Wafer auf 900 °C aufgeheizt. Ab einer Temperatur von 750 °C fängt Silizium an, durch das durch die RCA Reinigung gebildete chemische Oxid an die Oberfläche zu diffundieren. Dort bildet es SiO Verbindungen, die bei diesen Temperaturen flüchtig sind. Es hat sich gezeigt, dass ein Aufheizen auf 900 °C für 10 min. ausreicht, um sicher das Schutzoxid zu entfernen.



Abbildung 5.14 Epitaxiekammer P3 der Mehrkammer-Epitaxieanlage (MUM 545 Balzers) an der Universität der Bundeswehr München, Institut für Physik. Die Kammer ist mit zwei Elektronenstrahlverdampfern (ESV) und zwei Dotierstoffquellen ausgestattet.

Alle folgenden epitaktischen Schichten wurden in der Epitaxiekammer P3 (Abbildung 5.14 und 5.15) mit einer Wachstumsrate von 1 \AA/s hergestellt. Diese Wachstumsrate wird über regelmäßige Kontrollen von mit einem Profilometer gemessenen Schichtdicken verifiziert. Alle intrinsischen und homogen mit Bor dotierten Epitaxieschichten werden bei einer Wachstumstemperatur von 700 °C hergestellt. Für die Herstellung von Bor-Delta-Dotierungen konnte auf einen schon entwickelten Prozess [Schulze 2000] zurückgegriffen werden. Dabei wird zunächst der Wafer mit Boratomen bei einer Substrattemperatur von 400 °C belegt, und die Boratome werden dann anschließend durch eine 3 nm dünne Siliziumschicht eingeschlossen. Die Entwicklung eines geeigneten Prozesses zur Herstellung von Phosphor-Delta-Dotierungen wurde im vorherigen Abschnitt dieses Kapitels erläutert.

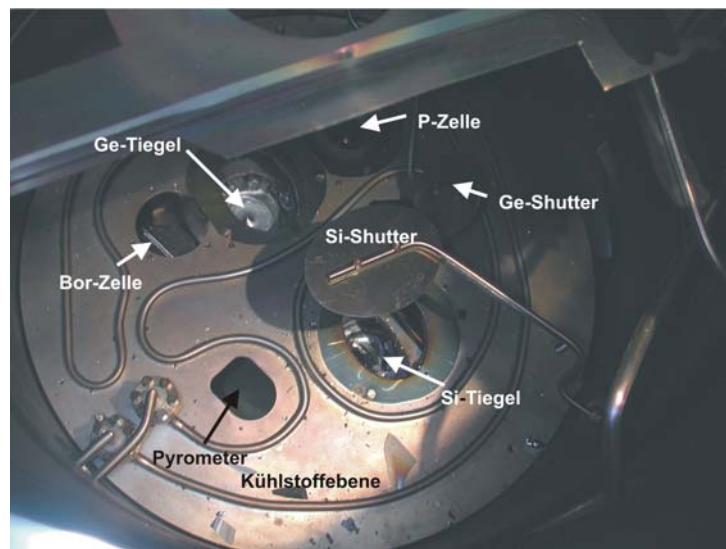


Abbildung 5.15 Innenansicht der Epitaxiekammer P3. Man schaut von oben auf die Kühlstoffebene der Kammer, die während der Prozesse mit flüssigem Stickstoff (LN_2) durchspült wird. In der Kühlstoffebene sind Öffnungen, unter denen die Quellen und das Pyrometer angeordnet sind. Es gibt zwei Elektronenstrahlverdampfer, einen für Germanium und einen für Silizium. Als Dotierstoffquellen dienen zwei Festkörperquellen, eine für Bordotierung und eine für Phosphordotierung. Mit dem Pyrometer kontrolliert man die Temperatur des Wafers während des Prozesses.

Eine Herausforderung für die Herstellung von alternierenden, also abwechselnden Bor- und Phosphor-Delta-Dotierungen für Kompensationsstrukturen ist die Reduzierung der Hintergrunddotierung zwischen den Delta-Dotierungen. Die Hintergrunddotierung hängt im wesentlichen von den vorherigen Prozessen in der Epitaxiekammer ab. Der Dotierstoff Phosphor wird in der Epitaxiekammer P3 aus einer GaP Feststoffquelle (*MBE Komponenten GmbH, Weil der Stadt*) sublimiert. Die parasitären Ga-Atome werden durch einen Deckel aus pyrolithischem Bornitrid in der Feststoffquelle zurückgehalten. Während der Dotierstoffbelegung auf dem Wafer adsorbieren Phosphoratome auch an den umgebenden Teilen der Epitaxiekammer, wie zum Beispiel dem Trägerring für den Wafer, am Strahlungsofen, an den wassergekühlten Kammerwänden. Aufgrund des geringen Dampfdruckes von Phosphor (schon bei 54 °C wird ein Druck von $1,3 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ erreicht) können diese Dotierstoffatome leicht von der Kammerwand desorbieren und sich während des Wachstums einer undotierten Siliziumschicht mit einbauen. Um die Höhe dieser Hintergrunddotierung zu bestimmen, wurden dünne (100 nm) undotierte Siliziumschichten mit Hilfe der Vier-Spitzen-Methode vermessen. Über die Vier-Spitzen-Methode können spezifische Widerstände von Schichten bestimmt werden. Dabei werden vier äquidistante Spitzen auf die Schicht aufgesetzt und über die zwei äußeren Spitzen wird ein konstanter Strom eingepreßt. Die

sich einstellende Spannung wird zwischen den zwei inneren Spitzen gemessen. Für dünne Schichten (die Schichtdicke und der Abstand der Spitzen sollten deutlich kleiner als die geometrischen Abmessungen der Probe sein) gilt folgender Zusammenhang

$$\rho_{\text{Schicht}} = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{V}{I} \cdot d_{\text{Schicht}} \quad [\Omega \cdot \text{cm}] \quad (5.5)$$

Aus diesen Messungen ergibt sich ein spezifischer Widerstand undotierter Siliziumschichten aus der Epitaxiekammer P3 von $(0,27 \pm 0,09) \Omega \cdot \text{cm}$. Dies entspricht einer Dotierung zwischen $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Diese Dotierung liegt unterhalb der Nachweisgrenze von Phosphor mit Hilfe von SIMS, ist aber für die Kompensationsstrukturen nicht zu vernachlässigen, insbesondere angesichts der Tatsache, dass in kommerziell hergestellten Kompensationsstrukturen (z.B. CoolMOS™ von *Infineon Technologies AG*) die n-Dotierung etwa eine Größenordnung kleiner ist als die hier ermittelte Hintergrunddotierung. Außerdem ist die Hintergrunddotierung, wie schon erwähnt, abhängig von den vorherigen Prozessen in der Epitaxiekammer. Bei den hier vermessenen Proben wurden unmittelbar vorher keine phosphordotierten Schichten hergestellt. Es bleibt also zu vermuten, dass die Hintergrunddotierung nach Wachstum einer Phosphordotierung noch höher ausfällt.

5.2.3 Alternierende Dotierprofile und deren Temperaturstabilität

Bei der weiteren Prozessierung der epitaktisch aufgewachsenen Schichten, insbesondere der Delta-Dotierungen, ist zu beachten, dass das notwendige thermische Budget so gering wie möglich ist, damit die Delta-Dotierungen nicht stark auseinander diffundieren. Da aber zur seitlichen Kontaktierung der lateralen Kompensationsstrukturen Implantationen und damit die nachfolgenden Ausheilschritte unvermeidlich sind, wurde im Vorfeld an Teststrukturen die Temperaturstabilität der Delta-Dotierungen getestet. Hierfür wurde eine Abfolge von Bor-Delta-Dotierungen und von Phosphor-Delta-Dotierungen hergestellt. Es wurden Flächendotierungen im Bereich von $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ gewählt. Dies sind viel höhere Dotierungen als anschließend bei den Kompensationsstrukturen erforderlich, aber so konnte sicher gestellt werden, dass die so hergestellten Delta-Dotierungen sich deutlich vom Hintergrundrauschen bei der SIMS Charakterisierung abheben.

Zwei Prozesse nach der Herstellung der Epitaxieschichten werden hauptsächlich das Temperaturbudget bestimmen, dies ist zum einen die thermische Oxidation und zum weiteren, wie schon erwähnt, die Ausheilschritte nach der Implantation der Kontakte. Deshalb werden die Teststrukturen diesen beiden Prozessen ausgesetzt und nach jedem Prozess durch eine SIMS Messung charakterisiert. Das vergleichende Ergebnis der SIMS Messungen ist in Abbildung 5.16 gezeigt. Als Ofenprozess wurde ein einstündiger Prozess bei $700 \text{ }^\circ\text{C}$ gewählt. Ausheilen und Aktivieren nach der Implantation werden mit Hilfe eines RTP (Rapid Thermal Processing) Schrittes durchgeführt, der sich aus folgender Temperatursequenz (= Implantationstempern) zusammensetzt:

- Temperaturrampe bis auf $700 \text{ }^\circ\text{C}$ (Ausgangszustand im RTP Gerät herstellen)
- Temperaturrampe bis auf $1070 \text{ }^\circ\text{C}$ in 9 s
- $1070 \text{ }^\circ\text{C}$ für 5 s (Aktivieren der durch die Implantation geschädigten Gebiete)
- Temperaturrampe bis auf $800 \text{ }^\circ\text{C}$ in 8 s
- $800 \text{ }^\circ\text{C}$ für 20 s (Ausheilen der implantierten Dotierstoffe)
- Temperaturrampe bis auf $700 \text{ }^\circ\text{C}$ in 2 s

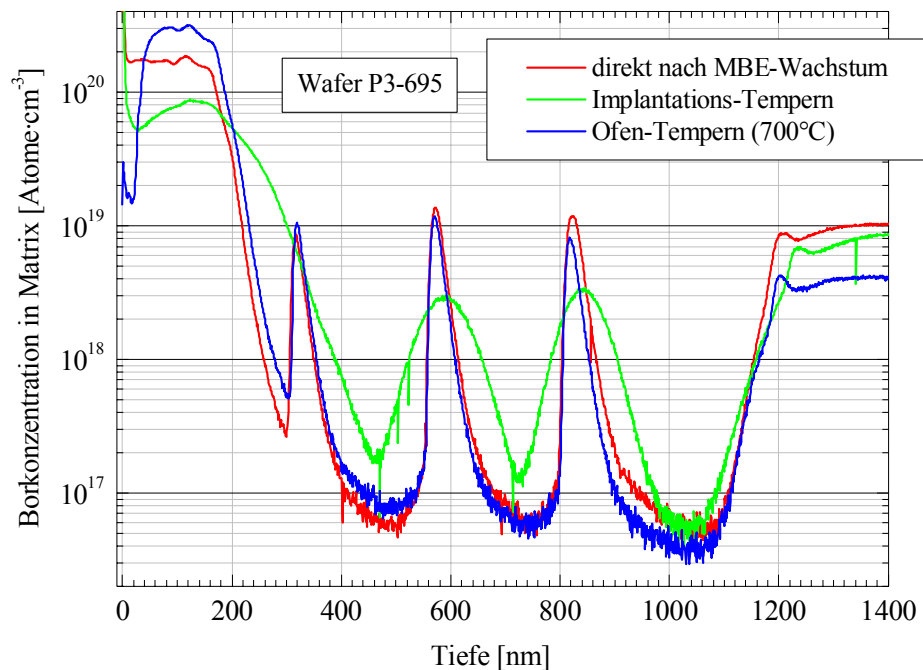


Abbildung 5.16 Bor-Delta-Dotierungen, die als Teststrukturen für eine Untersuchung der Temperaturstabilität von Delta-Dotierungen hergestellt wurden. Die Delta-Dotierungen wurden auf einem hochdotiertem Substrat gewachsen und nach Abschluss der drei Delta-Dotierungen folgt ebenso eine hochdotierte Schicht. Nach einem einstündigen Ofenprozess bei 700 °C sind die Delta-Dotierungen in der SIMS Analyse unverändert. Erst durch höhere Temperaturen, wie sie zur Aktivierung nach Implantationen auftreten, diffundieren die Delta-Dotierungen auseinander.

Aufgrund des bei der SIMS Charakterisierung auftretenden Knock-on Effekts sind die absoluten Werte des sogenannten FWHM (Full Width Half Maximum) der Delta-Dotierungen nicht aussagekräftig. Deshalb ist es nur möglich, die Breiten der Dotierungen relativ zu vergleichen. Die so ermittelten Werte kann man dann mit den theoretisch zu erwartenden Werten vergleichen. Es konnte bereits im Rahmen einer Dissertation [Schulze 2000] durch Analysen mittels ERD (Elastic Recoil Detection) gezeigt werden, dass die Breite der Bor-Delta-Dotierungen ohne weiteres thermisches Budget sich auf $3 \pm 0,5$ nm beläuft. In der SIMS Charakterisierung haben die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Bor-Delta-Dotierungen (Abbildung 5.16) eine Breite von 17 nm bei einer Peakdotierung von $1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Nach dem durch den Ofenprozess eingebrachten thermischen Budget erscheinen die Delta-Dotierungen unverändert. Es hat also keine signifikante Diffusion stattgefunden. Nach dem sogenannten „Implantationstempern“ erscheinen die Delta-Dotierungen deutlich verbreitert. Die Peakdotierung ist auf $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ abgesunken während die Breite bis auf 83 nm zugenommen hat. Die Delta-Dotierungen sind also fast um den Faktor 5 breiter als vorher. Es soll im weiteren untersucht werden, ob diese Verbreiterung auch dem, was man theoretisch erwarten würde, entspricht.

Um die theoretisch erwartete Verbreiterung zu bestimmen, nimmt man vereinfachend an, dass ausschließlich der Konzentrationsgradient senkrecht zur Oberfläche des Wafers (entlang x) für die Diffusion verantwortlich ist. Außerdem nimmt man an, dass der Diffusionskoeffizient D konstant, also nicht von der Konzentration c , abhängig ist.

Dann gelten die Fick'schen Gesetze für die Diffusion [Kittel 1993], und zwar für den Teilchenfluss F

$$F = -D \frac{\partial c}{\partial x} \quad (5.6)$$

und für die Konzentrationsänderung

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (5.7)$$

Bei kubischen Kristallen ist D nicht richtungsabhängig und die Temperaturabhängigkeit entspricht einer Arrhenius-Gleichung

$$D = D_0 \cdot e^{-\frac{W}{k_B T}} \quad (5.8)$$

Dabei ist W die Aktivierungsenergie, die für einen Sprung von einem Gitterplatz zum nächsten erforderlich ist. Der hauptsächliche Diffusionsmechanismus bei Bor ist der substitutionelle Austausch mit Si-Zwischengitteratomen, während bei Phosphor auch der Austausch über Si-Leerstellen möglich ist [Eisele 2002]. Folgende Werte sind aus der Literatur [Eisele 2002] für die substitutionelle Diffusion bekannt:

Dotierstoff	P	B
D_0 [cm ² /s]	3,85	0,76
W [eV]	3,6	3,46

Die Diffusionslänge L_D ergibt sich dann aus dem Diffusionskoeffizienten und der Zeit t

$$L_D = 2 \cdot \sqrt{D \cdot t} \quad (5.9)$$

Für das Ofen-Temperaturprofil ergibt sich ein Diffusionskoeffizient von

$$D = 5,1 \cdot e^{-\frac{3,7}{8,6 \cdot 10^{-5} \cdot 973}} = 3,19 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (5.10)$$

und damit bei 1 Std. Prozesszeit eine Diffusionslänge von 0,7 nm. Eine solche Verbreiterung lässt sich allerdings bei der SIMS Charakterisierung nicht nachweisen und deshalb erscheinen die Delta-Dotierungen nach dem Ofenprozess unverändert.

Bei dem RTP Temperaturprofil setzt sich die Diffusionslänge, die für die Verbreiterung des Dotierprofils verantwortlich ist, aus mehreren Diffusionslängen zusammen. Dabei wurde angenommen, dass man die Temperaturrampe durch eine konstante mittlere Temperatur über die Zeit der Rampe annähern kann.

T [°C]	Zeit [s]	D [cm ² s ⁻¹]	L_D [nm]
885 (Rampe)	9	$3,7 \cdot 10^{-16}$	1,1
1070	5	$6,2 \cdot 10^{-14}$	11
935 (Rampe)	8	$1,7 \cdot 10^{-15}$	2,4
800	20	$2 \cdot 10^{-17}$	0,4
750	2	$2,8 \cdot 10^{-18}$	0,05
Insgesamt			14,95

Theoretisch sollten sich die Delta-Dotierungen also von 3 nm auf eine Breite von 14,95 nm verbreitern, also um den Faktor 5. Experimentell hat man aus der SIMS Charakterisierung auf eine Verbreiterung um den Faktor 5 bei dem Implantations-tempern geschlossen. Also stimmt im Rahmen der Messungenauigkeiten der theoretisch erwartete Wert mit dem experimentellen Ergebnis überein. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Kristallqualität der epitaktischen Schicht gut sein muss, also nicht übermäßig Punktdefekte oder Versetzungen aufweist, die vermehrte Diffusion zur Folge hätten.

Andererseits bleibt trotz der relativen Verbreiterung eine räumlich konzentrierte Dotierschicht übrig und es diffundieren nicht alle Delta-Dotierungen ineinander, wenn die Schichten zwischen den Delta-Dotierungen wenigstens 50 nm betragen.

5.2.4 Anisotropes nasschemisches Ätzen mit KOH

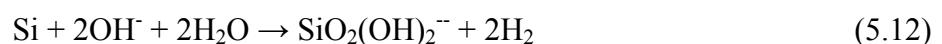
Bei der Ätzung des Driftzonen-Schichtstapels sind mehrere Aspekte zu beachten. Zum einen sollen die Ätzflanken einen definierten Winkel zur Oberfläche haben, damit dies, wenn erforderlich, in die Kompensationsberechnungen der Schichtstapel mit einfließen kann. Je flacher dieser Winkel ist, umso einfacher gestaltet sich die Implantation der Kontaktschichten, da man mit einem Winkel nahe 0° implantieren kann. Aber je flacher die Ätzflanke, umso mehr Platz auf dem Wafer benötigt das Bauelement, was eine Optimierung der Chipfläche aus Kostengründen entgegenläuft. Zur Verringerung der Chipfläche ist ein Prozess, bei dem 90° Flanken die Driftzone begrenzen, zu bevorzugen. Die Kontaktgebiete könnten dann unter einem größeren Winkel (z. B. 30°) und dem sogenannten „Quad-Mode“ implantiert werden. Im vorliegenden Fall stand dieser Implantationsmodus nicht zur Verfügung, deshalb wurde eine nasschemische kristallorientierte Ätzung mit flacheren Flanken gewählt.

Nasschemische anisotrope Ätzverfahren sind eine Schlüsseltechnologie in der Mikromechanik und daher gut untersucht. Alle bekannten anisotropen Ätzlösungen für Silizium sind basisch. Hierzu zählen die Alkalilaugen KOH (Kaliumhydroxid), NaOH (Natriumhydroxid), LiOH (Lithiumhydroxid), sowie eine Mischung aus Ethylendiamin und Wasser, auch bekannt unter dem Namen EDP (Ethylendiamin-Pyrocatechol)[Heuberger 1989]. Alkalilaugen haben den Nachteil, dass ihre Ionen leicht in Silizium und Siliziumdioxid diffundieren und bei MOSFETs eine Verschiebung der Einsatzspannung induzieren können[Eisele 2002]. Daher sind die Ätzlösungen in der CMOS (Complementary MOS)-Technologie unerwünscht, andererseits ist ihre Beschaffung einfach und kostengünstig. In der Herstellung der lateralen Dioden und Widerständen, bei denen noch keine MOS-Zelle integriert war, wurde daher zunächst KOH als Ätzlösung verwandt. Bei der Prozessierung von MOSFETs bietet sich aber eine andere Ätzlösung an: TMAH (Tetramethyl-Ammoniumhydroxid). Diese Ätzlösung zeichnet sich durch ihre Vereinbarkeit mit der CMOS-Technologie [Tabata] und ihrer relativen Ungefährlichkeit aus.

Bei der anisotropen Ätzung spielen die Hydroxylionen OH^- eine zentrale Rolle [Heuberger 1989]. In einer Oberflächenreaktion reagieren sie mit Atomen an der Siliziumoberfläche, wobei vier Elektronen in das Leitungsband injiziert werden.



Der entstehende Siliziumkomplex ist nur noch aufgrund seiner positiven Ladung an der Oberfläche des Siliziumkristalls adsorbiert. Dadurch bildet sich eine elektrolytische Doppelschicht an der Phasengrenzfläche aus. Die in das Leitungsband injizierten Elektronen reagieren im weiteren mit an der Oberfläche des Siliziumkristalls angelagerten Wassermolekülen. Die dabei gebildeten Hydroxylionen unterstützen den Abbau der adsorbierten Siliziumkomplexe. Es bilden sich nämlich in alkalischem Medium lösliche $\text{SiO}_2(\text{OH})_2^-$ Komplexe. Außerdem entsteht bei der Reaktion der Überschusselektronen mit den Wassermolekülen Wasserstoff, der in Form von Gasblasen an die Oberfläche der Ätzlösung steigt. Die Gesamtbruttogleichung der Reaktion lautet:



Die genannten Ätzlösungen zeichnen sich durch zwei wichtige Eigenschaften aus, zum einen die Anisotropie und zum anderen die Abhängigkeit der Ätzrate von der Dotierung des Siliziumkristalls. Die Hauptkristallebenen (110) und (100) weisen die größten Ätzraten auf, wohingegen die (111) Ebene eine um ein bis zwei Größenordnungen geringere Ätzrate hat. Dies lässt sich durch die Anzahl der freien Bindungen der entsprechenden Kristallebene erklären. So hat die (100) Ebene zwei freie Bindungen, die (111) Ebene aber nur eine freie Bindung. Damit ist die Aktivierungsenergie zur Loslösung von Siliziumatomen bei (111) Ebenen deutlich größer (bei KOH 0,67 eV) als bei allen anderen Ebenen (z.B. bei (100) Ebene und KOH 0,59 eV) [Heuberger 1989]. Aufgrund der kristallographisch orientierten Ätzung haben die Ätzflanken einen charakteristischen Winkel zur Waferoberfläche. Im Falle eines (100) Wafers bildet sich ein Winkel von $54,7^\circ$ aus (Abbildung 5.17).

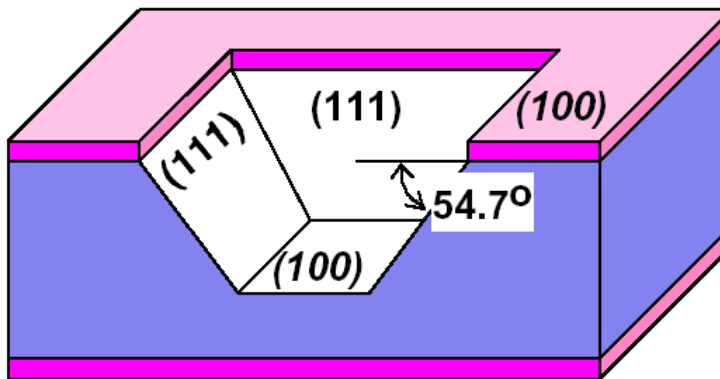


Abbildung 5.17 Schematische Darstellung der KOH-Ätzflanken in einem (100)-Siliziumwafer. Die Ätzflanken bilden einen Winkel von $54,7^\circ$ relativ zur (100) Oberfläche. Zwei der (111) Flankenkanten an der Waferoberfläche sind parallel zum Flat angeordnet und die anderen zwei Kanten sind senkrecht zum Flat angeordnet. So kann parallel und senkrecht zum Flat Rechtecke ätzen, deren Ätzflanken eine (111) Orientierung aufweisen.

Vor dem eigentlichen kristallographischem Ätzen mit KOH muss zunächst die gewünschte Struktur über Fotolithografie auf die Hartmaske aus Siliziumdioxid (Dicke 20 nm) und Siliziumnitrid (Dicke 130 nm) übertragen und anschließend die Hartmaske geöffnet werden. Die Hartmaske wird mithilfe von trockenchemischer Plasmaätzung (RIE = Reactive Ion Etching) geöffnet. Die Ätzrate für SiO_2 beträgt dabei ca. 35 nm/min, für Si_3N_4 56 nm/min und für Si ca. 20 nm/min. Die Selektivität dieser Ätzung ist gegenüber Silizium nicht ausgeprägt und daher muss bei der Öffnung der Hartmaske in den Schichtstapel hineingeätzt werden. Dies beeinflusst aber den weiteren Prozess nicht, denn an diesen Stellen werden im weiteren ohnehin Kontaktgräben geätzt.

Nach Öffnung der Hartmaske kann man mit der kristallographischen Ätzung beginnen. Es wird folgender Prozess mit KOH als Ätzlösung benutzt:

Temperatur [°C]	Zusammensetzung	Ätzrate [nm/min]
50	20 wt.% KOH in H_2O	233 nm/min

Allerdings hängt die Ätzrate und die Anisotropie sehr stark von der Zusammensetzung und der Temperatur der Lösung ab. Da zum einen Wasser verdampfen kann und zum anderen die Temperatur der Lösung schwankt, variiert daher auch die Ätzrate deutlich und deshalb wird in mehreren Schritten bis zur gewünschten Tiefe geätzt. Exemplarisch ist in Abbildung 5.18 die optische Mikroskopaufnahme einer so hergestellten „Fingerstruktur“ gezeigt. Diese „Fingerstruktur“ ist eine Teststruktur für laterale Dioden und Widerstände, wie sie in dieser Arbeit verwendet wird.



Abbildung 5.18 Optische Mikroskop-Aufnahme einer Hälfte einer „Fingerstruktur“. Diese Struktur wird in dieser Arbeit als Teststruktur für Dioden und Widerstände verwendet. In der Aufnahme ist ein Kontaktgraben von oben gezeigt. Die Ausstülpung nach links stellt den Kontakt zur Driftzone dar. Der Kontaktgraben wurde mit KOH geätzt.

Aus dieser Mikroskopaufnahme lassen sich verschiedene Rückschlüsse ziehen. Zum einen kann man deutlich erkennen, dass konkave Ecken rechtwinklig geätzt werden. Dort treffen dann in einem 90° Winkel zwei (111) Ebenen aufeinander. Konvexe Ecken hingegen werden stark unterätzt. In der Aufnahme kann man noch die durchsichtig erscheinende Nitridmaske erkennen. Aufgrund dieser Unterätzung treten lokale Konzentrationsunterschiede in der Ätzlösung auf. Diese führen zu einer veränderten Ätzrate im Bereich der Unterätzung, erkennbar an den Unebenheiten im Bereich des „Fingers“. Die Unterätzung an den geraden Seiten des Rechtecks lässt sich nur schwer bestimmen, da sie sich nicht mit dem optischen Mikroskop auflösen lässt. Andererseits kann man aus der Aufnahme auf die Länge der Ätzflanken schließen. Die Flanken erschienen nämlich als dunkle Umrandung. Es ergibt sich eine Länge der Flanken von $4,5 \mu\text{m}$. Aus Profilometermessungen wurde ermittelt, dass bei diesem Wafer bis in eine Tiefe von $3,34 \mu\text{m}$ geätzt wurde. Daraus ergibt sich ein Winkel von $(48 \pm 7)^\circ$ zwischen Flanke und Oberfläche des Wafers. Im Rahmen der Messungenauigkeiten bei der Bestimmung der Flankenlänge in der optischen Mikroskopieaufnahme stimmt der so ermittelte Winkel mit dem theoretisch erwarteten von $54,7^\circ$ überein. In der Aufnahme fällt weiterhin auf, dass der Boden des Ätzgrabens eine große Rauigkeit oder eine Partikelkontamination aufzuweisen scheint. In einer REM-Aufnahme (Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme) dieser Struktur (Abbildung 5.19) zeigt sich dann auch die Partikelkontamination, die in der optischen Mikroskopie auffiel, ebenso wie die lokale Variation der Ätzraten, die sich in Unregelmäßigkeiten auf dem Grabenboden äußert.



Abbildung 5.19 REM-Aufnahme (Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahme) einer KOH geätzten Struktur. Es ist eine Ecke eines Kontaktgrabens gezeigt. Die Probe ist mit einem Winkel von 34° verkippt. Man erkennt die Partikelkontamination im Ätzgraben, sowie die lokale Veränderung der Ätzrate im Bereich der Ecke. Es kann nicht mit Sicherheit festgestellt werden, ob es sich um eine Vertiefung oder Erhöhung des Grabenbodens im Bereich der Ecke handelt.

Die in der REM Aufnahme entdeckten Partikel, die in ihrer Größe zwischen 100 und 800 nm variieren, sind wahrscheinlich Siliziumausscheidungen des Ätzprozesses. In weiteren REM Aufnahmen (Abbildung 5.20) zeigt sich außerdem, dass an konvexen Ecken, wie sie zum Beispiel bei „Ringstrukturen“ auftreten, die Rauigkeit der Ätzflanken groß ist. Denn dort werden Kristallebenen unterschiedlich schnell geätzt und es entsteht eine terrassenartige Flanke.

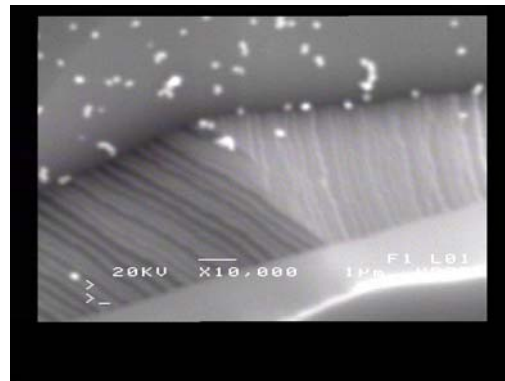
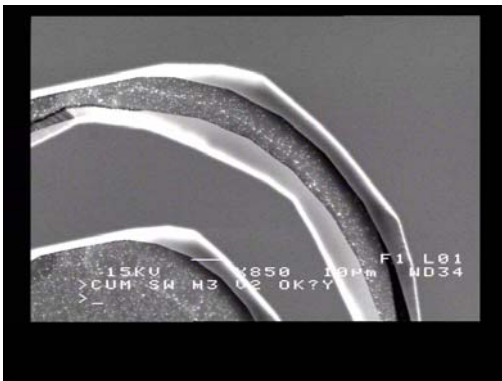


Abbildung 5.20 REM Aufnahme einer mit KOH geätzten Ringstruktur. Auch diese Struktur wird im weiteren als Teststruktur für laterale Dioden und Widerstände verwendet. Im linken Bild kann man die teilweise transparente Nitridmaske, die annähernd rund ist, erkennen. Darunter sieht man die geätzte Siliziumstruktur. Aufgrund der kristallographischen Wirkungsweise der verwendeten Ätzlösung bildet sich keine runde Struktur, sondern vielmehr eine vieleckige Struktur aus. Vergrößert man einen Bereich der Ätzflanke, dann kann man die terrassenartigen Ätzflanken an konvexen Ecken erkennen.

Aus der Literatur [Eisele 2002] ist bekannt, dass Alkaliionen leicht in das Silizium diffundieren und deshalb sollen die mit KOH geätzten Strukturen nach dem Ätzschritt für die weitere Prozessierung „dekontaminiert“ werden. Dies ist mithilfe des zweiten Schrittes der RCA Reinigung möglich, die auch schon bei der Reinigung der Wafer vor der Epitaxie die Alkaliionen entfernt. Wenn man anschließend die so „dekontaminierten“ Wafer wieder mittels REM untersucht (Abbildung 5.21), fällt auf, dass auch die Partikelkontamination durch den RCA Reinigungsschritt entfernt wurde.

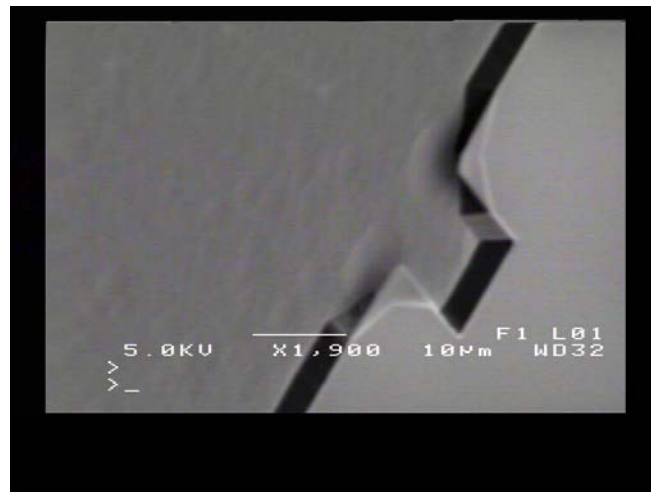


Abbildung 5.21 REM-Aufnahme einer „Fingerstruktur“, insbesondere der Ausstülpung in Richtung Driftzone. Man erkennt gut die unterätzte Nitridmaske an den konvexen Ecken im Bereich der Ausstülpung. Diese Struktur wurde mit KOH geätzt und nach dem Ätzschritt durch einen RCA 2 Reinigungsschritt „dekontaminiert“. Dadurch sind auch die Siliziumausscheidungen, die während des Ätzprozesses entstanden sind, entfernt.

5.2.5 Implantation der Kontaktgebiete

Nach der Ätzung der Gräben, können die hochdotierten Kontaktgebiete in die Ätzflanken implantiert werden. Dabei wird zunächst eine Fotolackmaske aufgebracht, die die Bereiche der p+ Kontakte abschirmt, über die n-Dotierstoff implantiert wird. Anschließend werden entsprechend die p+ Kontakte implantiert.

Insbesondere in den Ätzflanken soll die Implantationstiefe gering sein, damit die durch die Ätzung gegebene Driftzonlänge nicht zu stark verkleinert wird. Außerdem sind die Strukturgrößen so klein, dass tiefe Implantationen nicht sinnvoll sind. Deshalb wurde für die Implantation der Kontaktgebiete ein typischer CMOS Source-Drain-Implantationsprozess gewählt und zwar mit folgenden Parametern:

	Dotierstoff	Energie	Dosis	Tilt	Twist
p+ Kontakt	BF ₂	50 keV	5 · 10 ¹⁵ cm ⁻²	7°	22°
n+ Kontakt	As	50 keV	5 · 10 ¹⁵ cm ⁻²	7°	22°

Bei einer Energie von 50 keV erreicht man bei einer Implantation von BF₂ eine Reichweite von 45 nm mit einer Standardabweichung von 25 nm. Bei As erreicht man mit einer Energie von 50 keV eine Reichweite von 30 nm mit einer Standardabweichung von 15 nm. Bei den hohen Implantationsdosen ist eine Amorphisierung des Siliziums im Bereich der Implantation zu erwarten. Daher ist ein Aktivierungs- und Rekristallisationsschritt nach der Implantation unerlässlich. Um das thermische Budget aber so gering wie möglich zu halten, wurde nicht nach der ersten Implantation (n+) ausgeheilt, sondern erst nach der zweiten Implantation (p+). Der gewählte Ausheilprozessschritt ist detaillierter im vorangegangenen Abschnitt beschrieben. Der Tilt-Winkel wurde auf 7° festgelegt, weil für die Implantation kein Streuoxid verwendet wurde und Channeling [Eisele 2002] vermieden werden sollte. Ein Nachteil der Verkippung ist die mögliche partielle Abschattung einer Seite der Ätzflanken, in die implantiert werden soll.

Um für die Implantationsschritte eine Fotolackmaske verwenden zu können, musste die Lackdicke entsprechend der Implantationsenergie gewählt werden. Bei der Energie von 50 keV ist eine Lackdicke von 170 nm erforderlich. Der verwendete Lack

(Allresist AR-P 3840) hat aber bei den gewählten Aufschleuderparametern eine Dicke von 800 nm. Diese Dicke sollte als Maske für die Implantation ausreichend sein. Weiterhin ist vor der Implantation zusätzlich zu den üblichen Aushärtungsschritten (Prebake und Postbake) ein Ausheizen des Fotolacks erforderlich. Denn während der Implantation erwärmt sich der Wafer. Während der Siliziumwafer die Wärme gut ableiten kann, bleibt die Wärme im Fotolack gestaut. Wenn der Fotolack nicht genügend ausgeheizt wurde, verdampft das noch enthaltene Lösungsmittel schlagartig und der Lack bekommt Risse. An den Rissstellen wird dann auch unerwünschterweise implantiert. Bei dem gewählten Lack hat sich ein Ausheizprozess von 150 °C für 30 min. bewährt. Die Temperatur liegt über dem Glaspunkt des Lacks, es kommt also zu einem Verfließen des Lackes. Bei Strukturen mit starker Topographie ist dabei zu beachten, dass die Kanten mit Fotolack anschließend noch bedeckt sind.

Nach der Implantation ist der Fotolack zusätzlich an der Oberfläche verhärtet. Er lässt sich also nicht durch die sonst üblichen Verfahren zur Lackablösung, wie zum Beispiel einem kombinierten Aceton-Isopropanol-Reinigungsschritt oder durch Caro'sche Säure ablösen. Für eine vollständige Entfernung des verhärteten Lackes ist daher ein Veraschungsprozess notwendig. In einer Plasmareaktion, zum Beispiel durch ICP (Inductiv Coupled Plasma) werden Sauerstoffradikale gebildet. Diese reagieren mit den Kohlenstoffatomen des Fotolackes und es entstehen flüchtige Stoffe, wie CO und CO₂. Je höher die Prozesstemperatur ist, umso größer ist auch die Veraschungsrate. Bei Raumtemperatur, einem Sauerstoffpartialdruck von 50 sccm, einer ICP Leistung von 200 W und einer RF (radio frequency) Leistung von 20 W ergibt sich eine Fotolackätzrate von 80 nm /min.

5.3 Prozessentwicklung zur Herstellung eines lateralen Leistungs-MOSFETs

5.3.1 Gesamtprozess

Um über Dioden und Widerstände hinaus einen MOSFET mit Kompensationsstrukturen in der Driftzone herzustellen, bedarf es der Erweiterung des bisherigen Gesamtprozesses. Zusätzlich müssen noch Schritte zur Herstellung einer Gateelektrode vorgesehen werden. Als Kernpunkt des Gesamtprozesses soll die kristallographische Ätzung des Si-Schichtstapels beibehalten werden, um auch weiterhin eine Hochenergieimplantation zur Kontaktierung der Driftzone zu vermeiden.

Zunächst wird wieder der Kompensationsschichtstapel mit Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Als Hartmaske wird ein PECVD (Plasma-Enhanced-Chemical-Vapor-Deposition)-Oxid (200 nm) aufgebracht (siehe Abbildung 5.22). Dieses abgeschiedene Oxid hat zwei Vorteile. Zum einen ist das thermische Budget, das durch den Oxidationsschritt verursacht wird, deutlich geringer als bei einem thermischen Oxid. Zum anderen wird aufgrund des Abscheideprozesses kein Silizium für das Aufwachsen des thermischen Oxides aufgebraucht. Daher ist es auch möglich eine 200 nm dicke Siliziumdioxidschicht aufzubringen, ohne in der darunter liegenden Kompensationsstruktur einen Teil der obersten Siliziumschicht zu opfern und dadurch den Kompensationsgrad zu stören. Da im weiteren Prozess dieses Oxid auch nur zur Passivierung dient, ist eine Verdichtung nicht unbedingt notwendig.

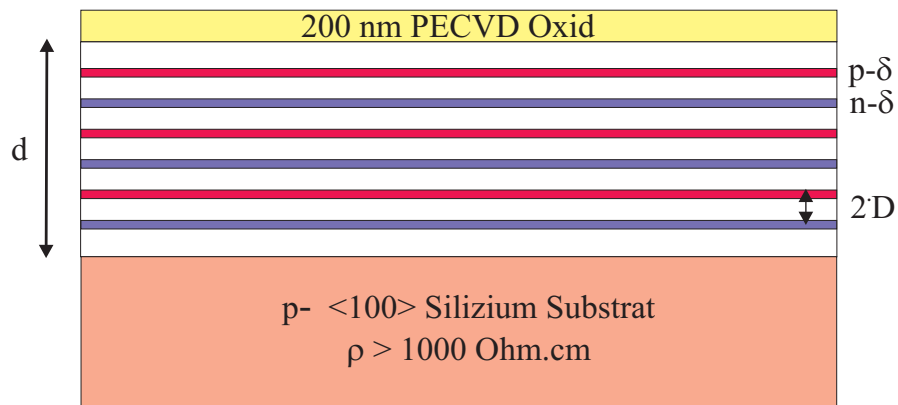


Abbildung 5.22 Schematische Darstellung des Silizium-Schichtstapels mit einer PECVD Oxidschicht

Anschließend wird die Hartmaske mit gepufferter HF-Säure (Flusssäure) strukturiert. Der zur Strukturierung verwendete Fotolack hält bei einem vorangegangenen Aushärtungsschritt (Postbake) bei 120 °C (2 min.) für kurze Zeit der HF-Säure stand. Die so strukturierte Hartmaske kann dann für die kristallographische Ätzung des Schichtstapels verwendet werden. Da bei der Verwendung von KOH die Gefahr besteht, dass Kaliumionen in das Silizium diffundieren und anschließend das Schaltverhalten des Transistors beeinflussen, wurde bei der Herstellung des MOSFETs als Ätzlösung TMAH (Tetramethyl Ammoniumhydroxid) verwendet (Abbildung 5.23).

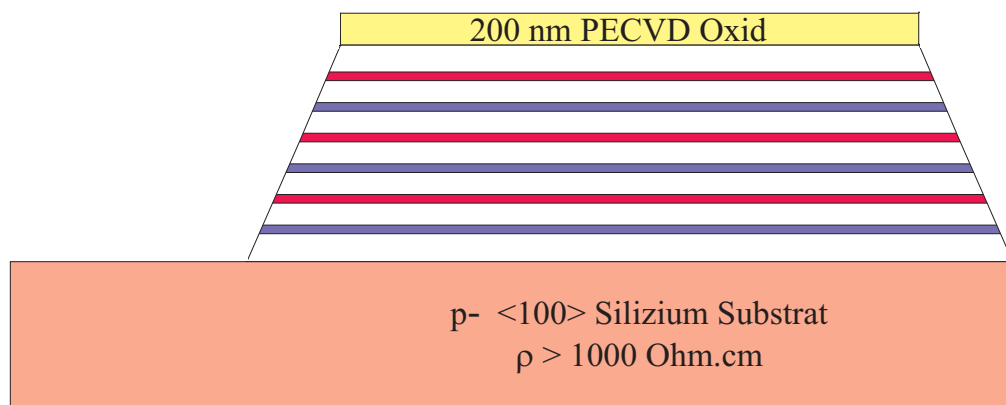


Abbildung 5.23 Schematische Darstellung des mit TMAH geätzten Silizium-Schichtstapels

Als nächstes wird ein dünnes (20 nm) thermisches Oxid aufgewachsen, das als Streuoxid für die nachfolgenden Implantationsschritte dienen soll. Dann wird die p-Wanne über eine Fotolackmaske implantiert und mit einer weiteren Implantation wird die Dotierung im Bereich des Kanals eingestellt (Abbildung 5.24). Dabei soll eine Schwellspannung von 2,5 V eingestellt werden. Das als Gateoxid verwendete Al_2O_3 (Aluminiumdioxid) bewirkt eine Flachbandverschiebung um $-0,6 \text{ V}$. Die Kapazität des Gateoxides beträgt bei 20 nm Dicke $3,5 \cdot 10^{-7} \text{ As/Vcm}^2$. Durch die p-Wanne ergibt sich eine Dotierung von $1,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ im Bereich des Kanals, also ein Fermipotential von 0,41 V. Es ergibt sich also nach [Eisele 2002]

$$V_{\text{Th}} = V_{\text{FB}} + 2\phi_{\text{F}} - \frac{Q_{\text{D}}}{C_{\text{ox}}} - \frac{Q_{\text{I}}}{C_{\text{ox}}} \quad (5.13)$$

für Q_{I} ein Wert von $6,1 \cdot 10^{-7} \text{ C/F}$. Daraus ergibt sich eine Implantationsdosis von $3,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Daher werden folgende Parameter werden für die Implantation eingestellt:

	Dotierstoff	Energie	Dosis	Tilt	Twist
p-Wanne	B	230 keV	$5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	0°	0°
Kanal	B	25 keV	$3,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	0°	0°

Zur niederohmigen Kontaktierung der p-Wanne wird noch über eine Fotolackmaske ein p+ Kontakt implantiert. Die ist insbesondere für die dynamischen Eigenschaften des MOSFETs entscheidend. Als Implantationsparameter werden eingestellt:

	Dotierstoff	Energie	Dosis	Tilt	Twist
p+ Kontakt	B	18 keV	$5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$	0°	0°

Die durch die Implantation amorphisierten Siliziumbereiche werden mithilfe eines RTP Schrittes aktiviert (1070°C , 9 s) und rekristallisiert (800°C , 20 s).

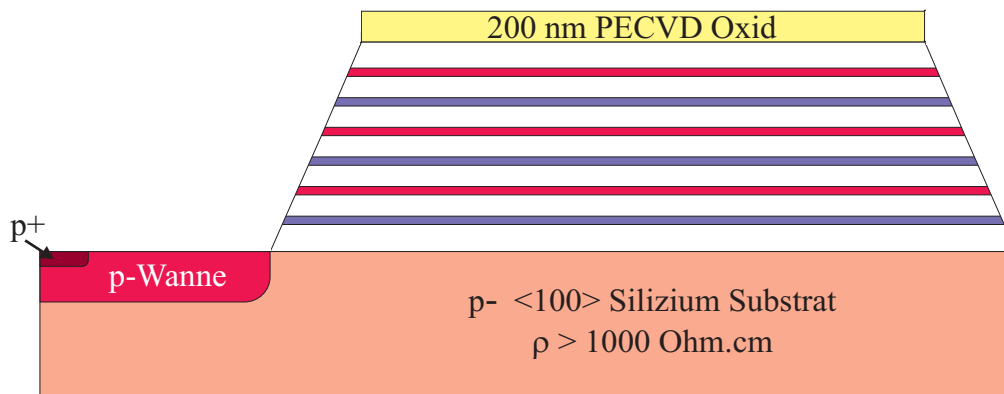


Abbildung 5.24 Schematische Darstellung des mit TMAH geätzten Silizium-Schichtstapels und implantierter p-Wanne und p+ Kontakt

Als Gateoxid wird eine 20 nm dicke Al_2O_3 Schicht mit MOCVD (Metal-Organic-Chemical-Vapor-Deposition) aufgebracht. Der Vorteil eines Gateoxides mit hoher Dielektrizitätskonstante besteht darin, den kapazitiven Unterschied zwischen gewünschter Gateelektrodenwirkung auf der Flanke bzw. im Graben und der unerwünschten parasitären Überlappkapazität, die durch den Überlapp der Gateelektrode mit dem Schichtstapel entsteht, möglichst groß zu wählen. Als Gatematerial wird dann ein 300 nm dickes, hoch As-dotiertes Polysilizium mit CVD (Chemical Vapor Deposition) abgeschieden (Abbildung 5.25).

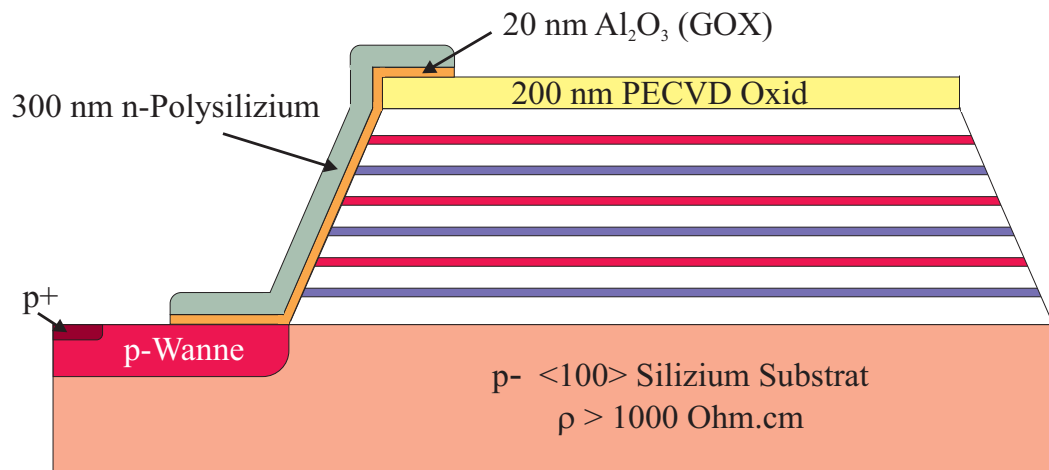


Abbildung 5.25 Schematische Darstellung des mit TMAH geätzten Silizium-Schichtstapels mit Gateelektrode

Der leitende Elektronenkanal wird durch die Gateelektrode im Bereich der p-Wanne in der Höhe der Substratoberfläche influenziert. Außerdem wird ein Elektronenkanal an der Ätzflanke des Schichtstapels influenziert. Eine ganzflächige p-Dotierung im Bereich der Ätzflanke ist nicht zielführend, weil dadurch eine sperrende Schicht zwischen Elektronenkanal und n-dotiertem Drainkontakt vorhanden ist. Um aber trotzdem die p-Schichten in der Driftzone anschließen zu können, ist in einigen Maskenstrukturen vorgesehen, dass p-dotierte Streifen im Bereich der Ätzflanke implantiert werden. Eine mögliche Variante ist in einem Schnitt senkrecht zur Driftzone in Abbildung 5.26 gezeigt.

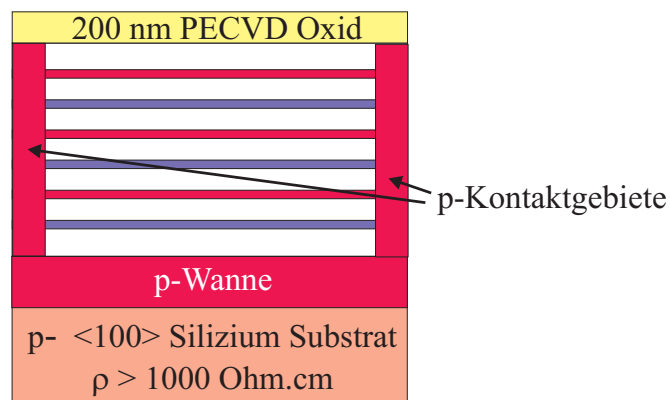


Abbildung 5.26 Schnitt senkrecht zur Driftzone (also senkrecht zur Source-Drain-Richtung) am Beginn der Ätzflanke. Die p-Wanne ist in das Substrat implantiert. Gleichzeitig können p-dotierte Streifen in die Ätzflanke der Driftzone implantiert werden. Dadurch können die p-dotierten Schichten kontaktiert werden. Trotzdem können Elektronen die Driftzone erreichen.

Als nächstes wird das Polysilizium mittels Fotolithografie strukturiert und dann ein 20 nm dickes thermisches Oxid aufgewachsen. Dieses Oxid dient zum einen als Streuoxid für die nachfolgende n+ Implantation und zum anderen werden unterätzte Bereiche der Gateelektrode reoxidiert. Über eine Fotolackmaske werden dann die n+ dotierten Source- und Draingebiete implantiert. Dabei wirkt die Fotolackmaske nur zur Abschirmung in den p+ dotierten Gebieten und im Bereich der Driftzone. Die Position des Source-Gebietes in bezug auf die Gateelektrode stellt sich selbstjustierend ein, denn an dieser Stelle wird das Polysilizium als Hartmaske verwendet.

Es wird mit folgenden Parametern implantiert:

	Dotierstoff	Energie	Dosis	Tilt	Twist
n+ Kontakt	As	50 keV	$5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$	0°	0°

Nach der Implantation muss der Dotierstoff in den amorphisierten Bereichen wieder aktiviert und das Silizium rekristallisiert werden. Wie schon bei der p+ Implantation wird dies mithilfe von RTP (bei den gleichen Temperaturen) realisiert.

Als letztes müssen noch metallische Kontaktgebiete hergestellt werden. Dafür wird Titan (Ti) und Titannitrid (TiN) aufgesputtert und mit einem Lift-off Prozess strukturiert. Anschließend wird noch Al-Si (Aluminium mit 1 % Silizium) aufgesputtert und nasschemisch mit PNA (Phosphorous-, Nitric-, Acetic Acid) strukturiert (Abbildung 5.27). Die PNA-Lösung setzt sich zusammen aus [Eisele 2002]:

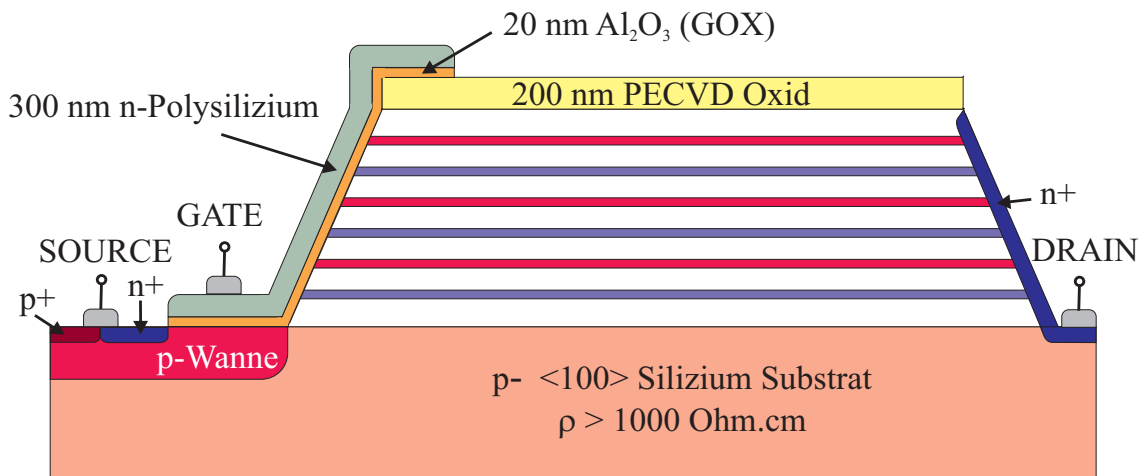
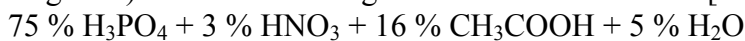


Abbildung 5.27 Schematische Darstellung des fertig gestellten lateralen Leistungs-MOSFETs mit Kompensationsstruktur

Zusammenfassend ergibt sich folgender Prozess zur Herstellung eines lateralen Leistungs-MOSFETs mit Kompensationsstruktur:

1. Reinigung der Wafer
2. Schichtwachstum mit Molekularstrahlepitaxie
3. PECVD Oxid
4. Fotolithografie zur Strukturierung der Hardmaske
5. Ätzen der Hardmaske mit gepufferter HF-Säure
6. Kristallographisches Ätzen des Schichtstapels mit TMAH
7. Thermisches Streuoxid
8. Fotolithografie
9. Implantation der p-Wanne und Kanalimplantation
10. Fotolithografie
11. Implantation der p+ Kontakte
12. Rekristallisieren und Aktivieren der implantierten Dotierstoffe mittels RTP
13. Mit MOCVD wird Al_2O_3 als Gateoxid abgeschieden
14. As-dotiertes Polysilizium mit CVD abscheiden
15. Fotolithografie zur Strukturierung des Polysiliziums
16. Thermisches Streuoxid

17. Fotolithografie
18. Implantation der n+ Kontakte
19. Rekristallisieren und Aktivieren des implantierten Dotierstoffes mittels RTP
20. Fotolithografie für Kontaktloch und Lift-off
21. Kontaktloch öffnen mit BHF (Buffered HF)
22. Titan und Titannitrid sputtern
23. Lift-off
24. Fotolithografie (Kontaktloch öffnen)
25. Kontaktloch öffnen mit BHF
26. Al-Si sputtern
27. Fotolithografie zur Strukturierung von Al-Si
28. Nasschemisches Ätzen von Al-Si

5.3.2 Nasschemisches Strukturieren mit TMAH

Wichtigster Einzelprozess im Gesamtprozess des lateralen Leistungs-MOSFETs ist neben der Schichtherstellung mit Molekularstrahlepitaxie die nasschemische Strukturierung mit TMAH.

Bei diesem Prozess werden wieder wie bei der Strukturierung mit KOH die unterschiedlichen Ätzraten auf verschiedenen Kristallebenen ausgenutzt. Um die kristallographische Anisotropie zu untersuchen, gibt es bei dem Maskensatz für die Herstellung des Transistors eine spezielle Teststruktur. Diese Struktur besteht aus dünnen Siliziumdioxidstegen, die in einem bestimmten Winkelabstand (1°) zentralsymmetrisch angeordnet sind. Je nach Ätztiefe werden diese Maskenstege abhängig von der Kristallorientierung unterätzt. Damit bildet sich auch makroskopisch ein für die Anisotropie charakteristisches „Blumenmuster“ aus. Dieses kann man dann mit der stereographischen Projektion der Kristallebenen auf die Waferorientierung (in diesem Fall (100)) vergleichen und so die Anisotropie der Ätzlösung untersuchen. Abbildung 5.28 zeigt das charakteristische Ätzmuster der verwendeten TMAH-Lösung auf einem (100) Wafer.

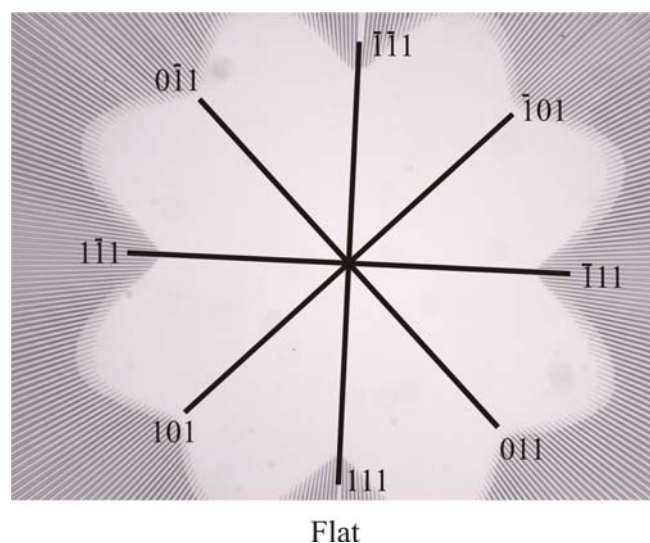


Abbildung 5.28 Charakteristisches Ätzmuster zur Charakterisierung der Anisotropie des TMAH Prozesses. Das Ätzmuster wird durch eine spezielle Maskenstruktur realisiert. Diese überträgt in die Oxid-Hartmaske dünne Stege, die sternförmig mit einem 1° Winkelabstand angeordnet sind. Die Ätzlösung greift unterschiedliche Kristallorientierungen verschieden stark an. Wird die Struktur genügend tief geätzt, dann werden die dünnen Stege je nach Orientierung unterätzt. Dadurch entsteht auch makroskopisch ein charakteristisches Ätzmuster.

Es ergibt sich ein Verhältnis der Ätzraten der (100) Ebene zur (111) Ebene von 1,5, also eine geringe Anisotropie. Dieses Ergebnis wird im weiteren durch eine rasterelektronenmikroskopische Untersuchung überprüft. Bei der Herstellung der lateralen Widerstände und der Dioden kann das Ätzen des charakteristischen Musters auch zur Feststellung der Fehlorientierung der Maske relativ zum Flat verwendet werden. Allerdings hat sich herausgestellt, dass der ablesbare Fehler von 1° deutlich kleiner ist als der mögliche Fehler der Fehljustierung. Der mögliche Fehler der Fehljustierung der Maske relativ zum Flat beträgt $0,01^\circ$ und ist wie folgt bestimmt. Die Justierkreuze sind in einem Abstand von circa 2 cm zur Wafermitte angeordnet. Man nimmt an, dass eine Fehljustierung von maximal $3 \mu\text{m}$ möglich ist. Daraus gibt sich eine mögliche Fehlorientierung um $0,01^\circ$. Um das Verhältnis der Anisotropie, das sich aus dem „Blumenmuster“ ergibt, zu überprüfen und um die Unterätzung zu charakterisieren, bietet sich die Erstellung eines Querschliffes einer Teststruktur an, die dann mittels Rasterelektronenmikroskopie (REM) untersucht werden kann (Abbildung 5.29).

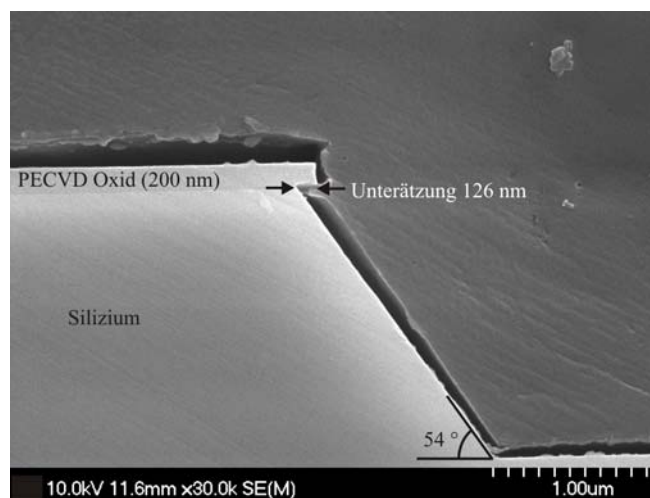


Abbildung 5.29 REM-Aufnahme einer Ätzflanke, die mit TMAH hergestellt wurde. Als Hartmaske wurde eine 200 nm dicke PECVD Oxidschicht verwendet. Bei einer Ätztiefe von $1,75 \mu\text{m}$ wird die Hartmaske 126 nm unterätzt. Es stellt sich also annähernd der charakteristische Winkel von $54,7^\circ$ ein. Wie man gut erkennen kann, ist die Oberfläche der Ätzflanke ohne große Rauigkeit.

Anhand der REM Untersuchung ergibt sich eine Anisotropie von 14, die also einen Faktor 10 größer ist als die, die sich aus dem „Blumenmuster“ ergeben hat. Man kann daraus schließen, dass sich anhand der speziellen Maskenstruktur nur eine verlässliche Aussage über die Anisotropie treffen lässt, wenn man so lange ätzt bis sich die endgültige Unterätzung einstellt. Bricht man vorher ab, wie im oben gezeigten Beispiel, dann kann man an den Ebenen, die noch nicht fertig geätzt sind, Schatten erkennen, die auf ein mögliches weiteres Unterätzen hindeuten. Dann ergibt sich auch nicht das richtige Anisotropieverhältnis aus dem „Blumenmuster“. Die Selektivität des Ätzprozesses in Bezug auf Siliziumdioxid ist selbst bei nicht verdichtetem PECVD Oxid groß, so dass nach einer Ätzzeit von 8 min. sich mit dem Ellipsometer keine Veränderung der Oxiddicke feststellen lässt.

Folgende Prozesse wurden zum Öffnen der Hartmaske und zum kristallographischen Ätzen mit TMAH verwendet.

geätzt wurde	Ätzlösung	Zusammensetzung	Temperatur	Ätzrate
SiO ₂	BHF (buffered HF)	6 : 1 : 4 NH ₄ F:HF:H ₂ O	25 °C	50 nm/min.
Si	TMAH	25 wt.% in wässriger Lösung	70 °C	180 nm/min.

Da die Gateelektrode zum Teil auf der Ätzflanke angeordnet ist, ist die Rauigkeit dieser Flanke entscheidend. Eine weitere REM Aufnahme (Abbildung 5.30) zeigt, dass selbst an konvexen Ecken die Rauigkeit sehr gering ist und dass keine Siliziumausscheidungen während der Ätzung, wie sie bei KOH aufgetreten sind, vorhanden sind.

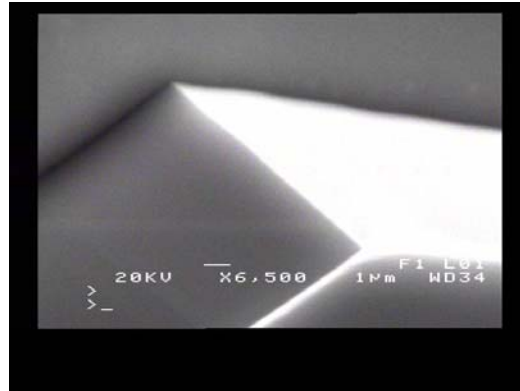


Abbildung 5.30 REM-Aufnahme einer konvexen Ecke an einer Ringstruktur. Ähnlich wie in Abbildung 5.20 ist die vergrößerte Aufnahme einer mit TMAH hergestellten konvexen Ecke an einer Ringstruktur abgebildet. Im Unterschied zu der Ätzung mit KOH bilden sich keine terrassenartigen Ätzflanken aus, sondern die Oberfläche weist keine nennenswerte Rauigkeit auf.

Es wurde im Rahmen dieser Arbeit sowohl ein Prozess für die Herstellung von lateralen Leistungsdioden und Widerständen erarbeitet, als auch ein Prozess zur Herstellung von lateralen Leistungs-MOSFETs. So konnten verschiedene Kompensationsstrukturen experimentell untersucht werden. Dabei wurden beide Wege der Optimierung, die sich aus den analytischen Rechnungen (Kapitel 4) ergeben haben, für Schichtstapel aus n- und p-Gebieten ausprobiert. Um die experimentellen Ergebnisse besser zu verstehen, wurden ebenso Simulationen für die verschiedenen Varianten durchgeführt. In den folgenden Kapiteln sind die Ergebnisse der Simulationen für die verschiedenen Optimierungen dargestellt und mit den experimentellen Erkenntnissen verglichen. Dabei sind die Ergebnisse dem entsprechenden Optimierungsweg Kapitelweise zugeordnet.

6 Laterale Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten in Widerständen und Dioden

Um das elektrische Verhalten der verschiedenen Kompensationsstrukturen zu untersuchen, ist es zunächst ausreichend, diese im Sperrbetrieb als Diodenstruktur und im Vorwärtsbetrieb als Widerstand zu untersuchen. Damit kann man zunächst den Einfluss der MOS-Zelle auf das Sperr- und Durchlassverhalten der Driftzone ausklammern und schneller verschiedene Kompensationsstrukturen miteinander vergleichen. Wie in Kapitel 4 bereits erläutert, gibt es verschiedene Möglichkeiten, laterale Kompensationsstrukturen, die sich aus einem Stapel aus n- und p-Schichten zusammensetzen, zu optimieren. Aus den analytischen Rechnungen ergibt sich, dass man zum einen die Anteile der p-Regionen verringern kann oder zum anderen sowohl die n- als auch die p-Regionen räumlich konzentrieren kann. In diesem Kapitel soll anhand von Simulationen und experimentellen Ergebnissen zunächst die Variante untersucht werden, bei der die p-Gebiete räumlich konzentriert werden. Im nächsten Kapitel (Kapitel 7) folgt dann die Variante, bei der sowohl die p- als auch die n-Gebiete räumlich konzentriert werden.

Die Kompensationsstrukturen werden hinsichtlich ihres Sperr- und ihres Durchlassverhaltens mit Hilfe von Simulationen und experimentellen Proben untersucht. Dabei soll herausgearbeitet werden, wie das Zusammenspiel aus Raumladungszonen und Ladungsbilanz sich auf die elektrischen Eigenschaften der unterschiedlichen Kompensationsstrukturen auswirkt. Der Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentell gewonnenen Erkenntnissen beleuchtet die kritischen Punkte im Herstellungsprozess, um mögliche Verbesserungen aufzuzeigen.

6.1 Einfluss des Randbereiches und der Anschlussgebiete auf das Sperr- und Widerstandsverhalten von Kompensationsstrukturen

Werden mehrere n- und p-Schichten gestapelt, dann muss man insbesondere die Randgebiete des Stapels geeignet anpassen. Als Randgebiet bezeichnet man ein Gebiet des n- und p-Schichtstapels, auf das kein weiteres Gebiet im Stapel folgt. Die Anpassung soll sicher stellen, dass ähnliche Bedingungen sowohl in der Mitte des Schichtstapels als auch an dessen Rändern gelten und dass die Kompensation in dem gesamten Schichtstapel erhalten bleibt. Die notwendigen Erkenntnisse zur Anpassung können dann sowohl bei den Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten, als auch bei den Strukturen mit räumlich konzentrierten p- und n-Gebieten verwendet werden. Aus einfachen Überlegungen ergibt sich, dass man die Wahl hat, entweder die Dotierung in der Randschicht zu verringern (und die Breite der Schicht unverändert zu lassen), oder man halbiert die Breite der Schicht (und lässt die Dotierung unverändert). Wenn man die Dotierung in der Randschicht verändert, dann ändert sich auch die Diffusionsspannung. Dies ist nicht der Fall, wenn man die Breite der Randschicht verändert. In der vorliegenden Arbeit sind aber bei den gewählten Abständen und Dotierungen die Fehler, die entstehen, wenn man die veränderte Diffusionsspannung im Randbereich nicht berücksichtigt, innerhalb der Fehlergrenzen des Herstellungsverfahrens der Kompensationsstrukturen und deshalb vernachlässigbar.

Mit Simulationen kann man die einfachen Überlegungen zur Anpassung der Randschichten überprüfen. Dazu wird ein Schichtstapel aus n- und p-Gebieten simuliert, wie ihn Abbildung 6.1 schematisch zeigt. Beide Seiten des Schichtstapels

sind durch hochdotierte Anschlussgebiete wie in einer lateralen Diodenstruktur kontaktiert und es wird an beide Elektroden Null Volt angelegt.

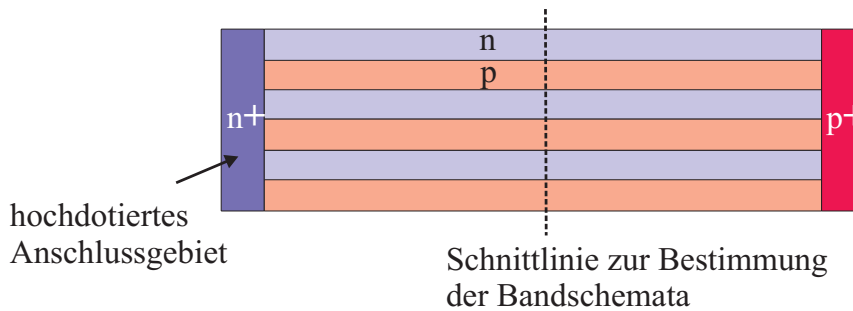


Abbildung 6.1 Schematische Darstellung eines Schichtstapels aus n- und p-Gebieten. Beide Seiten des Schichtstapels werden mit hochdotierten Anschlussgebieten kontaktiert. An beiden Kontakten liegt 0 V an. Die Schnittlinie zur Bestimmung der Bandschemata befindet sich in der Mitte zwischen den beiden Anschlussgebieten.

In der Simulation ist eine Dotierung von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ in jeder Schicht angenommen und die schwarz gestrichelten Linien bezeichnen die Grenzen der Raumladungszonen. Die hochdotierten Kontaktgebiete sind jeweils mit $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dotiert. Um den Einfluss der Randgebiete besser herausarbeiten zu können, soll im Folgenden ein Schichtstapel untersucht werden, der im thermodynamischen Gleichgewicht vollständig ausgeräumt ist.

Wenn man also weder die Breite noch die Dotierung der Randschichten anpasst, dann gibt es in den Randschichten nicht ausgeräumte Bereiche, wie sich in Abbildung 6.2 erkennen lässt. Eine Folge der nicht ausgeräumten Gebiete ist die sich zusätzlich ausbildende Diode in y-Richtung. Dadurch entsteht ein Potentialgefälle senkrecht zu den dotierten Schichten, wie sich im Bandschema (Abbildung 6.2) zeigt.

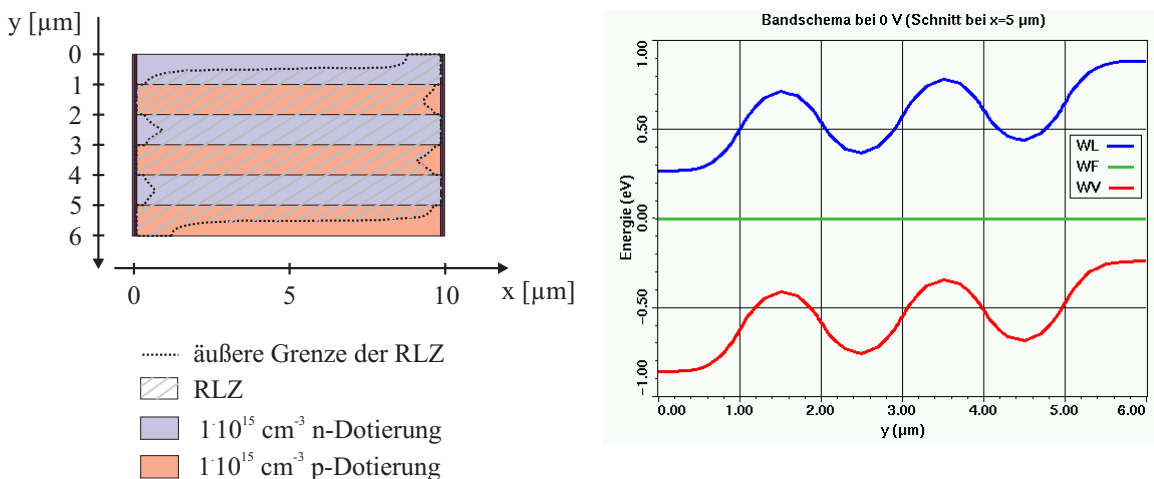


Abbildung 6.2 Schichtstapel mit nicht angepassten Randbereichen. Auf der linken Seite sind die Nettodotierung und die Ausbreitung der Raumladungszone gezeigt. Auf der rechten Seite ist anhand eines Schnittes bei $5 \mu\text{m}$ das Bandschema im thermodynamischen Gleichgewicht der linken Struktur dargestellt. Die Schnittlinie für das Bandschema kann aus Abbildung 6.1 entnommen werden.

In der Darstellung der Raumladungszone fällt außerdem auf, dass es auch nicht ausgeräumte Gebiete in der Nähe der Anschlussgebiete gibt. Diese treten immer auf, wenn ein n-Gebiet mit einem hochdotierten n+ Gebiet benachbart ist und die

benachbarte p-Dotierung nicht ausreicht, sowohl das n- als auch das n+ Gebiet vollständig auszuräumen.

Halbiert man die Breite der Randbereiche, dann werden die Randbereiche auch bei 0 V schon ausgeräumt. Es lässt sich also eine fast vollständig ausgeräumte Kompensationsstruktur mit gleichmäßigen Bandverbiegungen erzielen (Abbildung 6.3). Das Potentialgefälle senkrecht zu den Schichten verschwindet. Die Übergangsbereiche zu den hochdotierten Anschlussgebieten bleiben aber weiterhin nicht ausgeräumt.

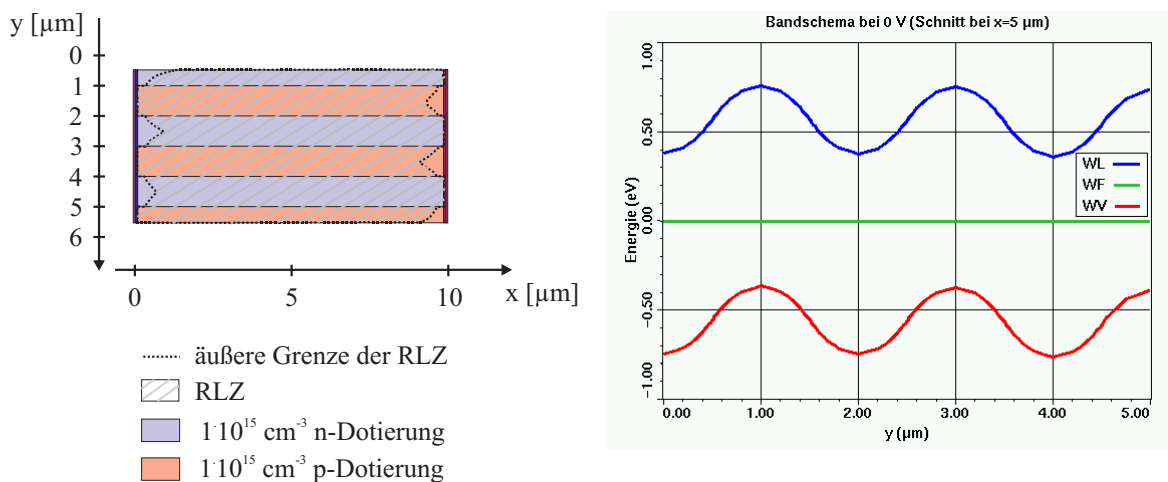


Abbildung 6.3 Simulation eines n- und p-Schichtstapels mit halber Breite der Randgebiete. Die Randbereiche sind ausgeräumt, es bleiben aber nicht ausgeräumte Gebiete am Übergang zu den hochdotierten Anschlussgebieten.

Um zu zeigen, dass die unausgeräumten Bereiche wirklich nur eine Folge der hochdotierten Anschlussgebiete sind, wurde die gleiche Struktur wie in Abbildung 6.3 ohne diese Anschlussgebiete simuliert (Abbildung 6.4). In der Simulation lässt sich auch ohne hochdotierte Schichten ein ohmscher Kontakt herstellen.

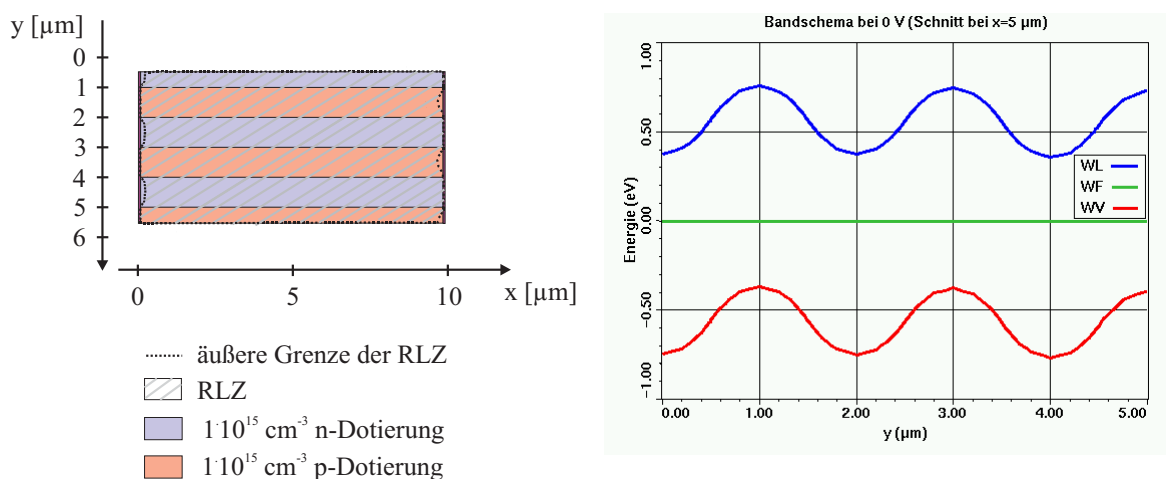


Abbildung 6.4 Simulation eines n- und p-Schichtstapels ohne hoch dotierte Anschlussgebiete und halber Breite der Randgebiete. Die Kompensationsstruktur ist im thermodynamischen Gleichgewicht fast vollständig ausgeräumt. Es bleiben unausgeräumte Gebiete am Übergang zu den Elektroden, die sich durch die Abhängigkeit der Austrittsarbeit an der Elektrode von der Dotierung erklären lassen.

In der Tat verschwinden die unausgeräumten Gebiete in den Übergangsbereichen zu den Elektroden weitestgehend. Die verbleibenden Unregelmäßigkeiten lassen sich damit erklären, dass in der Simulation die Austrittsarbeit an der Elektrode von der Dotierung abhängt.

Eine weitere Möglichkeit der Anpassung besteht in der Reduzierung der Dotierung in den Randbereichen. In der Simulation wird die Dotierung halbiert, aber die Breite der Randbereiche nicht angepasst.

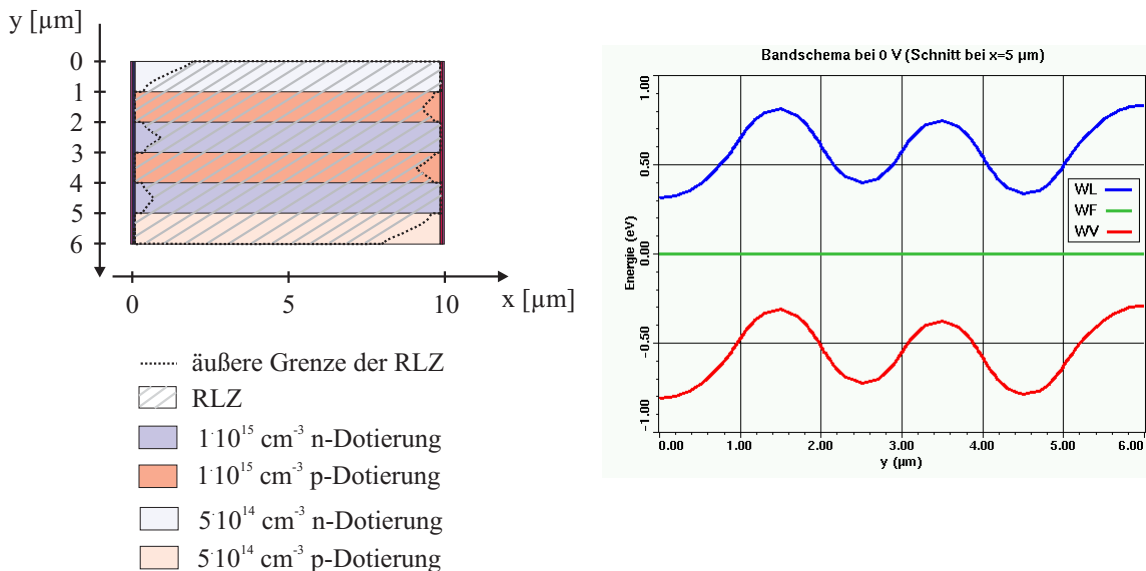


Abbildung 6.5 Simulation eines n- und p-Schichtstapels mit halber Dotierung in den Randbereichen. Die Breite der Randgebiete ist gleich groß wie die der innen gelegenen Gebiete des Schichtstapels. Durch die Anpassung der Dotierung verändert sich aber auch die Diffusionsspannung. Daraus resultieren die unterschiedlichen Bandverbiegungen.

Wie sich in der Simulation zeigt (Abbildung 6.5), kann auch so die Forderung nach ausgeräumten Randgebieten erfüllt werden. Allerdings zeigt sich im Bandschema, dass, als Folge der nicht angepassten Breiten und der unterschiedlichen Diffusionsspannung in den Randbereichen, die Bandverbiegung in der Mitte der Struktur anders ist als in den Randschichten. Auch hier gibt es im Übergangsbereich zu den Anschlussgebieten wieder unausgeräumte Gebiete.

Im Folgenden wird der Einfluss der unterschiedlich gestalteten Randbereiche auf das Durchlass- und Sperrverhalten eines Schichtstapels aus n- und p-Schichten mittels Simulation untersucht. Die Länge der Driftzone beträgt 10 µm und daher liegt die maximal mögliche Durchbruchspannung einer intrinsischen Schicht bei 250 V (resultierend aus einer maximalen elektrischen Feldstärke in Silizium von $2,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$). Abbildung 6.6 zeigt die Sperrkennlinien der Kompensationsstrukturen mit verschiedenen Randanpassungen.

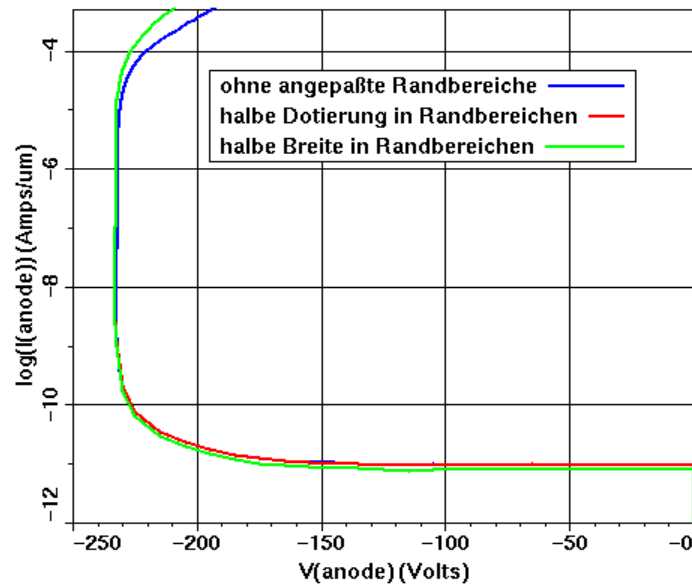


Abbildung 6.6 Simulation des Sperrverhaltens von Schichtstapeln aus n- und p-Gebieten mit verschiedenen Randbereichen. Die Länge der Driftzone beträgt $10 \mu\text{m}$. Eine intrinsische Driftzone würde eine Durchbruchspannung von 250 V erzielen. Unabhängig von den Randbereichen erreichen alle hier gezeigten Kompensationsstrukturen eine Durchbruchspannung von 232 V, also annähernd die optimale Durchbruchspannung.

Unabhängig von den Randbereichen zeigen die Kompensationsstrukturen der Abbildung 6.2, 6.3 und 6.5 eine Durchbruchspannung von 233 V und reichen damit fast an den idealen Wert heran. Trotz geringer Unterschiede im Bänderschema ist das Sperrverhalten einer Kompensationsstruktur mit halber Dotierung am Rand dem einer Kompensationsstruktur mit halber Ausdehnung am Rand vergleichbar. Entgegen den Erwartungen erweist sich das Sperrverhalten der Kompensationsstruktur, bei der die Randgebiete nicht angepasst wurden. Obwohl die Randbereiche nicht ausgeräumt sind, erreicht diese Struktur die gleiche Durchbruchspannung wie die Strukturen mit angepassten Randbereichen.

Im Widerstandsverhalten (Abbildung 6.7) unterscheiden sich die Kompensationsstrukturen mit verschiedenen Randgebieten deutlicher als im Sperrfall. Dieses wurde für den Fall bestimmt, in dem die Kompensationsstruktur zwischen zwei hochdotierten n+ Gebieten liegt, also für den Fall eines n-Kanal-Leistungs-MOSFETs.

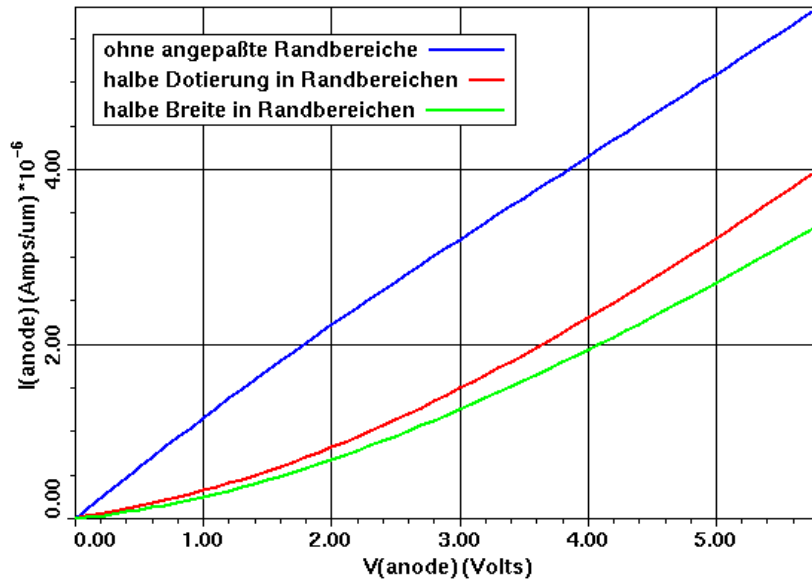


Abbildung 6.7 Simulation des Durchlassverhaltens eines Schichtstapels aus n- und p-Gebieten mit verschiedenen Randbereichen. Die Länge der Driftzone beträgt $10\ \mu\text{m}$. Die Kompensationsstruktur mit nicht angepassten Randbereichen hat einen deutlich geringeren Widerstand.

Die Struktur mit nicht angepassten Randbereichen zeigt ein deutlich besseres Durchlassverhalten, das heißt einen circa zweifach geringeren Widerstand, als die beiden Kompensationsdriftzonen mit angepassten Randbereichen. Letztere unterscheiden sich qualitativ kaum in ihrem Widerstandsverhalten, wobei die Struktur mit halber Dotierung am Rand einen kleineren Widerstand hat. Betrachtet man nun die Stromverteilung aller Strukturen bei $5,8\ \text{V}$ Vorwärtsspannung (Abbildung 6.8), dann zeigt sich klar, dass bei der Struktur ohne angepasste Randstrukturen ein großer Anteil des Stromes über die nicht ausgeräumten Randbereiche fließt. Also resultiert der geringere Widerstand aus diesen Randbereichen und dies ist ein Hinweis darauf, dass nicht ausgeräumte Gebiete vorteilhaft für das Widerstandsverhalten von Kompensationsstrukturen sind.

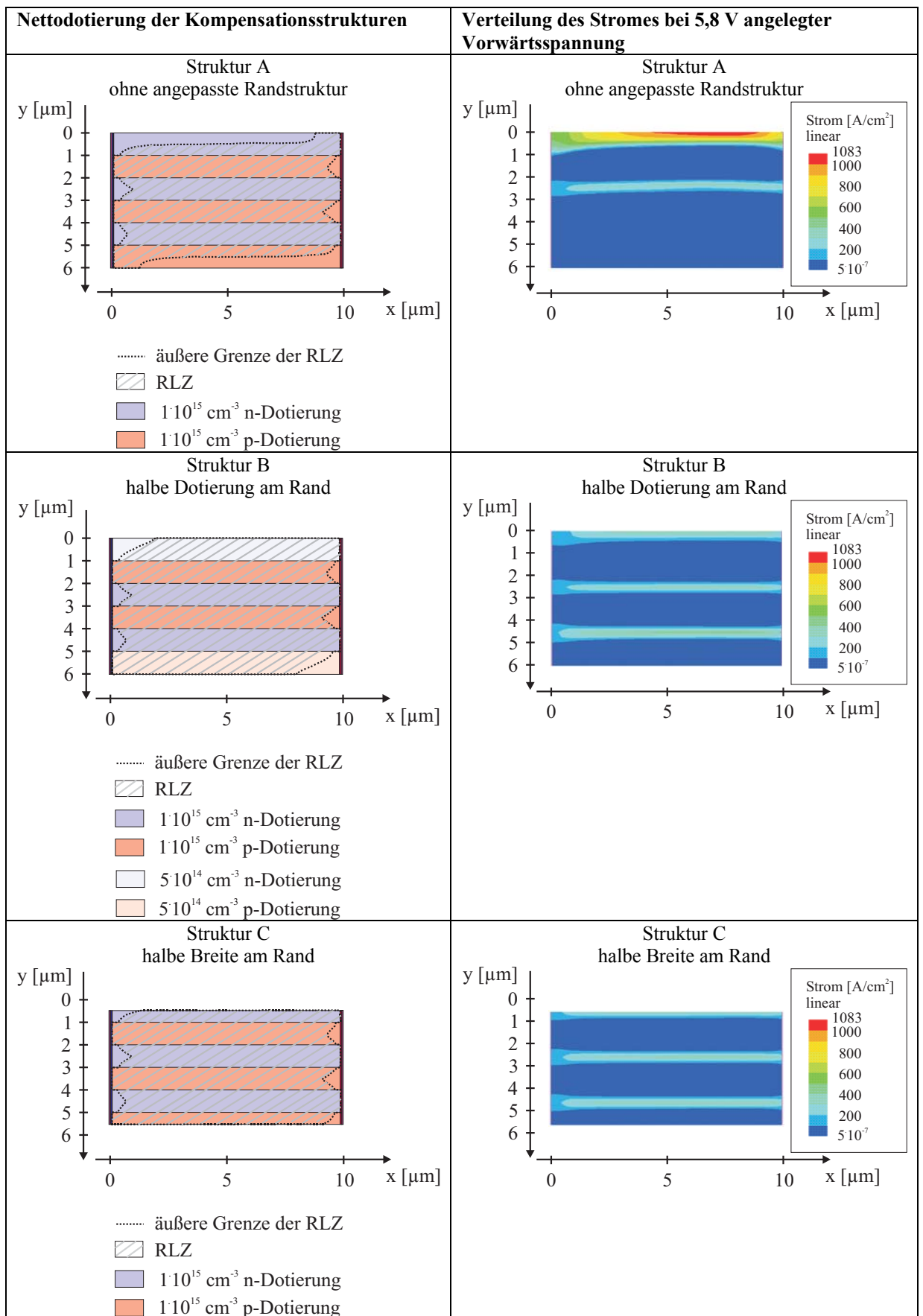


Abbildung 6.8 Simulation des Stromflusses eines Schichtstapels aus n- und p-Gebieten mit verschiedenen Randbereichen. Die linke Seite zeigt die Nettodotierung der Strukturen, sowie die Ausdehnung der Raumladungszonen, die durch schwarz gestrichelte Linien begrenzt sind. Auf der rechten Seite ist die Stromdichte bei angelegter Vorwärtsspannung dargestellt. Der Hauptbeitrag des Stromes fließt über die n-dotierten Gebiete.

Zusammenfassend zeigt die Struktur mit nicht angepassten Randbereichen das günstigste Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung. Bei 0 V nicht ausgeräumte n-Gebiete wirken sich vorteilhaft auf den Einschaltwiderstand aus, ohne die Sperrfähigkeit negativ zu beeinflussen. Um jedoch bei den weiteren Untersuchungen die Randbereiche analog zu den inneren p- und n-Schichten zu behandeln, wurden die Randbereiche entweder über die Breite oder über die Dotierung angepasst.

6.2 Laterale Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten p-Regionen

6.2.1 Variation der Anteile der p-Gebiete an der Dicke der Gesamtstruktur

Um zu untersuchen, welchen Einfluss die räumliche Konzentrierung der p-Gebiete auf den Einschaltwiderstand und die Durchbruchspannung von lateralen Kompensationsstrukturen hat, wird ein Schichtstapel aus n- und p-Gebieten untersucht, bei dem die Dicke der p-Gebiete stufenweise verringert wird. Dabei haben die Randbereiche nur die halbe Ausdehnung der anderen Gebiete. Um weiterhin eine konstante Gesamtdicke des Schichtstapels beizubehalten, wird die Dicke des n-Gebietes entsprechend erweitert. Die p-Dotierung wird im entsprechenden Maße angehoben, wie ihre Dicke verringert wird. Die Ausgangsdotierung der n- und p-Gebiete ist $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und die Dicke der Gebiete beträgt $1 \mu\text{m}$. Damit ist die Struktur im thermodynamischen Gleichgewicht auf jeden Fall ausgeräumt. Es wird also zum Beispiel die p-Schicht in ihrer Dicke um 20 % (im weiteren als 0,2 bezeichnet), in diesem Falle also $0,2 \mu\text{m}$, gekürzt, dabei wird die p-Dotierung um 20 % angehoben. Die n-Dotierung bleibt gleich, aber die Dicke des n-Gebietes wird um $0,2 \mu\text{m}$ vergrößert. Die Nettodotierung der verschiedenen Strukturen ist in Abbildung 6.9 gezeigt. Eine Übersicht der Strukturen ist in Tabelle 6.1 gegeben.

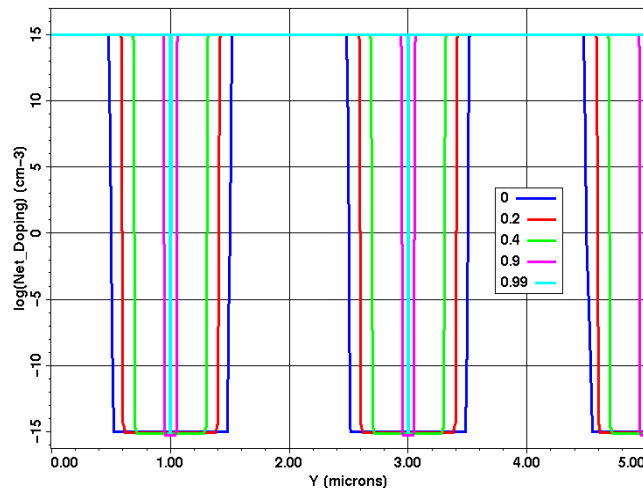


Abbildung 6.9 Nettodotierung der verschiedenen Schichtstapel, bei denen die Anteile der p-Gebiete verringert werden. Mit negativem Vorzeichen ist die p-Dotierung bezeichnet und mit positivem Vorzeichen die n-Dotierung. 0,2 bezeichnet eine Struktur, bei der das p-Gebiet um $0,2 \mu\text{m}$ gekürzt wurde.

In den Simulationen zeigt sich (Abbildung 6.10), dass mit zunehmender Verringerung der p-Anteile an der Gesamtdicke der Kompensationsstruktur die Durchbruchspannung sinkt.

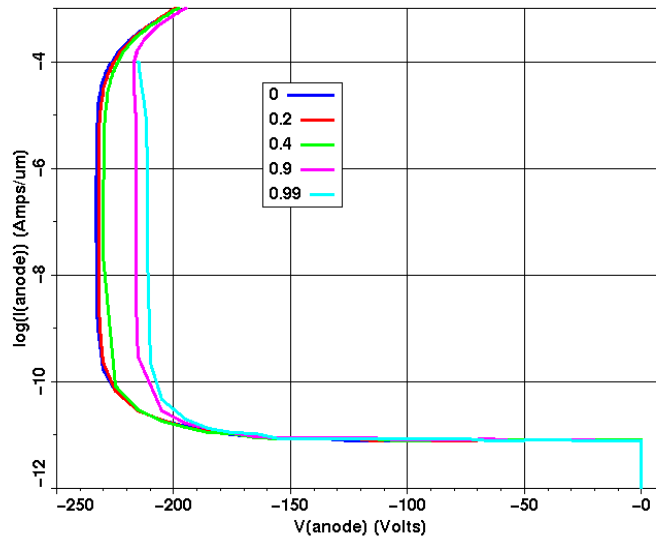


Abbildung 6.10 Simulation der Sperrkennlinie bei verringerter Dicke der p-Gebiete. 0 bezeichnet die Kompensationsstruktur mit einer Dicke des p- und des n-Gebietes von je 1 μm und einer Dotierung von $1 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$. 0,2 bezeichnet dann ein p-Gebiet mit einer Dicke von 0,8 μm , also eine 20-prozentige Reduzierung, und ein n-Gebiet mit 1,2 μm , wobei die Dotierung im p-Gebiet auf $1,2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ angehoben wurde. Für die anderen Dicken der p-Gebiete wurde die Bezeichnung entsprechend gewählt. Mit zunehmender Verringerung des p-Gebietes nimmt die Durchbruchspannung ab.

Wenn die Dicke des p-Gebietes nur noch 0,5 % der Dicke des n-Gebietes ausmacht (hier mit 0,99 bezeichnet), dann hat sich die Durchbruchspannung von den ursprünglichen 233 V auf 211 V reduziert. Wenn man die p-Dotierung nur in dem Maße erhöht, wie die p-Gebiete in der Dicke reduziert werden, und dabei die n-Gebiete zur Beibehaltung der Gesamtdicke erweitert, dann nimmt die Flächenladung der n-Gebiete zu, beziehungsweise die der p-Gebiete ab. Damit verschiebt sich die Ladungsbilanz der Gesamtstruktur.

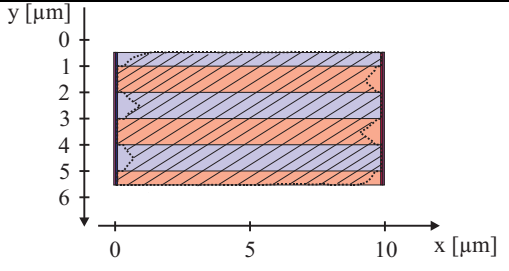
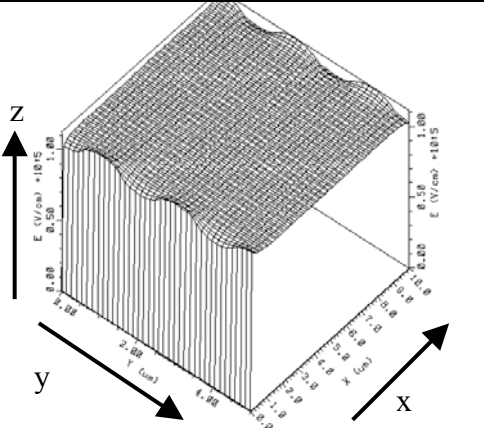
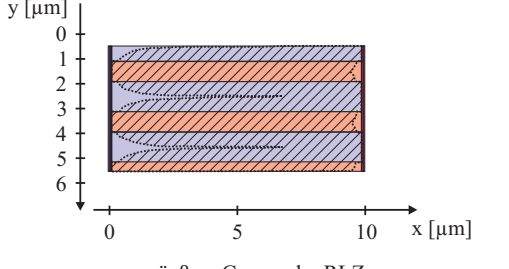
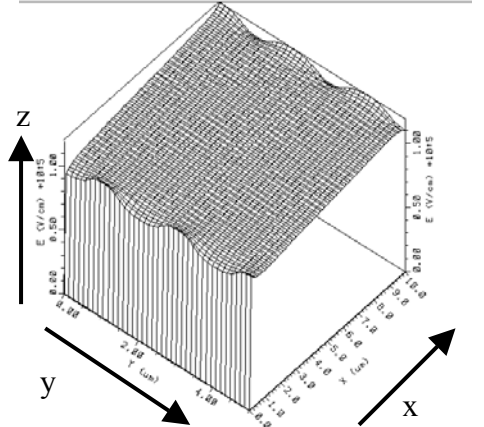
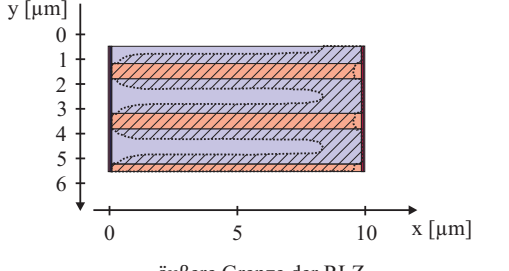
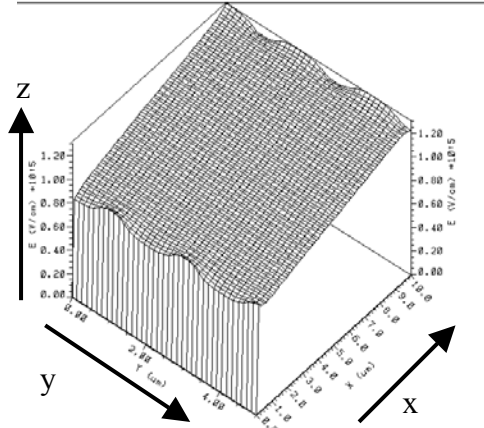
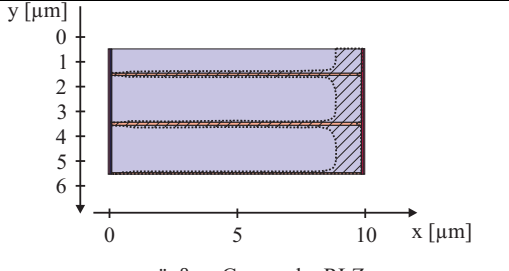
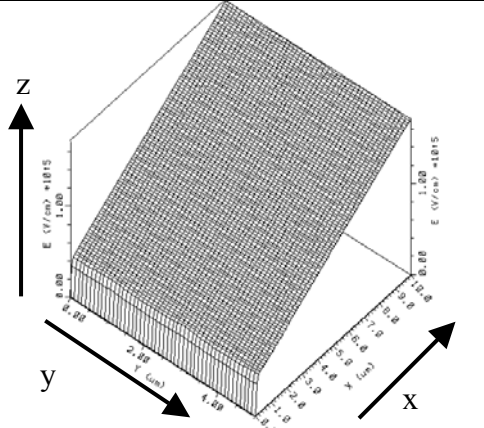
Struktur	Dotierung p-Schicht [1/cm ³]	Dotierung n-Schicht [1/cm ³]	Breite der p-Schicht [μm]	Breite der n-Schicht [μm]	Flächendotierung p-Schicht [1/cm ²]	Flächendotierung n-Schicht [1/cm ²]
0	$1 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{15}$	1	1	$1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{11}$
0,2	$1,2 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{15}$	0,8	1,2	$9,6 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{11}$
0,4	$1,4 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{15}$	0,6	1,4	$8,4 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{11}$
0,9	$1,9 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{15}$	0,1	1,9	$1,9 \cdot 10^{10}$	$1,9 \cdot 10^{11}$
0,99	$1,99 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{15}$	0,01	1,99	$1,99 \cdot 10^9$	$1,99 \cdot 10^{11}$

Tabelle 6.1 Übersicht der simulierten Strukturen mit den entsprechenden Flächendotierungen

Die Kompensationsstruktur wird mit abnehmenden p-Anteilen insgesamt n-lastiger und erreicht im Sperrfall nicht mehr den Zustand einer vollständig ausgeräumten, also ideal intrinsischen Driftzone. Es bleiben auch bei hohen Sperrspannungen nicht ausgeräumte n-Gebiete übrig, die dazu führen, dass die erreichbare Sperrfähigkeit zunehmend durch die parallelen p-v-n Dioden³ in der Kompensationsstruktur gegeben ist. Es ist daher auch immer weniger möglich, ein annähernd konstantes elektrisches Feld, das einer „ideal intrinsischen“ Schicht entsprechen würde, in der Driftzone zu erreichen. Mit abnehmendem Einfluss der p-Anteile in der Kompensationsstruktur wird das elektrische Feld in der Driftzone zunehmend linear. Abbildung 6.11 zeigt die verschiedenen Kompensationsstrukturen mit variiertem p-Anteil, die daraus resultierenden

³ Eine p-v-n-Diode hat eine niedrig n-dotierte Driftzone, die hier mit v bezeichnet wird.

Raumladungszonen bei 0 V und die elektrische Feldverteilung bei einer angelegten Sperrspannung von -105 V .

Struktur	Nettodotierung und Raumladungszonen bei 0 V	Elektrische Feldverteilung im Sperrfall (Elektrisches Feld [V/cm] in z-Richtung)
0	 <p> äußere Grenze der RLZ ▨ RLZ ■ $1 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ n-Dotierung ■ $1 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ p-Dotierung </p>	
0,2	 <p> äußere Grenze der RLZ ▨ RLZ ■ $1,0 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ n-Dotierung ■ $1,2 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ p-Dotierung </p>	
0,4	 <p> äußere Grenze der RLZ ▨ RLZ ■ $1,0 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ n-Dotierung ■ $1,4 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ p-Dotierung </p>	
0,9	 <p> äußere Grenze der RLZ ▨ RLZ ■ $1,0 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ n-Dotierung ■ $1,9 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ p-Dotierung </p>	

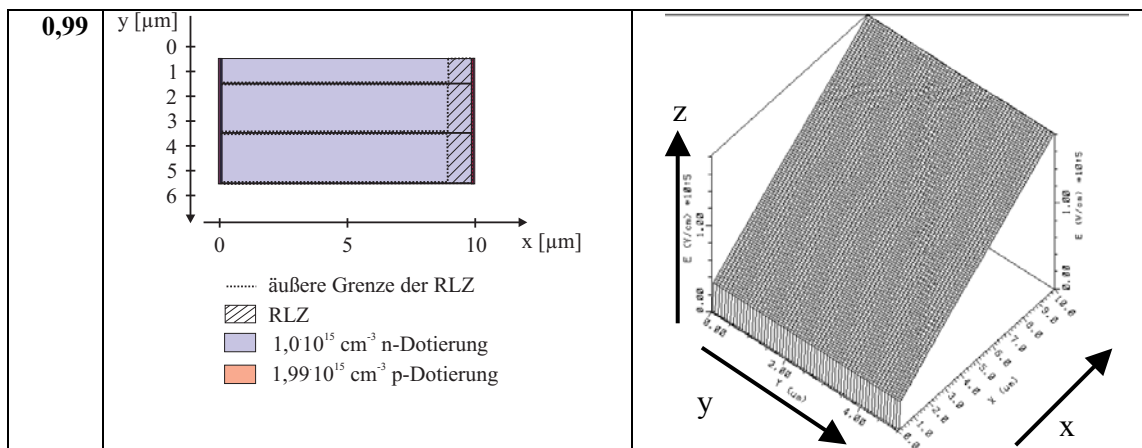


Abbildung 6.11 Darstellung der simulierten Kompensationsstrukturen im Längsschnitt mit variierendem Anteil der p-Gebiete, die daraus resultierende Verteilung der Raumladungszonen und das elektrische Feld im Sperrfall (hier bei -105 V). Die Raumladungszonen sind schraffiert dargestellt und mit schwarz gestrichelten Linien umrandet. Bei den Längsschnitten ist auf der linken Seite das hochdotierte n+ Anschlussgebiet und auf der rechten Seite das hochdotierte p+ Anschlussgebiet. Bei der Darstellung des elektrischen Feldes ist vorne das n+ Anschlussgebiet und hinten das p+ Anschlussgebiet. Mit abnehmendem Anteil der p-Gebiete, wird die Driftzone zunehmend n-lastiger. Dadurch wird das elektrische Feld bei angelegter Sperrspannung in der Driftzone linear.

Andererseits haben die Simulationen der Kompensationsstrukturen mit verschiedenen Randbereichen gezeigt, dass es für die Sperrspannung nicht von Nachteil ist, wenn die n- bzw. p- Gebiete bei 0 V nicht vollständig ausgeräumt sind. Die hier gezeigten Simulationen zeigen aber, dass dies nur gilt, wenn insgesamt die Ladungsbilanz erhalten bleibt. Denn wenn die Struktur n-lastiger wird, dann ist das elektrische Feld und damit auch die erreichbare Durchbruchspannung durch die überwiegende Dotierung in der Driftzone bestimmt.

Bei den Sperrkennlinien fällt weiterhin auf, dass sie sich in ihrem Verhalten bei hohen Sperrströmen unterscheiden. Insbesondere die Kompensationsstruktur mit räumlich sehr konzentrierten p-Gebieten (0,99) hat einen Knick in der Sperrkennlinie bei hohen Sperrströmen, also oberhalb des Lawinendurchbruches, d.h. sie erreicht eine geringfügig höhere Sperrspannung als bei niedrigeren Sperrströmen, um dann bei Strömen ab $1 \text{ mA}/\mu\text{m}$ wieder an Sperrspannung zu verlieren. Bei den anderen Kompensationsstrukturen tritt die Zunahme der Sperrspannung bei Strömen um $0,01 \text{ mA}/\mu\text{m}$ nicht auf. Es zeigt sich aber das gleiche Verhalten ab $1 \text{ mA}/\mu\text{m}$ Sperrstrom. Das Absinken der Sperrspannung bei hohen Sperrströmen steht im Zusammenhang mit den Veränderungen des elektrischen Feldes aufgrund der generierten freien Ladungsträger und soll in einem der folgenden Abschnitte noch detaillierter erklärt werden. Es fällt aber in diesem Falle auf, dass insbesondere die Struktur, die bei angelegter Sperrspannung eine dominante Feldspitze hat, auch bei hohen Sperrströmen noch eine Zunahme der Durchbruchspannung zulässt.

Die räumliche Konzentrierung der p-Gebiete soll im Durchlassfall eine Verbesserung bringen, denn der Anteil der stromführenden n-Gebiete wird dadurch vergrößert und, wie im Sperrfall bereits gesehen, wird die Kompensationsstruktur zunehmend n-lastiger. Dies bestätigt sich auch in der Simulation der Widerstandscharakteristik. Je stärker die Konzentrierung der p-Gebiete ist, umso größer ist der Strom bei angelegter Vorwärtsspannung und daher ist der Widerstand umso geringer (Abbildung 6.12).

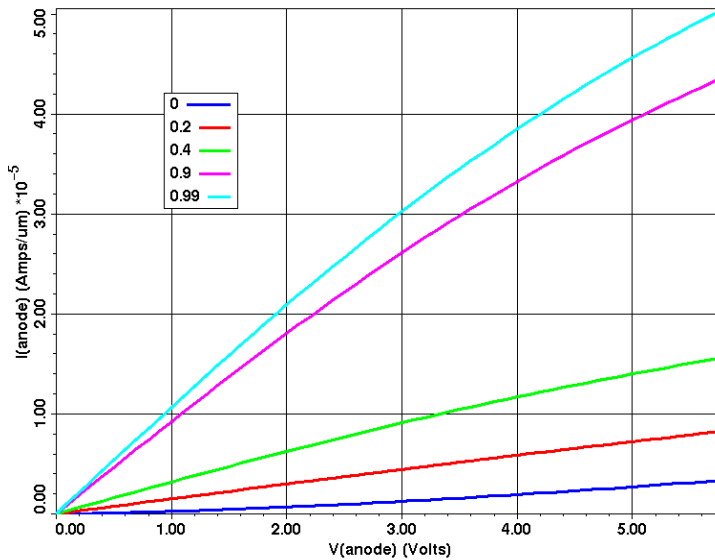
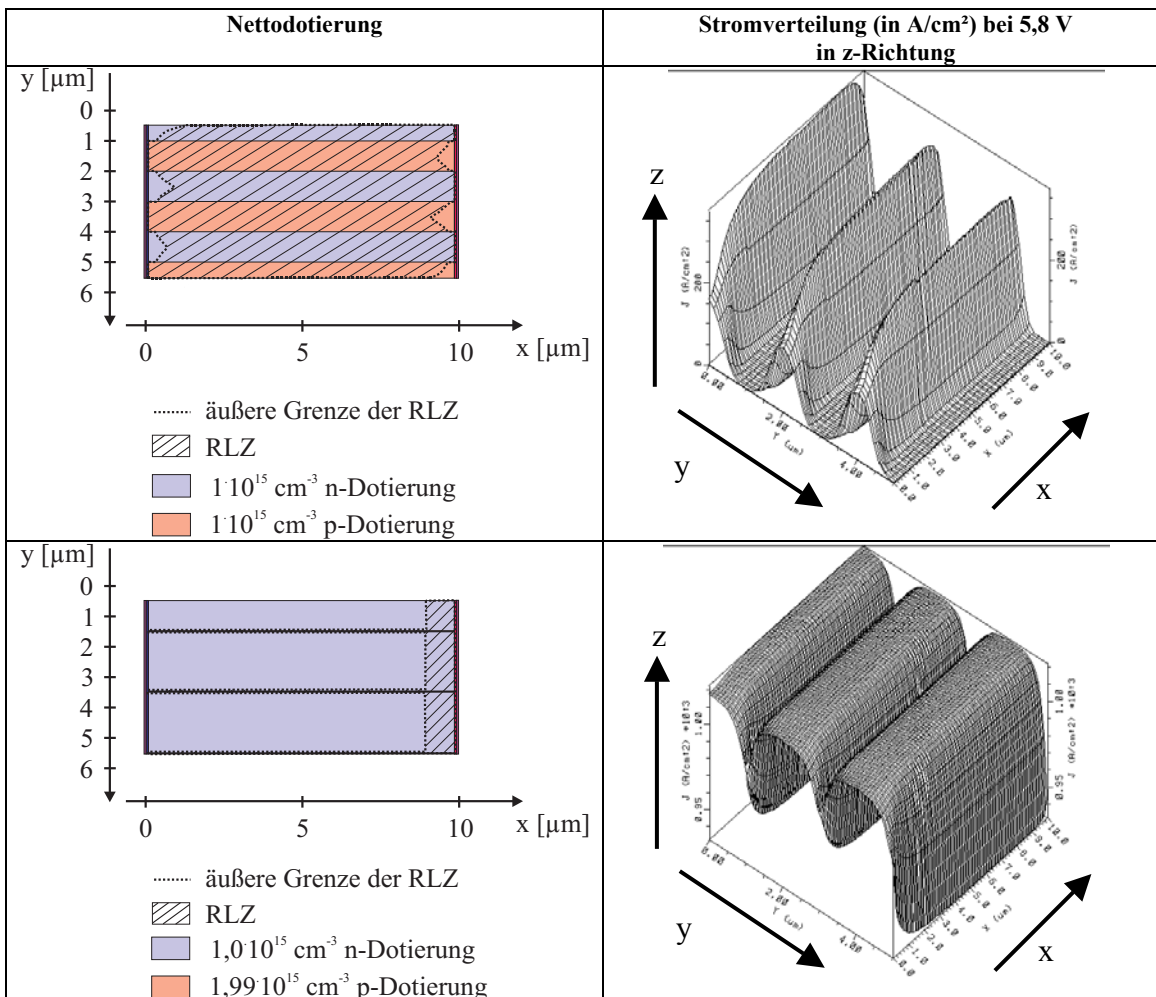


Abbildung 6.12 Simulation der Vorwärtskennlinie bei Variation der Dicke der p-Gebiete und entsprechender Anpassung der Dotierung. Je kleiner der Anteil der p-Gebiete, umso geringer wird der Widerstand. Denn mit abnehmender Breite der p-Gebiete, nimmt die stromführende Fläche, also die der n-Gebiete, zu.

Man kann sich dieses Ergebnis auch noch verdeutlichen, in dem man sich die Stromverteilung innerhalb der Kompensationsstruktur darstellt (Abbildung 6.13). Diese zeigt deutlich, dass der Strom sich auf die breiteren n-Gebiete verteilt und damit insgesamt mehr Strom über die Struktur geführt werden kann.



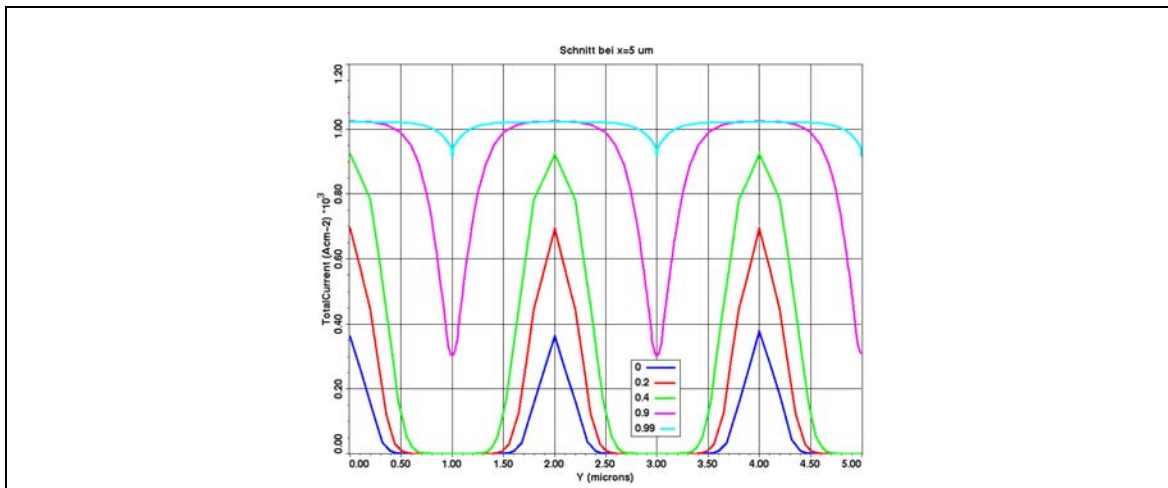


Abbildung 6.13 Simulation der Stromverteilung bei einer angelegten Vorwärtsspannung von 5,8 V. Vorherige Seite: Vergleich der Stromverteilung bei zwei Strukturen mit stark unterschiedlichem Anteil der p-Gebiete im Längsschnitt (Struktur 0 und Struktur 0,99).

Diese Seite: Stromverteilung der verschiedenen Kompensationsstrukturen im Querschnitt in der Mitte der Driftzone. Je geringer die Breite der p-Gebiete, umso mehr Strom kann über die n-Gebiete fließen.

Je größer die Konzentrierung der p-Gebiete, umso geringer fällt die Rolle des elektrischen Feldes quer zum Stromfluss aus. Als Folge wird die Potentialverteilung quer zu den Schichten homogener. In Abbildung 6.14 ist diese bei 5,8 V Vorwärtsspannung gezeigt. Somit können die Elektronen nicht nur die breiteren n-Gebiete zum Stromfluss nutzen, sondern darüber hinaus werden auch die p-Gebiete im Vorwärtsfall mit Majoritätsträgern überflutet.

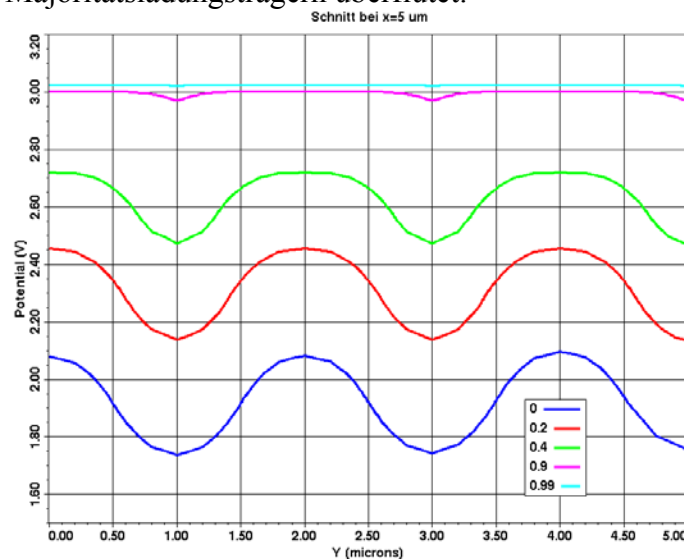


Abbildung 6.14 Simulierte Potentialverteilung im Querschnitt bei einer Vorwärtsspannung von 5,8 V. Je kleiner die Breite der p-Gebiete ist, umso schwächer wird der Einfluss des elektrischen Feldes quer zu den Schichten. Deshalb wird auch die Potentialverteilung homogener.

Wenn man durch die räumliche Konzentrierung der p-Gebiete an Durchbruchspannung verliert, aber gleichzeitig den Widerstand verbessert, dann stellt sich die Frage, ob man insgesamt das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung verbessert hat. Dies lässt sich am besten durch eine Darstellung des Einschaltwiderstandes gegenüber der Durchbruchspannung feststellen, wie in Abbildung 6.15 zeigt. Wenn das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung gleich bleibt, dann müssten die Ergebnispunkte aller Kompensationsstrukturen auf einer Geraden liegen, deren Steigung gegeben ist durch das Verhältnis aus Widerstand und Durchbruchspannung bei der Ausgangsstruktur.

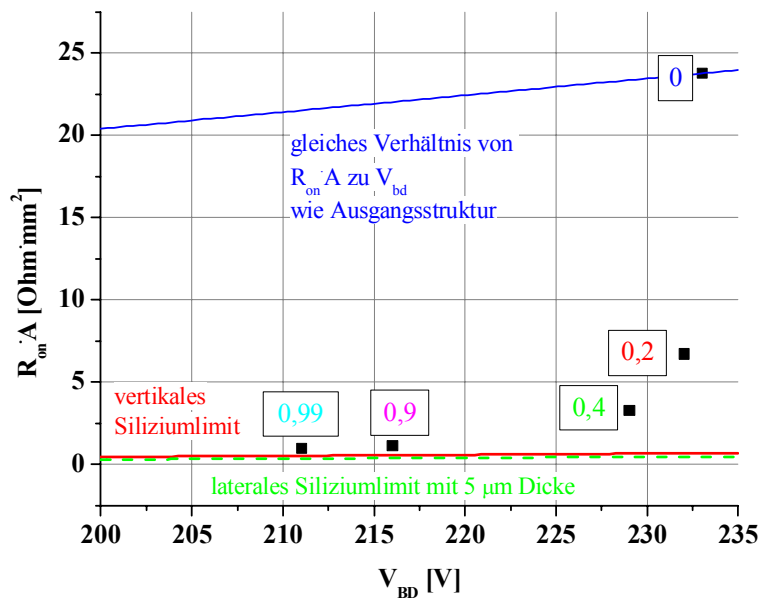


Abbildung 6.15 Einschaltwiderstand gegenüber der Durchbruchspannung bei Variation der Anteile der p-Gebiete. Durch Verringerung der Breite der p-Gebiete kann man das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung verbessern.

Alle Strukturen liegen unterhalb der Vergleichslinie der Ausgangsstruktur und es ist also möglich, das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung durch die räumliche Konzentrierung der p-Gebiete ohne Veränderung der Gesamtdicke der Kompensationsstruktur zu verbessern. Als weitere Referenzlinien sind das vertikale und das laterale Siliziumlimit dargestellt, wobei sich das laterale Limit auf eine Gesamtdicke von 5 μm , also der Gesamtdicke der Ausgangsstruktur, bezieht. Je geringer der Anteil der p-Dotierung ist, umso näher liegen die Strukturen an den beiden Siliziumlimits, die bei diesen Spannungen sich kaum unterscheiden.

Die Verbesserung des Verhältnisses aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung fällt immer geringer aus, je kleiner der Anteil des p-Gebietes am Gesamtgebiet ist. Dies lässt sich dadurch erklären, dass der Anteil der stromführenden n-Gebiete sich zunehmend nicht weiter vergrößern lässt. Um eine weitere Verbesserung des Widerstandes erreichen zu können, müsste dann auch die Dotierung der n-Gebiete erhöht werden. Wenn man den Kompensationsgrad erhalten möchte, würde eine höhere Dotierung der n-Gebiete entweder auch eine höhere Dotierung der p-Gebiete nach sich ziehen oder zu einer räumlichen Konzentrierung der n-Gebiete führen und damit zu einer größeren Anzahl an n- und p-Gebieten bei gleicher Gesamtdicke der Struktur.

Zusammenfassend hat sich gezeigt, dass eine Verbesserung des Verhältnisses aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung erreichbar ist, wenn nicht ausgeräumte n-Gebiete im Vorwärtsfall schon ab 0 V zum Stromfluss beitragen können, d.h. mit anderen Worten die Kompensationsstrukturen im thermodynamischen Gleichgewicht nicht vollständig ausgeräumt sind. Andererseits haben nicht ausgeräumte n-Gebiete im Sperrfall einen negativen Einfluss auf die Sperrfähigkeit der Gesamtstruktur, wenn die Ladungsbilanz der Kompensationsstruktur verschoben ist. Wie nicht anders erwartet, hat eine immer schlechter ausgeglichene Ladungsbilanz zur Folge, dass man sich vom Optimum der Kompensationsstruktur wegbewegt.

Deshalb wird im Folgenden eine Kompensationsstruktur untersucht, bei der die p-Gebiete räumlich konzentriert werden, aber dabei die Flächendotierung in den n- und p-Gebieten angepasst wird. Dies stellt sicher, dass die Ladungsbilanz erhalten bleibt. Die Struktur bleibt aber auch im thermodynamischen Gleichgewicht ausgeräumt. Die Ausgangsdotierung der n- und p-Gebiete ist wieder $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und die Dicke der Gebiete beträgt $1 \text{ }\mu\text{m}$. Dann wird zum Beispiel bei einer Struktur das p-Gebiet um 20 % gekürzt und das n-Gebiet entsprechend erweitert. Allerdings bleibt die n-Dotierung dabei konstant und die p-Dotierung wird entsprechend angehoben, so dass die Flächendotierung der p-Gebiete der der n-Gebiete entspricht, hier also $1,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. In diesem Fall muss die p-Dotierung also auf $1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ angehoben werden. Die Nettodotierungen sind in Abbildung 6.16 dargestellt und alle Parameter in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

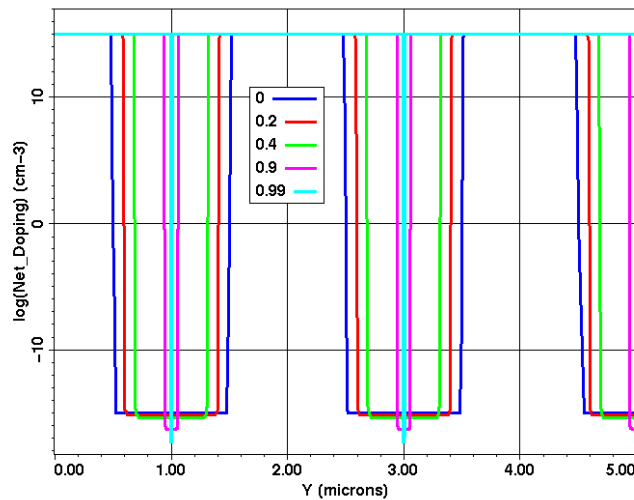


Abbildung 6.16 Nettodotierung der simulierten Kompensationsstrukturen, bei denen die Breite der p-Gebiete verkleinert wurde. Gleichzeitig wird aber auch die Dotierung der p-Gebiete so angehoben, dass die gleiche Flächendotierung in benachbarten n- und p-Gebieten vorhanden ist. (siehe auch Tabelle 6.2)

Struktur	Dotierung p-Schicht [1/cm ³]	Dotierung n-Schicht [1/cm ³]	Breite der p-Schicht [μm]	Breite der n-Schicht [μm]	Flächendotierung p-Schicht [1/cm ²]	Flächendotierung n-Schicht [1/cm ²]
0	$1 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{15}$	1	1	$1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{11}$
0,2	$1,5 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{15}$	0,8	1,2	$1,2 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{11}$
0,4	$2,3 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{15}$	0,6	1,4	$1,4 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{11}$
0,9	$1,9 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{15}$	0,1	1,9	$1,9 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^{11}$
0,99	$1,99 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{15}$	0,01	1,99	$1,99 \cdot 10^{11}$	$1,99 \cdot 10^{11}$

Tabelle 6.2 Übersicht der simulierten Kompensationsstrukturen. Die Flächenladung in den n- und p-Gebieten ist gleich, wobei die p-Gebiete räumlich konzentriert wurden.

Im Sperrfall zeigt sich sofort, dass die Kompensationsstrukturen durch die Anpassung der Flächendotierungen ihre Sperrfestigkeit unabhängig von der Konzentrierung der p-Gebiete beibehalten (Abbildung 6.17).

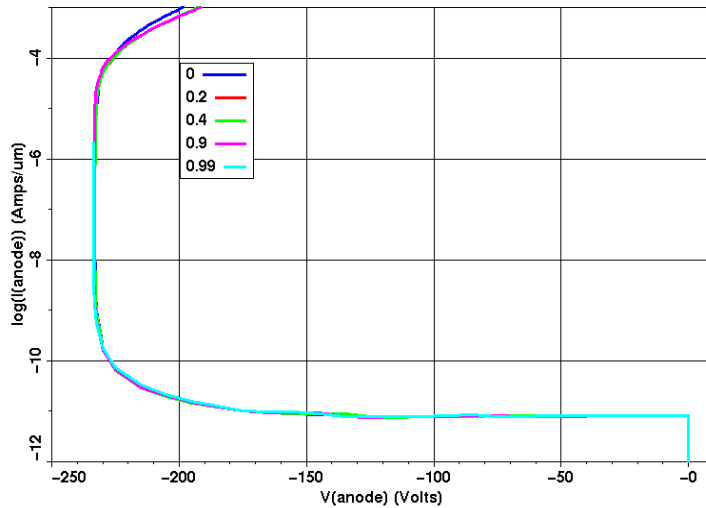
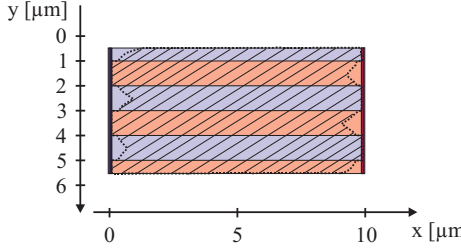
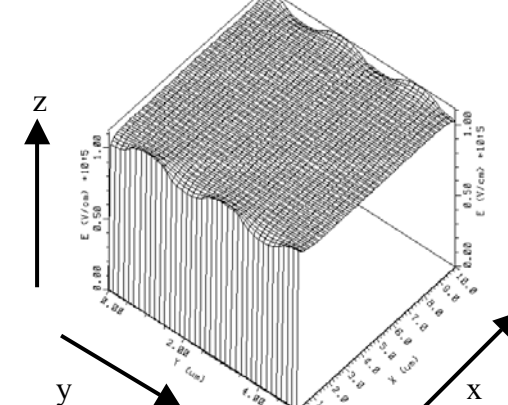


Abbildung 6.17 Vergleich der Sperrkennlinien verschiedener Kompensationsstrukturen, bei denen der Anteil der p-Gebiete verringert wurde und die Flächenladung in den n- und p-Gebieten gleich ist. Die Strukturen sind bei höheren Sperrspannungen vollständig ausgeräumt und erreichen daher annähernd die Durchbruchspannung einer intrinsischen Schicht.

Dies hat zwei Gründe: Zum einen sind die Strukturen bei 0 V bereits ausgeräumt und erst recht bei höheren Sperrspannungen. Zum anderen behalten die Kompensationsstrukturen ihre ursprüngliche Ladungsbilanz. So bleiben die Strukturen im Sperrfall nah an den Eigenschaften einer ideal intrinsischen Schicht. Dies zeigt sich ebenso in dem im wesentlichen konstanten elektrischen Feldverlauf bei einer Sperrspannung von -105 V (Abbildung 6.18), der unabhängig von der räumlichen Konzentrierung der p-Gebiete ist. Nicht ausgeräumt und damit nicht ideal intrinsisch sind lediglich die Bereiche, die an ein hochdotiertes Anschlussgebiet stoßen, also zum Beispiel der niedrigdotierte n-Bereich in der Driftzone, der auf das hochdotierte n^+ Anschlussgebiet trifft. Außerdem treten aufgrund der immer höher dotierten p-Gebiete auch immer größere elektrische Felder am Übergang dieser Gebiete zu den hochdotierten n^+ Anschlussgebieten auf. Die Welligkeit des elektrischen Feldes quer zu dem Schichtstapel nimmt damit zu. Es kommt weiterhin hinzu, dass die nicht ausgeräumten n-Gebiete am Übergang zu dem n^+ Anschlussgebiet mit der anteilmäßigen Vergrößerung der n-Gebiete zunehmen, während die nicht ausgeräumten p-Gebiete am Übergang zu dem p^+ Anschlussgebiet abnehmen. Im Sperrfall ist die Ladungsbilanz innerhalb der ausgeräumten Gebiete wichtig. Die Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten werden zunehmend p-lastig, obwohl die Ladungsbilanz der Flächendotierung der Gesamtstruktur erhalten bleibt.

Struktur	Nettodotierung und Raumladungszonen bei 0 V	Elektrische Feldverteilung im Sperrfall (Elektrisches Feld [V/cm] in z-Richtung)
0	 <p> äußere Grenze der RLZ ▨ RLZ □ $1 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ n-Dotierung ■ $1 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ p-Dotierung </p>	

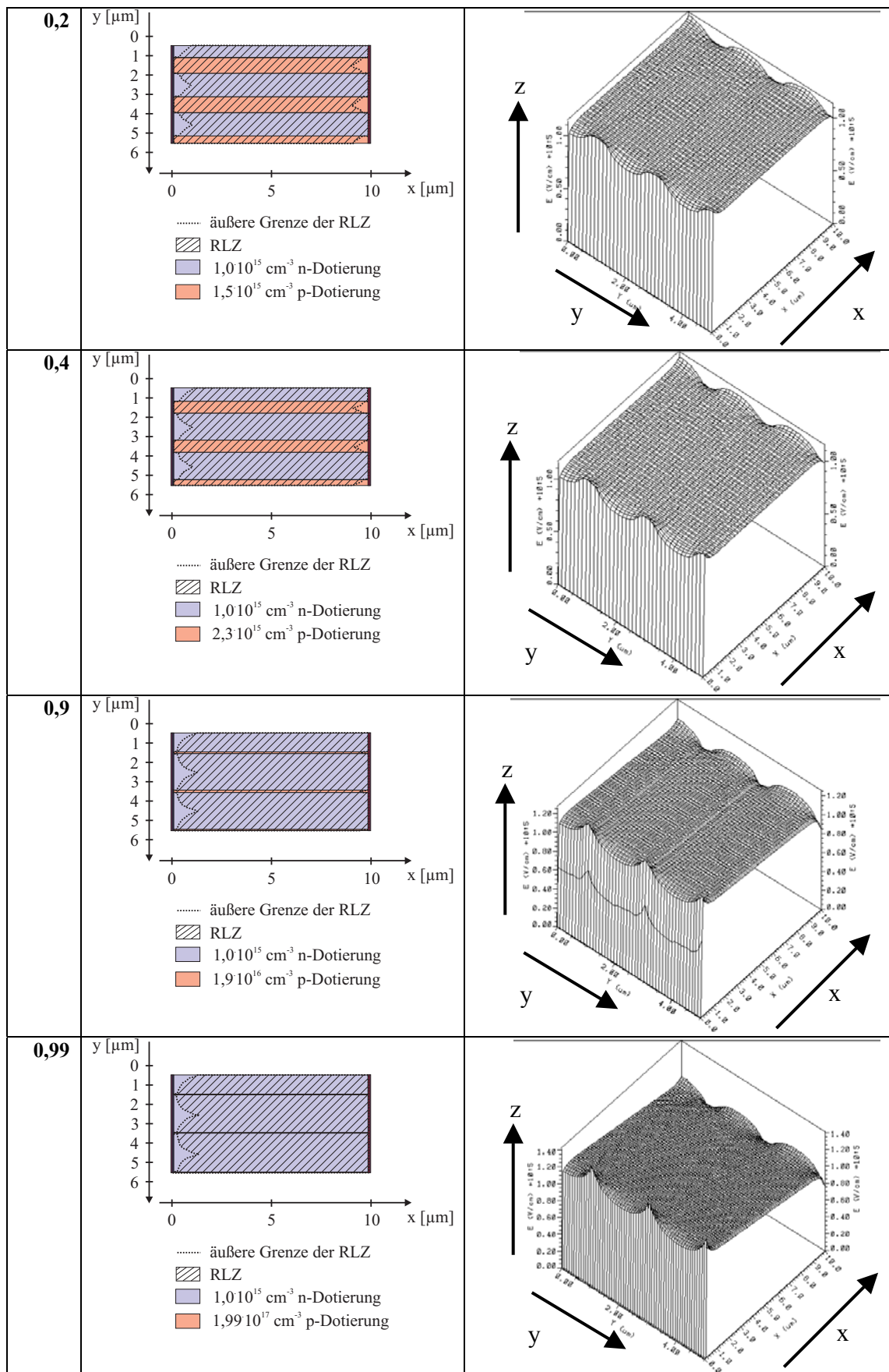


Abbildung 6.18 Vergleich der simulierten Strukturen mit unterschiedlichen räumlichen Anteilen der p-Gebiete, aber gleicher Flächendotierung in den n- und p-Gebieten. Die Kompensationsstrukturen sind schon im thermodynamischen Gleichgewicht annähernd vollständig ausgeräumt und erst recht bei höheren Sperrspannungen. Deshalb ergibt sich auch bei einer Sperrspannung von -105 V ein weitestgehend konstantes elektrisches Feld unabhängig von der räumlichen Konzentrierung der p-Gebiete

Die Kompensationsstrukturen mit unterschiedlich konzentrierten p-Gebieten haben auch das gleiche elektrische Verhalten bei hohen Sperrströmen. Das weist darauf hin, dass Kompensationsstrukturen im allgemeinen eine deutliche Lastigkeit in der Dotierungsbilanz aufweisen müssen, um ein anderes Verhalten bei hohen Sperrströmen zu zeigen. Bei einer eindeutigen Lastigkeit in der Dotierungsbilanz bildet sich im wesentlichen nur eine dominierende elektrische Feldspitze aus. Bei einer weniger ausgeprägten Lastigkeit gibt es mindestens zwei gleichberechtigte Feldspitzen. Diese scheinen zu einer abnehmenden Sperrspannung ab einem Strom von $1 \text{ mA}/\mu\text{m}$ zu führen, wohingegen eine dominierende Feldspitze ein Abknicken zu höheren Sperrspannungen erlaubt.

In den Simulationen der Widerstandscharakteristiken (Abbildung 6.19) zeigt sich, dass eine Verbreiterung der stromführenden n-Gebiete zu keiner Verringerung des Widerstandes führt, wenn die Kompensationsstrukturen insgesamt bei 0 V ausgeräumt sind. Im Gegenteil, die Widerstandscharakteristiken bleiben zunächst bis auf geringfügige, durch numerisches Rauschen in der Simulation verursachte, Unterschiede gleich (Kurve 0 bis 0,4). Wenn aber die Dotierung der p-Gebiete groß genug wird, dann zeigt sich ein ganz anderer Widerstandsverlauf in den n-„i“-n-Strukturen⁴. Zunächst steigt der Strom deutlich an, um dann ab einer gewissen Spannung (bei der Struktur 0,9 bei ca. 0,2 V) abzuknicken.

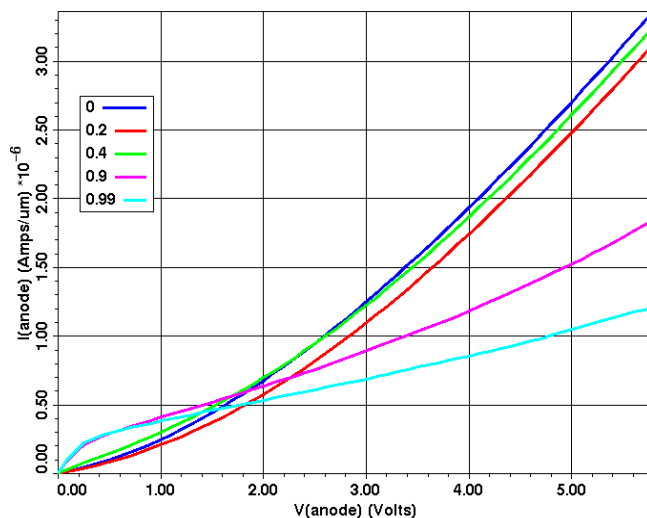


Abbildung 6.19 Vergleich der Vorwärtscharakteristiken der Kompensationsstrukturen mit unterschiedlichen Anteilen der p-Gebiete aber angepasster Flächendotierung. Durch die Verkleinerung der p-Gebiete kann keine Verbesserung des Einschaltwiderstandes erzielt werden. Im Gegenteil, mit zunehmender Verkleinerung der p-Gebiete nimmt der Widerstand zu.

Um dieses Durchlassverhalten besser zu verstehen, kann man die Elektronen – und Löcherverteilungen sowohl bei 0 V als auch bei einer Vorwärtsspannung von 5,8 V im Querschnitt in der Mitte zwischen den beiden n+ Kontakten betrachten (Abbildung 6.20).

⁴ „i“ bezeichnet hier die Driftzone, die sich aus Kompensationsstruktur zusammensetzt und als intrinsisch angenommen wird,

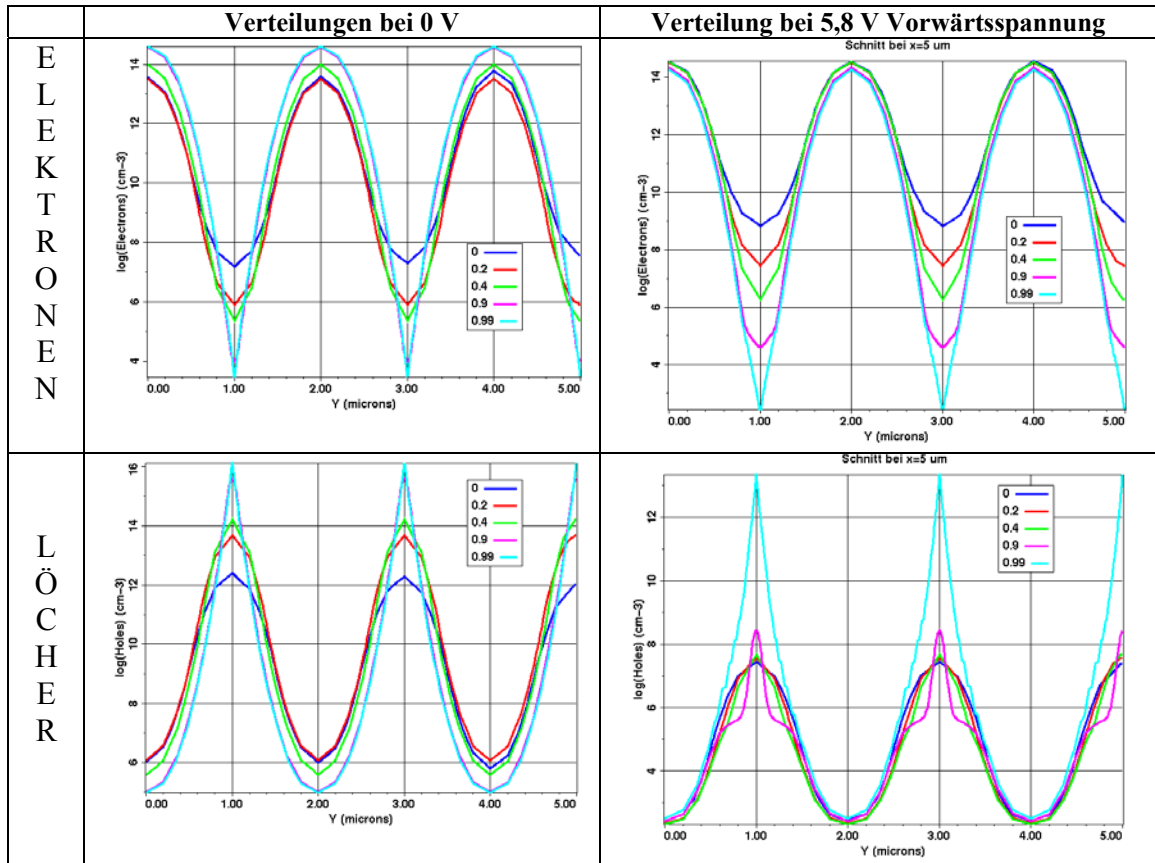


Abbildung 6.20 Vergleich der Elektronen- und Löcherverteilungen bei 0 V und 5,8 V Vorwärtsspannung im Schnitt quer zu den Schichten. Der Schnitt erfolgt in der Mitte der Driftzone und man kann den Einfluss der Anschlussgebiete vernachlässigen. Je höher die Dotierung der p-Gebiete ist, umso weniger können diese im Vorwärtsfall entladen werden. Es verbleiben Löcher in den p-Gebieten zurück.

Schon bei 0 V zeigt sich, dass durch die höher dotierten p-Gebiete die Elektronen stärker auf die n-Gebiete eingeschränkt werden, was sich bei einer angelegten Vorwärtsspannung von 5,8 V nur verstärkt. Damit stehen den Elektronen trotz verbreiterten n-Gebieten keine größeren Querschnittflächen für den Stromtransport zur Verfügung. Deshalb unterscheiden sich die Kompensationsstrukturen mit verschiedenen breiten p-Gebieten zunächst nicht. Die p-Gebiete hingegen können gleichzeitig zunehmend weniger entladen werden, was daran liegen kann, dass die p-Gebiete „floatend“, also ohne p+ Anschluss zur Elektrode, sind. Die fehlende Entladung sieht man am besten in der Löcherverteilung der Kompensationsstruktur 0,9. Die Überhöhung der Löcherverteilung in den p-Gebieten ist auf einen nicht entladenen Anteil der p-Gebiete zurückzuführen. Die p-Gebiete können nur durch Injektion von Löchern in die angrenzenden n-Gebiete entladen werden. Die Löcher rekombinieren dann mit den Elektronen der n-Gebiete beziehungsweise mit den Elektronen, die durch den n+ Kontakt nachgeliefert werden. Parallel dazu können aber noch einige Elektronen durch die n-Gebiete fließen, ohne zu rekombinieren. Deshalb zeigen die Strukturen 0 bis 0,4 bei kleinen Vorwärtsspannungen eine Kombination aus dem Durchlassverhalten von einer Diode und einem Widerstand, um dann bei größeren Spannungen, wenn die p-Gebiete entladen sind, sich stärker einem ohmschen Widerstandverhalten anzunähern. Je größer jedoch die Differenz der n- und p-Dotierungen in der Kompensationsstruktur ist, umso mehr kommen Bipolareffekte zum Tragen, was man an den Strukturen 0,9 und 0,99 in Abbildung 6.19 sehen kann. In diesem Falle werden wieder Löcher von den p-Gebieten in die angrenzenden n-Gebiete injiziert, um dort mit den Elektronen zu rekombinieren. Somit sind die parallelen Dioden alle in Durchlassrichtung geschaltet

und der Strom steigt deutlich an. Dieses Verhalten ist ähnlich dem Sättigungsbereich eines p⁺-n-p⁺ Transistors in Basisschaltung. Mit zunehmender Vorwärtsspannung werden die Löcher vermehrt in der Nähe des Übergangsbereiches zu dem auf 0 V gelegten Anschlussgebiet injiziert. Damit wird dieser Bereich des n-Gebietes zunehmend p-lastiger und es baut sich eine Barriere auf. Das führt dazu, dass sich eine Diode zwischen dem n⁺ Anschlussgebiet und dem angrenzenden umdotierten n-Gebiet ausbilden kann. Bei einer positiven Spannung an dem anderen n⁺ Anschlussgebiet entsteht so ein aktiver n⁺-p-n⁺ Transistor. In der Widerstandscharakteristik zeigt sich dies durch das Abknicken des Stroms in einen annähernd linearen Bereich. Die Steigung dieses Bereiches ist ein Indiz dafür, dass die Raumladungszone in dem n-Gebiet mit der angelegten Spannung variiert, analog zu dem Early-Effekt [Sze 1981] in einem Bipolartransistor. Die unterschiedliche Steigung der beiden Strukturen 0,9 und 0,99 in dem linearen Bereich lässt sich dadurch erklären, dass durch die höhere p-Dotierung bei der Struktur 0,99 mehr Löcher injiziert werden. Damit nimmt die Basisweite des n⁺-p-n⁺ Transistors im Vergleich zu der Struktur 0,9 zu und als Folge nimmt die Steigung im linearen Bereich ab. In Abbildung 6.21 sind die beiden Zustände während des Durchlassbetriebes schematisch wiedergegeben.

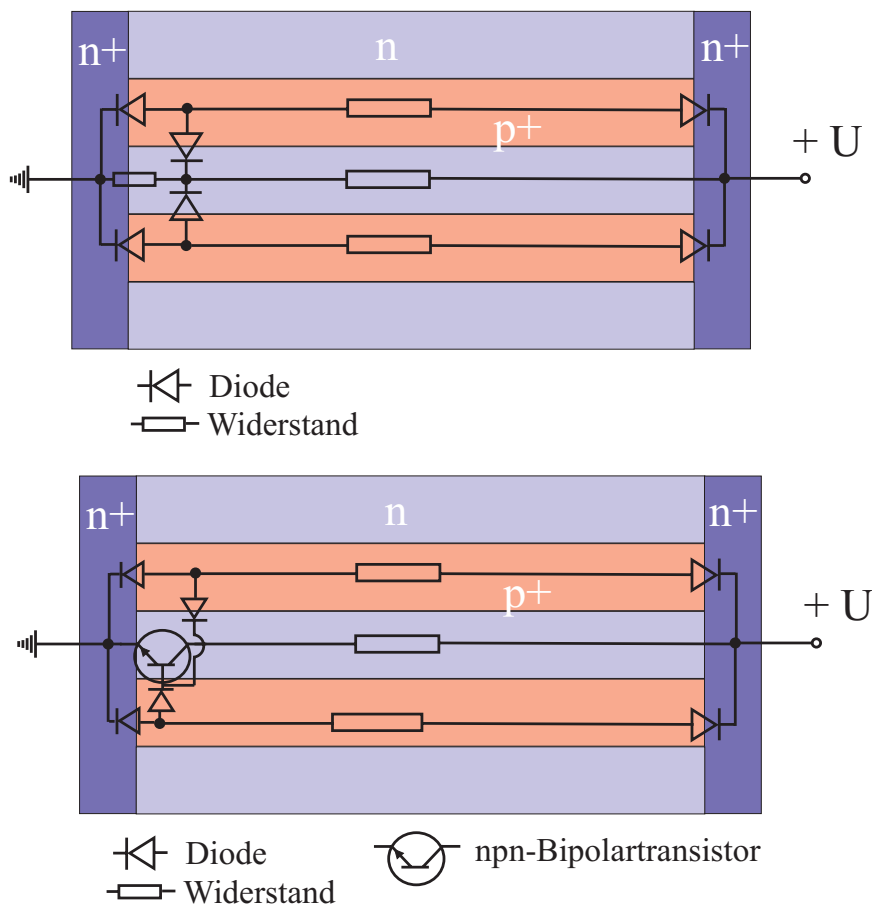


Abbildung 6.21 Ersatzschaltbild zur Verdeutlichung der bipolaren Effekte im Vorwärtsbetrieb von Kompensationsstrukturen, bei denen bei angepasster Flächendotierung die p-Gebiete räumlich konzentriert wurden (0,9 und 0,99).

oben: bei Vorwärtsspannungen kleiner 0,2 V, also im Sättigungsbereich

unten: bei Spannungen größer 0,2 V

Mit dem Vergleich der Potentialverläufe bei einer angelegten Vorwärtsspannung von 5,8 V kann man die unterschiedlichen Betriebszustände aufzeigen. Bei einer Kompensationsstruktur mit räumlich wenig konzentrierten p-Gebieten überwiegt der Potentialabfall entlang der Driftzone (x-Richtung). Je deutlicher aber die p-Gebiete

räumlich konzentriert sind, umso größer sind die Bipolareffekte. Dies ist unter anderem auf den größeren Wirkungsgrad der Injektion von Löchern in die n-Gebiete hinein zurückzuführen. Dadurch werden die p-Gebiete entladen. Es bleiben „Potentialinseln“ unter Null Volt (Abbildung 6.22).

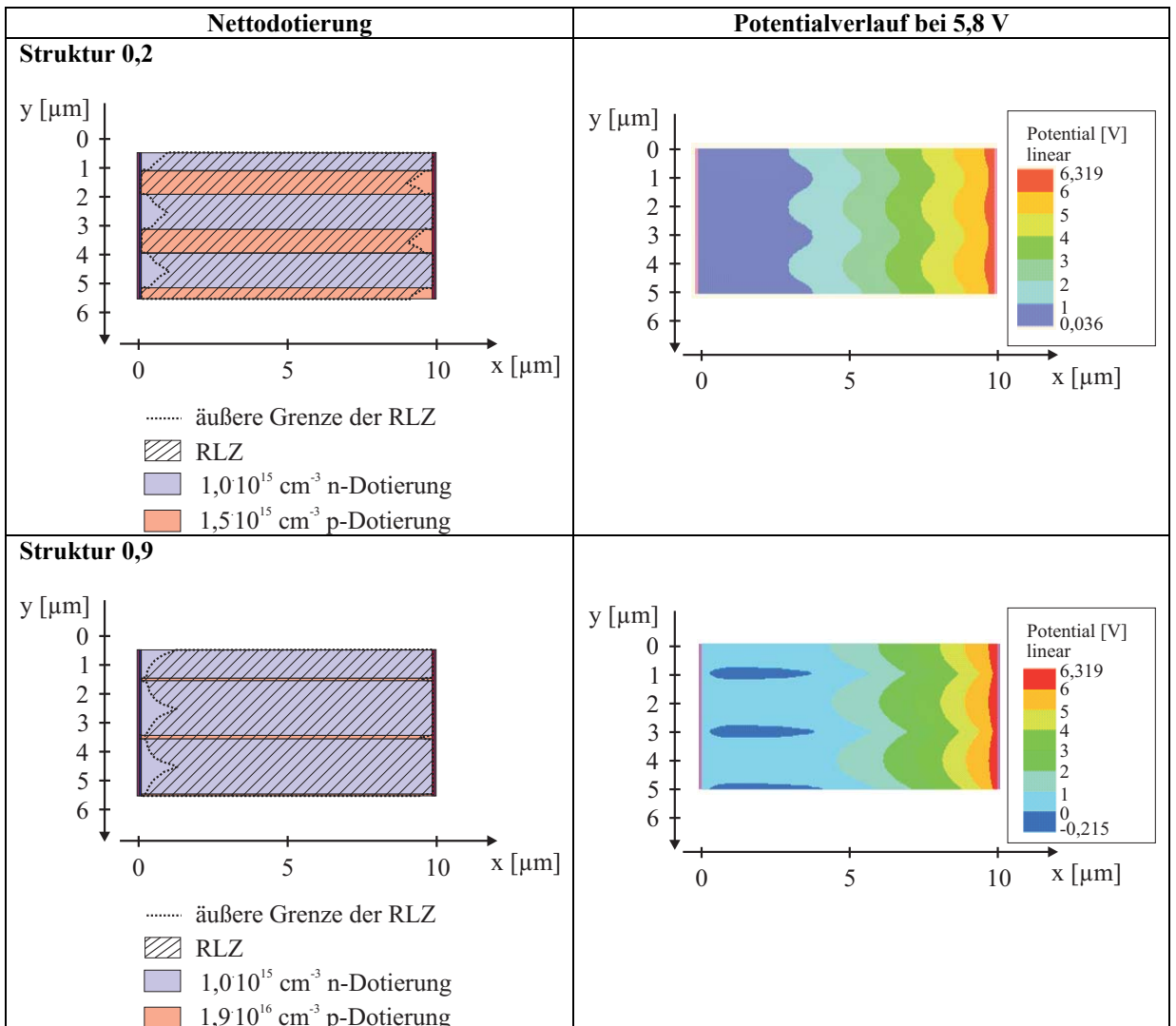


Abbildung 6.22 Vergleich der Potentialverläufe zweier Kompensationsstrukturen mit unterschiedlichen p-Gebieten. Je größer die Konzentration der p-Gebiete ist, umso mehr werden diese entladen und hinterlassen „Potentialinseln“, die eine negative Spannung haben.

Insgesamt lässt sich das Verhältnis aus Widerstand und Durchbruchspannung nicht verbessern, wenn die p-Gebiete bei zur n-Dotierung angepassten Flächendotierung räumlich konzentriert werden und die Strukturen bei 0 V ausgeräumt sind (Abbildung 6.23). Denn dann ist zwar die Durchbruchspannung konstant, aber der Widerstand im Vorwärtsfall wird aufgrund von Bipolareffekten sogar schlechter.

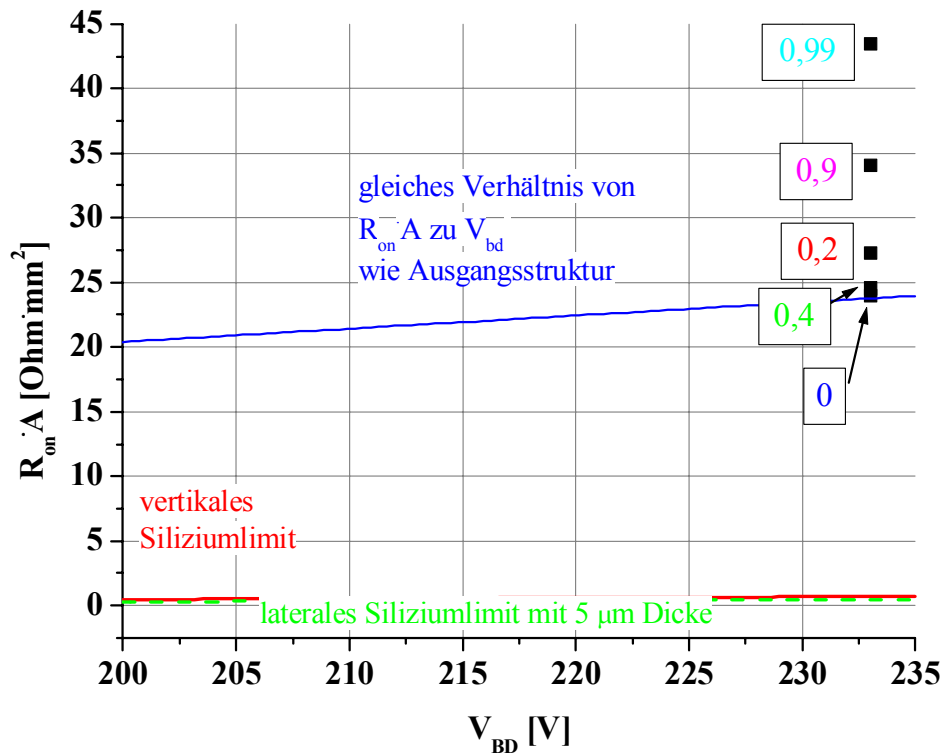


Abbildung 6.23 Darstellung des Einschaltwiderstandes gegen die Durchbruchspannung der Kompensationsstrukturen mit verschiedenen p-Gebieten. Die Ladungsbilanz bleibt über die Flächendotierung erhalten. Durch die Verschlechterung des Einschaltwiderstandes aufgrund von Bipolareffekten verschlechtert sich auch das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung.

Es stellt sich nun die Frage, ob diese Bipolareffekte auch auftreten, wenn die p-Gebiete angeschlossen sind. Dafür sind in der Simulation hochdotierte p+ Gebiete im Wechsel mit den hochdotierten n+ Gebieten des auf 0 V gelegten Anschlussgebietes eingeführt worden. Im Vergleich der Vorwärtscharakteristiken in Abbildung 6.24 zeigt sich aber, dass bei angeschlossenen hochdotierten p+ Gebieten, die Bipolareffekte ebenso auftreten. Durch das Anschließen der p-Gebiete hat sich nur die Basisweite des n+-p-n+ Transistors verändert.

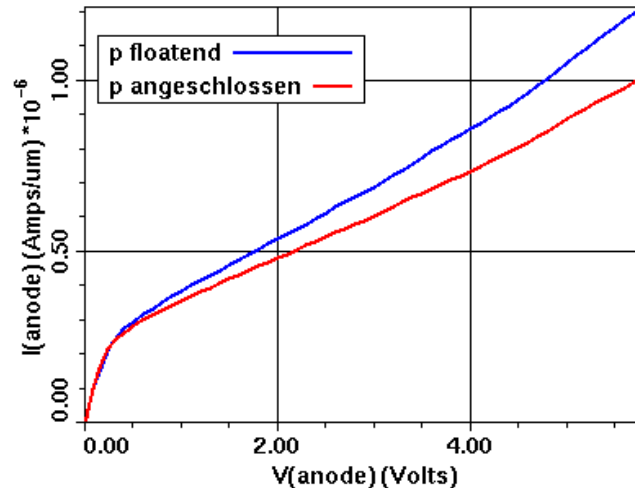


Abbildung 6.24 Vergleich des Durchlassverhaltens zweier Kompensationsstrukturen (0,99) mit und ohne angeschlossenen p-Gebieten. Selbst wenn die p-Gebiete der Kompensationsstrukturen angeschlossen sind, verändert sich die Vorwärtsscharakteristik nicht wesentlich. Das Auftreten der bipolaren Effekte kann also nicht auf den fehlenden Anschluss der p-Gebiete zurückgeführt werden, sondern resultiert aus der stark unterschiedlichen Dotierung der Schichten der Kompensationsstrukturen.

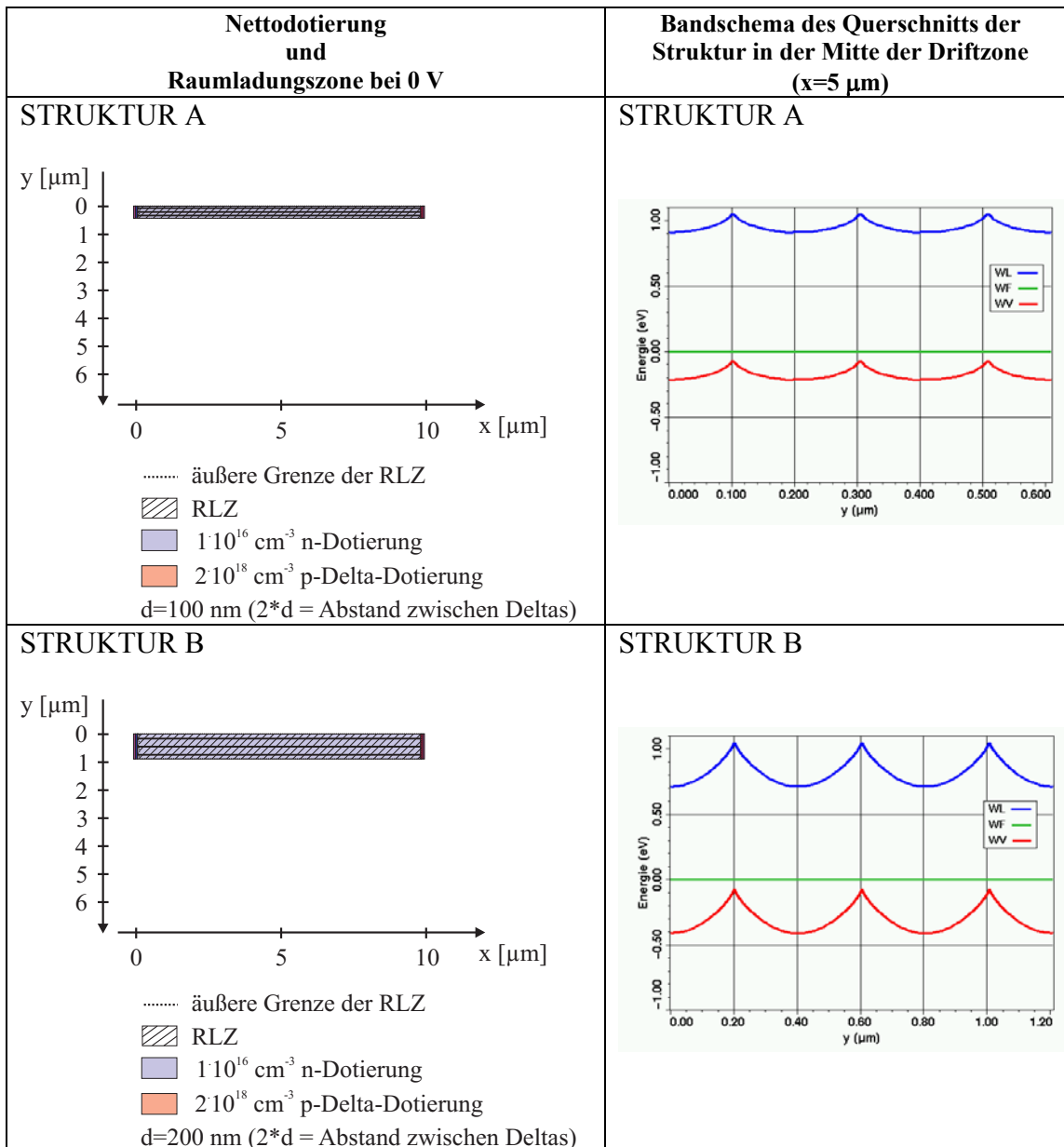
Zusammenfassend haben die Simulationen im vorherigen Abschnitt gezeigt, dass sich das Verhältnis aus Widerstand und Durchbruchspannung nicht verbessern lässt, wenn zwar die p-Gebiete räumlich konzentriert werden, aber gleichzeitig die Kompensationsstrukturen bei 0 V ausgeräumt sind. Aufgrund der ausgeglichenen Ladungsbilanz haben diese Strukturen zwar eine gute Sperrfähigkeit, aber kein gutes Durchlassverhalten. Bei den Kompensationsstrukturen mit nicht ausgeglichener Ladungsbilanz lässt sich eine Verbesserung des Verhältnisses aus Widerstand und Durchbruchspannung erreichen, ist aber durch die abnehmende Sperrfähigkeit begrenzt. Daraus ergibt sich die Folgerung, dass ein guter Einschaltwiderstand bei einer Kompensationsstruktur nur erreicht werden kann, wenn diese Struktur bei 0 V nicht vollständig ausgeräumt ist. Idealerweise sollte also ein Teil der stromführenden Gebiete schon bei 0 V zum Stromfluss beitragen können. Andererseits ist für eine gute Sperrfähigkeit die Ladungsbilanz entscheidend. Ein gutes Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung lässt sich bei einer Kompensationsstruktur nur erreichen, wenn die Ladungsbilanz der Struktur stimmt und die Struktur nicht bei 0 V ausgeräumt ist. Es soll im Weiteren untersucht werden, ob solch eine Kompensationsstruktur mit ausgeglichener Ladungsbilanz und unausgeräumten Gebieten bei 0 V darüber hinaus noch optimiert werden kann, wenn man die p-Gebiete räumlich konzentriert.

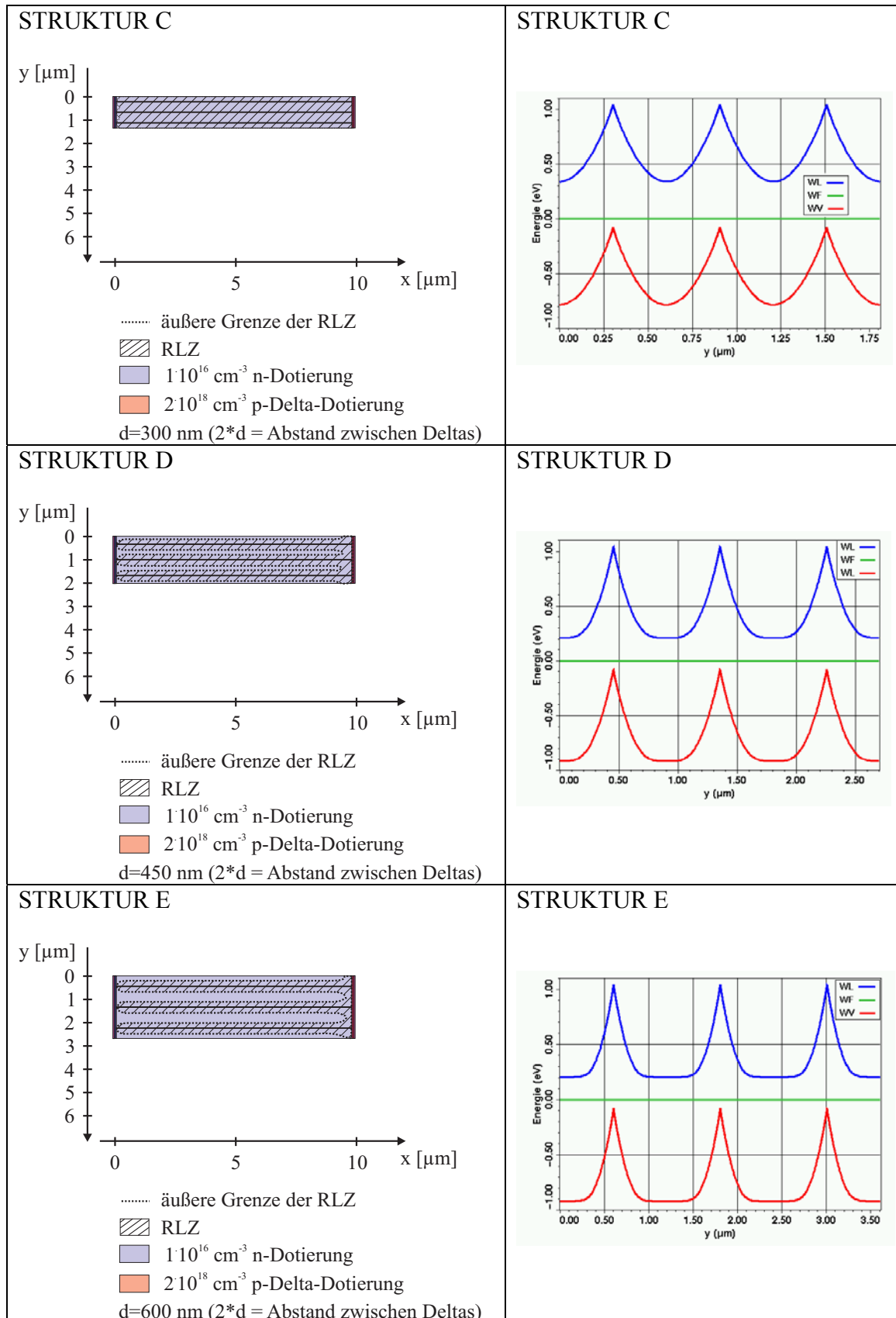
6.2.2 Variation des Kompensationsgrades

In den bisher vorgestellten Simulationen hat sich gezeigt, dass eine Reduzierung der Anteile der p-Gebiete vorteilhaft für die Verbesserung des Verhältnisses aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung ist. Dies gilt aber nur, wenn bei 0 V die Struktur nicht vollständig ausgeräumt ist. Es soll im weiteren nun zwei zentralen Fragen nachgegangen werden: zum einen, wie man eine Kompensationsstruktur gestalten muss, damit sie eine ausgeglichene Ladungsbilanz hat und trotzdem volle Sperrfähigkeit; und zum anderen, ob es ein Kriterium für die Optimierung der Struktur gibt, dass man bereits bei 0 V auswerten kann.

Im Folgenden wird eine Struktur untersucht, bei der die p-Gebiete bereits räumlich konzentriert sind, und bei der man nun durch Verbreitern der n-Gebiete die Ladungsbilanz wieder herzustellen versucht. Durch das Verbreitern der n-Gebiete wird zwar die Nettoanzahl an Donatoren in den n-Gebieten angehoben, aber die Diffusionsspannung zwischen dem n- und dem p-Gebiet bleibt erhalten. Man kann also das n-Gebiet breiter machen als die Raumladungszonenweite, die sich aufgrund der Diffusionsspannung aufbaut. So kann man eine ausgeglichene Ladungsbilanz erreichen, obwohl die stromführenden Gebiete bei 0 V nicht „ausgeräumt“ sind.

Abbildung 6.25 zeigt eine Kompensationsstruktur mit räumlich konzentriertem p-Gebiet, bei der das n-Gebiet in der Breite zwischen 200 und 1800 nm variiert wird. Die Bandschemata verdeutlichen, dass man die Ladungsbilanz durch die Verbreiterung der n-Gebiete beeinflussen kann. Bei den Strukturen A, B und C ist das Fermi-niveau nahe der Valenzbandkante, die Strukturen sind also insgesamt p-lastig. Bei den Strukturen D, E und F lässt sich anhand der Bandschemata dagegen zunächst keine eindeutige Lastigkeit feststellen.





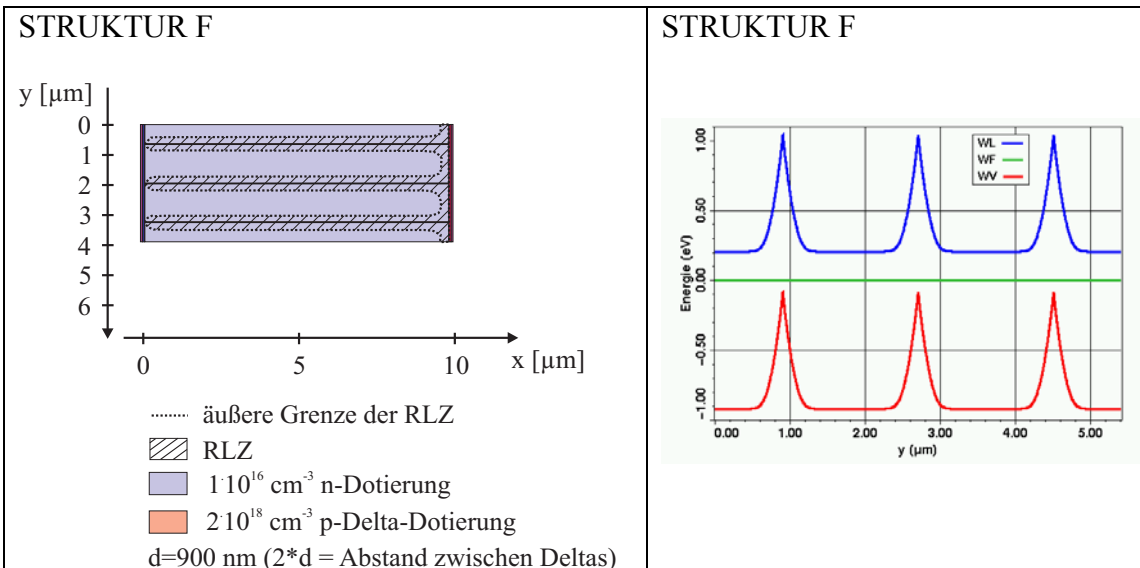


Abbildung 6.25 Kompensationsstruktur mit p-Delta-Dotierung und variiertem Abstand zwischen Deltas. Je nach Abstand zwischen den Delta-Dotierungen ist die Kompensationsstruktur mehr oder weniger im thermodynamischen Gleichgewicht ausgeräumt. Auf der rechten Seite ist das entsprechende Bandschema gezeigt. Dies wurde an einem Schnitt quer zu den Schichten in der Mitte der Driftzone ermittelt

Die Variation der Breite der n-Gebiete hat einen deutlichen Einfluss auf die Sperrkennlinien, welche in Abbildung 6.26 gezeigt sind.

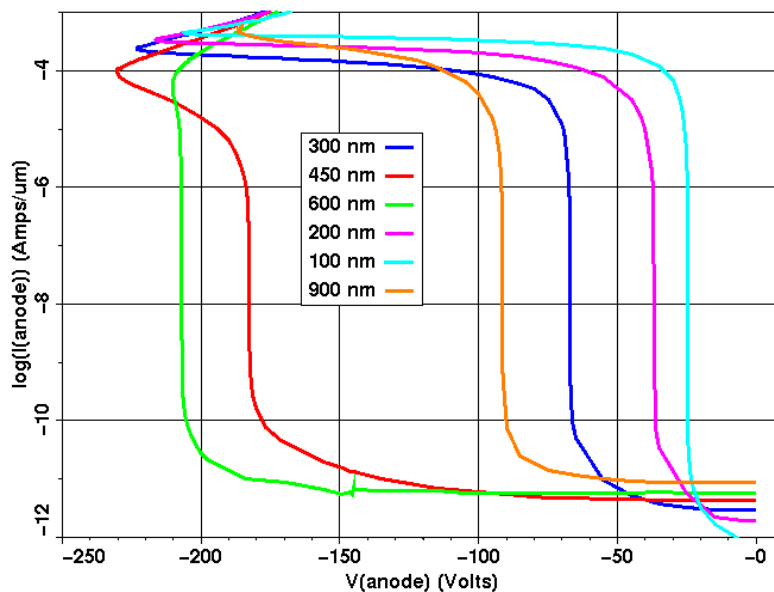


Abbildung 6.26 Sperrkennlinien von Kompensationsstrukturen mit unterschiedlichen Abständen ($2 \cdot d$) zwischen den Delta-Dotierungen. Die Größe in der Legende bezeichnet die halbe Dicke zwischen den Delta-Dotierungen. Zunächst nimmt die Durchbruchspannung mit größeren Abständen zu, um dann wieder abzunehmen. Es gibt also ein Optimum für den Abstand zwischen den Delta-Dotierungen.

Mit zunehmender Breite der n-Gebiete steigt die Durchbruchspannung an, um dann bei weiterer Verbreiterung dieser Gebiete wieder abzunehmen. Es gibt also offensichtlich ein Wert der Breite der n-Gebiete bei der ein Optimum in der Durchbruchspannung erreicht werden kann. Dieses Maximum wird nicht bei den Kompensationsstrukturen erreicht, die bei 0 V vollständig ausgeräumt sind (also Struktur A, B und C), sondern vielmehr bei einer Struktur, deren n-Gebiete nicht vollständig ausgeräumt sind, nämlich bei der Struktur E. Die Dotierung in den p-Gebieten ist als gaußförmiges Dotierprofil mit einer Maximaldotierung von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und einer Halbwertsbreite von 3 nm

angenommen. Daraus⁵ ergibt sich eine Flächendotierung von $1,06 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Die n-Dotierung hingegen ist eine homogene Volumendotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, das entspricht je nach Breite der Schicht einer Flächendotierung von $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ und $1,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Um eine ausgeglichene Ladungsbilanz in der Flächendotierung zu erreichen, muss also das n-Gebiet eine Breite von 1060 nm ($2 \times 530 \text{ nm}$) haben. Das erklärt auch, warum gerade die beiden Kompensationsstrukturen, deren Breite der n-Gebiete diesem Wert am nächsten kommen, auch die beste Durchbruchspannung aufweisen. Es ergibt sich also eine Optimierungsparabel (Abbildung 6.27) für die Durchbruchspannung in Abhängigkeit von der Breite der n-Gebiete. Diese Parabel zeigt aber auch gleichzeitig, wie die Durchbruchspannung von der Lastigkeit der Gesamtstruktur abhängt.

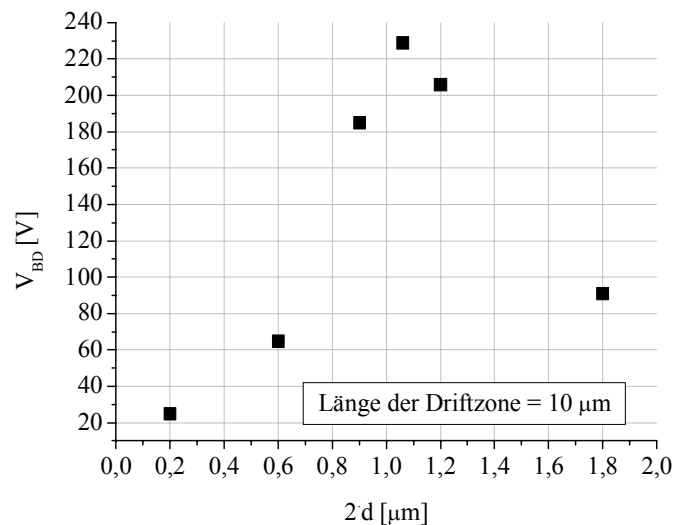


Abbildung 6.27 Optimierungsparabel für die Durchbruchspannung in Abhängigkeit von der Breite der n-Gebiete. Die Parabel ist unsymmetrisch, d.h. bei größeren Abständen als dem optimalen Abstand nimmt die Durchbruchspannung weniger ab, als bei kleineren Abständen. Eine Ursache dafür könnte sein, dass bei größeren Abständen der Einfluss der n-Gebiete überwiegt, wohingegen bei kleineren Abständen der Einfluss der höher dotierten Delta-Dotierungen bestimmend ist.

Im Weiteren wird untersucht, ob die Ladungsbilanz das einzige Kriterium für die Optimierung der Driftzone ist oder ob die Breite der Raumladungszonen und die Verteilung der Dotierung nicht doch eine Rolle spielen.

Vergleicht man die Ergebnisse der Sperrfähigkeit mit den Bandschemata bei 0 V, dann fällt auf, dass auch bei Strukturen, die eine annähernd ausgeglichene Ladungsbilanz aufweisen (also Struktur E), es Bereiche gibt, bei denen das Fermi-niveau nahe an der Valenzbandkante ist, ebenso wie Bereiche bei denen das Fermi-niveau nahe an der Leitungsbandkante ist. Das deutet darauf hin, dass eine ideal kompensierte Struktur ihr Fermi-niveau im Mittel in der Bandlückenmitte haben muss. Dafür wurden der Mittelwert der Werte der Leitungsbandkante und der Valenzbandkante bestimmt und daraus die Differenz gebildet. Diese Differenz repräsentiert also die Abweichung im Mittel von der Bandlückenmitte, hier also von 0 eV. Die Abweichung im Mittel von der Bandlückenmitte wird dann in Abhängigkeit von der halben Breite der n-Gebiete in Abbildung 6.28 dargestellt.

⁵ Die Flächendotierung ergibt sich aus der Integration der Dotierung. Bei einem Gaußförmigen Profil ergibt sich die Flächendotierung daher aus $n_{\text{Fläche}} = N_{\text{maxPeak}} \cdot \sqrt{\pi} \cdot L_{\text{char}}$. Dabei ist $L_{\text{char}} = 3 \text{ nm}$ und $N_{\text{maxPeak}} = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

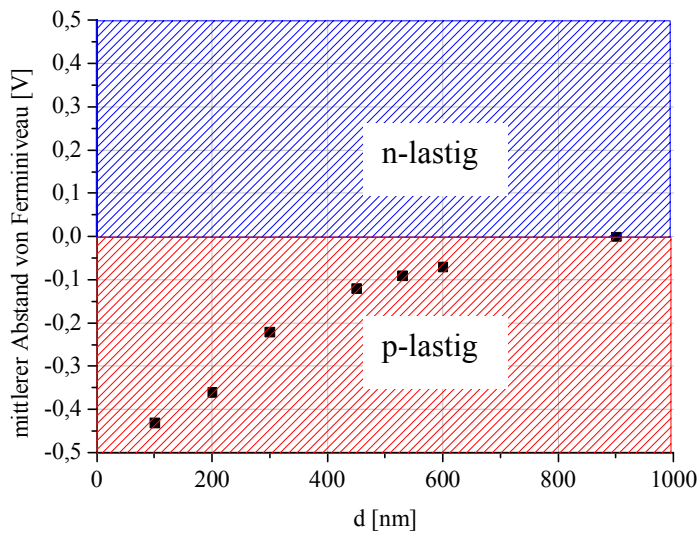


Abbildung 6.28 Mittlerer Abstand der Bandkanten zur Bandlückenmitte in Abhängigkeit von der halben Breite der n-Gebiete. Ein Wert kleiner 0 bedeutet, dass die Bänder im Mittel näher an der Valenzbandkante, und damit p-lastig sind. Entgegen den Erwartungen hat nicht die Struktur mit der besten Durchbruchspannung den geringsten mittleren Abstand vom Fermiiveau, sondern die von der Ladungsbilanz her n-lastige Struktur. Ursache hierfür kann sein, dass bei der Bestimmung des mittleren Abstandes der Einfluss der Anschlussgebiete vernachlässigt wurde. Denn zur Bestimmung des mittleren Abstandes wurden die Bandschemata der Querschnitte aus der Mitte der Driftzone verwendet.

Entgegen den Erwartungen hat aber nicht die Struktur, die die beste Durchbruchspannung aufweist und der Ladungsbilanz entspricht, ihr Fermiiveau im Mittel in der Bandlückenmitte, sondern eine Struktur mit viel breiteren n-Gebieten. Es muss also ein anderes Kriterium für die Optimierung der Kompensationsstruktur geben. Dieses Kriterium muss, im Gegensatz zu dem vorherigen Schnitt senkrecht zur Driftzone, auch die Bereiche der Driftzone einschließen, die nahe an den Anschlussgebieten gelegen sind und daher anderen Bedingungen unterliegen.

Zum einen kann man für eine Kompensationsstruktur in der Driftzone die Anzahl der freien Ladungsträger ermitteln, also die Löcherkonzentration minus der Elektronenkonzentration, und das Ergebnis in Abhängigkeit von der Breite der n-Gebiete darstellen. Andererseits kann man auch die Nettoladung in der Driftzone ermitteln, das heißt die Summe der Donatoren und der Löcher minus der Summe aus Akzeptoren und Elektronen, und ebenso in Abhängigkeit der Breite des n-Gebietes darstellen. In Abbildung 6.29 ist das Ergebnis dargestellt. Beide Größen berücksichtigen auch die Bereiche der Driftzone, die den Anschlussgebieten benachbart sind.

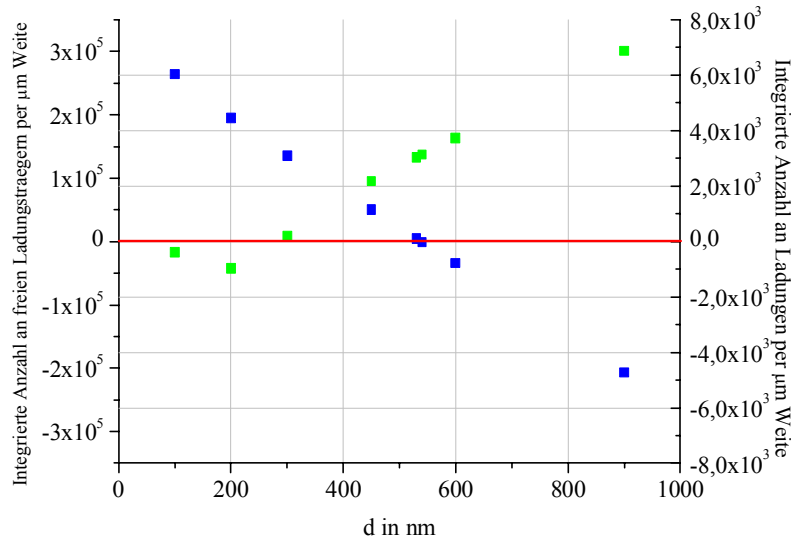


Abbildung 6.29 Integrierte Anzahl an Nettoladungsträgern (blau / linke y-Achse) und integrierte Nettoladung (grün / rechte y-Achse) in Abhängigkeit von der halben Breite der n-Gebiete. Die Kompensationsstruktur mit der besten Durchbruchspannung hat auch den kleinsten Wert an Nettoladungsträgern in der Struktur. Die Bestimmung der integrierten Anzahl an Nettoladungsträgern im thermodynamischen Gleichgewicht ist also ein Kriterium für die Optimierung von Kompensationsstrukturen. Dabei wird auch der Einfluss der hochdotierten Anschlussgebiete berücksichtigt.

Es zeigt sich deutlich, dass die Kompensationsstruktur mit gleicher Flächendotierung in den n- und p-Gebieten ein ausgeglichenes Verhältnis von Nettoladungsträgern hat, wohingegen sie keine ausgeglichene Nettoladungsbilanz hat. Alle anderen Strukturen weichen sowohl bei der Anzahl der Nettoladungsträger, als auch bei der integrierten Nettoladung von Null ab. Bei genauerer Betrachtung (Abbildung 6.30) muss man allerdings feststellen, dass die scheinbar optimale Struktur in ihrer Ladungsträgerbilanz von 0 V abweicht und dass es einen anderen Schnittpunkt mit der x-Achse gibt, nämlich beim Wert von 540 nm für die halbe Breite $d/2$ des n-Gebietes.

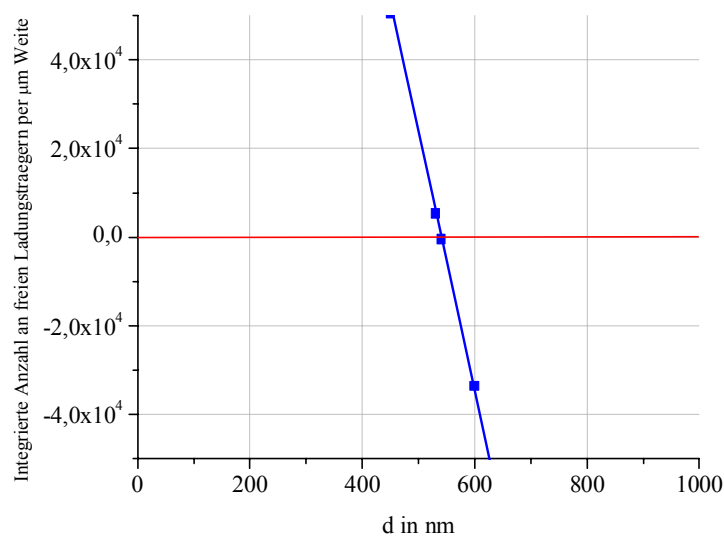


Abbildung 6.30 Vergrößerte Darstellung der integrierten Anzahl der Nettoladungsträger (blau) der verschiedenen Kompensationsstrukturen. Dabei stellt sich heraus, dass eine Kompensationsstruktur mit $d/2=540$ nm einen noch kleineren Wert für die Kennzahl der Nettoladungsträger aufweist, als die bisher als optimal identifizierte Struktur mit $d/2=530$ nm.

Deshalb werden im Folgenden für diese Struktur ($d=540$ nm) Durchbruchspannung und Einschaltwiderstand simuliert. Für beides ergeben sich kleine Abweichungen (Abbildung 6.31), wobei die Struktur mit 530 nm eine geringfügig bessere Durchbruchspannung hat und die Struktur mit 540 nm einen besserer Einschaltwiderstand (auf $5\ \mu\text{m}$ Tiefe skaliert).

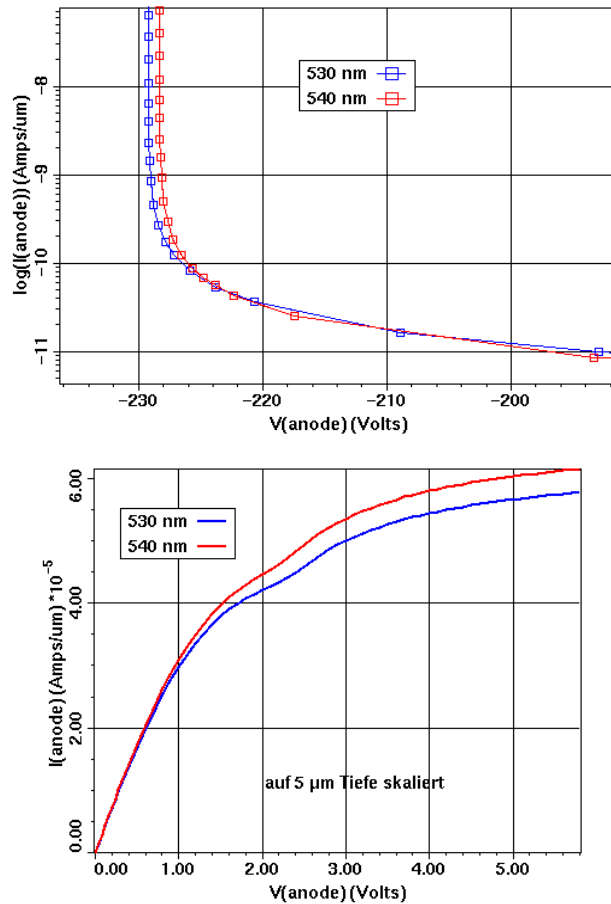


Abbildung 6.31 Vergleich der Strukturen mit 530 nm und 540 nm als halbe Breite der n-Gebiete. Die Durchbruchspannung ist bei der Struktur mit 530 nm halbe Breite geringfügig besser als bei der Struktur mit 540 nm halbe Breite. Dagegen ist der Einschaltwiderstand bei der Struktur mit 540 nm halbe Breite besser als bei der anderen Struktur.

Um nun beurteilen zu können, welche Struktur besser ist, wird das Verhältnis aus $R_{on} \cdot A$ und Durchbruchspannung bestimmt. Dabei ergibt sich im Verhältnis für die Struktur mit 540 nm eine sechsprozentige Verbesserung gegenüber der Struktur mit 530 nm (Abbildung 6.32).

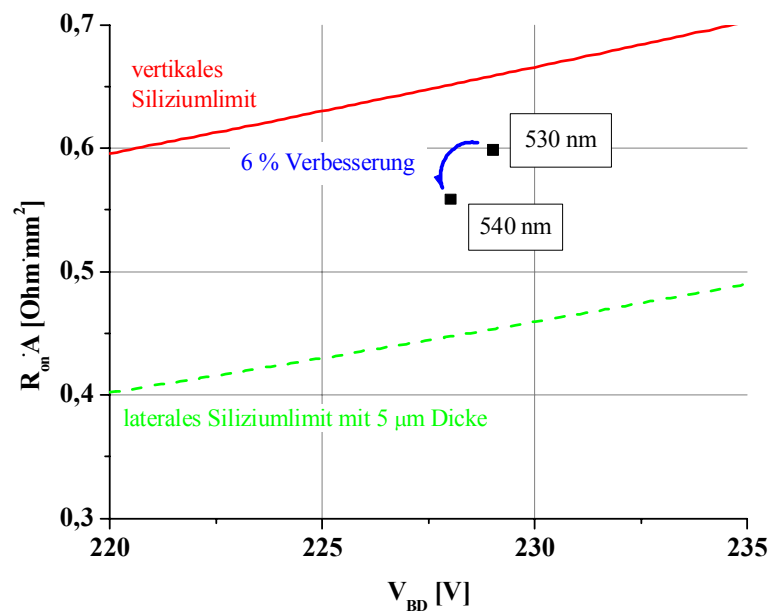


Abbildung 6.32 Anhand der Kennzahl der integrierten Nettoladungsträger konnte eine Kompensationsstruktur identifiziert werden, die eine Verbesserung von 6 % gegenüber der bisher als optimal angenommenen Struktur ermöglicht. Dies ist eine Bestätigung für das Kriterium der Nettoladungsträger.

Damit ist gezeigt, dass eine ausgeglichene Ladungsträgerbilanz bei 0 V ein Kriterium für die Optimierung einer Kompensationsdriftzone darstellt. Dabei ist nicht so sehr die ausgeglichene Bilanz in der Raumladungszone der Kompensationsstruktur entscheidend, sondern die Bilanz in den nicht ausgeräumten Gebieten im Übergang zu den Anschlussgebieten. Im Weiteren ist allerdings als Referenzstruktur für eine optimale Kompensationsstruktur der Schichtstapel mit einer halben Breite der n-Gebiete von 530 nm verwendet worden.

Es stellt sich nun die Frage, wie die unterschiedlichen Lastigkeiten in der Dotierungsbilanz und damit Durchbruchspannungen sich in der elektrischen Feldverteilung widerspiegeln. Dafür werden in Abbildung 6.33 drei Kompensationsstrukturen mit unterschiedlichen Lastigkeiten, sowie deren elektrische Feldverteilung entlang einer p-Delta-Dotierung und entlang der Mitte der n-Schicht verglichen.

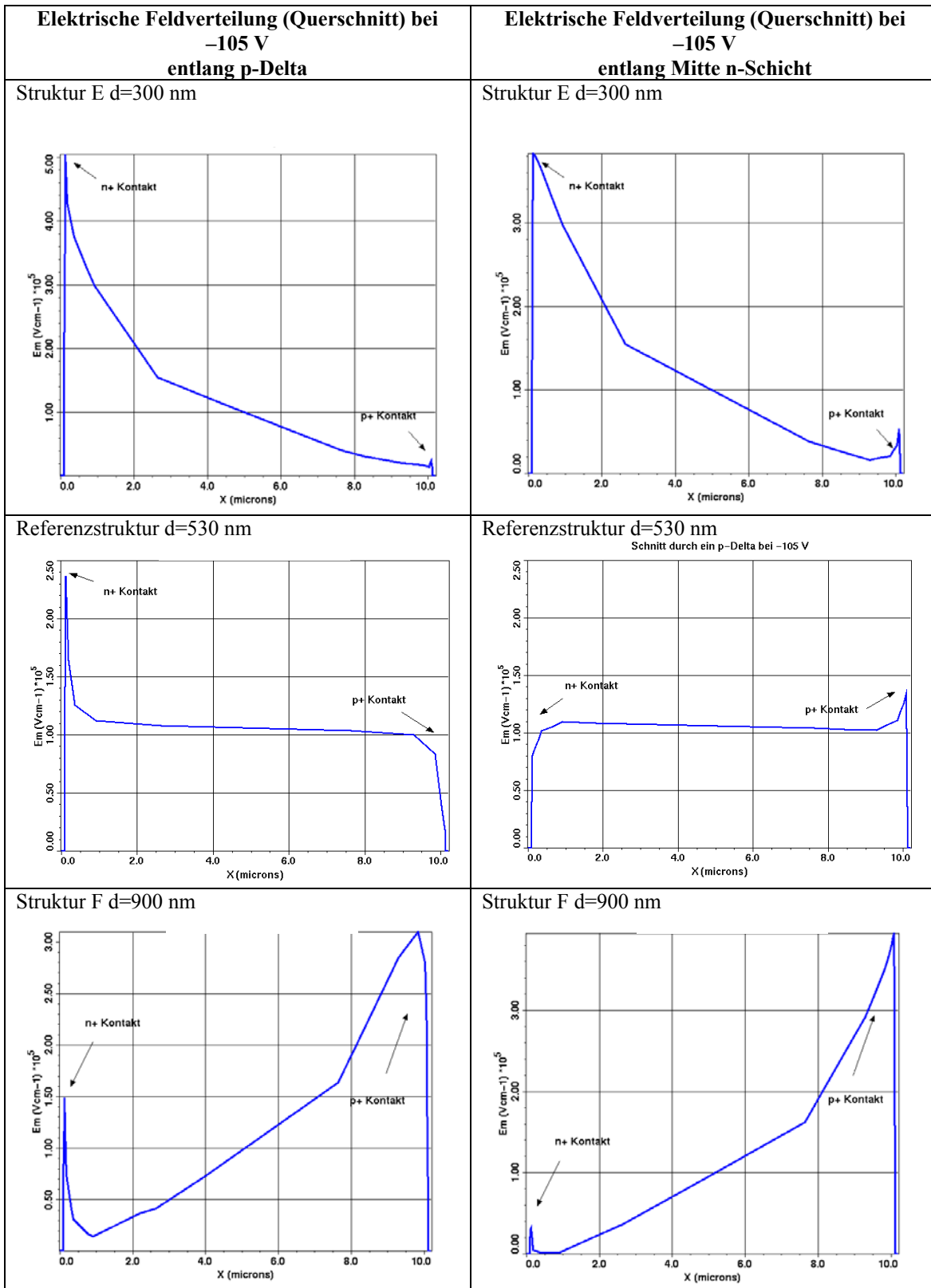


Abbildung 6.33 Elektrische Feldverteilung von Kompensationsstrukturen mit unterschiedlichen Lastigkeiten in der Dotierungsbilanz aufgrund der unterschiedlichen Breite der n-Gebiete zwischen den Delta-Dotierung. Nur bei einer Kompensationsstruktur mit einer annähernd ausgeglichener Ladungsbilanz ergibt sich ein weitestgehend konstantes elektrisches Feld in der Driftzone. Es bleiben aber hohe elektrische Felder am Übergang zu den hochdotierten Anschlussgebieten.

In den dargestellten elektrischen Feldverteilungen ist jeweils auf der linken Seite das hochdotierte n-Anschlussgebiet und auf der rechten Seite das hochdotierte p-Anschlussgebiet. Die Struktur mit d=300 nm ist bei 0 V vollständig ausgeräumt, aber

aufgrund der Flächendotierung p-lastig. Das Maximum des elektrischen Feldes ist am Übergang der p-Delta-Dotierungen in das hochdotierte n-Anschlussgebiet. Die Struktur mit $d=900$ nm hingegen ist bei 0 V nicht vollständig ausgeräumt, aufgrund der Flächendotierung n-lastig und das Maximum des elektrischen Feldes ist am Übergang der n-Schicht zum hochdotierten p-Anschlussgebiet auf der rechten Seite. Eine nahezu optimale Struktur ($d=530$ nm) ist hinsichtlich ihrer Flächendotierung vollständig kompensiert, bei 0 V nicht vollständig ausgeräumt und zeigt die maximale Durchbruchspannung. Aber auch hier ist das maximale elektrische Feld am Übergang der Delta-Dotierung zum hochdotierten n-Anschlussgebiet. In der Mitte der Driftzone ist das elektrische Feld konstant und kommt einer ideal intrinsischen Driftzone sehr nahe. Aber es zeigt auch, wie schon analytisch vorhergesagt (Kapitel 4), dass trotz dieser optimalen Kompensationsstruktur der Durchbruchort und auch die Durchbruchspannung durch den Übergang zu den hochdotierten Anschlussgebieten gegeben ist. Es ist also bei der Optimierung von Kompensationsstrukturen auch entscheidend, diesen Übergang so zu gestalten, dass dort möglichst geringe elektrische Felder auftreten.

Bei den Sperrkennlinien fällt weiterhin auf, dass sich der Leckstrom bei den verschiedenen Kompensationsstrukturen unterscheidet. Deshalb ist in Abbildung 6.34 der Leckstrom in Abhängigkeit vom Abstand der Delta-Dotierungen gezeigt. Man stellt fest, dass der Leckstrom proportional zu der Breite der n-Gebiete ist. Mit der Breite der n-Gebiete skaliert aber auch die Gesamtdicke der Kompensationsstruktur, das heißt das der Leckstrom proportional zu der Dicke der Gesamtstruktur ist. Diese Abhängigkeit lässt sich damit erklären, dass bei der Simulation der Sperrkennlinien eine räumlich homogene Photogeneration angenommen wurde. Dies hat sich bei Simulationen der Sperrkennlinie als vorteilhaft erwiesen, weil der Leckstrom insgesamt angehoben wird und damit die numerische Rechnung einfacher wird. Der Leckstrom hängt also von der Dicke der Struktur ab.

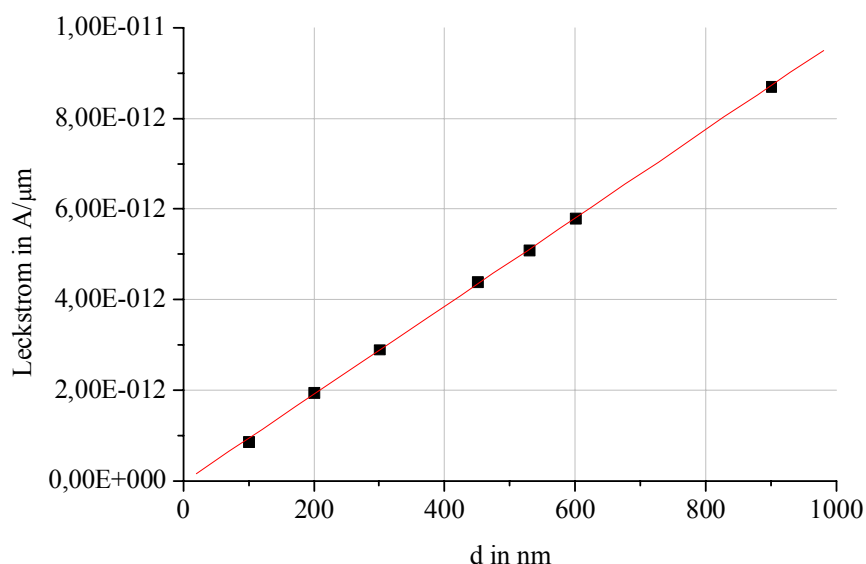


Abbildung 6.34 Leckstrom in Abhängigkeit von der Breite der n-Gebiete und damit auch von der Gesamtdicke der Kompensationsstruktur. Der Leckstrom wird von der Photogeneration bestimmt, die in der Simulation eingestellt wird und zeigt daher einen linearen Zusammenhang mit der Gesamtdicke der Kompensationsstruktur.

Außerdem fällt auf, dass die Breite der n-Gebiete, und damit die Ladungskompensation, auch einen Einfluss auf die Kennlinie bei hohen Sperrströmen hat. Die Kennlinie mit dem am geringsten ausgeprägten Knick hat die höchste Durchbruchspannung (siehe auch Abbildung 6.35). Dies könnte auch ein Kriterium für die Optimierung der Kompensationsstrukturen sein.

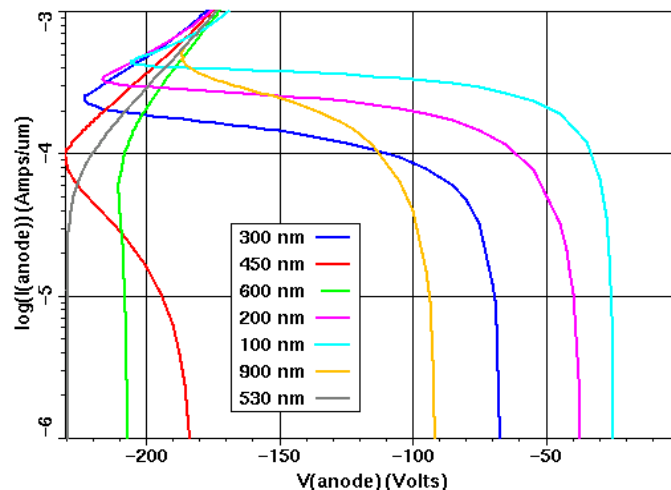


Abbildung 6.35 Sperrkennlinien nach Lawinendurchbruch in Abhängigkeit der Breite der n-Gebiete. Die Kompensationsstruktur mit der besten Durchbruchspannung (530 nm) zeigt ein deutlich anderes Verhalten bei hohen Sperrströmen als die anderen Strukturen. Bei den Strukturen, die eine geringe Durchbruchspannung aufweisen, kann die Sperrspannung aber auch nach dem Durchbruch weiter erhöht werden. Die Strukturen haben dann bei deutlich größerer Spannung einen thermischen Durchbruch.

Auch hier liefert die elektrische Feldverteilung einen Hinweis auf eine Erklärung, die sich mit den Beobachtungen aus den vorherigen Abschnitten deckt. Die Kennlinie der Kompensationsstruktur mit der höchsten Durchbruchspannung resultiert aus einer Struktur, bei der in der elektrischen Feldverteilung mindestens zwei annähernd gleichwertige Feldspitzen an weit entfernten Orten in der Struktur auftreten, nämlich am Übergang der p-Delta-Dotierung an das n-Anschlussgebiet und am Übergang des n-Gebietes an das p-Anschlussgebiet. Alle anderen Kompensationsstrukturen haben im wesentlichen nur eine dominante Feldspitze. Der Knick in der Kennlinie bei hohen Sperrströmen ist also ein Hinweis auf die Anzahl der für den Durchbruch entscheidenden elektrischen Feldspitzen. Gibt es nur eine dominante Feldspitze, dann ist der Knick in der Kennlinie ausgeprägt, je mehr Feldspitzen es in der Struktur gibt, umso geringer fällt der Knick in der Kennlinie auf. Ein ähnliches Phänomen kennt man bei bipolaren Bauelementen unter Hoch-Injektionsbedingungen als „Kirk-Effekt“ [Sze 1981]. Die injizierten Ladungsträger bewirken dabei, dass sich das elektrische Feldmaximum innerhalb der Struktur verschiebt und sich die Basisweite verändert. Auch bei den Kompensationsstrukturen ist es denkbar, dass die durch den Lawinendurchbruch generierten Ladungsträger das elektrische Feld modulieren können. Zunächst ist die höchste elektrische Feldstärke am Übergang der p-Delta-Dotierung und dem n+ Anschlussgebiet. Die durch den Lawinendurchbruch generierten Löcher werden sofort am n+ Anschluss abgesaugt, während die Elektronen die Driftzone zum p+ Anschluss hin durchqueren und dabei die Driftzone n-lastig werden lassen. Dadurch überhöht sich das elektrische Feld am p+ Kontakt. Die Durchbruchspannung sinkt, weil die Ladungsbilanz der Struktur sich verschoben hat, bis es dann zum thermischen Durchbruch kommt. Berechnet man weiterhin die Leistung, die in der Kompensationsstruktur nach der lawinenartigen Generation von Ladungsträgern bei der maximal erreichten Sperrspannung aufgenommen werden kann, dann ergibt sich eine Abhängigkeit von der Breite der n-Schicht (Abbildung 6.36).

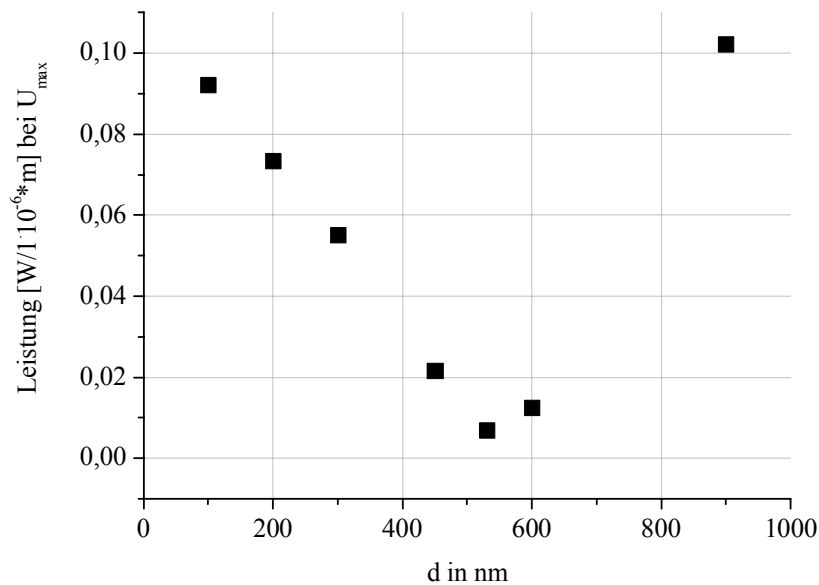


Abbildung 6.36 Maximal aufnehmbare Leistung in einer Kompensationsstruktur in Abhängigkeit von der Breite der n-Schicht. Die aufnehmbare Leistung errechnet sich aus der maximalen Sperrspannung und dem dabei fließenden Sperrstrom. Die aufnehmbare Leistung ist bei der Struktur mit der höchsten Durchbruchspannung am geringsten. Dies deutet, dass diese Struktur den thermischen Durchbruch schneller erreicht.

Die Leistung hat bei der Struktur mit der optimalen Breite der n-Schicht ein deutliches Minimum. Die erreichbare Leistung oberhalb des Lawinendurchbruches ist somit minimal bei der optimierten Kompensationsstruktur. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die dynamischen Eigenschaften dieser Kompensationsstruktur (Avalancherobustheit [Stengl et al. 1992]) ungünstig sein können. Denn wenn der Transistor kurzfristig über die Durchbruchspannung hinweg getrieben wird, dann kann diese Struktur nur wenig Energie aufnehmen und erreicht schneller den thermischen Durchbruch, was sich auch in dem steileren Stromanstieg oberhalb des Knickpunktes äußert. Zusammenfassend ist das Hochstromverhalten der Kompensationsstrukturen in der Tat ein Kriterium für die Optimierung, allerdings nur für die der Durchbruchspannung. Die dynamischen Eigenschaften, insbesondere die Avalancherobustheit, werden dadurch verschlechtert. Korreliert man dieses Ergebnis mit den elektrischen Feldverteilung, dann ergibt sich die Folgerung, dass für eine Optimierung der Sperrspannung das elektrische Feld in der Struktur möglichst konstant ohne dominante Feldspitze sein sollte, während für die Optimierung der dynamischen Eigenschaften eine dominante Feldspitze vorteilhaft ist. Möchte man statische und dynamische Eigenschaften optimieren, muss man einen Kompromiss erarbeiten.

Bisher wurde nur untersucht, wie das Sperrverhalten von Kompensationsstrukturen ist, die eine p-Delta-Dotierung haben und bei denen über die Breite der n-Gebiete die Ladungsbilanz eingestellt werden kann. Es konnte gezeigt werden, dass es ein Optimum für die Breite des n-Gebietes gibt und damit auch für die Durchbruchspannung. Im Weiteren soll nun untersucht werden, ob diese Kompensationsstruktur auch den günstigsten Einschaltwiderstand aufweist. Dafür wurden die Widerstandscharakteristiken der Kompensationsstrukturen simuliert (Abbildung 6.37).

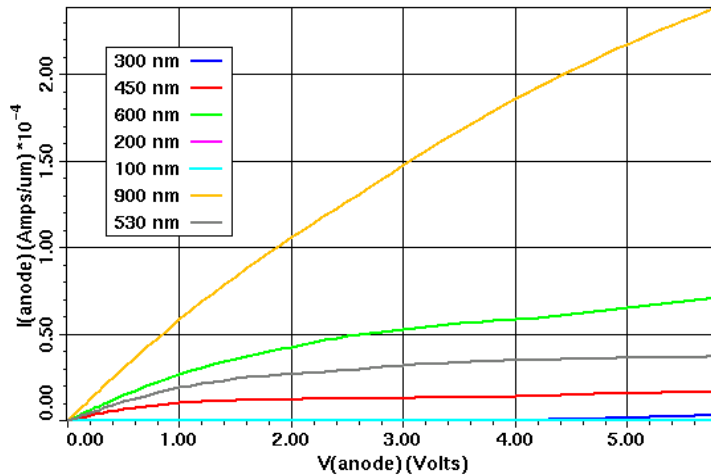


Abbildung 6.37 Vorwärtscharakteristik von Kompensationsstrukturen mit unterschiedlich breiten n-Gebieten. Die Kennlinien sind noch nicht auf die Gesamtdicke der Kompensationsstrukturen normiert. Aus dieser Darstellung ergibt sich, dass mit zunehmender Breite der n-Gebiete der Einschaltwiderstand abnimmt.

Dabei zeigt sich zunächst, dass der Widerstand umso geringer ausfällt, je breiter die n-Schicht ist. Dies ist verständlich, denn die n-Schichten sind die stromführenden Gebiete in den n-,i“-n Widerstandsstrukturen. Kommt aber die Breite der n-Schicht in den Bereich, bei dem die Struktur schon bei 0 V ausgeräumt ist (Struktur C), dann zeigt die Struktur ein diodenhaftes Durchlassverhalten mit einer Diodenspannung von 4 V. Bei noch dünneren n-Gebieten fließt nur noch ein Leckstrom von $1 \cdot 10^{-12}$ A/ μm in einer ansonst sperrenden Diodenstruktur (Abbildung 6.38).

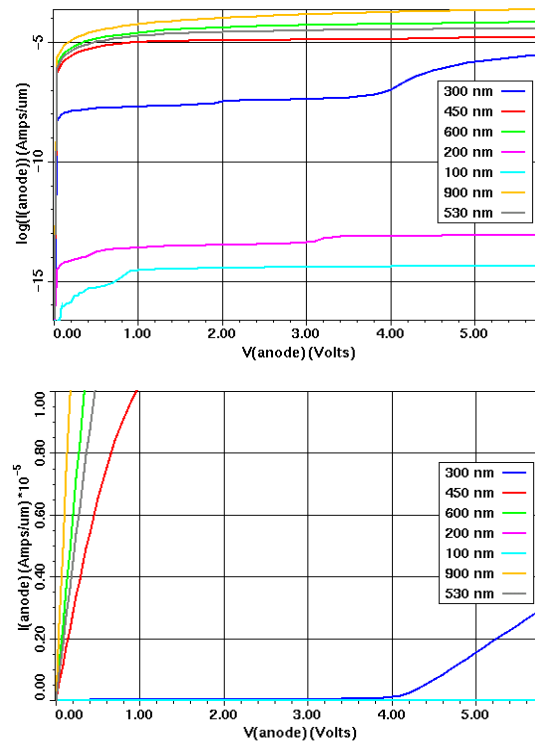


Abbildung 6.38 Halblogarithmische Darstellung (oben) der Vorwärtscharakteristik der Abbildung 6.37 und Ausschnitt der linearen Darstellung bei kleinen Strömen (unten). Je kleiner der Abstand zwischen den Delta-Dotierungen ist, umso mehr erinnert die Vorwärtscharakteristik an den Zenerdurchbruch einer sperrenden Diode. Dies entspricht auch dem Verhalten, wie es bei den experimentellen Proben beobachtet wurde (siehe Abschnitt 6.2.6)

Ein von bipolaren Effekten beeinflusstes Durchlassverhalten ist schon von den vollständig ausgeräumten Strukturen mit verkleinerten p-Gebieten des vorherigen Abschnittes bekannt. Allerdings sind dabei immer noch Ströme in der Größenordnung von μA möglich gewesen und insbesondere bei kleinen Vorwärtsspannungen ist der Strom getrieben durch Rekombinationsprozesse deutlich angestiegen. Der wesentliche Unterschied zu den vorherigen Strukturen (Abschnitt 6.2.1) ist die Breite der n-Gebiete, die bei den hier gezeigten Strukturen deutlich kleiner ist bei noch höher dotierten p-Gebieten. Bei der Kompensationsstruktur mit $d=300\text{ nm}$ dominieren deshalb bei kleinen Spannungen die elektrischen Querfelder. Es baut sich parallel zu dem „n-i-n“-Widerstand eine sperrende Diode auf. Je weiter man nun die Spannung entlang der Struktur erhöht, umso einflussreicher werden die elektrischen Querfelder. Ab einer für die Struktur charakteristischen Vorwärtsspannung bricht die gebildete p-n-Diode durch und es zeigt sich ein linearer Anstieg im Strom, der durch die ohmschen Begrenzungen nach dem Durchbruch gegeben ist. Bei noch kleineren Breiten der n-Gebiete und damit auch immer p-lastigeren Driftzonen, überwiegt der Einfluss des sperrenden n-p-n-Transistors. Die Querfelder spielen dann kaum eine Rolle mehr, denn durch die kleinen Breiten der n-Gebiete werden große Bandverbiegungen unterdrückt. Bei n-Gebieten, die breiter als 300 nm sind, überwiegt der unipolare Stromfluss in dem n-„i“-n-Widerstand.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass durch Variation der Breite der n-Gebiete das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung beeinflusst werden kann. Für die Durchbruchspannung ist entscheidend, dass die Flächenladung der n- und p-Gebiete in der Struktur ausgeglichen ist und für den Einschaltwiderstand ist entscheidend, dass nicht ausgeräumte Gebiete zum Stromfluss beitragen können. Je besser man diese beiden Kriterien vereinen kann, umso näher liegt man auch am Siliziumlimit, wie man in Abbildung 6.39 sehen kann. Eine weitere Optimierung ergibt sich dann, wenn die Nettoladungsträgerbilanz in der Driftzone ausgeglichen ist, also auch der Einfluss der Anschlussgebiete berücksichtigt wird.

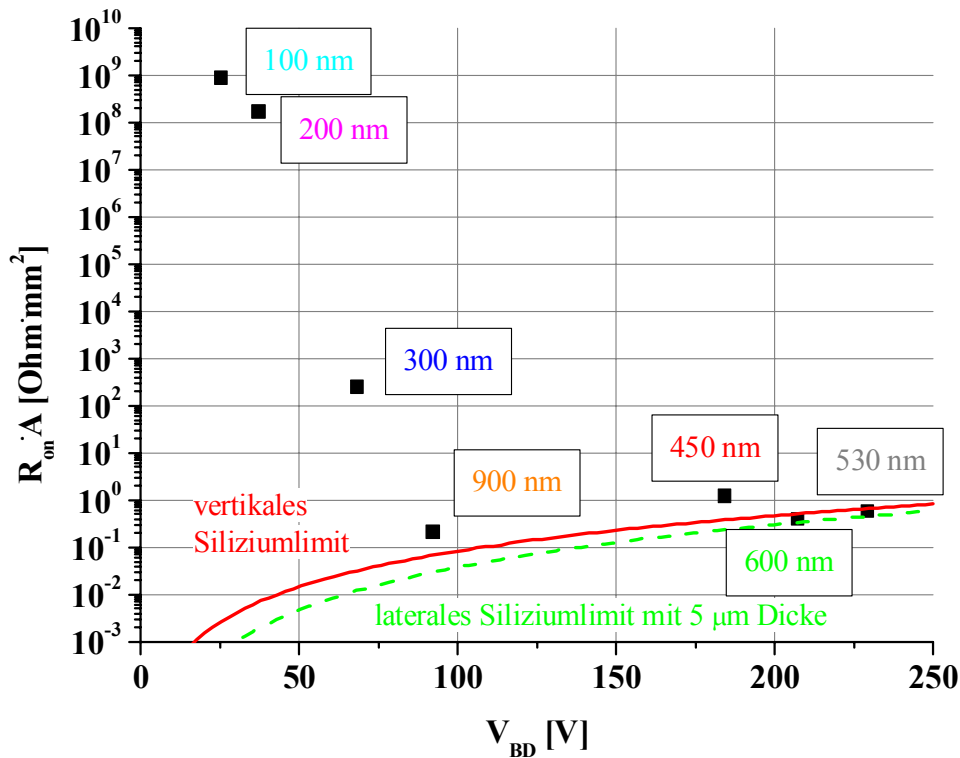


Abbildung 6.39 Halblogarithmische Darstellung des Verhältnisses aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung. Die Kompensationsstruktur, die schon die beste Durchbruchspannung zeigte (530 nm), hat auch das beste Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung. Bei davon abweichenden Breiten der n-Gebiete nimmt entweder der Einschaltwiderstand zu (kleinere Abstände) oder die Durchbruchspannung nimmt ab (größere Abstände).

6.2.3 p-Delta Dotierung im Vergleich mit homogen dotiertem p-Gebiet

Im vorherigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass man durch Variation des n-Gebietes einer Kompensationsstruktur mit p-Delta Dotierung so optimieren kann, dass die damit erzielten elektrischen Parameter das vertikale Siliziumlimit unterbieten. Die entscheidende Frage an dieser Stelle ist nun, ob man damit auch eine Verbesserung im Vergleich zu einer Kompensationsstruktur, deren p- und n-Gebiete homogen dotiert sind, erreicht hat.

Im weiteren wird also nun die Kompensationsstruktur mit p-Delta-Dotierungen aus dem vorherigen Abschnitt, deren n-Gebiete eine Breite von 1060 nm haben, mit einer Kompensationsstruktur verglichen, deren n- als auch p-Gebiete diese Breite aufweisen. Die Dotierungen und Raumladungszonen bei 0 V sind in Abbildung 6.40 dargestellt.

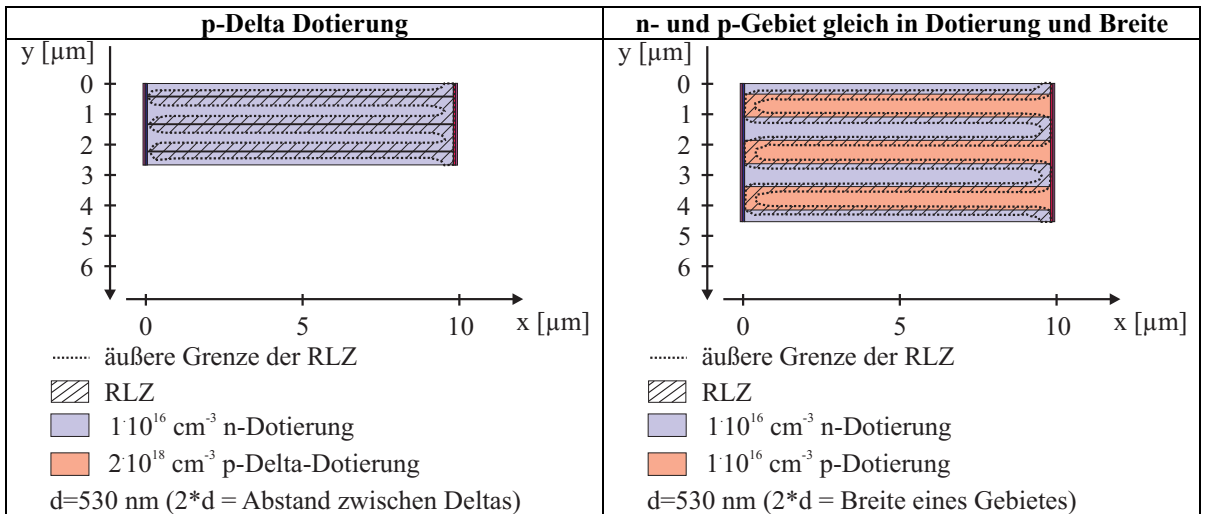


Abbildung 6.40 Dotierung und Raumladungszonen der Kompensationsstrukturen mit Delta-Dotierung und mit homogener p-Dotierung

Der Vergleich der Sperrkennlinien (Abbildung 6.41) dieser beiden Kompensationsstrukturen zeigt, dass beide Strukturen, wie erwartet, eine annähernd gleiche Durchbruchspannung haben und sich auch in ihrem Verhalten bei großen Sperrstromdichten nicht wesentlich unterscheiden.

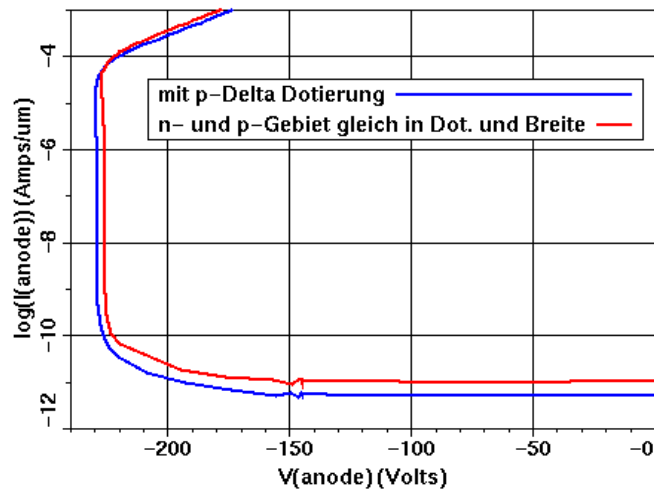


Abbildung 6.41 Sperrkennlinien einer Kompensationsstruktur mit Delta-Dotierung und einer mit homogen dotierten p-Gebieten. Die Kompensationsstruktur mit Delta-Dotierungen hat eine geringfügig bessere Durchbruchspannung.

Die Verbesserung des Verhältnisses aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung soll im Wesentlichen darauf basieren, dass bei einer Kompensationsstruktur mit Delta-Dotierung der Querschnitt der stromdurchflossenen Gebiete im Einschaltfall wesentlich größer ist. Um beide Strukturen vergleichen zu können, ist es entscheidend die simulierten Ströme auf eine gemeinsame Gesamtdicke der Struktur, z.B. 5 μm , zu normieren. Abbildung 6.42 zeigt die so ermittelten Vorwärtscharakteristiken der beiden Kompensationsstrukturen.

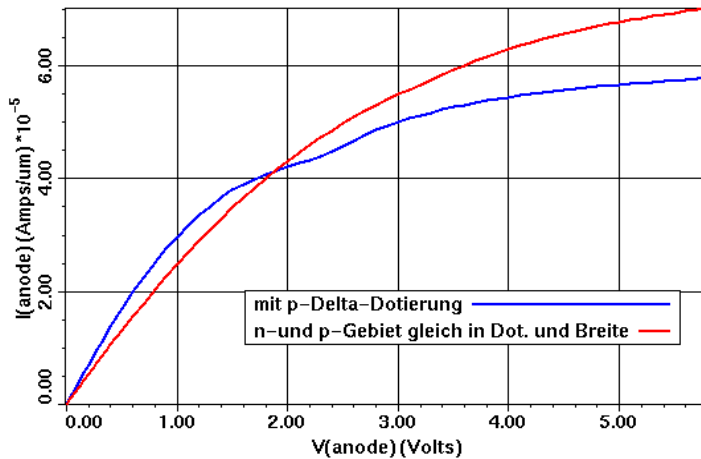


Abbildung 6.42 Vorwärtskennlinien einer Kompensationsstruktur mit Delta-Dotierung und einer mit homogen dotierten n- und p-Gebieten. Der Strom wurde auf eine gemeinsame Gesamtdicke von $5 \mu\text{m}$ normiert, um die beiden Strukturen vergleichbar zu machen. Nur bei kleineren Spannung hat die Kompensationsstruktur mit Delta-Dotierungen den besseren Einschaltwiderstand. Bei größeren Vorwärtsspannungen hat die Struktur mit homogenen Gebieten den besseren Widerstand.

Es zeigt sich, dass entgegen den Erwartungen sich keine wesentliche Verbesserung des Durchlassstromes bei der Struktur mit Delta-Dotierungen ergibt. Nur bei kleinen Vorwärtsspannungen lässt sich ein deutlich geringerer Widerstand erreichen. Aber bei größeren Spannungen wird der Strompfad durch die elektrischen Querfelder zunehmend anodenseitig abgeschnürt, wie Abbildung 6.43 zeigt.

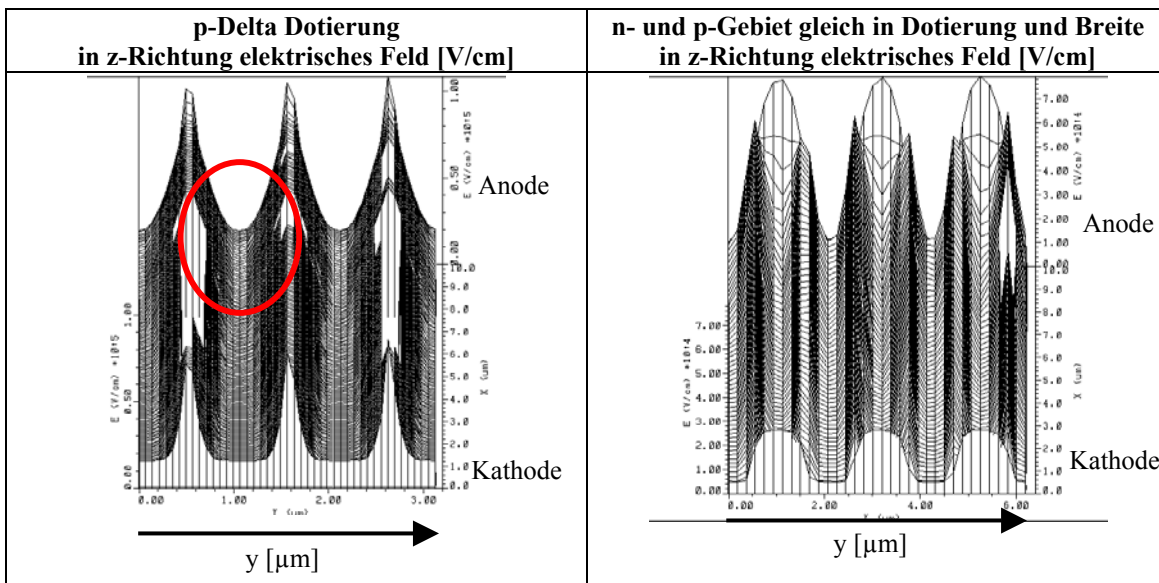


Abbildung 6.43 Elektrische Feldverteilung bei einer Vorwärtsspannung von $5,8 \text{ V}$ (hinten Anode, vorne Kathode). Bei der Kompensationsstruktur mit Delta-Dotierungen wird der Strompfad anodenseitig aufgrund der großen elektrischen Querfelder abgeschnürt. Auch bei den homogen dotierten Strukturen wird der Strompfad anodenseitig schmaler, aber die Veränderung ist nicht so einschneidend wie im Falle der Delta-Dotierungen.

So ergibt sich bei Spannungen kleiner $1,5 \text{ V}$ eine Verbesserung um 20% für das Verhältnis des Einschaltwiderstandes zur Durchbruchspannung für die Kompensationsstrukturen mit Delta-Dotierungen gegenüber den homogen dotierten Kompensationsstrukturen. Bei größeren Drainspannungen verschlechtert sich das Verhältnis aufgrund des schlechteren Einschaltwiderstandes (Abbildung 6.44).

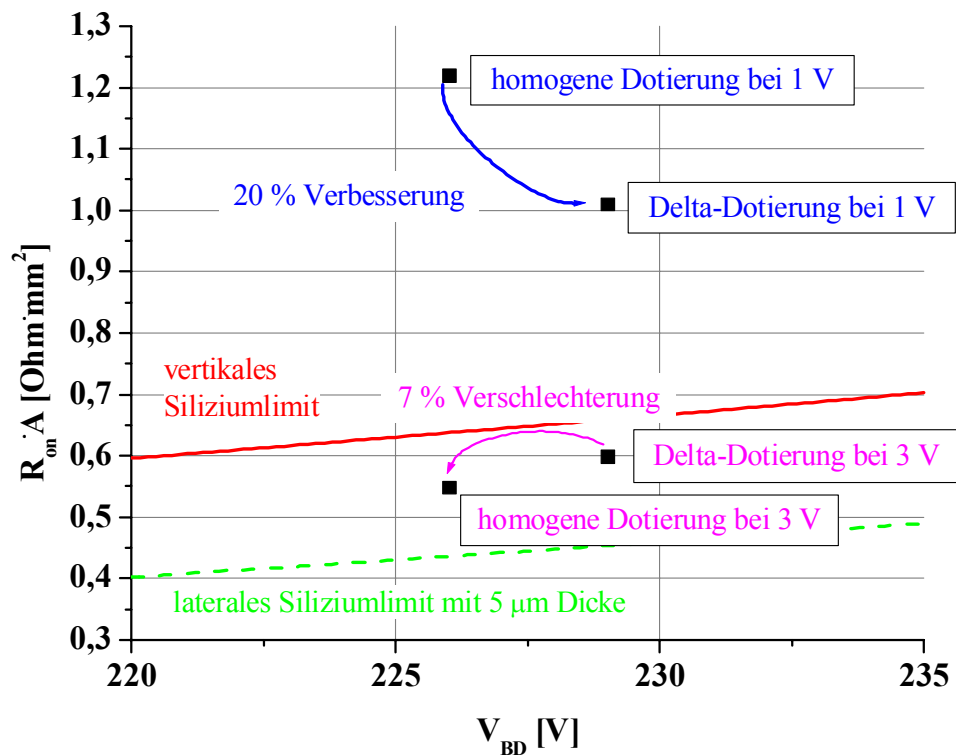


Abbildung 6.44 Vergleich des Verhältnisses aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung zweier Kompensationsstrukturen. Im einem Falle sind die n- und p-Gebiete homogen dotiert, im anderen Fall sind die p-Gebiete räumlich bis auf Delta-Dotierungen konzentriert. Bei kleineren Vorwärtsspannungen zeigt sich eine deutliche Verbesserung des Einschaltwiderstandes und damit auch des Verhältnisses aus R_{on} und V_{BD} . Bei größeren Vorwärtsspannungen wird der Strompfad zunehmend abgeschnürt, deshalb kommt es dann zu einer Verschlechterung der Kennzahlen der Kompensationsstruktur.

Das Problem des Abschnürens des Strompfades lässt sich bei Kompensationsstrukturen mit Delta-Dotierungen vermeiden, wenn die p-Gebiete nicht bis an den anodenseitigen n+ Kontakt reichen oder die Dotierung in dieser Richtung absenkt ist (Abbildung 6.45).

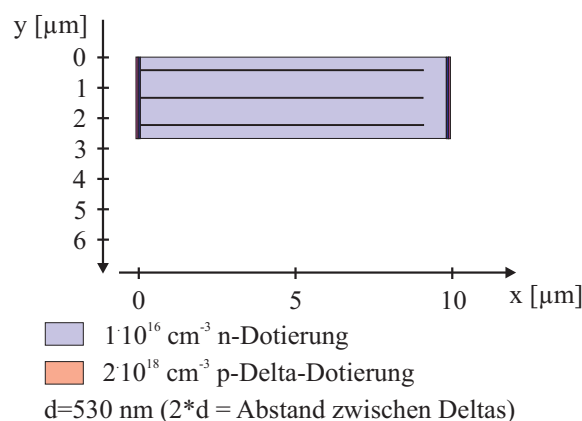


Abbildung 6.45 Nettodotierung einer Kompensationsstruktur. Auf beiden Seiten der Struktur sind hochdotierte n+ Anschlussgebiete, es handelt sich somit um eine Widerstandsteststruktur. Wenn die Delta-Dotierungen nicht bis an den rechten n+ Kontakt, an dem das Vorwärtspotential variiert wird, dann wird in diesem Bereich die Abschnürung des Strompfades verringert. Rechts = Anode. Links = Kathode

Wenn man zunächst die Länge der Delta-Dotierungen verkürzt ohne die Dotierung anzupassen, dann zeigt sich in der Sperrkennlinie, dass die Ladungsbilanz geringfügig verschoben ist, und dass aber andererseits der Einschaltwiderstand insbesondere bei größeren Vorwärtsspannungen verbessert werden konnte (Abbildung 6.46).

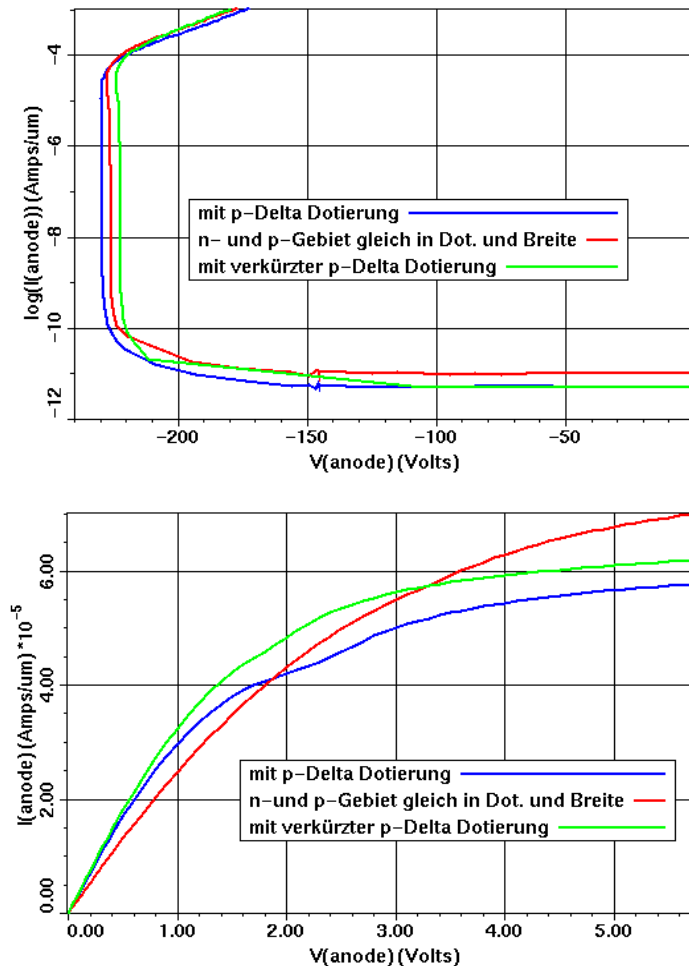


Abbildung 6.46 Sperrkennlinie und Einschaltwiderstand verschiedener Kompensationsstrukturen mit

- a) p-Delta Dotierung über die gesamte Länge der Driftstrecke
- b) homogen dotierte n- und p-Gebiete
- c) p-Delta Dotierung mit verkürzter Länge der Delta-Dotierungen

Mit verkürzter Delta-Dotierung kann der Zeitpunkt des Abschnürens des Strompfades herausgeschoben werden, weil die elektrischen Querfelder in diesem Bereich weniger Einfluss haben.

Verkürzt man die Delta-Dotierungen weiter, dann verringert sich sowohl die Durchbruchspannung als auch der Einschaltwiderstand. Das kann durch die veränderte Flächendotierung erklärt werden. Es ist also auch bei verkürzten p-Delta-Dotierungen, wie erwartet, erforderlich, eine ausgeglichene Ladungsbilanz zu haben.

Durch das Verkürzen der Delta-Dotierungen kann insgesamt das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung verbessert werden, wie in Abbildung 6.47 gezeigt.

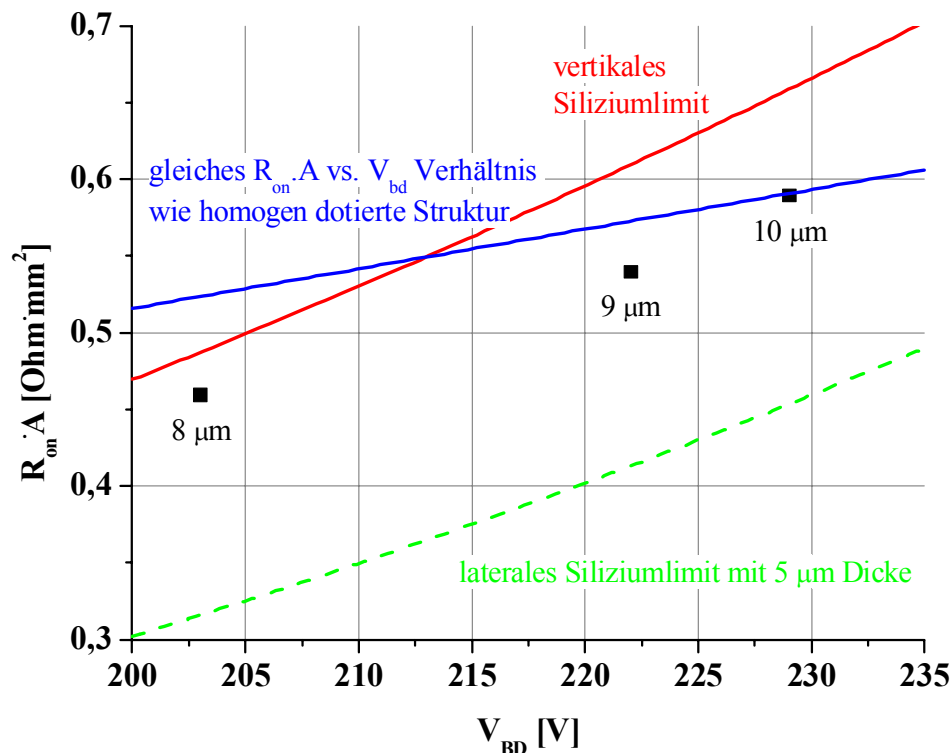


Abbildung 6.47 Einschaltwiderstand gegen Durchbruchspannung verschiedener Kompensationsstrukturen, bei denen die Länge der Delta-Dotierungen variiert wurde. Die Längenbezeichnungen an den Messpunkten bezeichnen die Länge der Delta-Dotierungen bei einer Gesamtlänge der Driftstrecke von 10 µm.

6.2.4 Einfluss von Fertigungsschwankungen auf Kompensationsstrukturen

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt kann man bei gegebener p-Dotierung in den Delta-Dotierungen durch Variation der Breite der n-Gebiete den Kompensationsgrad variieren und das Optimum der ausgeglichenen Ladungsbilanz erreichen. Bei einer Delta-Dotierung von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ in einem Delta mit 3 nm Halbwertsbreite ist eine optimale Breite der n-Schicht 1060 nm. Im folgenden soll nun untersucht werden, welchen Einfluss die technologischen Schwankungen bei dem bisher entwickelten Prozess (Kapitel 5) auf das zu erreichende Ergebnis der per Simulation ermittelten, optimalen Kompensationsstruktur haben. Hauptsächlich Fehlerquellen im Herstellungsprozess sind die Dotierung der Delta-Gebiete und der n-Schichten, sowie die Breite der Delta-Dotierungen als auch die Breite der n-Schichten. In einem sogenannten „Design of Experiments“ (DOE) soll in der Simulation der Einfluss dieser verschiedenen Fehlerquellen untersucht werden. Deshalb werden zunächst die relativen Fehler dieser Schwankungen anhand des Herstellungsprozesses abgeschätzt.

Die Kompensationsstrukturen werden zunächst durch MBE hergestellt. Dabei ist die Schichtdicke gegeben durch den eingestellten Siliziumfluss. Letzterer wird über eine Referenzprobe bestimmt, deren Schichtdicke über ein Profilometer (Dektak) bestimmt wird, dessen relativer Fehler je nach Schichtdicke bis zu 10 % ausmacht. Da die Shutter der Dotierstoffquellen in der MBE-Anlage manuell geöffnet und geschlossen werden, kann auch dadurch ein relativer Fehler von bis zu 10 % durch Ungenauigkeiten entstehen. Da der Fehler bei der Breite der Delta-Dotierungen aufgrund der geringen Breite und der geringen Zeiten, während der die Shutter geöffnet sind, größer ist, wurde

angenommen, dass die Breite der Delta-Dotierungen einen relativen Fehler von 20 % hat und die Breite der n-Schichten nur einen relativen Fehler von 10 %. Die Delta-Dotierungen werden in der MBE über Belegung des Siliziumwafers mit Dotierstoff hergestellt. Der dabei verwendete Dotierstofffluss wird über eine SIMS Analyse kalibriert, deren Werte bis um einen Faktor 2 variieren können. Daher ist im weiteren angenommen, dass die Dotierung der Deltas einen Wert zwischen $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ annehmen kann. Den größten relativen Fehler aber verursacht die Dotierung der n-Schichten, denn die gewünschte Dotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ liegt im Bereich der n-Hintergrunddotierung in der Epitaxiekammer. Deshalb wird im DOE angenommen, dass die Dotierung der n-Schichten zwischen $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ schwankt.

Als Methode wird in diesem „Design of Experiments“ die vollfaktorielle („Full Factorial“) Methode verwendet. Das bedeutet, dass alle zu variierenden Parameter in einem orthogonalen Ergebnisraum unabhängig voneinander variiert werden. Bei vier Parameter ergeben sich 16 ($=2^4$) Experimente, über die bestimmt werden, welchen Einfluss die einzelnen Parameter auf das Gesamtergebnis haben. Die Parameter Dotierung und Breite der Schicht sind über den Siliziumfluss miteinander gekoppelt, können aber trotzdem in diesem Design of Experiments als unabhängig voneinander betrachtet werden, da die hauptsächlichen Fehlerquellen aus zwei verschiedenen Analysemethoden resultieren.

Ein Blick auf die Sperrkennlinien (Abbildung 6.48) der verschiedenen Simulationen zeigt, dass bei den gegebenen Fehlerquellen in den wichtigsten Parametern Dotierung und Breite der Schichten die erreichbare Durchbruchspannung deutlich streut. So kann die Durchbruchspannung sowohl 25 V als auch 225 V betragen. Berechnet man die relative Abweichung der Durchbruchspannung bezogen auf den Optimalwert für die verschiedenen Parameter, dann kann man daraus ermitteln, dass die hauptsächliche Streuung eine Folge der Fehler in der Dotierung, sowohl der Delta-Dotierung als auch der n-Schicht, ist. Die Schwankung der Schichtdicken spielt nur eine untergeordnete Rolle. Eine detailliertere Betrachtung der Experimente ergibt, dass sich im wesentlichen zwei Ergebnisgruppen ermitteln lassen. Die erste Gruppe ermöglicht eine Durchbruchspannung über 180 V, wohingegen die zweite Gruppe keine Durchbruchspannung über 65 V zulässt. Die geringe Sperrfähigkeit resultiert zum einen aus dem Aufeinandertreffen von hoher Dotierung in den Delta-Dotierungen und geringerer Dotierung in den n-Schichten. Aber auch Strukturen mit hoher Dotierung in den Delta-Dotierungen und hoher Dotierung in den n-Schichten zeigen keine gute Sperrfähigkeit und dies obwohl die Dotierung von $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ noch unterhalb der Durchbruchflächenladung von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ liegt. Mögliche Ursache ist auch hier das Aufeinandertreffen der hochdotierten Delta-Dotierungen auf die hochdotierten Anschlussgebiete.

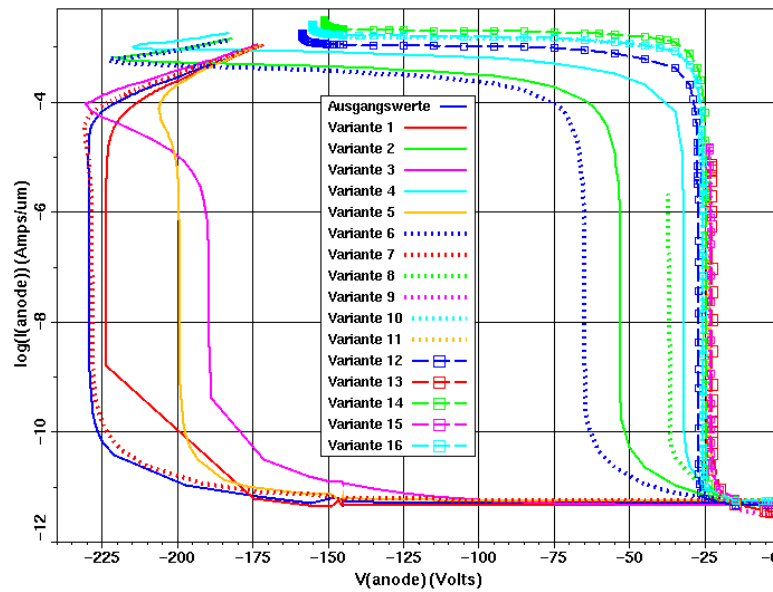


Abbildung 6.48 Sperrkennlinien verschiedener Varianten eines „Design of Experiments“, bei dem die relativen Fehler der einzelnen Parameter an die Gegebenheiten des experimentellen Herstellungsprozesses angelehnt sind. Es zeigen sich im wesentlichen zwei Gruppen von Durchbruchspannungen, eine bei kleinen Spannungen um 25 V, die andere bei fast idealen Durchbruchspannungen um 200 V

Ähnlich wie die Durchbruchspannung schwankt auch der erreichbare Einschaltwiderstand der Strukturen (Abbildung 6.49). Es zeigen sich im wesentlichen auch hier zwei Ergebnisgruppen, die sich im Strom um bis zu zwei Größenordnungen unterscheiden. Aber anders als bei der Durchbruchspannung ist jetzt nicht die Delta-Dotierung der Haupteinflussfaktor, sondern insbesondere die stark schwankende Dotierung der n-Schichten beeinflusst den erreichbaren Widerstand. Dies bestätigt die Erwartung, dass eine Dotierung der stromführenden Gebiete im Bereich der Hintergrunddotierung der Epitaxiekammer keine gute Voraussetzung für reproduzierbare Ergebnisse ist.

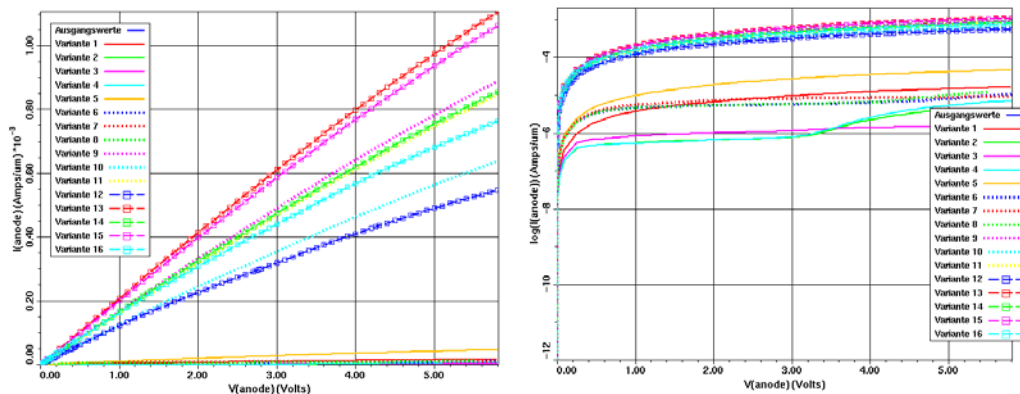


Abbildung 6.49 Vorwärtscharakteristiken verschiedener Kompensationsstrukturen eines DOE's, bei denen die Abweichungen an die des Herstellungsprozesses angelehnt sind. Ähnlich wie bei den Sperrkennlinien kristallisieren sich zwei Ergebnisgruppen heraus, die sich um bis zu zwei Größenordnungen im Durchlassstrom unterscheiden. Haupteinflussfaktor ist die Dotierung der n-Gebiete.

Es stellt sich die Frage, ob die ermittelten Hauptfehlerquellen bei diesem „Design of Experiments“ auch noch die Hauptverursacher von stark streuenden Ergebnissen sind, wenn man es schafft, alle vier Parameter in ihren relativen Fehlern auf 5% zu beschränken. Eine solche Einschränkung der Fehlerquellen wäre nur unter erheblichem Aufwand, insbesondere bei den verwendeten Analysemethoden zur Kalibrierung der

Dotierung, möglich. Es zeigt sich jedoch bei den Ergebnissen der Simulationen (Abbildung 6.50), dass trotz der deutlichen Einschränkung der Fehler die resultierende Durchbruchspannung um bis zu 30 % von ihrem Optimalwert nach unten hin abweichen kann. Allerdings lässt sich für diese deutliche Abweichung keine Hauptfehlerquelle ermitteln. Alle Parameter scheinen an der Schwankung der Ergebnisse in der Sperrfähigkeit gleich beteiligt.

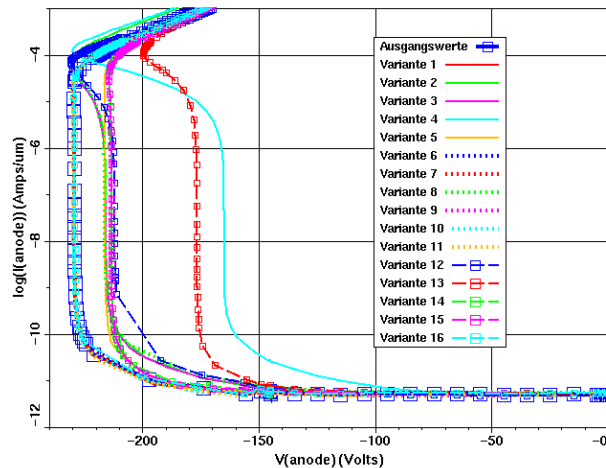


Abbildung 6.50 Sperrkennlinien der Varianten eines DOE's bei dem die relativen Fehler jedes Parameters auf 5 % eingeschränkt wurden. Selbst bei einer so deutlichen Reduzierung der relativen Fehler im Herstellungsprozess weicht die Durchbruchspannung bis zu 30 % von ihrem Optimalwert ab.

Dahingegen lassen sich beim Einschaltwiderstand die wesentlichen Einflussfaktoren deutlicher ermitteln. Bei gleichem relativen Fehler haben die Breite der n-Schicht sowie die Dotierung der n-Schicht im Mittel einen doppelt so großen Einfluss auf den resultierenden Einschaltwiderstand wie die zwei übrigen Parameter. Auffällig bei der Kennlinienschar der Widerstände (Abbildung 6.51) ist das ähnliche Verhalten bei angelegten Spannungen unterhalb 0,5 V, das dann bei höheren angelegten Spannung deutlich auffächert. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Haupteinflussfaktoren zwar die Dotierung und Breite der n-Schicht sind, aber das Widerstandsverhalten sich insbesondere bei höheren Vorwärtsspannungen aus dem Zusammenspiel mit der p-Dotierung und Breite der p-Dotierung, also auch aus bipolaren Effekten, ergibt.

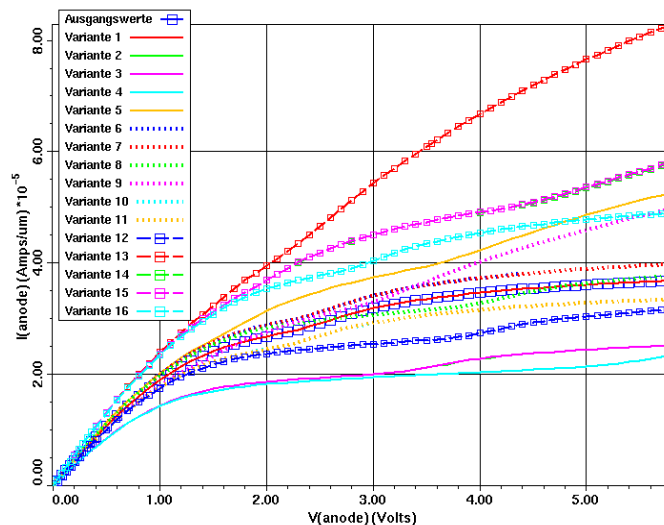


Abbildung 6.51 Vorwärtscharakteristiken der Varianten eines DOE's bei dem die relativen Fehler auf 5 % eingeschränkt werden. Bei kleinen Vorwärtsspannungen ist der Durchlassstrom gleich. Erst ab 1 V fächern die Widerstandscharakteristiken auf. Die Variation der Herstellungsparameter hat also nur einen Einfluss auf den Widerstand bei größeren Vorwärtsspannungen.

Um noch detaillierter zu verstehen, was die Variation nur eines Parameters in einer solchen Kompensationsstruktur bewirkt, wurde die Dotierung der p-Delta-Dotierungen variiert und alle anderen Parameter konstant gehalten. Es resultiert daraus eine Parabel in der Sperrfähigkeit und ein stufenförmiger Zusammenhang des Einschaltwiderstandes (Abbildung 6.52). Außerdem zeigt sich ein unterschiedlich ausgeprägtes Verhalten bei hohen Sperrströmen, das aber in eine annähernd konstante Sperrspannung bei $1 \text{ mA}/\mu\text{m}$ resultiert.

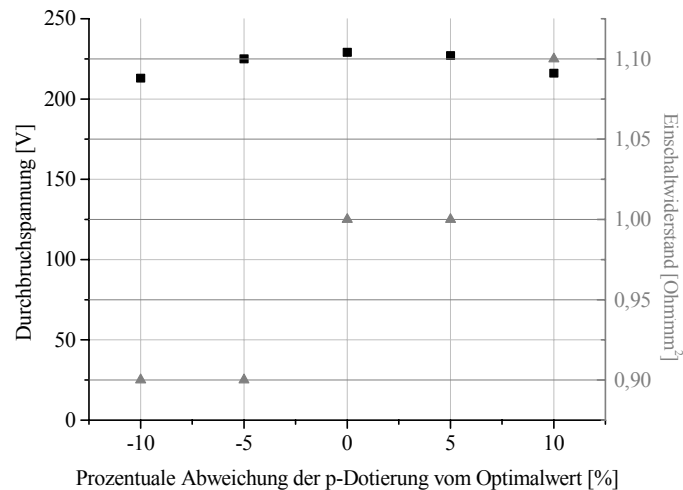


Abbildung 6.52 Herstellungsparabel einer optimierten Kompensationsstruktur mit Delta-Dotierungen. Wenn die Durchbruchspannung oberhalb von 200 V liegen soll, ergibt sich ein Fertigungsfenster von $\pm 10 \%$.

In Abbildung 6.53 sind die verschiedenen Sperrkennlinien bei einer zehnpromtigen Variation der p-Dotierung gezeigt, sowie in Abbildung 6.54 die dazugehörigen Schnitte des elektrischen Feldes jeweils durch ein p-Delta und durch die Mitte der n-Schicht.

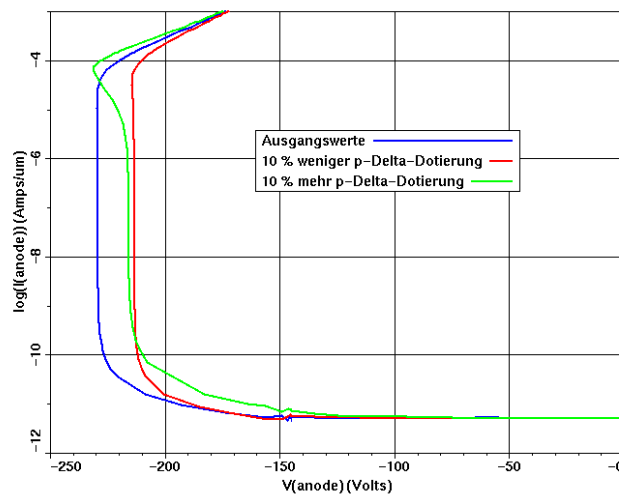


Abbildung 6.53 Sperrkennlinien einer Kompensationsstruktur, bei der die p-Delta-Dotierung um bis zu 10 % von ihrem Ausgangswert variiert wird.

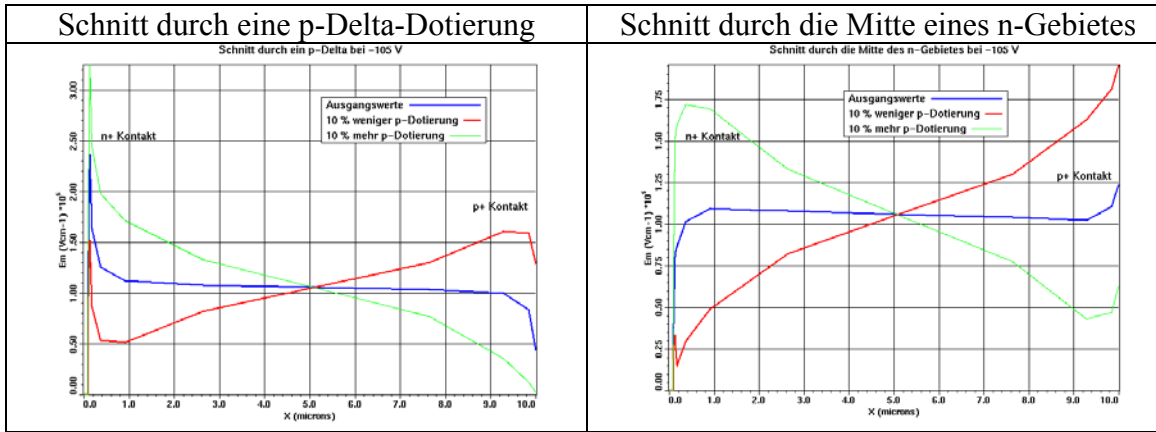


Abbildung 6.54 Veränderung der elektrischen Feldverteilung als Folge der Variation der p-Delta-Dotierung um 10 % von ihrem Ausgangswert. Man sieht deutlich, dass die dominierende elektrische Feldspitze von der Lastigkeit der Dotierungsbilanz abhängt.

Es zeigt sich insbesondere beim elektrischen Feld, dass der Durchbruchsort innerhalb der Struktur stark abhängig von der Ladungsbilanz in der Struktur ist. Eine p-lastige Struktur hat ihren Durchbruchsort am Übergang der p-Delta-Dotierung zum hochdotierten n-Anschlussgebiet. Aber auch die Kompensationsstruktur mit ausgeglichener Ladungsbilanz hat dort ihren Durchbruchsort. Nur die Struktur mit 10 % weniger p-Dotierung hat das maximale elektrische Feld am Übergang der n-Schicht zum hochdotierten p+ Anschlussgebiet. Trotz dieser Unterschiede im Durchbruchsort zeigt ein Schnitt quer zur Kompensationsstruktur (Abbildung 6.55), also auch quer zu den Delta-Dotierungen, dass die Verteilung der freien Ladungsträger in der Mitte der Struktur von der Variation der p-Dotierung unabhängig ist. Dies belegt wiederum, dass die Sperrfähigkeit der Kompensationsstrukturen bei räumlich konzentrierten p-Gebieten im wesentlichen nicht durch die Kompensationsstruktur begrenzt ist, sondern durch die Übergänge zu den Anschlussgebieten.

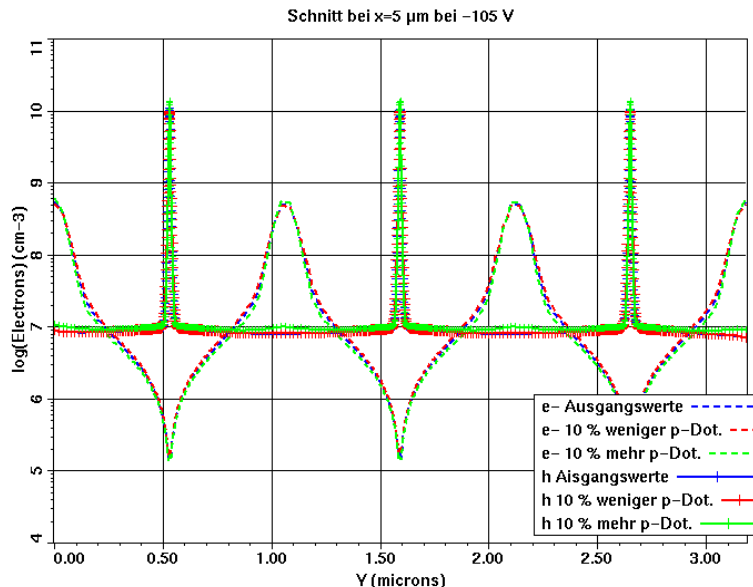


Abbildung 6.55 Die freien Ladungsträger in der Mitte der Kompensationsstruktur verändern sich bei angelegter Sperrspannung nicht in Abhängigkeit von der variierten p-Delta-Dotierung. Dies belegt wiederum, dass die unterschiedlichen Werte der Durchbruchspannung durch die Übergangsbereiche in der Nähe der Anschlussgebiete verursacht werden.

Bei der Betrachtung des Einschaltwiderstandes zeigt sich, dass bis zu einer angelegten Vorwärtsspannung von 1 V die p-Dotierung keinen Einfluss auf den Widerstand hat.

Erst bei größeren Spannungen fächert die Widerstandscharakteristik auf. Insbesondere die Struktur mit 10 % weniger p-Dotierung zeigt einen deutlich geringeren Widerstand bei größeren Spannungen (Abbildung 6.56).

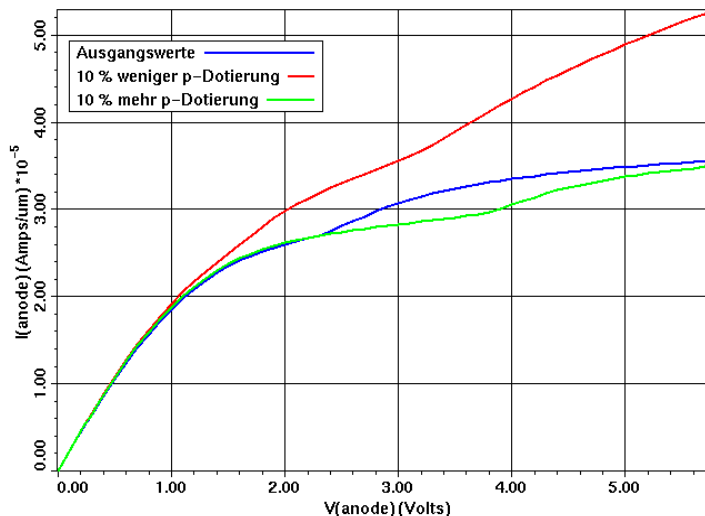


Abbildung 6.56 Durchlasskennlinien einer optimierten Kompensationsstruktur. Die Variation der Delta-Dotierung hat nur Auswirkungen auf den Widerstand bei größeren Vorwärtsspannungen.

Um diesen Unterschied in den Widerstandcharakteristiken zu verstehen, wird bei 5,8 V Vorwärtsspannung der Querschnitt durch die verschiedenen Strukturen verglichen (Abbildung 6.57). Dabei fällt auf, dass aufgrund der 10 % geringeren p-Dotierungen die Rekombination in den p-Gebieten deutlich kleiner ist und damit auch mehr Elektronen in diesen Gebieten zum Stromfluss beitragen können.

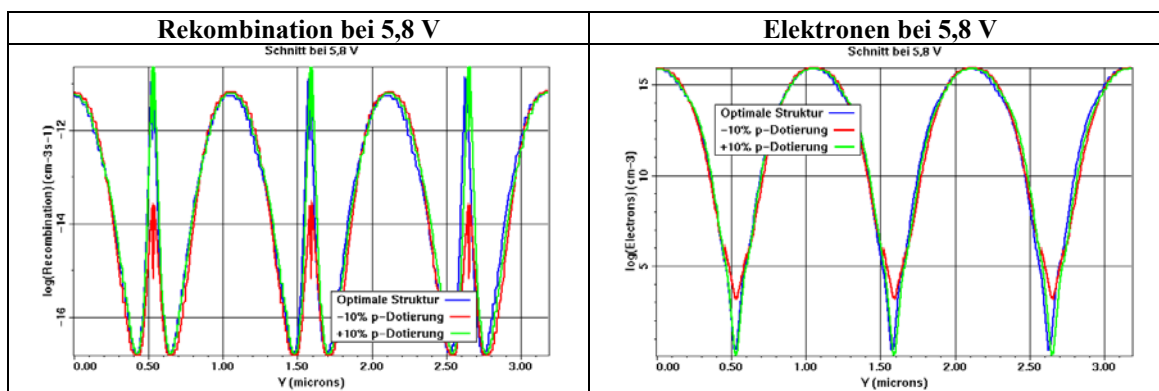
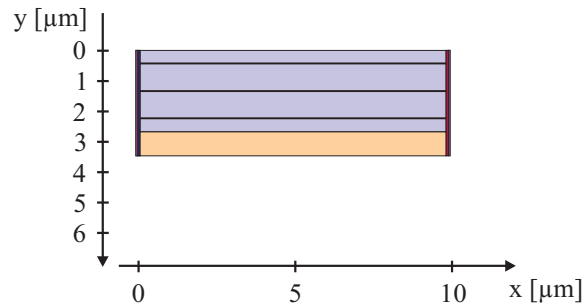


Abbildung 6.57 Rekombination und Majoritätsladungsträger bei einer angelegten Vorwärtsspannung von 5,8 V. Bei einer niedrigeren p-Dotierungen werden die Elektronen weniger auf die stromführenden n-Gebiete eingeschränkt.

6.2.5 Einfluss des Substrates bei einer Diodenstruktur

Bei der experimentellen Herstellung der verschiedenen Diodenstrukturen müssen die Kompensationsstrukturen auf einem Trägersubstrat, in diesem Fall einem hochohmigen p-Substrat ($> 1000 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$) aufgewachsen werden. Bei der anschließenden Kontaktierung der Driftzone über die hochdotierten p+ und n+ Implantationsgebiete kann es je nach Auslegung der Struktur auch zu einer parasitären Kontaktierung des p-Substrates kommen. Es stellt sich die Frage, ob die Polung und die Dicke des mit kontaktierten Substrates bei der Bestimmung der elektrischen Eigenschaften der p+-n-n+ Diode eine Rolle spielt.

Dazu wird eine Kompensationsstruktur mit p-Delta-Dotierung auf verschieden dicken p-Substraten simuliert (Abbildung 6.58), und zwar mit beiden möglichen Polungen, d.h. einmal mit dem n+ Kontakt auf 0 V und das andere Mal mit dem p+ Kontakt auf 0 V.



- $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ p-dotiertes Silizium-Substrat
 - $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ n-Dotierung
 - $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ p-Delta-Dotierung
- $d=530 \text{ nm}$ ($2 \cdot d =$ Abstand zwischen Deltas)

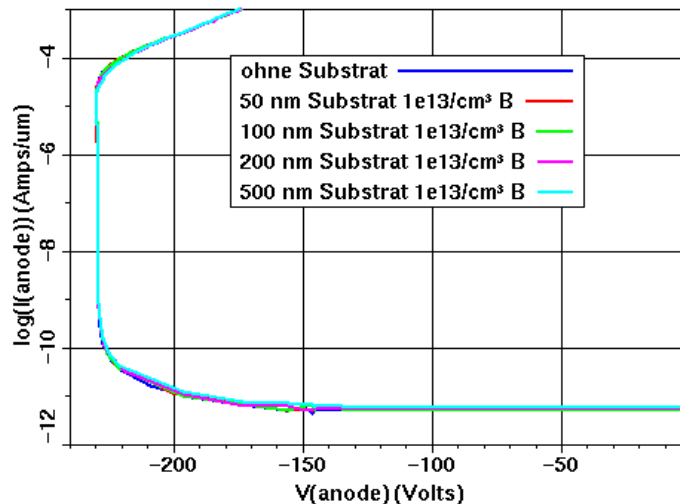


Abbildung 6.58 Kompensationsstruktur mit parasitär kontaktiertem Substrat und daraus resultierende Sperrkennlinien einer Kompensationsstruktur mit p-Delta-Dotierungen, bei der auch ein Teil des Substrates kontaktiert wird. Die Durchbruchspannung ist unabhängig von der Dicke des mit kontaktierten Substrates.

In der Simulation zeigt sich keine Abhängigkeit der Sperrfähigkeit von der Tiefe des Substrates, das mit kontaktiert wird. Ebenso zeigt sich keine Abhängigkeit von der Polung der Kontaktgebiete (die Sperrkennlinie ist hier nicht gezeigt). Daher spielt es bei Auswertung der experimentellen Ergebnisse keine Rolle, welche Polung gewählt wurde.

6.2.6 Experimentelle Ergebnisse zu Kompensationsstrukturen mit p-Delta-Dotierungen

Experimentell wurden zwei Kompensationsstrukturen mit p-Delta-Dotierungen hergestellt, die sich im wesentlichen durch die Breite der n-Gebiete unterscheiden. Die Dotierung der p-Delta-Dotierungen ist auf $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ festgelegt. Die Breite der n-Gebiete beträgt zum einen 120 nm (Herstellungsdurchlauf 2 Wafer 1), zum anderen 300 nm (Herstellungsdurchlauf 2 Wafer 2) und wurde aus analytischen Rechnungen bestimmt. Bei diesen analytischen Rechnungen wurde vereinfachend angenommen, dass die Delta-Dotierungen 3 nm breit und homogen dotiert sind. Außerdem wurde vorausgesetzt, dass die Depletion-Näherung auch für Delta-Dotierungen noch gilt.

Aufgrund dieser Annahmen ergeben sich andere Werte für die Flächendotierungen und damit für die Breite der n-Gebiete als in den Simulationen, bei denen Gaußprofile als Delta-Dotierungen angenommen wurden. Die notwendige Breite der n-Gebiete ergibt sich aus der Höhe der n-Gebiete. Die Höhe der Dotierung ist wiederum durch die Hintergrunddotierung gegeben. Diese hängt naturgemäß stark von der Prozessvorgeschichte in der Epitaxiekammer ab. In den Betrachtungen zum Einfluss der Fertigungsschwankungen in der Simulation hat sich gezeigt, dass bei den experimentell möglichen Schwankungen, die Ergebnisse stark variieren können, also z.B. die Durchbruchspannung zwischen 25 V und 225 V variiert. Experimentell wurden aber nur wenige Wafer hergestellt, so dass man nur stichprobenartig ein Resultat aus der Ergebnismenge herausgreift und dieses mit den Simulationsergebnissen vergleichen kann.

So zeigen die Messungen (Abbildung 6.59) des Diodenverhaltens an Teststrukturen der Wafer 1 und 2 des Herstellungsdurchlaufes 2 eine Durchbruchspannung von ca. 10 V bis 22,5 V. Der Leckstrom ist bei der Struktur von Wafer 2 größer als bei der von Wafer 1. Dies ist ebenso wie bei den Simulationen darauf zurückzuführen, dass die Gesamtdicke der Struktur zweieinhalbmal so groß ist wie die der Struktur von Wafer 1 und damit die Photogeneration von Ladungsträgern deutlich größer ist. Das durch Photonen generierte Ladungsträger für den Leckstrom verantwortlich sind, zeigt auch der erhöhte Leckstrom der Struktur auf Wafer 2 bei 0 V. Man kann aber deutlich eine Tendenz erkennen, nach der mit steigender Breite der n-Gebiete die Durchbruchspannung steigt (Abb. 6.59). Daraus kann man schließen, dass man sich auf dem ansteigenden Ast der Optimierungsparabel (siehe Abbildung 6.27) befindet. Die Stufen im Leckstrom resultieren, wie in der Simulation gezeigt werden kann (Kapitel 7), aus der quer zur angelegten Spannung ansteigenden Fläche der Raumladungszone in der Kompensationsstruktur.

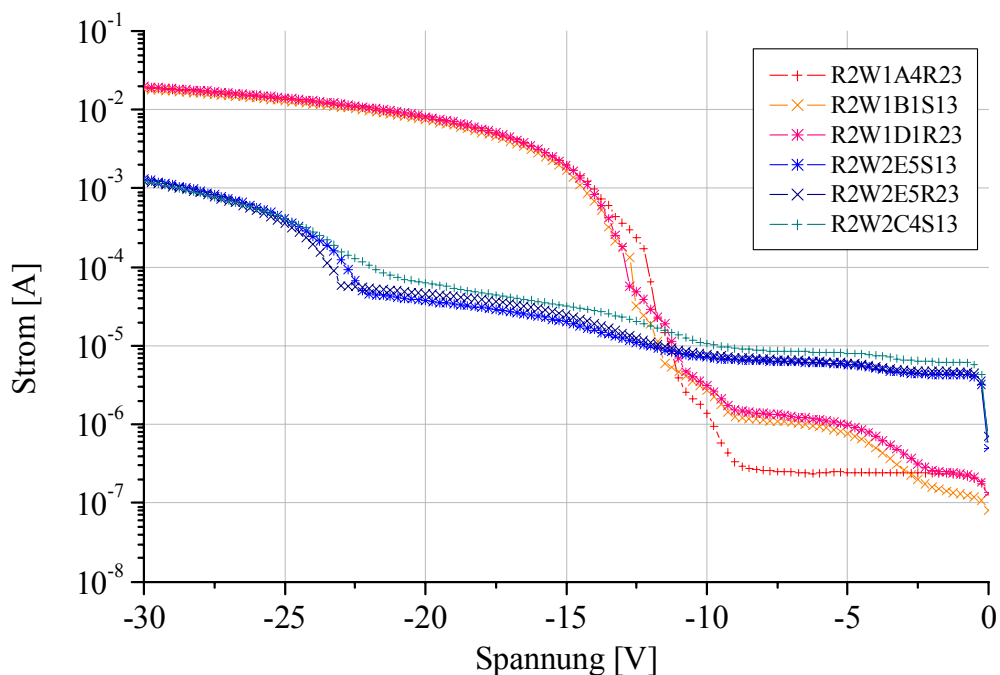


Abbildung 6.59 Experimentelle Sperrkennlinien zweier Kompensationsstrukturen mit p-Delta-Dotierungen. Der Abstand zwischen den Delta-Dotierungen beträgt 120 nm (blau) für die Proben des Wafers 1 und 300 nm für die Proben des Wafers 2. Die Durchbruchspannung kann dadurch von 10 V auf 22,5 V gesteigert werden.

Im Durchlassfall erinnert das experimentelle Ergebnis (Abbildung 6.60) an die Simulationsergebnisse der Struktur mit $d=300$ nm. Auch bei dieser Struktur zeigt sich bis ca. 4 V ein sperrendes Verhalten, um dann in eine Widerstandscharakteristik überzugehen. Experimentell werden zwar nicht 4 V, sondern nur 1 V erreicht, bis das Widerstandsverhalten eintritt, aber qualitativ passen die Ergebnisse zueinander. Also ist die Struktur mit $d=300$ nm noch p-lastig und für eine weitere Optimierung müsste man die Breite der n-Gebiete noch vergrößern. Auch dies passt zu dem Ergebnis der Sperrcharakteristik, nach dem man sich auf dem aufsteigenden Ast der Optimierungsparabel befindet.

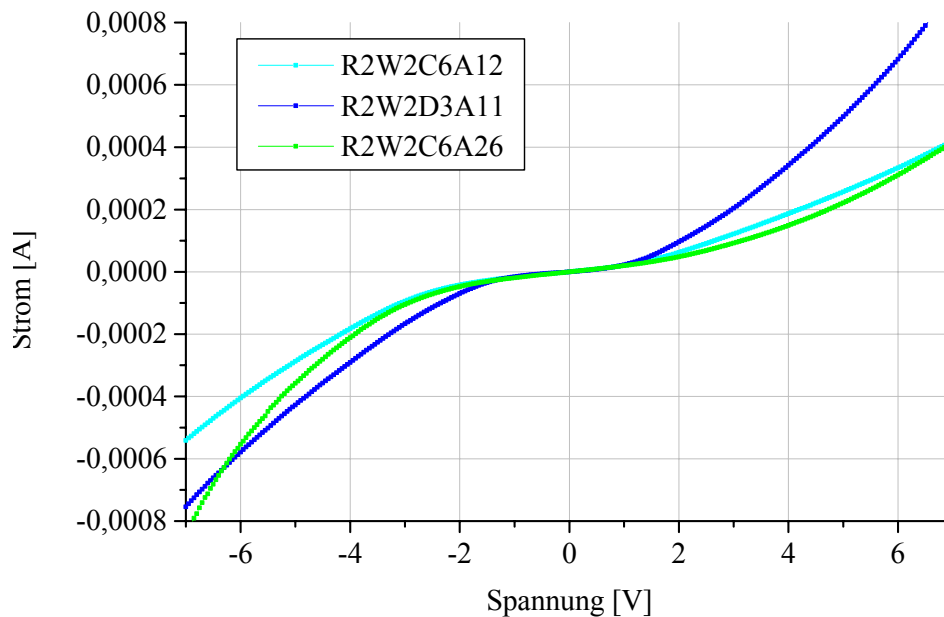


Abbildung 6.60 Experimentelle Durchlasskennlinie. Ähnlich wie in der Simulation (Abbildung 6.38) zeigt sich kein lineares Widerstandsverhalten bei einer Kompensationsstruktur mit einem Delta-Abstand von 300 nm.

6.2.7 Abweichung der experimentellen Durchbruchspannung von den simulierten Ergebnissen

Vergleicht man die Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen, dann zeigen sich zum Teil deutliche Abweichungen. Ein Grund sind Herstellungsschwankungen. Für eine Verbesserung der experimentellen Ergebnisse ist auch eine gute Prozesskontrolle unabdingbar. Dies erfordert aber auch eine Verbesserung der Analysemethoden auf einen relativen Fehler von 5 %. Darüber hinaus kann man aus einer Vielzahl von gleichen Wafern Fertigungsschwankungen ausgleichen. Nicht zuletzt ist eine Reduzierung der Hintergrunddotierung notwendig, zum Beispiel durch Kühlfallen in der Nähe des Wafers. Was aber noch weitere Einflussfaktoren für die Abweichungen sind, wird im weiteren erläutert.

Weiterhin sind die Driftzonen durch nasschemisches kristallographisches Ätzen räumlich strukturiert worden. Schon kleine Fehljustierungen der Maske zu den Kristallebenen des Wafers führen zu Unregelmäßigkeiten an den Ätzkanten. Diese konzentrieren dann unter Sperrspannung die elektrischen Feldlinien und können zu Durchbrüchen führen. Man kann diese Durchbrüche an Ätzkanten mit

Emissionsmikroskopie (ThemosTM, Hamamatsu, K.K.) nachweisen. Dabei werden die Strukturen elektrisch kontaktiert und eine so große Sperrspannung angelegt, dass hohe Sperrströme fließen. Mit einer Infrarotkamera können dann die thermisch generierten Photonen nachgewiesen werden.

Abbildung 6.61 zeigt eine Emissionsmikroskopieaufnahme einer Diodenstruktur (R2W1A4R2x), an die 14 V Sperrspannung angelegt wird und bei der so ein Sperrstrom von 0,2 mA fließt.

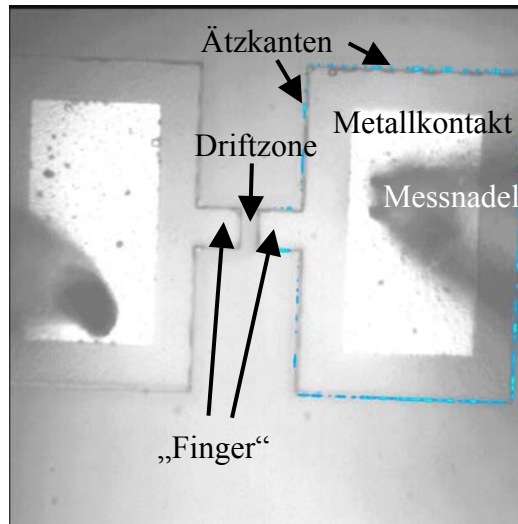


Abbildung 6.61 Emissionsmikroskopieaufnahme an einer Teststruktur für Dioden („Fingerstruktur“). Die dunkle Linie zeigt die Ätzkante der Kontaktgräben. Man erkennt auch gut die zwei Metallkontaktflächen, auf denen die Nadeln zur Charakterisierung aufgesetzt sind. An den blau gekennzeichneten Punkten kommt es zu thermisch emittierten Photonen. Diese zeigen sich insbesondere an den Unregelmäßigkeiten der Ätzkanten.

Die dunkle Linie zeigt die Ätzkanten der Struktur. Die Driftzone ist zwischen den zwei Ausstülpungen („Fingern“). Gerade an den Unregelmäßigkeiten dieser Kanten tritt die thermische Emission von Photonen (blau gekennzeichnet) auf. Allerdings tritt die Emission auch an den zur Driftzone abgelegenen Seiten auf. Daraus kann man schließen, dass sich die Raumladungszone um die beiden Kontaktgräben herum ausbreiten und nicht auf das Gebiet der Driftzone zwischen den zwei Ausstülpungen beschränkt bleibt. Diese großflächige Ausbreitung der Raumladungszone liefert außerdem eine weitere Erklärung für die hohen Leckströme im Sperrfall. Im Bereich der Raumladungszone können durch Photonen Elektron-Loch-Paare generiert werden. Ist die Fläche der Raumladungszone groß, dann steigt der durch Photonen bestimmte Leckstrom. Ebenso spielt dann die Versetzungsdefektdichte der Gebiete, über die sich die Raumladungszone erstreckt eine Rolle. Die Driftzonen sind mit Molekularstrahlepitaxie hergestellt, die in der Regel Versetzungsdefektdichte von 10^3 cm^{-2} hat.

Wählt man eine Struktur (R2W3B5Sx) mit deutlich weniger Unregelmäßigkeiten an den Ätzkanten (Abbildung 6.62), dann konzentrieren sich die Durchbrüche am Übergang zur Driftzone.

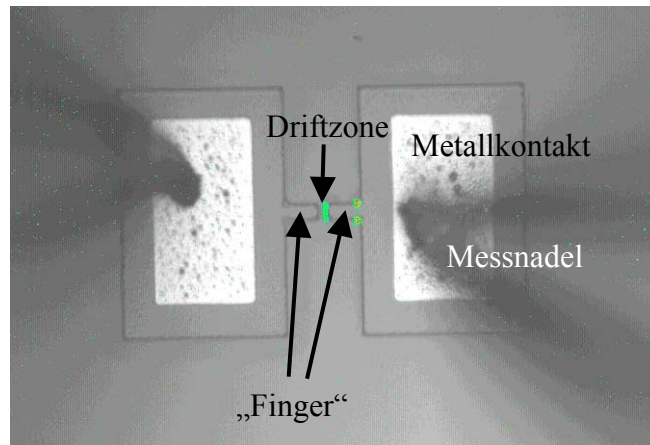


Abbildung 6.62 Emissionsmikroskopieaufnahme an einer Teststruktur für Dioden („Fingerstruktur“). An den Ätzkanten sind weniger Unregelmäßigkeiten zu erkennen. Dies ist auf eine genauere Orientierung der Maskenstruktur relativ zu den Kristallebenen möglich. Aufgrund der fehlenden Unregelmäßigkeiten konzentriert sich der Durchbruchsort auf den Übergang zur Driftzone, die zwischen den zwei Ausstülpungen liegt.

7 Laterale Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten n- und p-Gebieten in Widerständen und Dioden

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, laterale Kompensationsstrukturen, die sich aus einem Stapel aus n- und p-Schichten zusammensetzen, zu optimieren. Aus den analytischen Rechnungen in Kapitel 4 ergibt sich, dass man zum einen die Anteile der p-Regionen verringern kann oder zum anderen sowohl die n- als auch die p-Regionen räumlich konzentrieren kann. Im vorherigen Kapitel wurde die Möglichkeit der räumlichen Konzentrierung der p-Gebiete untersucht. In diesem Kapitel wird die Variante durchleuchtet, bei der man gleichzeitig, die n- und p-Gebiete räumlich konzentriert. Die Kompensationsstrukturen werden wieder im Sperr- und im Durchlassbetrieb anhand von Simulationen und experimentellen Untersuchungen erforscht.

7.1 Grenze der gleichzeitigen, räumlichen Konzentrierung von n- und p- Gebieten

Ziel der räumlichen Konzentrierung der n- und p-Gebiete ist die Verbesserung des Einschaltwiderstandes durch die Minimierung der Schichtdicken der einzelnen Gebiete. Denn je kleiner die Schichtdicke, umso größer ist die Anzahl der Schichten bei gleicher Gesamtdicke der Struktur. Im Vorwärtsfall kann man so die Anzahl der stromführenden Gebiete und somit die Stromdichte erhöhen. Außerdem kann man bei kleineren Schichtdicken die Dotierung der einzelnen Schichten erhöhen. Nur so kann das Verhältnis der unausgeräumten Anteile an der Breite der entsprechenden Schicht beibehalten werden. Eine höhere Dotierung, insbesondere der n-Gebiete, verspricht eine weitere Verbesserung des Widerstandes. Die Sperrfähigkeit soll durch das quasi-intrinsische Verhalten der bei größeren Sperrspannungen ausgeräumten n- und p-Gebiete gewährleistet werden. In den folgenden Simulationen ist untersucht, wie sich die räumliche Konzentrierung und damit die Erhöhung der Dotierung auf die Sperr- und auf die Vorwärtskennlinien der lateralen Kompensationsstrukturen auswirken. Dabei werden drei Fälle unterschieden. Im ersten Fall sind die Schichtdicken so gewählt, dass bei der entsprechenden Dotierung die Raumladungszonen im thermodynamischen Gleichgewicht gerade die n- und p-Gebiete ausfüllen. Im zweiten Fall sind die Schichtdicken so gewählt, dass die Raumladungszonen sich überlappen, und im dritten Fall so, dass im thermodynamischen Gleichgewicht unausgeräumte Gebiete vorhanden sind.

Zunächst wird aber der erste Fall betrachtet, bei dem die Schichtdicken der n- und p-Gebiete so gewählt sind, dass die Raumladungszonen im thermodynamischen Gleichgewicht gerade die n- und p-Gebiete ausfüllen, aber sich nicht gegenseitig überlappen. Es kann sich also die für die Dotierungen typische Diffusionsspannung am p-n-Übergang zwischen den Schichten einstellen. In den Simulationen wurde zwar das „Bandgap narrowing“ berücksichtigt, aber nicht die Möglichkeit der Entartung, also der Nicht-Ausräumbarkeit, ab einer Dotierung von $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Außerdem wurde zwar die Schichtdicke der n- und p-Gebiete verringert, aber die Anzahl der n- und p-Schichten gleichgehalten. Dadurch verringert sich die Gesamtdicke der Struktur. Um die Widerstände im Einschaltfall vergleichen zu können, muss man also die Stromwerte entsprechend auf die Gesamtdicke einer bestimmten Struktur oder auf eine Vergleichsdicke normieren. In Tabelle 7.1 sind die gewählten Dotierungen,

Schichtdicken und die dazugehörige Diffusionsspannung und Breite der Raumladungszone eingetragen. Die Breite der Raumladungszone ist analytisch berechnet.

Struktur	Dotierung p-Schicht [1/cm ³]	Dotierung n-Schicht [1/cm ³]	Breite der p-Schicht [μm]	Breite der n-Schicht [μm]	Diffusionsspannung [V]	Breite der RLZ [μm]
A	1·10 ¹⁵	1·10 ¹⁵	1,2300	1,23	0,58	1,233
B	1·10 ¹⁶	1·10 ¹⁶	0,4300	0,43	0,70	0,428
C	1·10 ¹⁷	1·10 ¹⁷	0,1500	0,15	0,82	0,147
D	1·10 ¹⁸	1·10 ¹⁸	0,0500	0,05	0,93	0,050
E	1·10 ¹⁹	1·10 ¹⁹	0,0170	0,017	1,05	0,017
F	1·10 ²⁰	1·10 ²⁰	0,0056	0,0056	1,17	0,006

Tabelle 7.1

Zunächst wird das Einschaltverhalten der verschiedenen Kompensationsstrukturen untersucht. Bei der Erhöhung der Dotierung zeigt sich ein Verhalten, das bereits von den Strukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten bekannt ist (Abbildung 7.1). Es gibt keinen linearen Widerstandverlauf, sondern die Kennlinien lassen auf Bipolareffekte schließen, die analog zu den Strukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten erklärt werden können. Es werden Löcher von den p-Gebieten in die n-Gebiete injiziert und dann schaltet der parasitäre n-p-n-Bipolartransistor ein. Die Steigung nach dem Knickpunkt hängt von der Breite der Basis dieses parasitären Bipolartransistors ab.

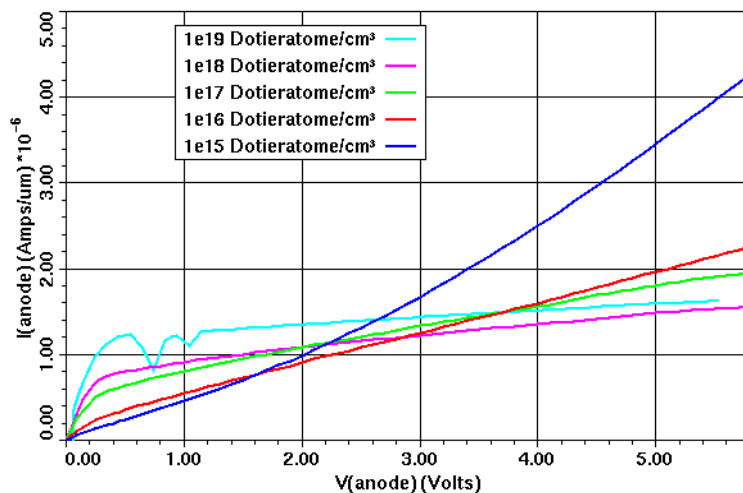


Abbildung 7.1 Durchlasskennlinien von Kompensationsstrukturen mit verschiedenen Dotierungen. Je höher die Dotierung der einzelnen Schichten ist, umso ausgeprägter sind die Bipolareffekte im Vorwärtsfall. Das kann damit erklärt werden, dass mit zunehmender Dotierung auch die Dicke der n- und p-Schichten reduziert wird und somit auch die Basisweite des parasitären n-p-n-Bipolartransistors.

Normiert man den Stromwert bei einer Vorwärtsspannung von 3 V auf eine Vergleichsdicke von 5 μm, dann zeigt sich, dass trotz oder gerade wegen dieses parasitären Bipolarverhaltens der Durchlassstrom mit zunehmender Dotierung ansteigt. Eine Dotierung über 1·10¹⁹ cm⁻³ lässt sich aber nicht einstellen, weil dann die Kompensationsstruktur aufgrund der hohen elektrischen Felder bei sehr geringen Vorwärtsspannungen durchbricht.

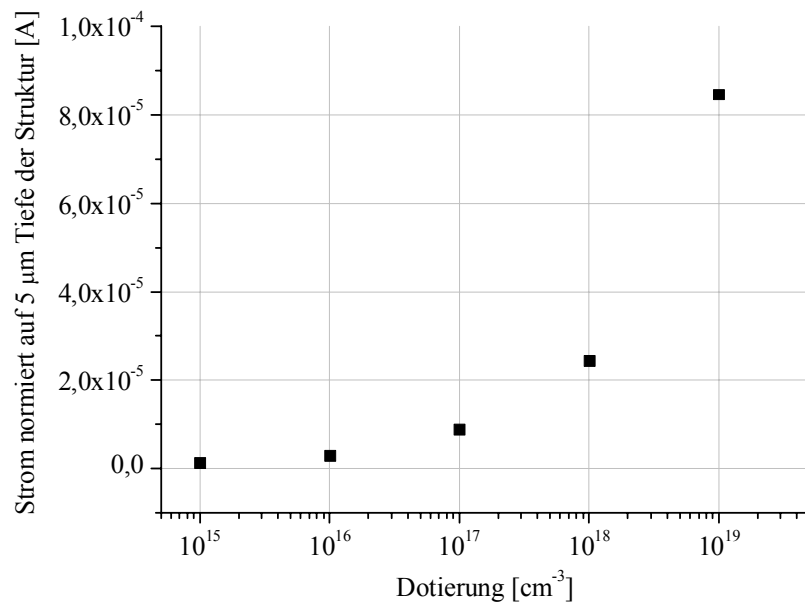


Abbildung 7.2 Abhängigkeit des Durchlassstromes von der Dotierung der n- und p-Schichten. Der Strom ist normiert auf eine Vergleichsdicke der Kompensationsstruktur von 5 μm . Obwohl die Kompensationsstrukturen im thermodynamischen Gleichgewicht vollständig ausgeräumt sind, kann man durch eine Erhöhung der Dotierung eine Verringerung des Widerstandes erreichen.

Die Durchbruchspannung bleibt zunächst bei einer Erhöhung der Dotierung unverändert, nur der Leckstrom steigt in Abhängigkeit von der Dicke der Gesamtstruktur (Abbildung 7.3) an. Letzteres ist auch schon von den Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten bekannt und wurde auf die durch Photonen generierten Ladungsträger zurückgeführt. Bei einer Dotierung von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nimmt die Durchbruchspannung von 233 V auf 190 V ab. Der verfrühte Durchbruch lässt sich zum einen mit den großen inhärenten elektrischen Feldern zwischen den n- und p-Gebieten erklären, zum anderen nimmt das elektrische Feld am Übergang zu den Anschlussgebieten zu und der ReSurF-Effekt hat aufgrund der hohen Dotierung ($1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) der Anschlussgebiete einen geringeren Einfluss.

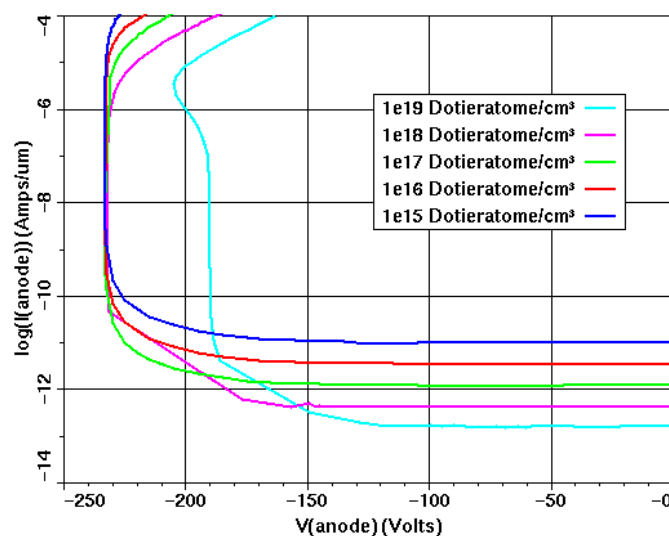


Abbildung 7.3 Sperrkennlinien von Kompensationsstrukturen, bei denen die Dotierung variiert wurde. Die Breite der Kompensationsgebiete ist dabei so eingestellt, dass die Gebiete bei 0 V gerade ausgeräumt sind. Erst ab einer Dotierung von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ reduziert sich die Durchbruchspannung. Dies kann durch die hohen elektrischen Felder innerhalb der Driftzone zwischen den n- und p-Gebieten und am Übergang zu den Anschlussgebieten erklärt werden.

Im folgenden ist das Bänderschema einer Kompensationsstruktur mit einer Dotierung von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ gezeigt, bei der die Breiten der Schichten gerade so eingestellt sind, dass die n- und p-Gebiete bei 0 V vollständig ausgeräumt sind. Es treten große Bandverbiegungen auf, aber die Struktur scheint, im thermodynamischen Gleichgewicht insgesamt vollständig ausgeräumt zu sein und eine ausgeglichene Ladungsbilanz zu haben.

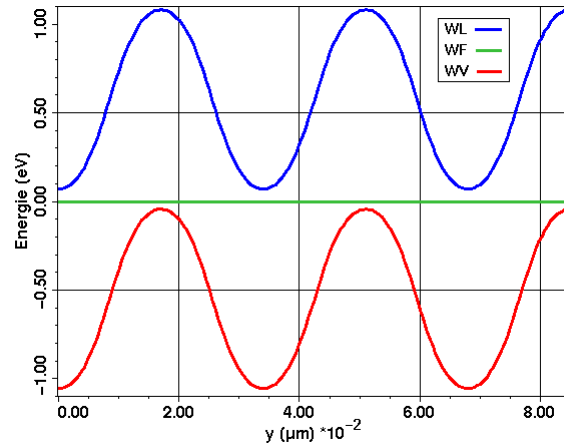


Abbildung 7.4 Bandschema einer Struktur mit einer Dotierung von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in den Kompensationsschichten. Aufgrund der hohen Dotierung kommt es zu deutlichen Bandverbiegungen. Diese führen aber im thermodynamischen Gleichgewicht noch nicht zu Tunneldurchbrüchen.

Wenn man aber die Kompensationsstrukturen so gestaltet, dass die Raumladungszonen sich bei 0 V bereits überlappen, dann kann sich die Diffusionsspannung an den p-n-Übergängen zwischen den Schichten nicht vollständig ausbilden. Damit ist die Bandverbiegung auch bei höheren Dotierungen gering. In Abbildung 7.5 ist das Bandschema einer Kompensationsstruktur gezeigt, deren Schichten eine Dotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ haben. Im Vergleich zu Abbildung 7.4 zeigt sich, dass aufgrund der Überlappung der Raumladungszonen die Bandverbiegungen im thermodynamischen Gleichgewicht selbst bei einer höheren Dotierung deutlich reduziert werden können. Gleichzeitig weist das Bandschema trotz der gleichen Dotierungen in den n- und p-Schichten auf eine Verschiebung der Ladungsbilanz hin. Die Struktur erscheint aufgrund der Lage des Fermi-niveaus p-lastig.

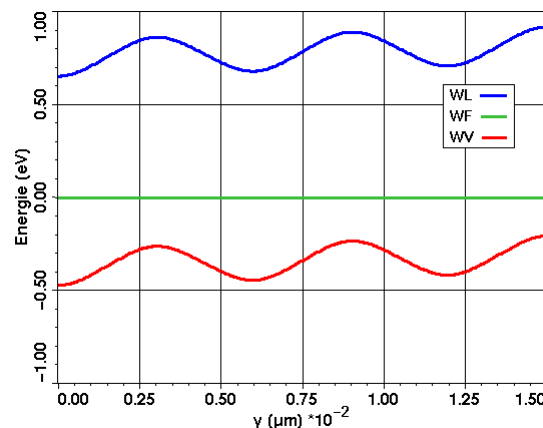


Abbildung 7.6 Bandschema einer Struktur mit einer Dotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ in den Kompensationsschichten. Die Breite der n- und p-Gebiete ist so gewählt, dass die Raumladungszonen sich schon bei 0 V überlappen. Dadurch kann sich die Diffusionsspannung nicht vollständig ausbilden und die Bänder sind selbst bei einer Dotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ kaum verbogen. Die Struktur erscheint aufgrund der Lage des Fermi-niveaus p-lastig.

In Tabelle 7.2 sind die Dotierungen und Schichtdicken der Strukturen aufgeführt, die für den Fall untersucht worden, bei dem die Raumladungszonen sich überlappen.

Struktur	Dotierung p-Schicht [1/cm ³]	Dotierung n-Schicht [1/cm ³]	Breite der p-Schicht [μm]	Breite der n-Schicht [μm]	Diffusionsspannung [V]	Breite der RLZ [μm]
G	1·10 ¹⁵	1·10 ¹⁵	1,000	1,000	< 0,58	1,233
H	1·10 ¹⁶	1·10 ¹⁶	0,300	0,300	< 0,70	0,428
I	1·10 ¹⁷	1·10 ¹⁷	0,100	0,100	< 0,82	0,147
J	1·10 ¹⁸	1·10 ¹⁸	0,030	0,030	< 0,93	0,050
K	1·10 ¹⁹	1·10 ¹⁹	0,010	0,010	< 1,05	0,017
L	1·10 ²⁰	1·10 ²⁰	0,003	0,003	< 1,17	0,006

Tabelle 7.2

An den Sperrkennlinien der hier untersuchten Kompensationsstrukturen zeigt sich (Abbildung 7.7) im Unterschied zu den vorher gezeigten Sperrkennlinien, dass unabhängig von der Dotierung eine Durchbruchspannung von 233 V erreicht wird. Es kommt zu keinem Tunneldurchbruch bei hohen Dotierungen. Dies lässt sich anhand des Bänderschemas bei 0 V aus Abbildung 7.6 erklären. Die verminderte Diffusionsspannung verhindert selbst bei so hohen Dotierungen große Bandverbiegungen im thermodynamischen Gleichgewicht und bei höheren Sperrspannungen und damit auch den Tunneldurchbruch.

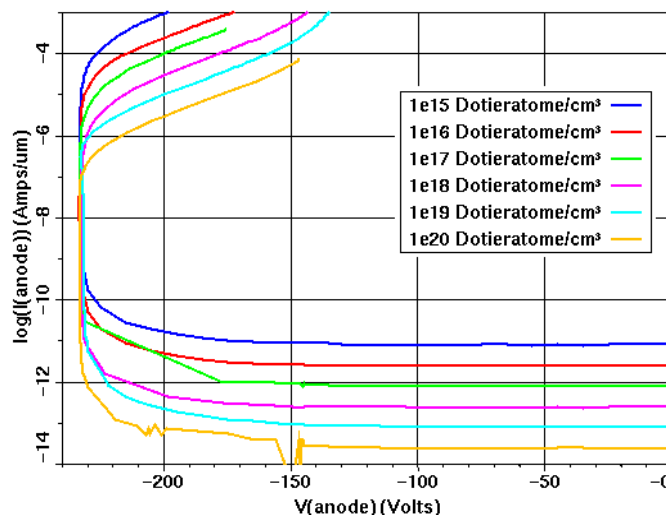


Abbildung 7.7 Sperrkennlinien von Strukturen mit verschiedener Dotierung, deren Raumladungszonen sich bei 0 V deutlich überlappen. Durch die Überlappung der Raumladungszonen wird der Bandhub vermindert und dadurch kann selbst bei einer Dotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ein Tunneldurchbruch vermieden werden.

Allerdings können auch im Vorwärtsfall aufgrund der überlappenden Raumladungszonen keine freien Ladungsträger zum Stromfluss beitragen. So wird der Vorwärtsstrom durch Rekombinationsprozesse bestimmt. Dies äußert sich auch in den nichtlinearen Vorwärtskennlinien, die in Abbildung 7.8 gezeigt sind.

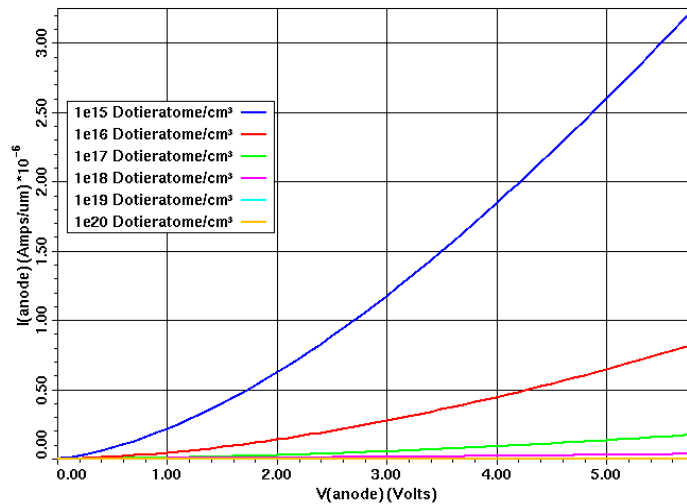


Abbildung 7.8 Durchlasskennlinien von Kompensationsstrukturen, bei denen sich die Raumladungszonen bei 0 V schon überlappen. Der Vorwärtsstrom wird im wesentlichen durch Rekombinationsprozesse bestimmt.

Normiert man den Durchlassstrom bei 3 V auf eine Vergleichstiefe von 5 μm , dann zeigt sich, dass der Strom mit zunehmender Dotierung abnimmt, also der Widerstand zunimmt. Abbildung 7.9 zeigt den Zusammenhang aus Durchlassstrom und Dotierung der n- und p-Schichten.

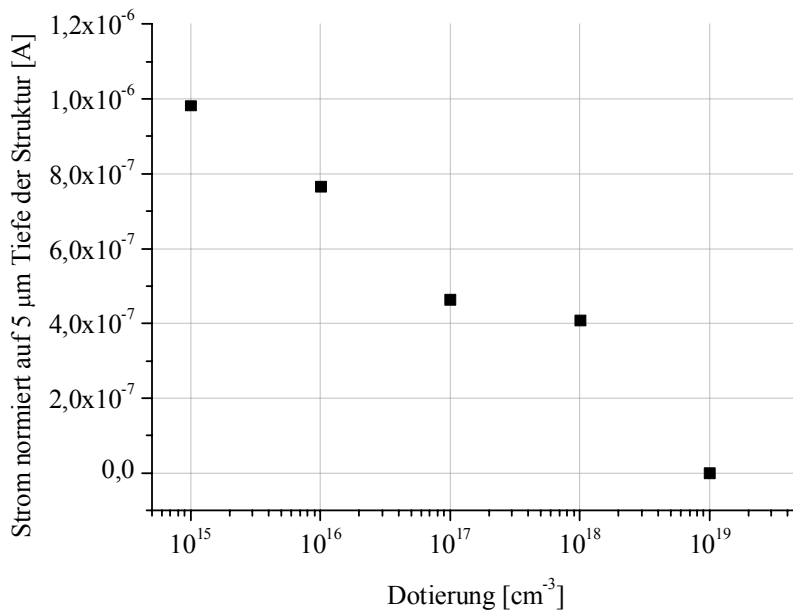


Abbildung 7.9 Abhängigkeit des Durchlassstromes bei 3 V von der Dotierung in den Schichten der Kompensationsstruktur. Je größer die Dotierung ist, umso größer ist auch der Widerstand im Vorwärtsfall. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Vorwärtsstrom durch Rekombinationsprozesse bestimmt ist.

Man kann hingegen auch die Breite der Gebiete so gestalten, dass bei 0 V nicht ausgeräumte Gebiete vorhanden sind, also die Diffusionsspannung nicht ausreicht, um die n- und p-Gebiete auszuräumen. In der Simulation wurden Gebiete mit einer ungefähr doppelt so großen Breite gewählt, wie die Breite, die für eine Ausräumung bei 0 V erforderlich wäre. Die entsprechenden Dotierungen und Schichtdicken sind in Tabelle 7.3 gezeigt.

Struktur	Dotierung p-Schicht [1/cm ³]	Dotierung n-Schicht [1/cm ³]	Breite der p-Schicht [μm]	Breite der n-Schicht [μm]	Diffusionsspannung [V]	Breite der RLZ [μm]
M	1·10 ¹⁵	1·10 ¹⁵	2,48	2,48	0,58	1,233
N	1·10 ¹⁶	1·10 ¹⁶	0,86	0,86	0,70	0,428
O	1·10 ¹⁷	1·10 ¹⁷	0,30	0,30	0,82	0,147
P	1·10 ¹⁸	1·10 ¹⁸	0,10	0,10	0,93	0,050
Q	1·10 ¹⁹	1·10 ¹⁹	0,03	0,03	1,05	0,017
R	1·10 ²⁰	1·10 ²⁰	0,01	0,01	1,17	0,006

Tabelle 7.3

Wie erwartet zeigen die Kompensationsstrukturen im Durchlassfall (Abbildung 7.10) ein annähernd lineares Widerstandsverhalten. Den geringsten Widerstand kann man bei einer Struktur mit einer Dotierung von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erzielen. Bei höheren Spannungen geht die Kennlinie des Vorwärtsstromes in einen Sättigungsverhalten über. Dies ist ähnlich zu den Ergebnissen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten. Also wird auch bei homogen hoch dotierten Schichten die Verbesserung des Einschaltwiderstandes durch abgeschnürte Strompfade eingeschränkt.

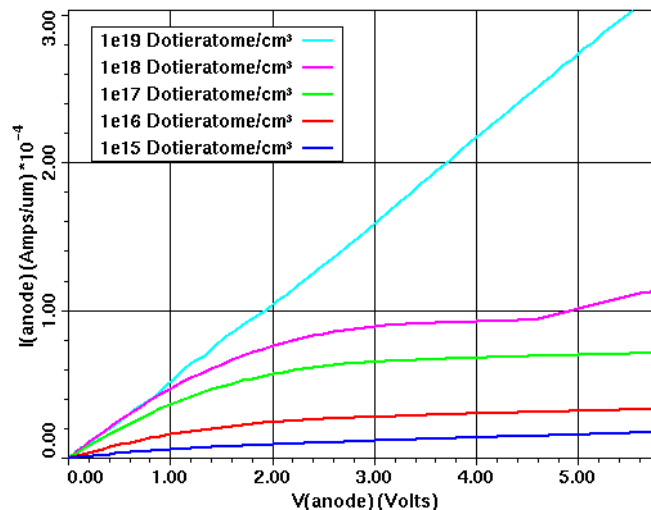


Abbildung 7.10 Durchlasskennlinien von Kompensationsstrukturen, bei denen noch unausgeräumte Gebiete im thermodynamischen Gleichgewicht vorhanden sind. Insbesondere bei kleineren Vorwärtsspannungen zeigt sich ein lineares Verhalten, was bei größeren Spannungen in einen Sättigungsstrom übergeht.

Der Durchlassstrom lässt sich trotzdem bei diesen Kompensationsstrukturen deutlich durch die Erhöhung der Dotierung steigern, wie in Abbildung 7.11 gezeigt ist.

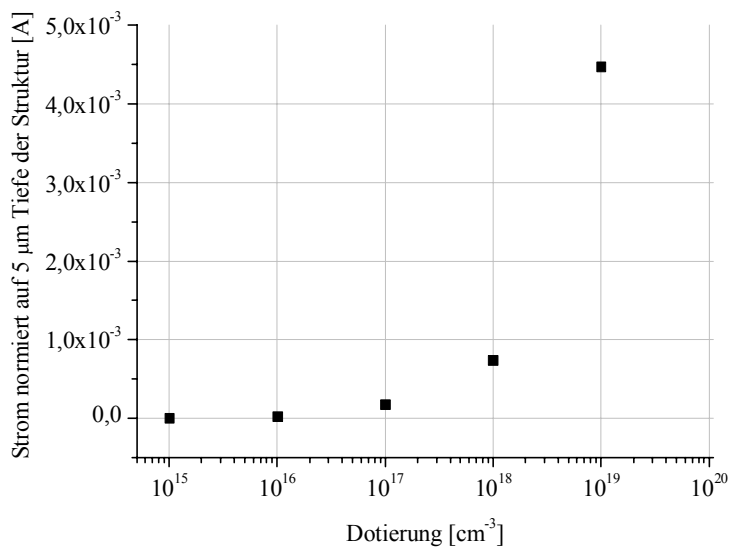


Abbildung 7.11 Durchlassstrom in Abhängigkeit von der Dotierung in den n- und p-Schichten. Je größer die Dotierung ist, umso geringer ist auch der mögliche Widerstand.

Allerdings lässt sich im Sperrfall nur bis zu einer ungefähren Dotierung von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ noch eine hohe Durchbruchspannung erreichen (Abbildung 7.12). Bei höheren Dotierungen, wie zum Beispiel bei einer Dotierung von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, bricht die Kompensationsstruktur schon bei einer geringen Sperrspannung durch. Grund hierfür sind die hohen inhärenten elektrischen Felder, die zu Tunneldurchbrüchen führen.

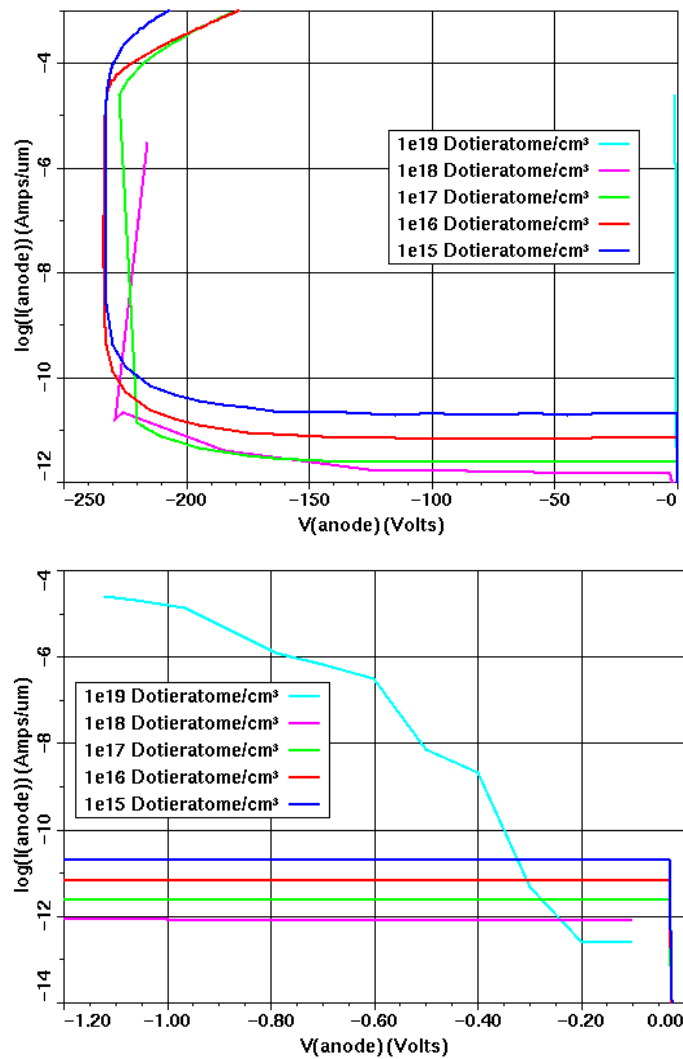


Abbildung 7.12 Sperrkennlinien von Kompensationsstrukturen, die bei 0 V nicht vollständig ausgeräumt sind. Trotz der nicht ausgeräumten Gebiete kann bis zu einer Dotierung von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ die volle Sperrspannung erreicht werden. Bei einer Dotierung von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bricht die Kompensationsstruktur schon bei 0,2 V durch.

Betrachtet man das Bandschema einer Kompensationsstruktur mit einer Dotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (Abbildung 7.13), dann zeigt sich, dass aufgrund der großen Bandverbiegungen schon im thermodynamischen Gleichgewicht Tunnelströme auftreten können. Die Kompensationsstruktur verhält sich also nur noch wie ein ohmscher Kontakt.

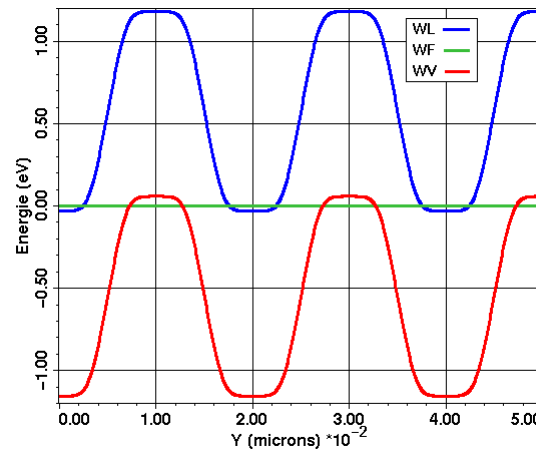


Abbildung 7.13 Bandschema einer Kompensationsstruktur mit einer Dotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Die Breite der n- und p-Gebiete ist so dimensioniert, dass im thermodynamischen Gleichgewicht noch unausgeräumte Gebiete möglich sind. Aufgrund der hohen Dotierung ist das Fermineiveau in den n- und p-Gebieten „gepinnt“ [Eisele 2002]. Die Kompensationsstruktur verhält sich insgesamt wie ein Widerstand.

Zusammenfassend lässt sich das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung insbesondere bei den Kompensationsstrukturen verbessern, die entweder gerade bei 0 V ausgeräumt sind oder bei 0 V noch nicht ausgeräumte Gebiete haben (Abbildung 7.14 und Abbildung 7.15). Überlappende Raumladungszonen bei 0 V sind zwar vorteilhaft für die Durchbruchspannung, wirken sich aber negativ auf den Einschaltwiderstand aus.

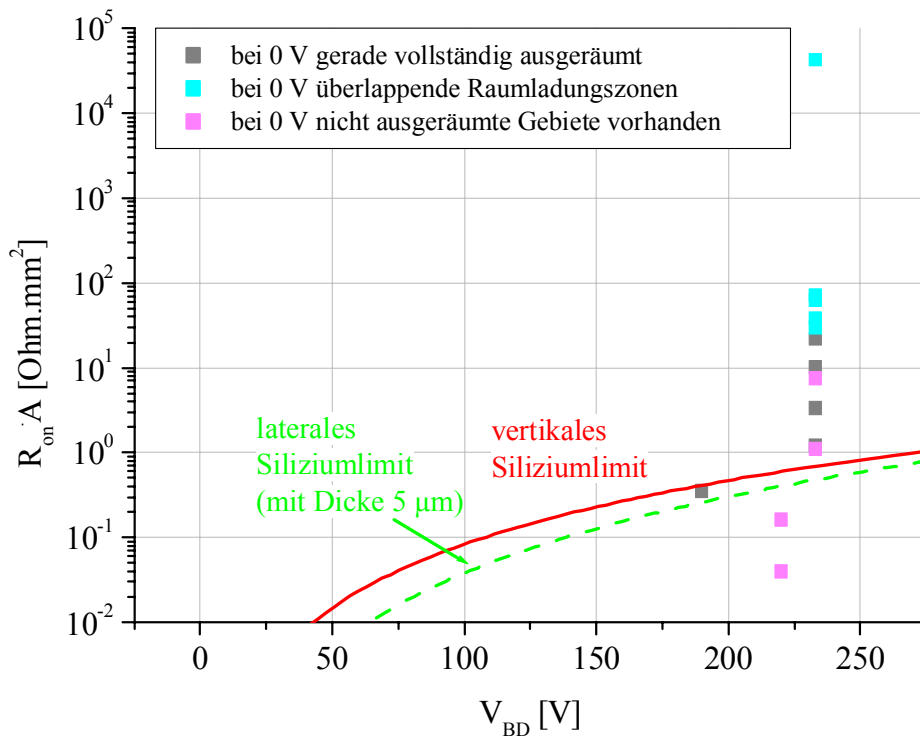


Abbildung 7.14 Zusammenfassung der elektrischen Ergebnisse verschiedener Kompensationsstrukturen, bei denen die n- und p-Gebiete räumlich konzentriert wurden. Nur mit Kompensationsstrukturen, die im thermodynamischen Gleichgewicht nicht vollständig ausgeräumt sind, lassen sich Wert unterhalb der Siliziumlimits erreichen.

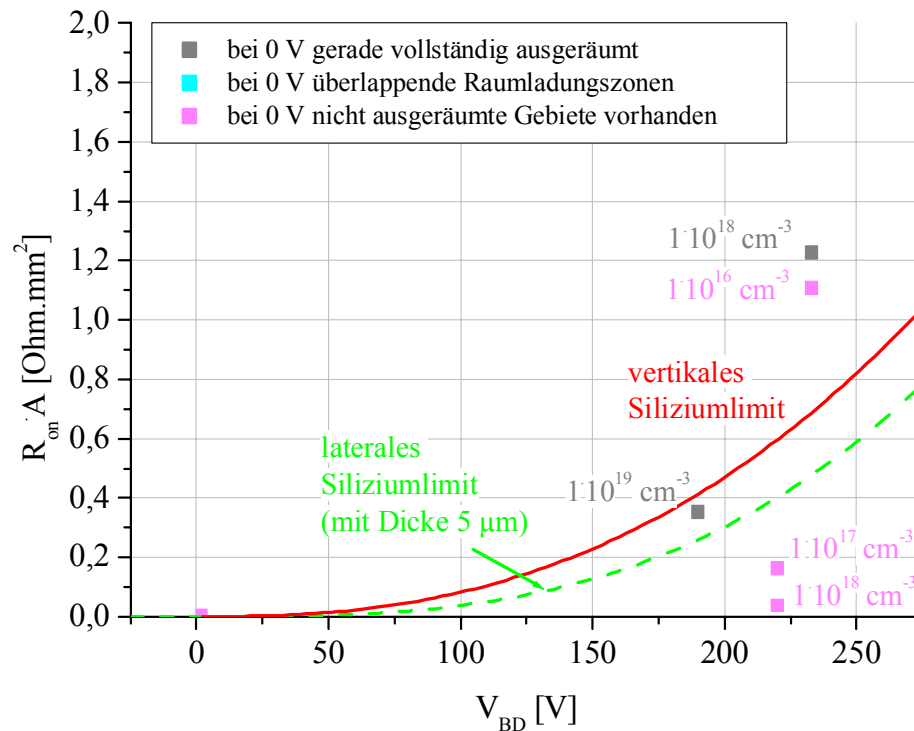


Abbildung 7.15 Vergrößerte Darstellung der Ergebnisse von Kompensationsstrukturen, bei denen sowohl die n- als auch die p-Gebiete räumlich konzentriert wurden. Ab einer Dotierung von $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ in den Schichten der Kompensationsstruktur kann man für das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung deutlich unter dem Siliziumlimit erreichen.

Das vertikale als auch das laterale Siliziumlimit kann insbesondere bei den Kompensationsstrukturen unterschritten werden, die eine Dotierung größer als $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ haben und im thermodynamischen Gleichgewicht nicht ausgeräumt sind (Abbildung 7.15).

7.2 Kompensationsstrukturen mit sperrenden Zwischenschichten

In den vorherigen Simulationen hat sich gezeigt, dass die Erhöhung der Dotierung in den n- und p- Gebieten nach oben hin begrenzt ist, da ein Einsetzen von Tunnelströmen die Sperrfähigkeit der Strukturen verhindert. Dies gilt insbesondere für den Fall, in dem der volle Bandhub zwischen den Strukturen zugelassen wird, also für den Fall von im thermodynamischen Gleichgewicht teilweise ausgeräumten Strukturen oder von gerade bei 0 V ausräumenden Strukturen. Aber gerade bei diesen Strukturen kann der Einschaltwiderstand durch eine Erhöhung der Dotierung verbessert werden, da bereits bei kleinen angelegten Vorwärtsspannungen Ladungsträger zur Verfügung stehen. Um weiterhin eine Sperrfähigkeit der Strukturen, auch bei höheren Dotierungen, zu gewährleisten, kann man eine sperrende, z.B. intrinsische, Schicht zwischen die n- und p-Gebiete einbringen (wie bereits in Kapitel 4 analytisch gerechnet). Im Folgenden werden solche Strukturen im Vorwärts- und Sperrfall analysiert.

Zur Untersuchung dieser Frage werden Kompensationsstrukturen simuliert, bei denen die n- und p-Gebiete optimal räumlich in Delta-Dotierungen konzentriert sind. Damit beträgt die Breite der n- und p-Gebiete 3 nm. Um weiterhin unterhalb der kritischen Flächendotierung von $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ zu bleiben, wurde die Volumendotierung auf

$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ festgesetzt. Dies entspricht dann einer Flächendotierung von $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, wenn man vereinfachend annimmt, dass die Volumendotierung sich gleichmäßig auf 3 nm Delta-Dotierung verteilt. Die Volumendotierung liegt 3 Größenordnungen über der in den bisher kommerziell erhältlichen Kompensationsbauelementen und sollte deshalb schon eine deutliche Verbesserung des Einschaltwiderstandes mit sich bringen. Zwischen den Delta-Dotierungen befinden sich intrinsische Siliziumschichten, die in ihrer Dicke variiert werden. Die Variation dieses Abstandes bewirkt ähnlich wie bei der Variation der Breite der n- und p-Gebiete eine Veränderung des Bandhubes zwischen den dotierten Gebieten. Bei der oben angegebenen Dotierung beträgt die Raumladungszoneweite 210 nm, d.h. die n- und p-Gebiete sind bei dieser Dicke gerade ausgeräumt (siehe dazu auch die analytischen Rechnungen in Kapitel 4). Eine größere Dicke ermöglicht auch den vollen Bandhub, allerdings bleiben Bereiche der Delta-Dotierungen bei 0 V unausgeräumt. Eine kleinere Dicke der intrinsischen Schicht hat ähnlich wie bei den homogen dotierten Gebieten einen verminderten Bandhub zur Folge. Tabelle 7.4 stellt die wichtigen Dotierungen und Schichtdicken zusammen.

Struktur	p-Delta-Dotierung [1/cm ³]	Dotierung n-Schicht [1/cm ³]	Breite der intrinsischen Schicht [nm]
nipi 1	$2 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{16}$	180
nipi 2	$2 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{16}$	250
nipi 3	$2 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{16}$	210
Referenz 1	ideal intrinsische Driftzone		
Referenz 2	homogene n-Dotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$		

Tabelle 7.4

Sowohl in den Simulationen als auch in den experimentell hergestellten Proben müssen die Schichtstapel aus Delta-Dotierungen und intrinsischen Zwischenschichten geeignete Randgebiete haben, damit in diesen auch die Kompensation erhalten bleibt. Wie bereits bei den homogen dotierten Kompensationsstrukturen gezeigt (Kapitel 6.1), gibt es zwei Möglichkeiten: entweder die Randbereiche in ihrer Ausdehnung zu reduzieren oder die Dotierung in den Randbereichen zu halbieren. Da bei den Delta-Dotierungen keine weitere Reduzierung der räumlichen Ausdehnung möglich ist, wurden bei den Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten n- und p-Gebieten, im weiteren δn -i- δp -i (sprich: nipi) Strukturen genannt, die Dotierungen in den Randbereichen reduziert. In Abbildung 7.16 ist das Dotierprofil einer solchen Kompensationsstruktur in der Simulation gezeigt.

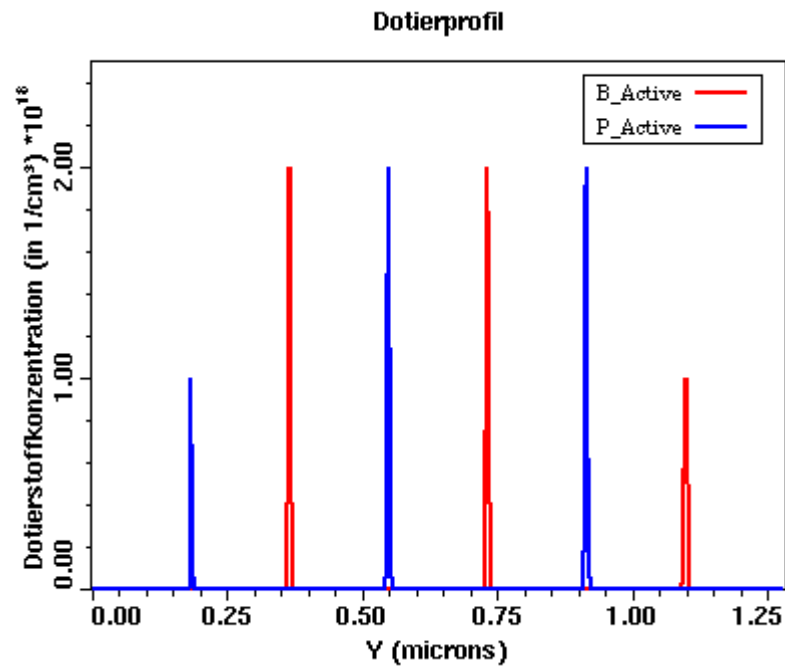


Abbildung 7.16 Simuliertes Dotierprofil einer lateralen δn -i- δp -i Struktur im Querschnitt. Der Abstand zwischen den Delta-Dotierungen beträgt 180 nm. Die Rand-Delta-Dotierungen haben eine nur halb so große Dotierung wie die Delta-Dotierungen in der Mitte der Struktur, um die Ladungsbilanz zu erhalten.

Bei den Simulationen der lateralen Kompensationsstrukturen sind als Referenzstrukturen zwei Dioden beziehungsweise deren Widerstände simuliert. Dabei hat eine Referenzstruktur eine ideal intrinsische Driftzone und die andere Referenzstruktur hat eine homogen n-dotierte Driftzone mit einer Dotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Zunächst werden die δn -i- δp -i Strukturen bei einer Driftzonenlänge von $10 \mu\text{m}$ untersucht. Dabei beträgt die Durchbruchspannung im ideal intrinsischen Fall ca. 250 V. Abbildung 7.17 zeigt die simulierten Sperrkennlinien der Kompensationsstrukturen im Vergleich mit den zwei Referenzdioden.

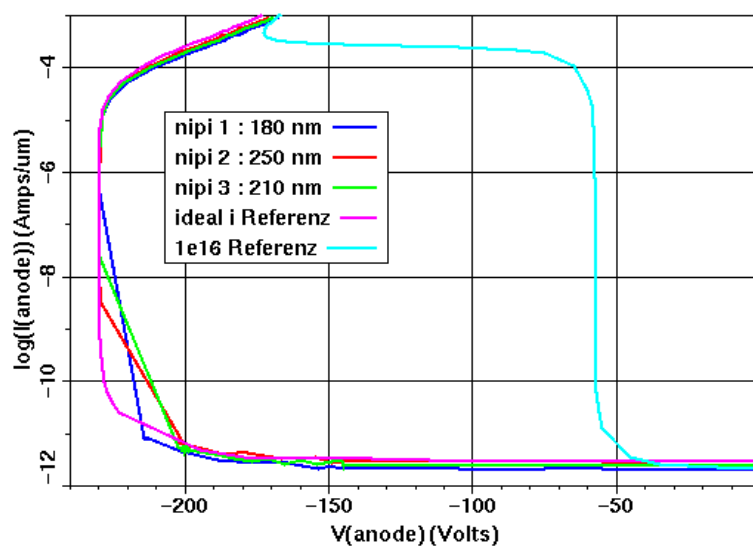


Abbildung 7.17 Sperrkennlinien von δn -i- δp -i Strukturen, die eine unterschiedliche Dicke der intrinsischen Zwischenschichten haben. Die Durchbruchspannung bei allen hier gezeigten δn -i- δp -i Strukturen ist vergleichbar mit der Struktur, die eine ideal intrinsische Driftzone hat. Die Abweichungen am Übergang sind durch Ungenauigkeiten in der Simulation gegeben.

Wie erwartet erreicht die Diode mit ideal intrinsischer Driftzone annähernd 250 V in der Durchbruchspannung. Die Referenzdiode mit einer homogen n-dotierten Driftzone erreicht dagegen nur 57 V. Dies stimmt gut mit der in der Literatur angegebenen Durchbruchspannung eines einseitigen p-n-Überganges mit einer n-Dotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ überein [Sze 1981]. Die Durchbruchspannungen der Kompensationsstrukturen liegen annähernd im Bereich der Referenz mit ideal intrinsischer Driftzone. Kleine Abweichungen ergeben sich durch Ungenauigkeiten in der Simulation. Die Strukturen haben also die gleiche Sperrfähigkeit unabhängig von der Breite der intrinsischen Schichten zwischen den Delta-Dotierungen.

Im Vorwärtsfall haben die δn -i- δp -i Kompensationsstrukturen einen größeren Durchlassstrom als die Referenz mit ideal intrinsischer Driftzone, können also das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung verbessern (Abbildung 7.18). Im Vergleich zu der Referenz mit $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ n-Dotierung in der Driftzone schneiden sie allerdings schlechter ab. Man kann insgesamt die Tendenz erkennen, dass je breiter die intrinsische Schicht zwischen den Delta-Dotierungen ist, umso geringer ist der Einschaltwiderstand.

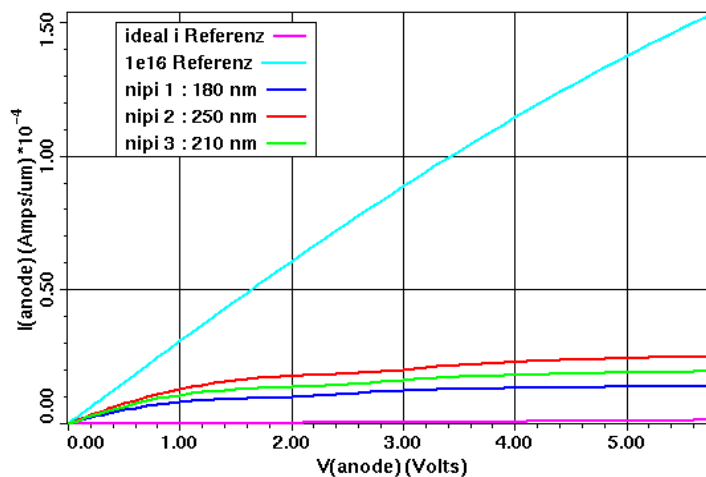


Abbildung 7.18 Durchlasskennlinien von δn -i- δp -i Strukturen mit unterschiedlichen Dicken der intrinsischen Zwischenschichten. Je breiter die intrinsische Schicht zwischen den Delta-Dotierungen ist, umso besser wird der Einschaltwiderstand.

Ein Schnitt quer zur Driftzone zeigt (Abbildung 7.19), dass im Vorwärtsfall der Strom nicht nur in den n-Delta-Dotierungen geführt wird, sondern dass auch Teile der benachbarten intrinsischen Gebiete den Stromfluss zulassen. Daher ist für den Stromfluss zuträglich, wenn diese intrinsischen Gebiete breiter sind. Außerdem sind bei breiteren Gebieten die Delta-Dotierungen bei 0 V nicht vollständig ausgeräumt, was die Bereitstellung von freien Ladungsträgern im Vorwärtsfall unterstützt.

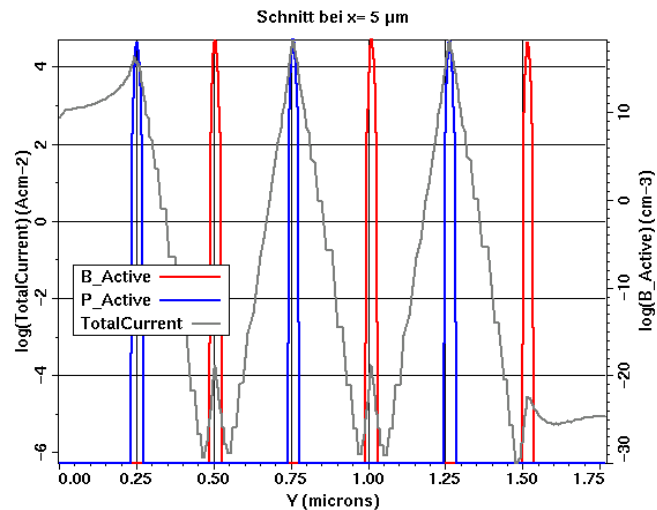


Abbildung 7.19 Dotierung und Stromfluss einer Kompensationsstruktur im Querschnitt. Der Abstand zwischen den Delta-Dotierungen beträgt 250 nm. Man kann erkennen, dass die Stromdichte (TotalCurrent) sich nicht nur auf die n-Delta-Dotierungen konzentriert, sondern auch die intrinsischen Zwischenschichten genutzt werden. Ein Teil des Stromes fließt auch über den Randbereich der Kompensationsstruktur.

Im Weiteren wird der Fall untersucht, bei dem zwar die gleichen Dotierungen und Schichtdicken eingestellt wurden, aber aufgrund von Herstellungsschwankungen z.B. die Rand-Delta-Dotierungen in ihrer Breite variieren. Dies ist auch der Fall, wenn nicht alle Delta-Dotierungen bei der gleichen Spannung vollständig ausgeräumt werden können. Die Ladungsbilanz wird dadurch verschoben.

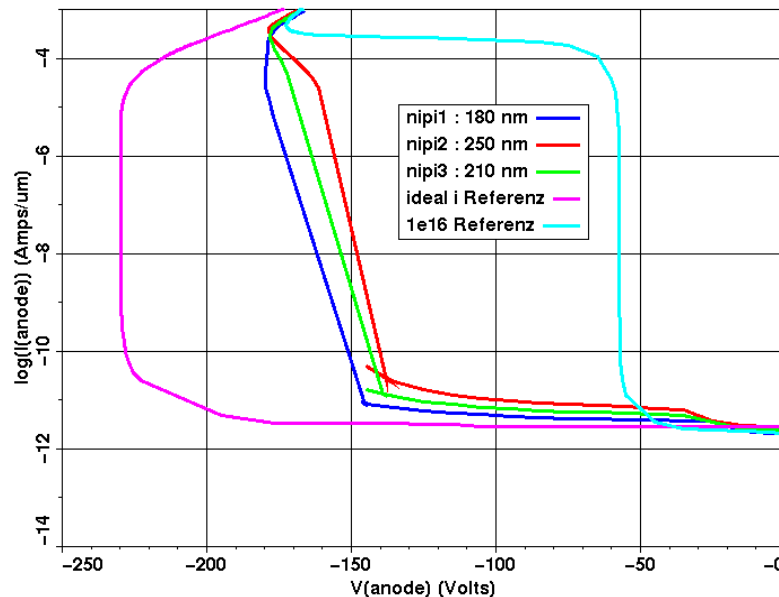


Abbildung 7.20 Sperrkennlinien von δn -i- δp -i Strukturen, deren Rand-Delta-Dotierungen eine größere Ausdehnung haben und daher nicht vollständig ausgeräumt sind. Die ungewohnte Form der Sperrkennlinien im Bereich von Sperrströmen zwischen 10^{-10} A/ μm und 10^{-5} A/ μm ist auf Ungenauigkeiten in der Simulation zurückzuführen, die aber keinen Einfluss auf die Aussage der Kennlinien haben.

In den Sperrkennlinien zeigt sich die erwartete Verschiebung der Ladungsbilanz in der Durchbruchspannung. Anstatt wie bisher nah an die ideal intrinsische Referenz heranzureichen, brechen die Kompensationsstrukturen schon deutlich früher durch, nämlich bei ungefähr 160 V. Es zeigt sich außerdem ein Ansteigen des Leckstromes

(Abbildung 7.21) bei ungefähr 30 V, den die Referenzdioden und die bisherigen Kompensationsstrukturen nicht gezeigt haben.

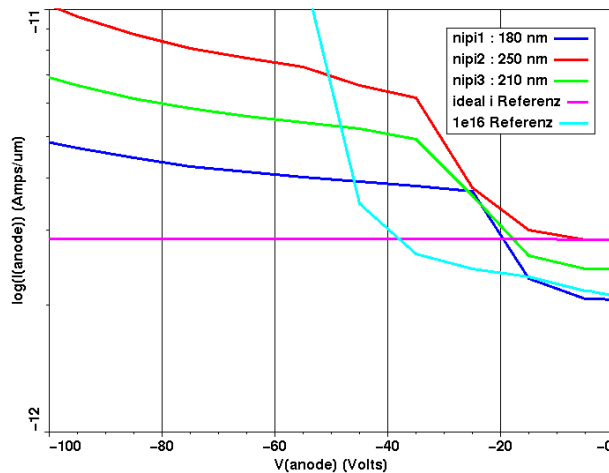


Abbildung 7.21 Anstieg des Leckstromes bei 30 V. Dieser Anstieg des Leckstromes kann nur bei den Kompensationsstrukturen beobachtet werden, deren Randbereiche nicht vollständig ausgeräumt sind.

Um herauszufinden, was die Ursache für diesen Anstieg im Leckstrom ist, kann man einen Quer- sowie verschiedene Längsschnitte der elektrischen Feldverteilung vor und nach (also bei -5 V und bei -105 V) diesem Anstieg untersuchen. Abbildung 7.22 zeigt die elektrische Feldverteilung im Querschnitt, also senkrecht zu den Delta-Dotierungen.

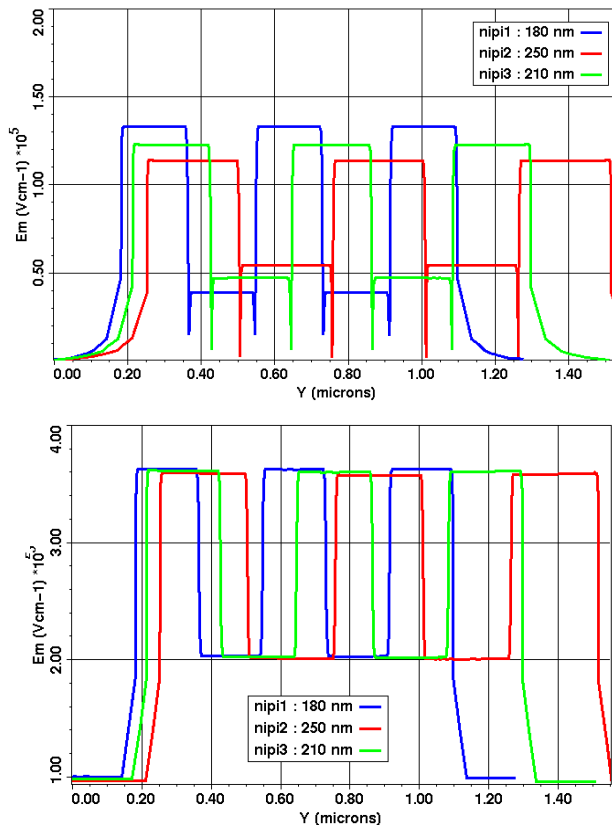


Abbildung 7.22 Querschnitt durch die elektrische Feldverteilung im Betrag der δn -i- δp -i Strukturen mit unterschiedlicher Breite der intrinsischen Zwischenschichten.

Oben: bei -5 V Sperrspannung

Unten: bei -105 V Sperrspannung.

Bei -5 V Sperrspannung sind die Delta-Dotierungen noch nicht vollständig ausgeräumt. Bei einer höheren Sperrspannung von -105 V sind die Delta-Dotierungen vollständig ausgeräumt und die Sperrspannung ist durch die Fläche unter der Kurve der elektrischen Feldverteilung gegeben.

Diese elektrischen Feldverteilungen geben einen Hinweis auf die Ursache des Anstieges im Leckstrom. Vor dem Anstieg, also bei -5 V Sperrspannung sind nicht alle Delta-Dotierungen vollständig ausgeräumt. Nach dem Anstieg im Leckstrom, also bei einer Sperrspannung von -105 V sind alle Delta-Dotierungen vollständig ausgeräumt. Der Anstieg im Leckstrom resultiert aus der größeren Ausdehnung der Raumladungszone und der damit verbundenen größeren Generation von Ladungsträgern durch Photonen in der Raumladungszone. Außerdem zeigt sich ab dem Moment, in dem die Delta-Dotierungen ausgeräumt sind, die gewünschte „ReSurF“-Funktion. Und zwar wird durch den Einfluss der elektrischen Querfelder das elektrische Längsfeld beeinflusst. Dadurch kann insgesamt mehr Sperrspannung (die Fläche unter der elektrischen Feldkurve) aufgenommen werden. Dieser „ReSurF“-Effekt lässt sich noch deutlicher darstellen, wenn man das elektrische Feld in verschiedenen Längsschnitten der Driftzone einer Kompensationsstruktur betrachtet. In Abbildung 7.23 ist daher ein Längsschnitt durch ein p-Delta, sowie ein Längsschnitt durch ein n-Delta gezeigt.

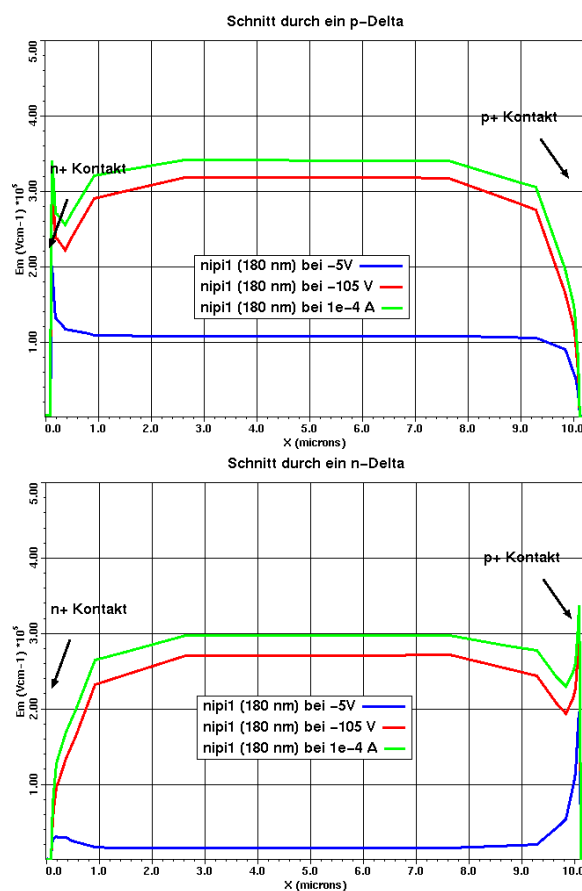


Abbildung 7.23 Längsschnitt durch eine p-Delta-Dotierung und eine n-Delta-Dotierung an verschiedenen Punkten der Sperrkennlinie. Durch die ReSurF-Funktion kann die Struktur mehr Sperrspannung aufnehmen.

Bei kleinen Sperrspannungen ist das elektrische Feld durch den Übergang der Delta-Dotierungen zu den angrenzenden Anschlussgebieten gegeben. Bei größeren Sperrspannungen hingegen beeinflussen die elektrischen Querfelder das Feld entlang der Driftstrecke. Dadurch ist das elektrische Feld am Übergang zu den Anschlussgebieten nicht mehr dominierend.

Es stellt sich nun die Frage, wie sich nicht ausgeräumte Gebiete in den Delta-Dotierungen auf das Widerstandsverhalten auswirken. Abbildung 7.24 zeigt das simulierte Widerstandsverhalten der Kompensationsstrukturen im Vergleich zu den Referenzwiderständen.

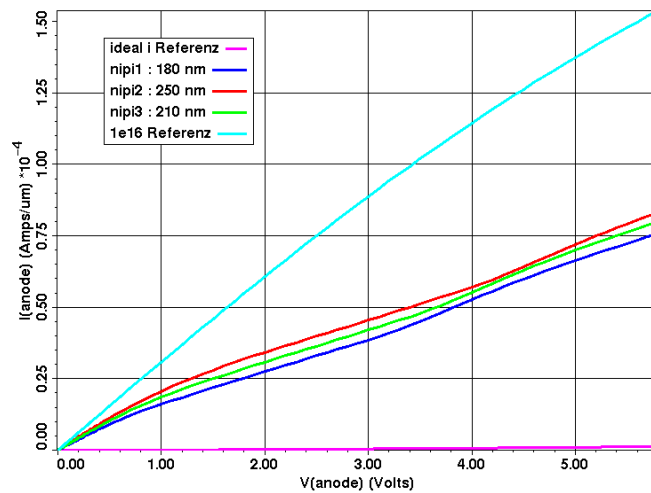


Abbildung 7.24 Durchlasskennlinien von δn -i- δp -i Strukturen mit unterschiedlichen Dicken der intrinsischen Zwischenschichten. Die Delta-Dotierungen in den Randbereichen sind nicht vollständig ausgeräumt. Diese freien Ladungsträger können im Vorwärtsfall zum Stromfluss beitragen. Daher verbessert sich der Einschaltwiderstand im Vergleich zu den δn -i- δp -i Strukturen, bei denen alle Delta-Dotierungen gleichartig ausgeräumt werden.

Die Kompensationsstrukturen mit leicht verschobener Ladungsbilanz können deutlich mehr Strom tragen, als die Strukturen mit ausgeglichener Ladungsbilanz, reichen aber trotz an allem nicht an die Referenz mit homogener n-Dotierung heran. Es bleibt aber die Tendenz erhalten, dass die Struktur mit nicht überlappenden Raumladungszonen einen geringeren Widerstand hat als die Struktur mit einer geringen Breite der intrinsischen Schichten. Somit gilt auch hier: je mehr sich die Raumladungszonen überlappen, umso schlechter ist der Widerstand. Allerdings kann dadurch das Abschnüren des Strompfades bei größeren Vorwärtsspannungen vermindert werden. Denn wenn die elektrischen Querfelder in den Randbereichen aufgrund des anderen Dotierprofils weniger ausgeprägt sind, dann wird der Strompfad weniger abgeschnürt.

Da die Kompensationsstrukturen sowohl in der Sperrfähigkeit als auch im Durchlassverhalten zwischen den beiden Referenzstrukturen liegen, stellt sich abschließend die Frage, ob man durch δn -i- δp -i Strukturen das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung verbessern konnte. Dazu werden die Ergebnisse in eine gemeinsame Darstellung (Abbildung 7.25) gebracht.

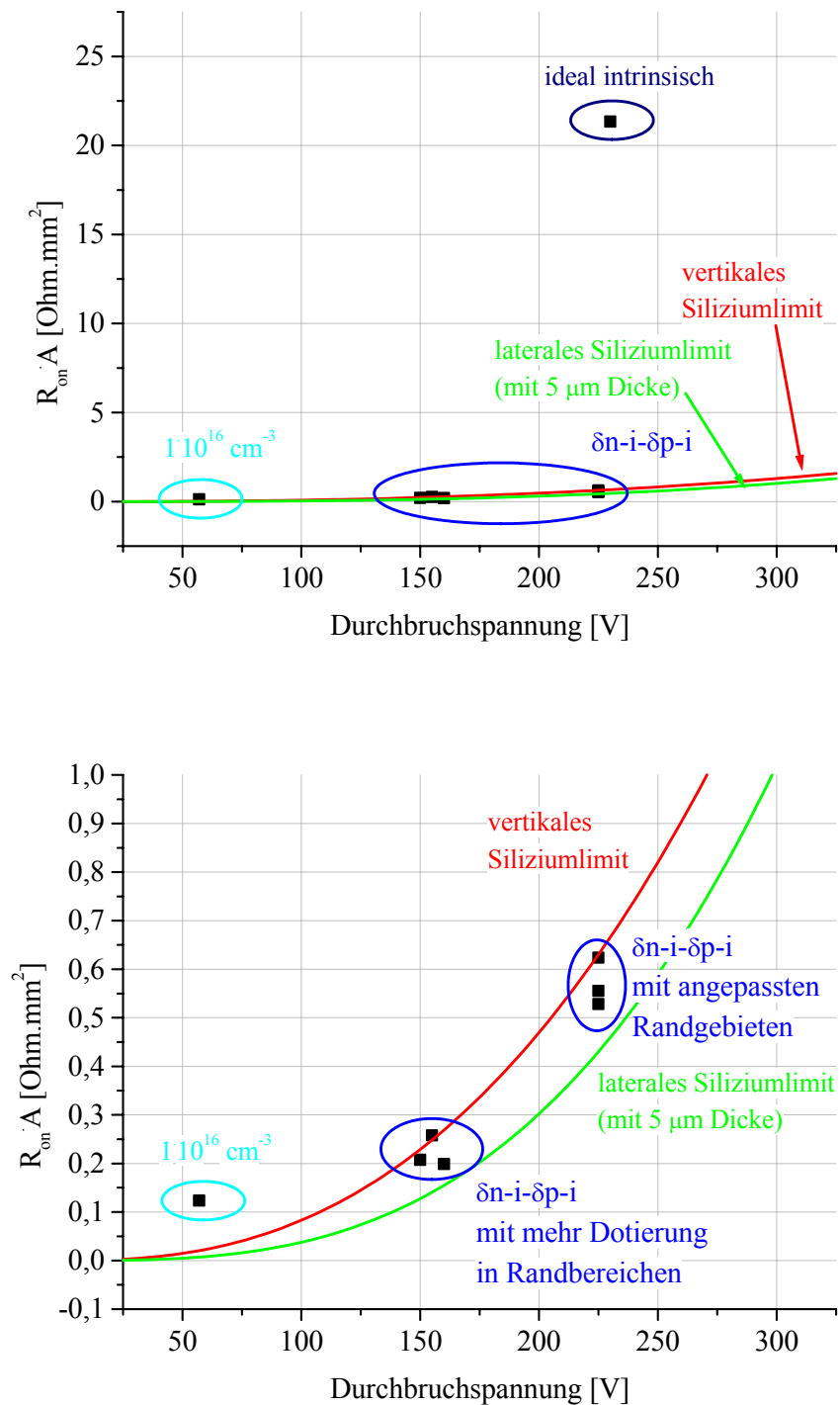


Abbildung 7.25 Zusammenfassung der simulierten Ergebnisse von δn -i- δp -i Strukturen

Diese Darstellung zeigt, dass das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung gegenüber einer homogen dotierten Driftzone verbessert werden kann. Denn der $R_{on} \cdot A$ liegt im Bereich der Referenzstruktur mit homogener n-Dotierung, jedoch die Durchbruchspannung ist bei den δn -i- δp -i Strukturen deutlich höher.

Die bisherigen Simulationen zeigen, dass es möglich ist, das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung mit lateralen δn -i- δp -i Strukturen bei

einer Driftzonenlänge von $10\ \mu\text{m}$ zu verbessern. Es stellt sich die Frage, ob dieses Ergebnis sich auch auf größere Driftzonenlängen und damit auf andere Spannungsklassen skalieren lässt. Um diese Frage zu beantworten, wurden die obigen Simulationen bei Kompensationsstrukturen mit einer Driftzonenlänge von $30\ \mu\text{m}$ wiederholt. Die Simulationen zeigen (Abbildung 7.26), dass bei dieser Driftstreckenlänge eine Durchbruchspannung von $600\ \text{V}$ erreicht werden kann, ebenso wie bei der Referenzstruktur mit ideal intrinsischer Driftzone. Die Referenzstruktur mit einer homogenen n-Dotierung von $1 \cdot 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ zeigt, wie auch schon bei einer Driftstreckenlänge von $10\ \mu\text{m}$, eine Durchbruchspannung von $57\ \text{V}$. Dies lässt sich dadurch erklären, dass auch bei einer Verlängerung der Driftstrecke nicht mehr Spannung aufgenommen werden kann, wenn die Ausdehnung der Raumladungszone bereits die Durchbruchspannung limitiert.

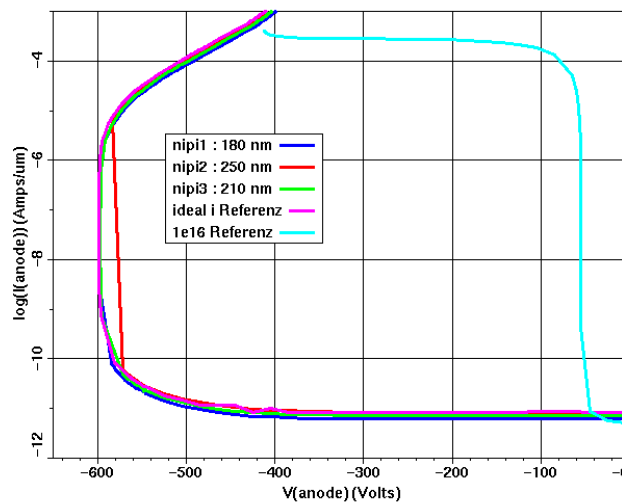


Abbildung 7.26 Vergleich des simulierten Sperrverhaltens von δn -i- δp -i Strukturen mit einer Driftstreckenlänge von $30\ \mu\text{m}$. Es ergibt sich sowohl für die Kompensationsstrukturen als auch für die Struktur mit ideal intrinsischer Driftzone eine Durchbruchspannung von $600\ \text{V}$.

Auch bei der Simulation des Widerstandsverhaltens (Abbildung 7.27) zeigt sich kein wesentlicher Unterschied zu den δn -i- δp -i Strukturen mit kürzerer Driftstrecke. Den geringsten Widerstand zeigt weiterhin die Referenzstruktur mit einer homogen dotierten Driftstrecke. Den größten Widerstand zeigt die Referenzstruktur mit ideal intrinsischer Driftzone. Die δn -i- δp -i Strukturen haben einen Einschaltwiderstand, der zwischen den beiden Referenzen liegt. Es zeigt sich wieder der für die δn -i- δp -i Strukturen charakteristische Verlauf der Vorwärtskennlinien. Zunächst steigt der Strom wie erwartet linear an, um dann aber bei ca. $1\ \text{V}$ abzuknicken und mit einer viel geringeren Steigung weiter anzusteigen.

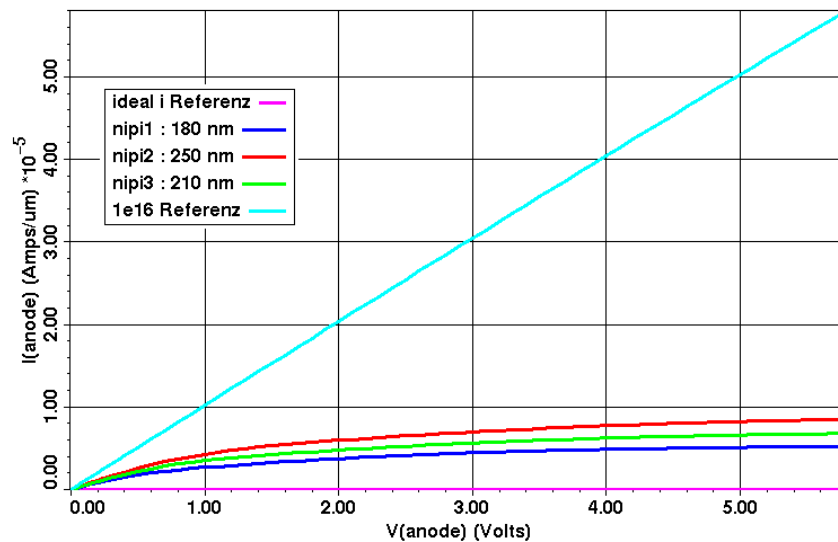


Abbildung 7.25 Vergleich der simulierten Durchlasskennlinien von δn -i- δp -i Strukturen bei einer Driftstreckenlänge von $30 \mu\text{m}$.

Auch hier resultiert der Sättigungsstrom bei größeren Vorwärtsspannungen aus der räumlichen Begrenzung der wesentlichen Strompfade, in diesem Fall auf die n-Delta-Dotierungen. Zwar kann durch die intrinsischen Schichten ein gewisser Strom aufgenommen werden, aber dies kann den Widerstand nicht wesentlich verringern.

Man kann also aus den Ergebnissen des letzten Abschnittes schließen, dass die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse, die sich auf eine Driftstrecke von $10 \mu\text{m}$ beziehen, sich ohne weiteres auf andere Driftstreckenlängen übertragen lassen.

7.3 Einfluss der Fertigungsschwankungen auf δn -i- δp -i Strukturen

Um noch besser zu verstehen, von welchen Parametern die Sperrfähigkeit und der Einschaltwiderstand der δn -i- δp -i Kompensationsstrukturen abhängt, wird ähnlich zu dem Vorgehen bei den Strukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten ein „Design – of – Experiments“ in der Simulation durchgeführt. Dabei wird angenommen, dass alle Parameter nur einer Schwankung von 5 % unterliegen. Dies stellt an den eigentlichen Herstellungsprozess schon enorme Anforderungen. Die Methode des DOE's ist wieder die vollfaktorielle Methode. Die variierten Parameter sind die p-Delta Dotierung, die n-Delta Dotierung, die Breite der Delta-Dotierungen und die Breite der intrinsischen Zwischenschichten. Bei der Variation der Breite der Delta-Dotierungen wird angenommen, dass alle Delta-Dotierungen in einer Struktur gleich variieren, also nicht eine Delta-Dotierung breiter ist als die anderen. Für das DOE sollen alle Parameter unabhängig voneinander sein. Die Breite der Delta-Dotierungen kann natürlich von der Dotierung abhängen, aber an dieser Stelle wurde angenommen, dass die Dotierung hauptsächlich über den Dotierstofffluss eingestellt wird und die Breite der Delta-Dotierung über die Siliziumschicht, die den Dotierstoff bedeckt. Die Länge der Driftstrecke beträgt wieder $10 \mu\text{m}$.

Bei den Ergebnissen der Simulationen (Abbildung 7.26) fällt auf, dass durch die Fertigungsschwankungen zwei Gruppen an Sperrkennlinien auftreten, zum einen die Gruppe mit einer Durchbruchspannung von 230 V und zum anderen eine Gruppe mit Durchbruchspannungen zwischen 180 V und 200 V . Im Vergleich mit den eingestellten Parameterwerten dieser Gruppen zeigt sich dann, dass insbesondere die Varianten, bei denen die n-Delta-Dotierung einen anderen Wert als die p-Delta-Dotierung annehmen,

eine geringere Durchbruchspannung haben. Dies bestätigt, dass die Flächendotierung annähernd ausgeglichen sein muss, um eine optimale Durchbruchspannung zu erreichen. Insgesamt gibt es eine maximale Abweichung von 20 % von der optimalen Durchbruchspannung, d.h. bei gleichen Schwankungen der Parameter (5%) ergibt sich eine geringere maximale Abweichung als bei den Strukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten. Das deutet darauf hin, dass die Fertigungsschwankungen umso gravierender sind, je größer der Unterschied der Volumendotierungen der n- und p-Gebiete zueinander wird.

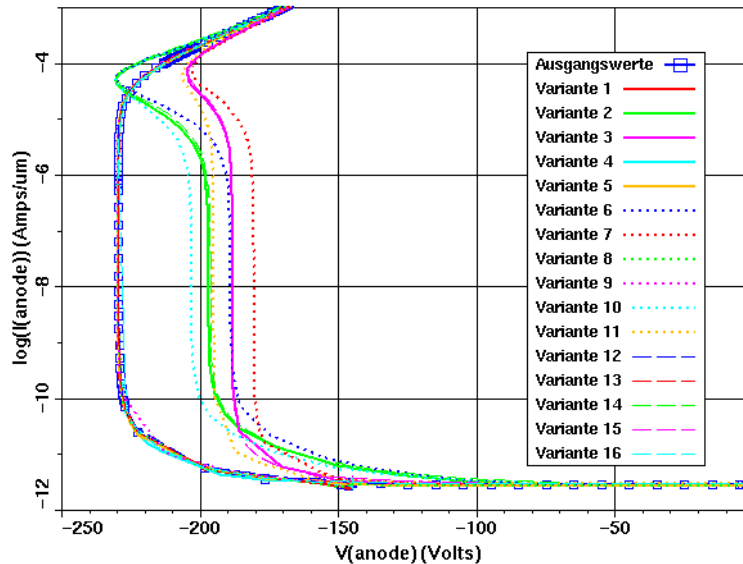


Abbildung 7.26 Sperrkennlinien des Design-of-Experiments von δn -i- δp -i Strukturen. Es bilden sich zwei Ergebnisgruppen für die Durchbruchspannung. Insgesamt weicht die Durchbruchspannung maximal um 20 % von ihrem maximalen Wert ab, also weniger als im Fall der Strukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten

Andererseits zeigt sich im Durchlassfall (Abbildung 7.27), dass gerade die Strukturen, die eine geringere Durchbruchspannung erreichen, auch einen besseren Einschaltwiderstand haben. Im Mittel lässt sich der Einschaltwiderstand jedoch durch keinen Parameter wesentlich verbessern. Es fällt jedoch auf, dass bis zu 0,5 V alle Varianten im Vorwärtsfall kaum einen Unterschied zeigen, um dann bei größeren Vorwärtsspannungen in den Stromwerten aufzufächern. Dies ist ähnlich zu den Beobachtungen, die bei den Strukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten gemacht werden konnten, und ist ein Hinweis auf eine Abschnürung des Strompfades bei größeren Vorwärtsspannungen.

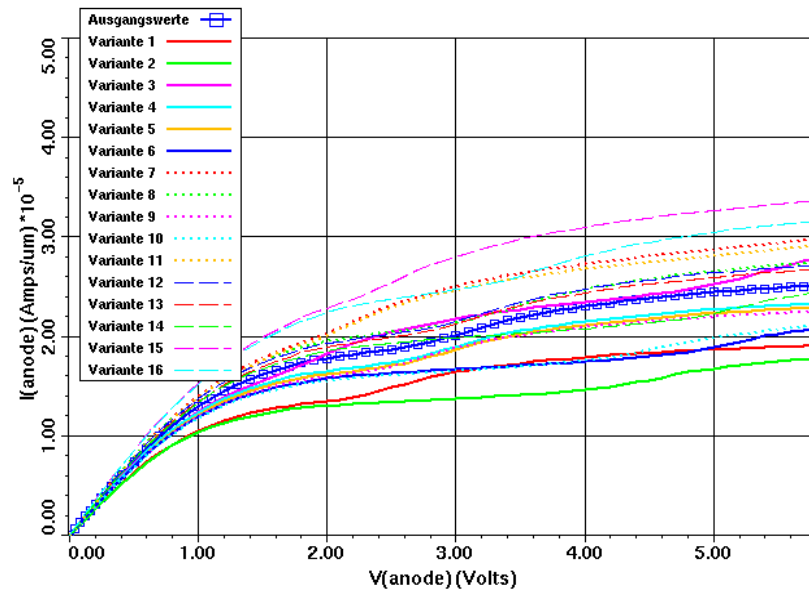


Abbildung 7.27 Durchlasskennlinien des Design-of-Experiments von δn -i- δp -i Strukturen. Bis zu einer Vorwärtsspannung von 0,5 V unterscheiden sich die Kennlinien ab. Sie fächern erst bei größeren Spannungen auf. Dies ist ein Hinweis auf eine Abschnürung des Strompfades bei größeren Vorwärtsspannungen je nach Dotierung der p-Gebiete.

7.4 Einfluss der Hintergrunddotierung auf δn -i- δp -i Strukturen

Wie bereits bei der Beschreibung des Herstellungsprozesses erwähnt (Kapitel 5), ist eine Hintergrunddotierung in intrinsischen Siliziumschichten bei der Herstellung von epitaktischen Kompensationsstrukturen kaum vermeidlich. Diese Hintergrunddotierung ist in der hier verwendeten Molekularstrahlepitaxie aufgrund des hohen Dampfdruckes von Phosphor hauptsächlich n-Dotierung und resultiert in eine Dotierung der intrinsischen Zwischenschichten bei δn -i- δp -i Strukturen von $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bis zu $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, je nach vorhergehendem Prozess in der Epitaxiekammer. Um die Folgen dieser verhältnismäßig hohen Hintergrunddotierung zu untersuchen, wurden die Simulationen der δn -i- δp -i Strukturen bei einer Driftstreckenlänge von $10 \mu\text{m}$ und einer n-Hintergrunddotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ wiederholt.

Es zeigt sich ein sehr gravierender Unterschied zu den simulierten Ergebnissen der Kompensationsstrukturen mit ideal intrinsischen Zwischenschichten (Abbildung 7.28), insbesondere im Sperrverhalten. Durch die homogene n-Hintergrunddotierung sinkt die Durchbruchspannung der lateralen Kompensationsstrukturen von 233 V auf 55 V und liegt damit bei der Durchbruchspannung der Referenzstruktur mit homogener n-Dotierung.

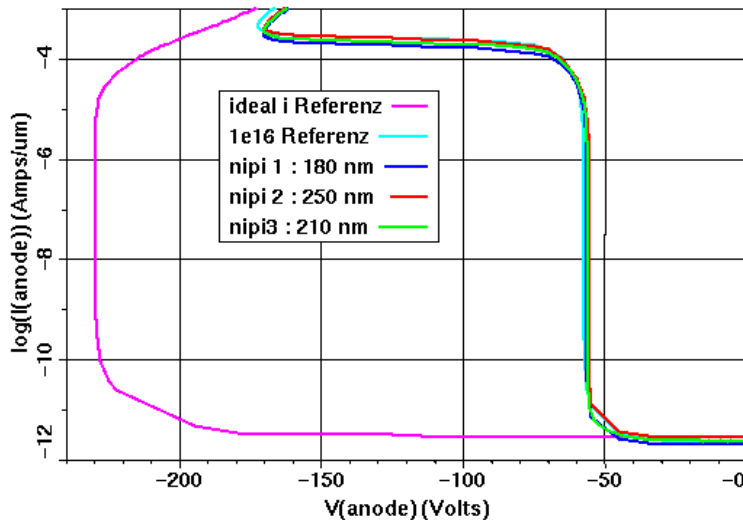


Abbildung 7.28 Sperrkennlinien von δn -i- δp -i Strukturen mit einer Hintergrunddotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ in den Zwischenschichten. Die Durchbruchspannung sinkt durch die Hintergrunddotierung auf 55 V ab und liegt damit im Bereich der Referenzstruktur mit homogener n-Dotierung.

Die Dicke der Zwischenschichten hat keinen Einfluss mehr auf die Durchbruchspannung der Kompensationsstrukturen. Dieser dramatische Zusammenbruch des Sperrvermögens lässt sich damit erklären, dass durch die n-Hintergrunddotierung die Ladungsbilanz in den Kompensationsstrukturen empfindlich gestört wird und dass damit die Strukturen gar nicht mehr vollständig ausräumbar sind.

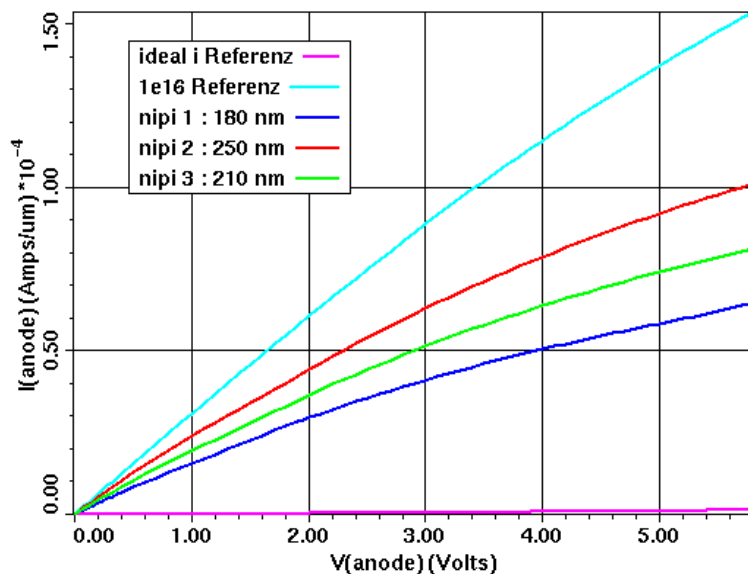


Abbildung 7.29 Durchlasskennlinien von δn -i- δp -i Strukturen mit einer Hintergrunddotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ in den Zwischenschichten. Durch die n-Lastigkeit der Kompensationsstrukturen wird der Einschaltwiderstand verbessert, kann aber weiterhin nicht an den einer homogen n-dotierten Schicht heranreichen.

Bei diesem deutlichen Zusammenbruch der Durchbruchspannung hilft auch der verbesserte Einschaltwiderstand der Kompensationsstrukturen (Abbildung 7.29) nicht mehr. Denn insgesamt ist das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung bei Kompensationsstrukturen mit Hintergrunddotierung schlechter. Gleichzeitig wird klar, welche Schwierigkeiten bei den experimentell hergestellten Proben zu erwarten sind. Es gibt im wesentlichen nur zwei Möglichkeiten, um diese Verschlechterung durch die Hintergrunddotierung in der Epitaxiekammer zu

umgehen. Zum einen kann man versuchen, die Hintergrunddotierung in den Zwischenschichten zu minimieren. Zum anderen kann man die Hintergrunddotierung in die Berechnung der Raumladungszonen und damit der Dicken der Zwischenschichten miteinbeziehen. Dadurch sollte es wieder möglich sein, die Kompensationsstrukturen im Sperrfall vollständig auszuräumen und damit eine Sperrfähigkeit aufzubauen.

7.5 Verwendung der Hintergrunddotierung für die Optimierung von Kompensationsstrukturen

Die Hintergrunddotierung, die sich in die intrinsischen Zwischenschichten einbaut, verhindert eine gute Sperrfähigkeit bei den δn -i- δp -i Strukturen. Man kann sich diese n-Dotierung aber auch zu Nutze machen, denn dadurch verbreitert sich die stromtragfähige Fläche in der Kompensationsstruktur im Vorwärtsfall. Gleichzeitig muss man aber auch eine gute Sperrfähigkeit erzielen. Um eine optimale Breite für die Zwischenschichten zu bestimmen, wird zunächst angenommen, dass die Hintergrunddotierung $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ beträgt. Erste analytische Rechnungen ergeben, dass eine Breite von 120 nm zwischen den Delta-Dotierungen eine ausgeglichene Flächenbilanz ergibt. Ausgehend von dieser Breite wurden zwei weitere Kompensationsstrukturen simuliert, die eine Breite von 240 nm bzw. 60 nm haben. Für diese Strukturen wurden dann die Sperrkennlinien und die Durchlasskennlinien simuliert und mit zwei Referenzen verglichen, zum einen einer Struktur mit einer ideal intrinsischen Zwischenschicht und einer mit einer n-Dotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Wie erwartet hat die Kompensationsstruktur mit einer Breite der n-Schicht von 120 nm ein gutes Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung. Um jedoch festzustellen, welches die optimale Breite für die intrinsische Schicht ist, kann man sich das Verfahren zunutze machen, das auch schon bei den Kompensationsstrukturen mit räumlich konzentrierten p-Gebieten geholfen hat, die optimale Struktur zu ermitteln. Dafür wird sowohl das Nettointegral der Ladungsträger in der Driftzone der drei Strukturen bestimmt (Abbildung 7.30). Bei der Breite, bei der das Nettointegral der Ladungsträger die Nulllinie schneidet, soll die optimale Kompensationsstruktur liegen.

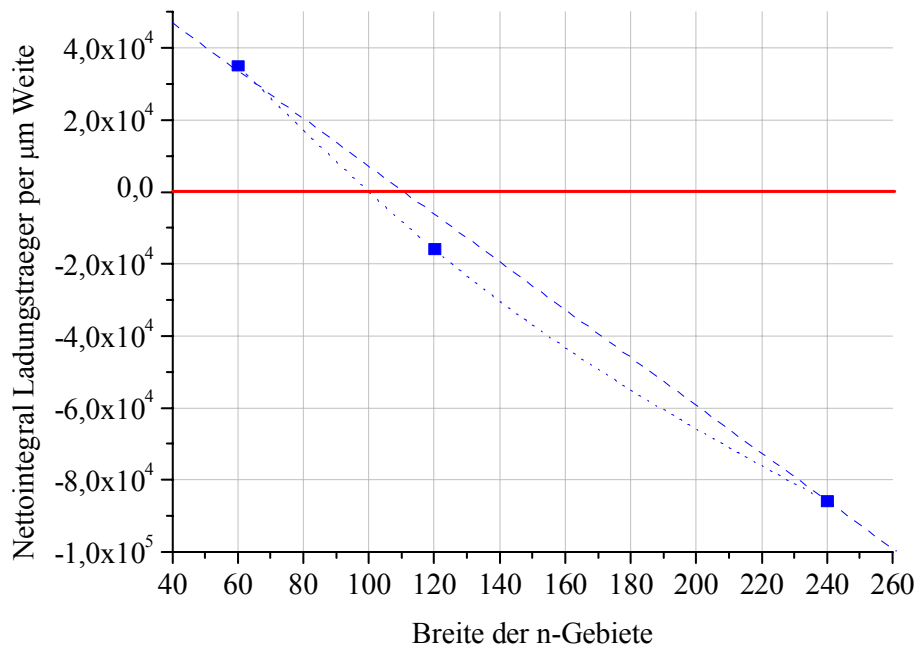


Abbildung 7.30 Die integrierte Netto-Ladungsträgerkonzentration gibt einen Hinweis auf die optimale δn -i- δp -i Struktur mit einer Hintergrunddotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ in den Zwischenschichten.

Je nach angenommenen Zusammenhang zwischen den drei ermittelten Punkten für das Nettointegral der Ladungsträger liegt die optimale Breite der Strukturen bei 100 nm bzw. 110 nm. Es werden also beide Strukturen mit 100 und 110 nm noch einmal simuliert. Dabei stellt sich heraus, dass die Struktur mit einer 100 nm breiten Zwischenschicht sowohl die bessere Durchbruchspannung (Abbildung 7.31) hat, als auch den besseren Einschaltwiderstand (Abbildung 7.32) hat. Es ist also auch bei diesen Strukturen mit der Minimierung der freien Ladungsträger im thermodynamischen Gleichgewicht gelungen, die optimale Kompensationsstruktur zu ermitteln.

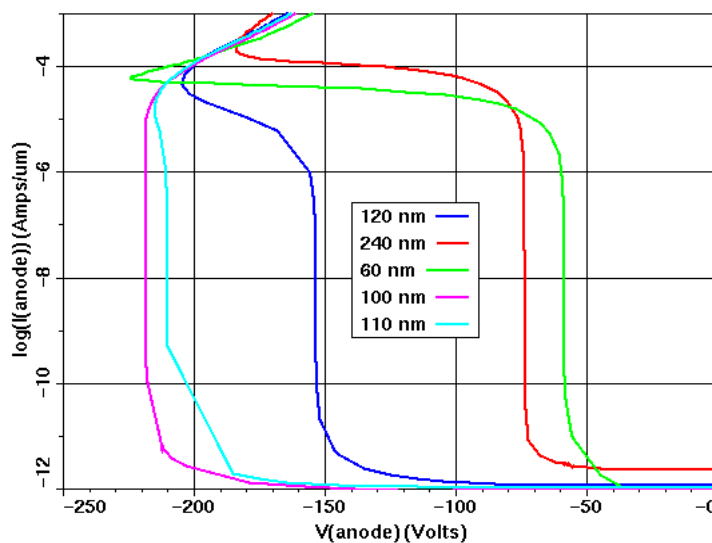


Abbildung 7.31 Sperrkennlinien der verschiedenen δn -i- δp -i Strukturen mit Hintergrunddotierung. Durch das Nettointegral der Ladungsträger haben sich zwei mögliche optimale Strukturen ergeben. In den Sperrkennlinien zeigt sich, dass die Struktur mit einer Breite der intrinsischen Schichten von 100 nm die bessere Durchbruchspannung erzielt.

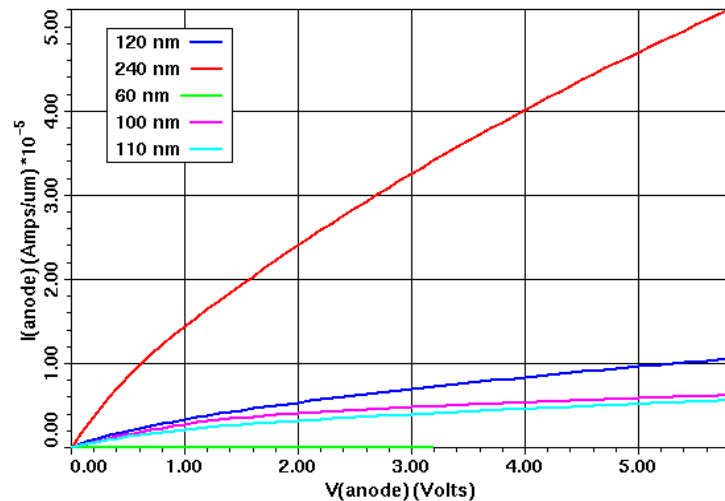


Abbildung 7.32 Durchlasskennlinien der verschiedenen δn -i- δp -i Strukturen mit Hintergrunddotierung. Die Struktur mit einer Breite der Zwischenschichten von 100 nm hat im Vergleich den geringeren Widerstand als die Struktur mit einer Breite der Zwischenschichten von 110 nm.

Außerdem konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, die n-Dotierung zwischen den höher dotierten Delta-Dotierungen zu nutzen, um ein gutes Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung auch mit Hintergrunddotierung zu erreichen. Die Hintergrunddotierung unterliegt aber naturgemäß starken Schwankungen und daher ist es besser, bei dieser Art von Kompensationsstruktur, eine gezielte n-Dotierung in die Zwischenschichten einzubauen, um ein gutes Ergebnis auch mit Fertigungsschwankungen zu erreichen.

7.6 Experimentelle Ergebnisse zu δn -i- δp -i Strukturen

Experimentell wurden verschiedene δn -i- δp -i Strukturen in drei Herstellungsdurchläufen hergestellt. Im ersten Herstellungsdurchlauf wurde die Hintergrunddotierung noch nicht berücksichtigt, während sie in den weiteren Herstellungsdurchläufen bei der Wahl der Breite der Zwischengebiete mit einbezogen wurde. Die Dotierung der p-Delta-Dotierungen wurde stets beibehalten und nur die Breite der intrinsischen Schichten oder die der n-Delta-Dotierungen variiert.

Herstellungsdurchlauf 1

Scheibennr.	12042/2	12042/3	12042/4	12042/5
P3-Nr.	#3-765	#3-766	#3-767	#3-768
Delta-Dotierung	$6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	nur n-Hintergrunddotierung	$6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$
Breite der Zwischenschichten	180 nm	250 nm		215 nm

Herstellungsdurchlauf 2

Scheibennr.	29013/5	29013/6	29013/3
P3-Nr.	#3-	#3-	#3-
n-Delta-Dotierung	$4,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	nur n-Hintergrunddotierung Breite 844 nm
p-Delta-Dotierung	$6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	
Breite der Zwischenschichten	120 nm	210 nm mit Bor gegenkompensierte Hintergrunddotierung	
Breite der obersten Schicht	410 nm	300 nm	

Herstellungsdurchlauf 3

Scheibennr.	24063/2	24063/6	24063/5
P3-Nr.	#3-866	#3-890	#3-889
n-Delta-Dotierung	$4,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	nur n-Hintergrunddotierung Breite 300 nm
p-Delta-Dotierung	$6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	
Breite der Zwischenschichten	120 nm	120 nm	
Breite der obersten Schicht	410 nm	10 nm	

Herstellungsdurchlauf 1

Anhand des ersten Herstellungsdurchlaufes soll der Einfluss der Dicken der intrinsischen Zwischenschichten untersucht werden. Allerdings wurde bei der Berechnung der Dicken der intrinsischen Gebiete die Hintergrunddotierung noch nicht berücksichtigt.

Vergleicht man die simulierten Widerstandscharakteristiken mit den experimentell ermittelten aus Abbildung 7.33, dann zeigen sich einige Unterschiede, aber auch einige Gemeinsamkeiten.

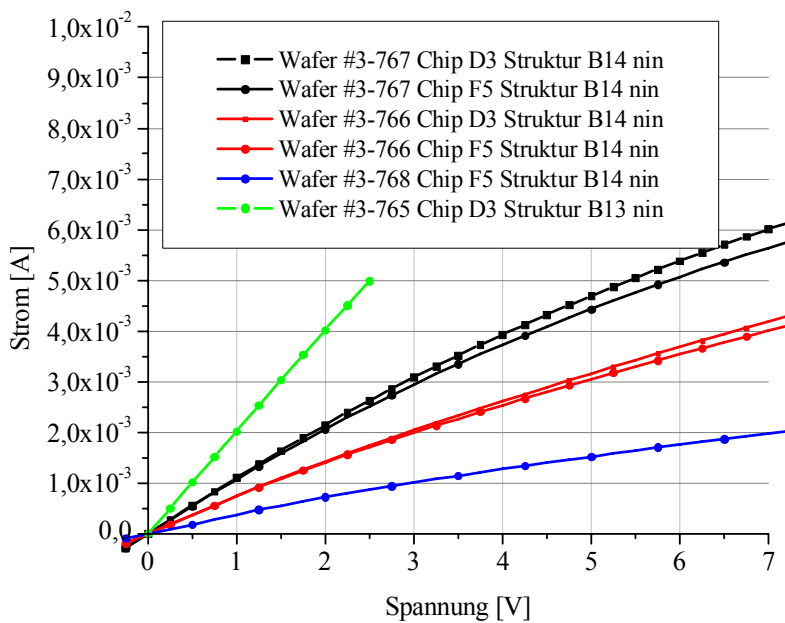


Abbildung 7.33 Widerstandsverhalten der experimentell hergestellten lateralen δn -i- δp -i Strukturen. Ähnlich zu den Ergebnissen der Simulationen nimmt der Widerstand der Kompensationsstrukturen ab, je breiter die intrinsische Zwischenschicht ist. Ein abweichendes Ergebnis ergibt sich bei Wafer #3-765. Diese Struktur zeigt einen sehr geringen Widerstand, der nur durch einen Fehler in der Prozessierung erklärt werden kann.

Wie erwartet nimmt der Widerstand bei einer Vergrößerung der intrinsischen Schicht (also von #3-768 auf #3-766) ab. Es zeigt sich aber kein deutliches Abknicken in einen Sättigungsstrom, wie in man dies bei ideal intrinsischen Zwischenschichten aus Abbildung 7.18 erwarten würde. Vielmehr gleichen die Vorwärtskennlinien den Kennlinien, deren Strukturen Zwischenschichten mit einer konstanten Hintergrunddotierung haben (Abbildung 7.29). Dies bestätigt, dass die intrinsischen Schichten in der experimentellen Realisierung eine n-Dotierung haben. Als Referenzstruktur zu den lateralen Kompensationsstrukturen wurde eine homogen dotierte n-Schicht als Widerstandsstruktur hergestellt. Aufgrund der sehr niedrigen Substratdotierung, wird aber dieses n-Gebiet bei 0 V ausgeräumt, so dass die Referenzstruktur eine Art „ReSurF“ Struktur darstellt. Die experimentell hergestellte Struktur, bei der bereits die Raumladungszonen sich bei 0 V überlappen sollten (#3-765), zeigt eine große Abweichung von der simulierten Vorwärtskennlinie. Die experimentelle Struktur hat einen viel geringeren Widerstand als erwartet und außerdem eine ideal lineare Kennlinie, wie sie nur von einer homogen dotierten n-Schicht zu erwarten wäre. Dies legt die Vermutung nahe, dass bei dieser Struktur durch den Fotolack implantiert wurde, weil dieser nicht genügend vorgehärtet war. Dies zeigte sich auch an Rissen im Fotolack nach der Implantation. Bei den anderen Wafern wurde hingegen der Implantationsstrom verringert und damit die Implantation durch den Fotolack vermieden.

In der Sperrkennlinie bestätigt sich die Vermutung der „Durchimplantation“ durch den Fotolack bei dem Wafer #3-765, denn unabhängig von der Länge oder der Weite der untersuchten Strukturen liegt die Durchbruchspannung immer bei 12,5 V Sperrspannung. Diese Durchbruchspannung lässt auf eine mittlere Dotierung von ca. $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ in der Driftzone schließen. Diese Dotierung entspricht ungefähr [Sze 1981] einem spezifischen Widerstand von 0,07 Ohm·cm. Mit den Maßen der Driftstrecke lässt sich daraus ein Widerstand von (640 ± 200) Ohm berechnen, den diese Struktur als Widerstandscharakteristik zeigen müsste. In der Tat zeigt die Vorwärtskennlinie einen Widerstand von (500 ± 150) Ohm und liegt damit innerhalb der Fehlergrenzen in dem von der Sperrkennlinie erwarteten Bereich. Die n-Hintergrunddotierung zeigt sich auch in den Sperrkennlinien (Abbildung 7.34).

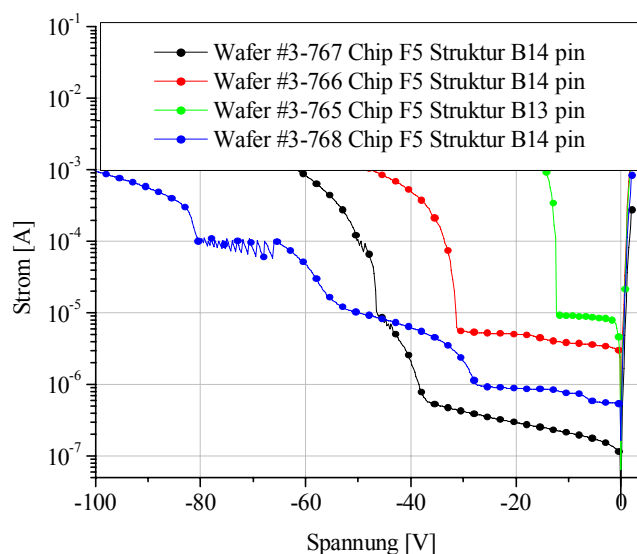


Abbildung 7.34 Sperrkennlinien der experimentell hergestellten lateralen δn -i- δp -i Strukturen des ersten Herstellungsdurchlaufes. Teststruktur ist die sogenannte „Viereckstruktur“. Die Länge der Driftstrecke beträgt $10 \mu\text{m}$, ebenso wie die Weite der Driftstrecke. Die verschiedenen Wafer unterscheiden sich in der Dicke der intrinsischen Zwischenschichten. Wafer #3-767 soll als Referenz-ReSurF-Struktur dienen.

Die Referenz-ReSurF-Struktur weist eine Durchbruchspannung von ca. 40 V auf und bestätigt damit auch die erwartete „Hintergrunddotierung“ der Epitaxiekammer, die hier bei $1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ liegt. Auch die Struktur auf dem Wafer #3-766 hat eine geringe Durchbruchspannung von ca. 30 V, was wiederum einer n-Dotierung von $2,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ entspricht und damit auch auf die Hintergrunddotierung in den Zwischenschichten zurückgeführt werden kann. Bei der Struktur des Wafers #3-768 lässt sich keine eindeutige Durchbruchspannung feststellen. Der Leckstrom nimmt nämlich in drei Stufen sprunghaft zu, wobei die Struktur letztlich bei ca. 80 V ihren thermischen Durchbruch hat. Eine Möglichkeit für diese Sprünge im Leckstrom ist die Existenz von nicht ausgeräumten Bereichen auch bei höheren Spannungen. Allerdings zeigt auch die Referenzstruktur einen Doppelknick in der Sperrkennlinie. Das legt die Vermutung nahe, dass das Ansteigen des Sperrstroms mit dem Layout und nicht mit dem Aufbau der Kompensationsstrukturen zusammenhängt. Die hier gezeigten Sperrkennlinien sind alle an den sogenannten „Viereckstrukturen“ gemessen worden. Bei diesen Strukturen gibt es jeweils zwei quadratische n-Gebiete und zwei quadratische p-Gebiete. Der Bereich zwischen jeweils einem n- und einem p-Gebiet bildet die Driftzone. Die Raumladungszone wird nicht auf die Driftzone beschränkt, sondern kann sich in dem gesamten Bereich der Teststruktur ausbreiten. Daher hat jede Driftzone maximal 8 Ecken an den Anschlussgebieten, bei denen hohe elektrische Felder auftreten können. Durch diese hohen elektrischen Felder kann eine lawinenartige Ladungsträgergeneration auftreten, die nicht sofort zu einem Durchbruch der Struktur führen muss, sondern zunächst nur das Leckstromniveau anhebt. Die Struktur bricht letztendlich aufgrund eines thermischen Durchbruches durch.

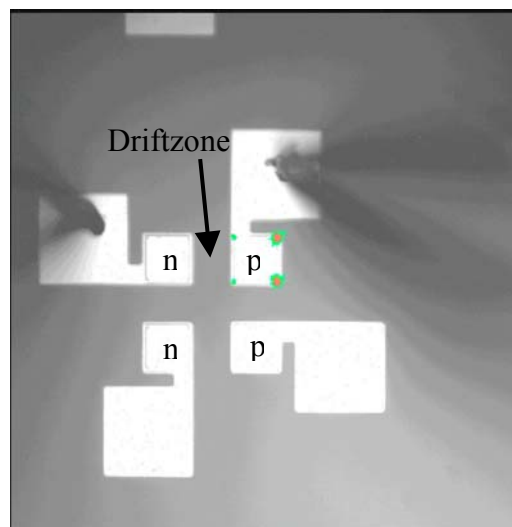


Abbildung 7.35 Emissionsmikroskopieaufnahme einer Viereckstruktur (Herstellungsdurchlauf 1 Wafer #3-765 (C4 A3x)). Im Sperrfall kann sich die Raumladungszone um die gesamte Teststruktur herum ausbreiten. Somit treten auch Durchbrüche an den von der Driftzone abgewandten Ecken der Anschlussgebiete auf.

An Emissionsmikroskopieaufnahmen (Abbildung 7.35) kann man belegen, dass die Durchbruchsorte an den Ecken dieser Viereckstrukturen auftreten. Also zeigen die Sprünge im Leckstrom auch, dass man mit diesen Teststrukturen nicht die wirkliche Durchbruchspannung der Driftzone ermitteln kann, denn die elektrischen Felder an den Ecken dominieren die Sperrfähigkeit. An der Emissionsmikroskopieaufnahme in Abbildung 7.35 kann man außerdem erkennen, dass auch die Ecken an der von der Driftzone abgewandten Seite hohe elektrische Felder aufweisen. Dies belegt die Ausdehnung der Raumladungszone in dem die Teststruktur umgebenden Gebiet. Damit lassen sich auch die relativ hohen Leckströme der Strukturen erklären, denn je größer

die aufgespannte Raumladungszone ist, umso mehr Ladungsträger können von Photonen in der Raumladungszone generiert werden. Diese Vermutung wird auch dadurch bestätigt, dass Teststrukturen, die von einem Grabenring umgeben sind, einen um Größenordnungen kleineren Leckstrom aufweisen (Abbildung 7.36). Durch den Grabenring wird die Driftzone der Teststruktur räumlich von den anderen Strukturen auf dem Wafer getrennt. Außerdem kann man an den Ring ein Potential anlegen, dass dann zusätzlich die Ausbreitung der Raumladungszone begrenzt.

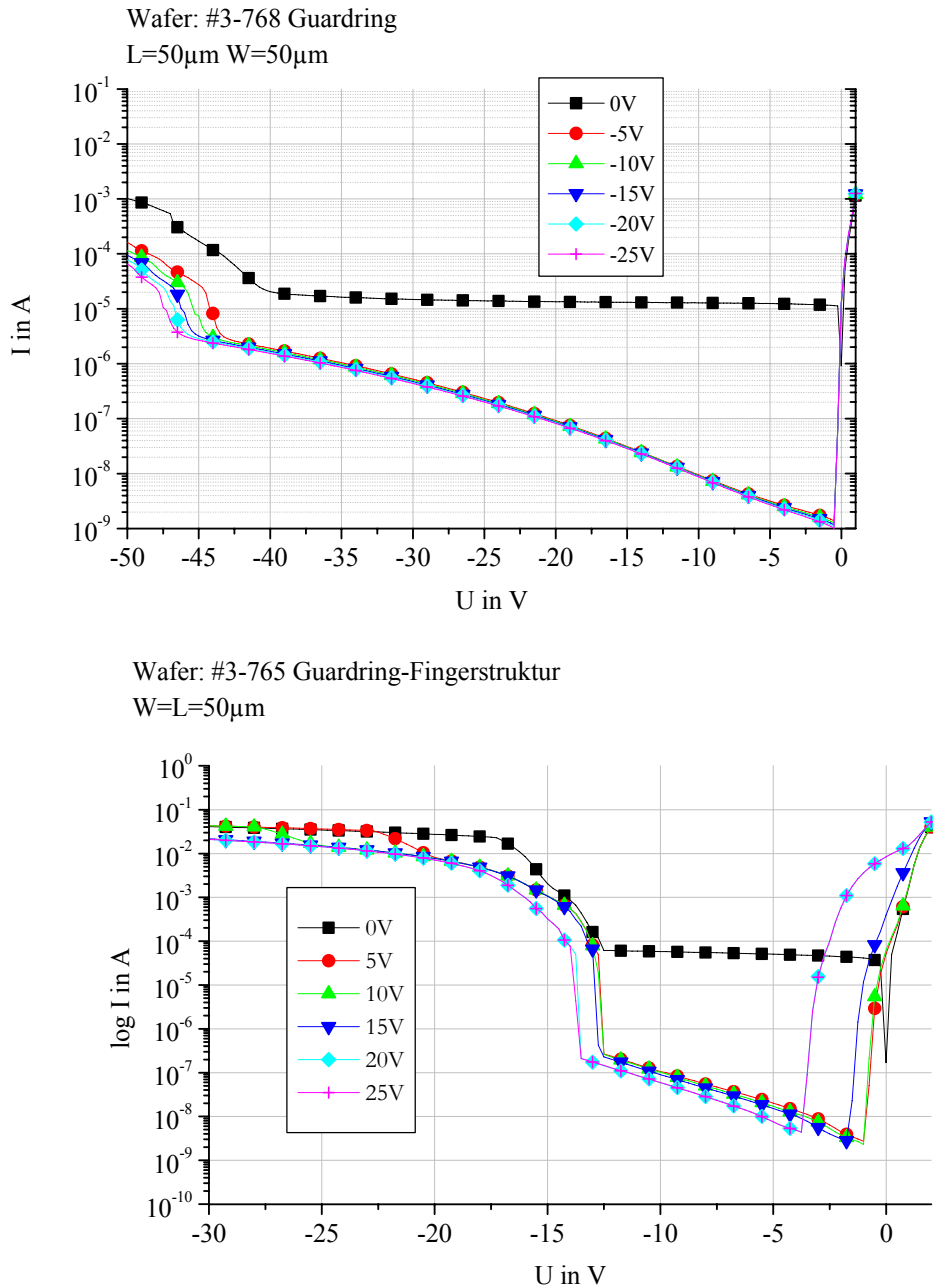
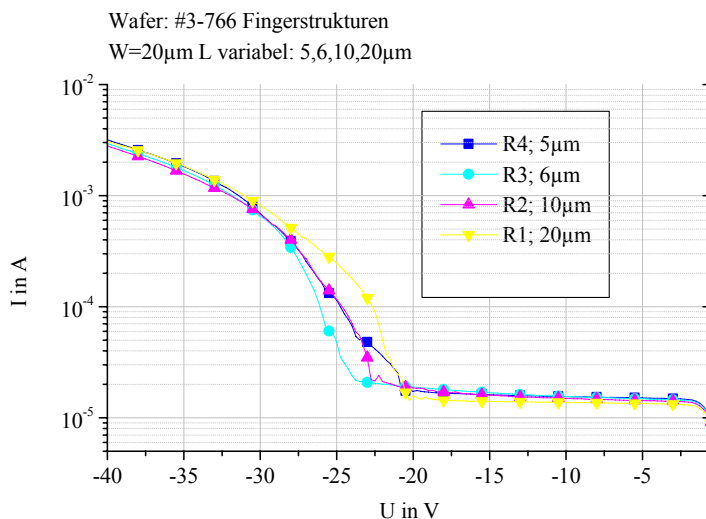
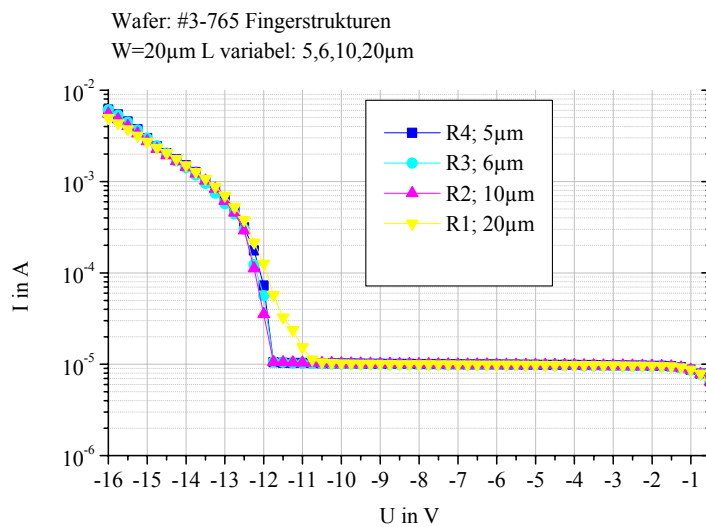


Abbildung 7.36 Einfluss des Guardrings auf den Leckstrom. Eine Möglichkeit, die Ausdehnung der Raumladungszone zu begrenzen, ist ein Guardring. Dabei handelt es sich um einen Kontaktgraben, der die Teststruktur umschließt. Man kann zeigen, dass der Sperrstrom um bis zu mehreren Größenordnungen geringer ist, wenn man an diesen Guardring ein Potential anlegt und damit zusätzlich zu der räumlichen Begrenzung auch elektrisch die Ausdehnung der Raumladungszone begrenzt.

Eine andere Teststruktur für die Bestimmung der Durchbruchspannung ist die sogenannte „Fingerstruktur“. Dabei ist die Driftzone zwischen zwei Kontaktgräben

angeordnet und der metallische Kontakt ist auf dem Boden des Kontaktgrabens. Das Kontaktmetall überlappt also nicht die Seitenwände der Kontaktgräben. Damit kann man hohe elektrische Felder am Übergang zur Passivierungsschicht vermeiden. Die Raumladungszone kann sich trotzdem weiterhin um die gesamte Teststruktur herum ausbreiten und deshalb zeigt sich ein ähnlicher Einfluss des „Guardringes“ wie bei den „Viereckstrukturen“ (Abbildung 7.36). Mithilfe dieser „Fingerstruktur“ wird die Abhängigkeit der Durchbruchspannung von der Länge und der Weite der Driftzonen untersucht (Abbildung 7.37). Bei Wafer #3-765 ergibt sich eine Durchbruchspannung von 12 V, bei Wafer #3-766 eine Durchbruchspannung von 22,5 V und bei Wafer #3-768 eine Durchbruchspannung von 40 V. Die Referenz (Wafer #3-767) zeigt eine Durchbruchspannung von 23 V.



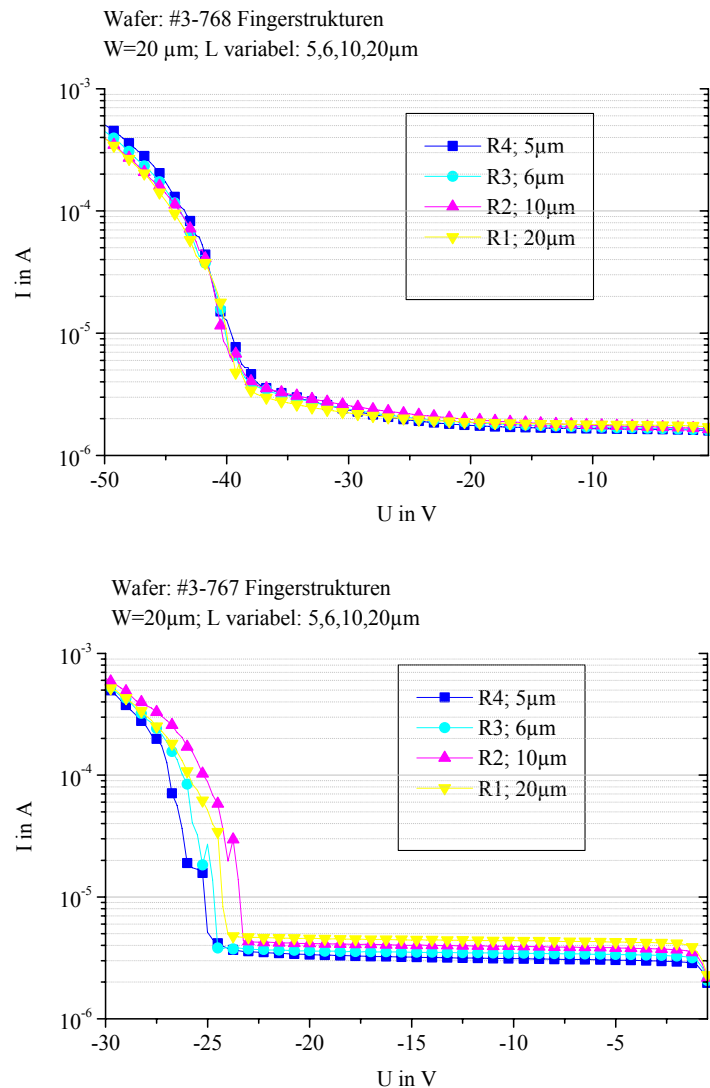


Abbildung 7.37 Sperrkennlinien von Kompensationsstrukturen mit verschiedenen dicken Zwischenschichten. Wafer #3-767 ist eine Referenzstruktur, die homogene Dotierung in der Driftzone hat und aufgrund der geringen Dicke dieser n-Schicht eine Art ReSurF Struktur ist. Die höchste Durchbruchspannung zeigt die Kompensationsstruktur des Wafers #3-768. Dabei ist die Zwischenschicht 210 nm dick. In der Simulation ist dies die Breite, bei der die Raumladungszone die Struktur im thermodynamischen Gleichgewicht gerade ausräumen.

Dabei zeigt sich, dass weiterhin weder die Länge der Driftstrecke noch die Weite einen Einfluss auf die Durchbruchspannung haben. Da hier parasitäre Durchbrüche an den Ätzkanten ausgeschlossen werden können, bedeutet das, dass die Durchbruchspannungen durch die Hintergrunddotierung der intrinsischen Zwischenschichten dominiert werden. Die erreichten Durchbruchspannungen liegen unterhalb der Ergebnisse der simulierten Strukturen, die bei einer Hintergrunddotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ eine Durchbruchspannung von 57 V voraussagen. Dies ist auf die höhere Hintergrunddotierung zurückzuführen, die bereits aus den Widerständen im Vorwärtsfall berechnet wurde und bei $1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ liegt.

Um zu zeigen, dass der Durchbruch durch eine lawinenartige Ladungsträgermultiplikation zustande kommt, wurden die Strukturen auch bei höheren Temperaturen gemessen. Es zeigt sich, dass mit zunehmender Temperatur auch die Durchbruchspannung zunimmt (Abbildung 7.38). Es handelt sich also tatsächlich um einen Lawinendurchbruch, denn bei höheren Temperaturen werden die mittleren Weglängen für die Ladungsträger aufgrund der Gitterschwingungen kleiner, es bedarf

also größerer externer Spannung, um die Ladungsträger wieder so zu beschleunigen, dass sie zur Ladungsträgergeneration beitragen.

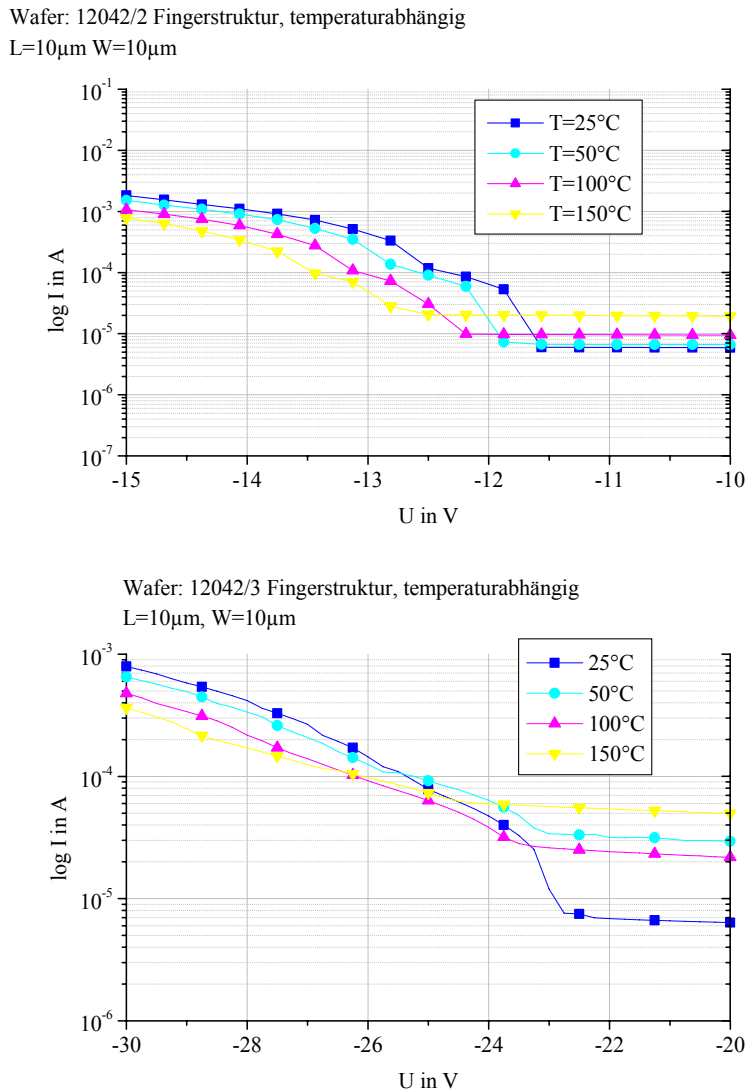


Abbildung 7.38 Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung bei zwei verschiedenen Kompensationsstrukturen. Die Durchbruchspannung steigt mit steigender Temperatur. Dies belegt, dass es sich bei dem Durchbruch um einen Lawinendurchbruch handelt.

Eine weitere Möglichkeit zur Eingrenzung der Raumladungszone ist die ringförmige Anordnung der auf 0 V gelegten Elektrode (Kathode) um das Gebiet, an dem die Spannung variiert wird (Anode). Durch runde Strukturen soll die Konzentrierung von elektrischen Feldlinien an Ecken vermieden werden. Bei der hier gewählten Herstellungsart stellt sich allerdings das Problem, dass keine runden Teststrukturen mit dem kristallographischen Ätzverfahren realisiert werden können. Es handelt sich also um vieleckige Strukturen, bei denen der auf 0 V gelegte Kontakt (Kathode) den Kontakt (Anode), an dem die Spannung variiert wird, umschließt.

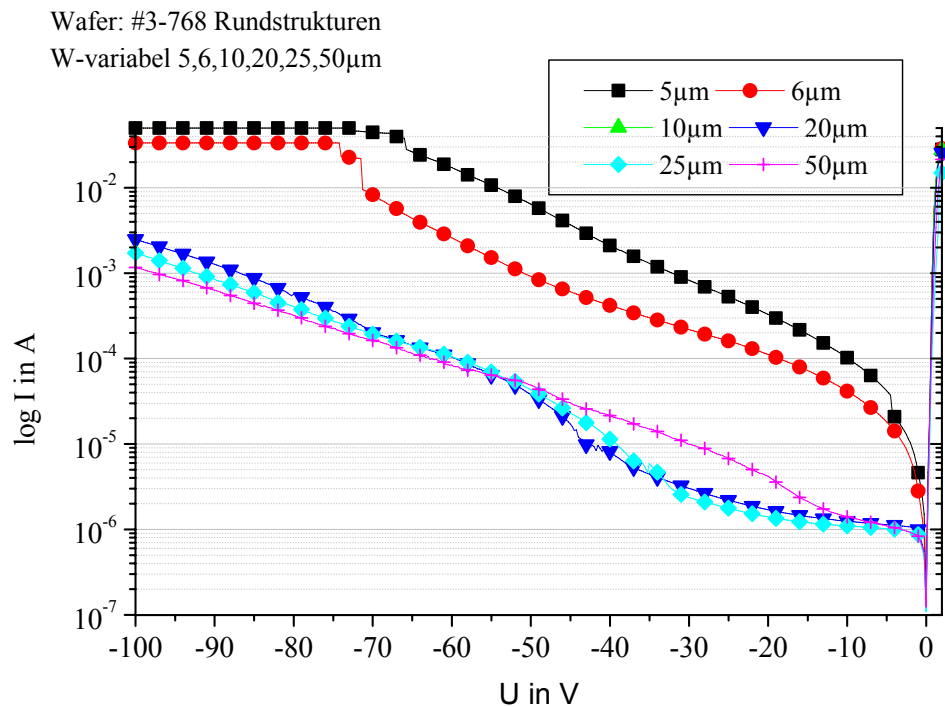
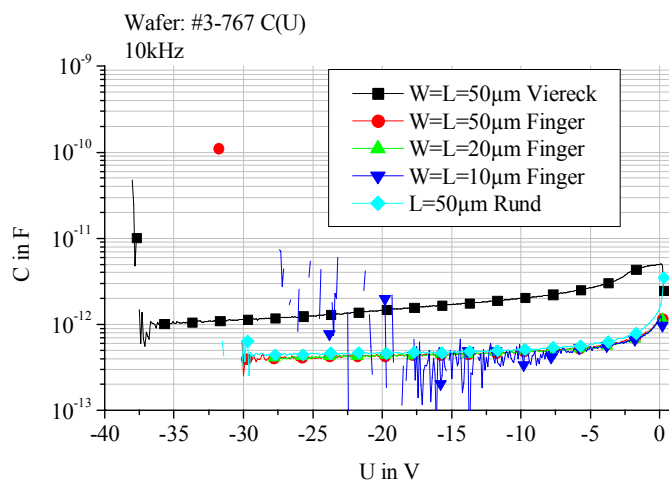
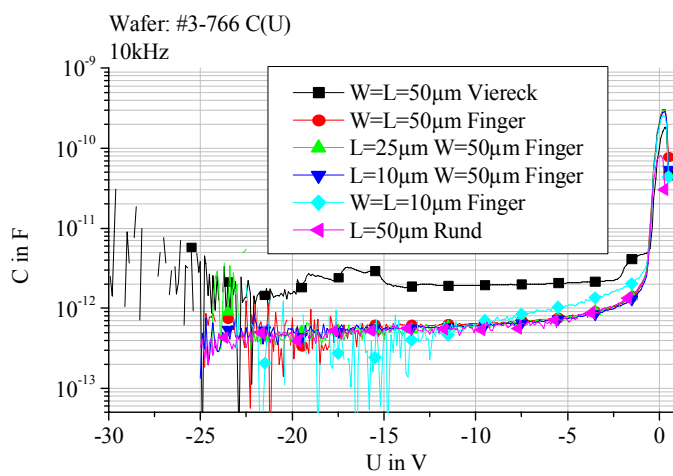
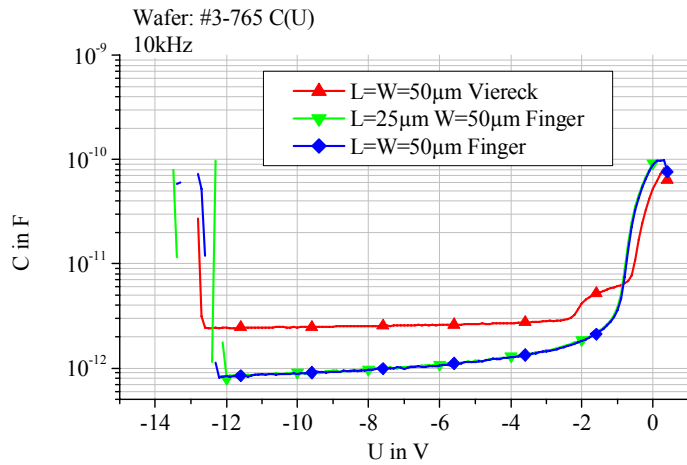


Abbildung 7.39 Sperrkennlinien von vieleckigen Strukturen in Abhängigkeit von der Driftzonlänge. Bei diesen Teststrukturen ist das Sourcegebiet ringförmig um das Draingebiet herum angeordnet. Dadurch wird die Raumladungszone räumlich begrenzt. Durch die kristallographische Ätzung ergeben sich aber keine „runden“ Strukturen, sondern vieleckige Strukturen. An diesen Ecken kann es nach wie vor zu Frühdurchbrüchen kommen, so dass sich keine eindeutige Durchbruchspannung ermitteln lässt.

Es zeigt sich, dass die vieleckigen Strukturen mit Driftstrecken unter 10 μm einen Kurzschluss zwischen Kathode und Anode haben und daher nur eine Widerstandskennlinie zeigen (Abbildung 7.39). Dies lässt sich aufgrund der Herstellung schon erwarten, denn bei diesen Strukturen ist die nasschemische Ätzung zur Strukturierung des Aluminiums zu ungenau. Bei den größeren Driftstrecken erreicht man wieder eine ähnliche Durchbruchspannung wie bei den Fingerstrukturen. Der Durchbruch ist aber nicht so abrupt. Dies könnte darauf hindeuten, dass aufgrund der Ecken in den kristallographisch geätzten, quasi „runden“ Strukturen nach wie vor Frühdurchbrüche bei unterschiedlichen Sperrspannung stattfinden und insgesamt in eine runde Durchbruchskennlinie resultieren. Es kann also keine Verbesserung mit solchen Strukturen und dem gegebenen Herstellungsverfahren erzielt werden.

Eine weitere Möglichkeit, die Durchbruchspannung zu bestimmen, sind kapazitive Messungen. Dabei wird bei einer Frequenz von 10 kHz die Sperrspannung variiert. Dadurch wird die Ausgangskapazität der Struktur geladen. Es ergeben sich ähnliche Durchbruchspannungen wie bei den herkömmlich ermittelten Sperrkennlinien (Abbildung 7.40).



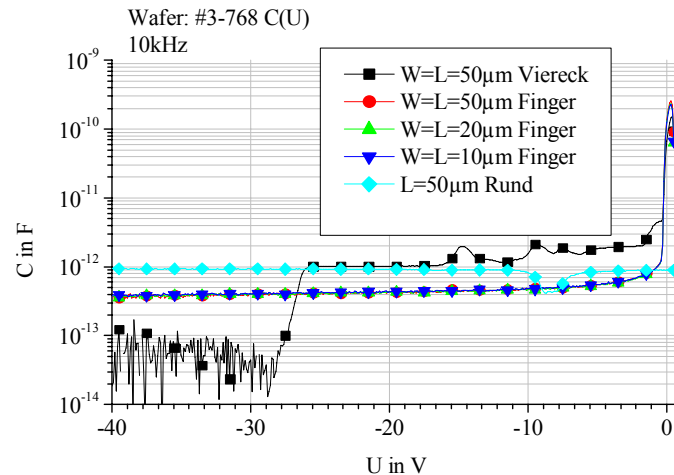


Abbildung 7.40 Kapazitive Bestimmung der Durchbruchspannung. Bei einer Frequenz von 10 kHz wird die Sperrspannung erhöht. Dadurch kann man die Ausgangskapazität der gemessenen Struktur bestimmen. Es zeigt sich, dass die Kompensationsstrukturen bei 0 V eine geringere Ausgangskapazität haben, weil sie noch nicht vollständig ausgeräumt sind. Die Referenzstruktur hat annähernd bei jeder Sperrspannung die gleiche Kapazität. Man kann also über kapazitive Messungen bestimmen, ab welcher Sperrspannung eine Kompensationsstruktur vollständig ausgeräumt ist.

Es fällt weiterhin auf, dass insbesondere bei kleinen Sperrspannungen die drei Kompensationsstrukturen sich in ihrem kapazitiven Verhalten deutlich von der Referenz-ReSurF-Struktur unterscheiden. So hat die Referenzstruktur bei 0 V eine um eine Größenordnung kleinere Kapazität als die Kompensationsstrukturen. Erst bei wenigen Volt nähern sich die Kompensationsstrukturen dem Kapazitätswert der Referenzstruktur bei einigen pF an. Den starken Abfall der Kapazität bei kleinen Sperrspannungen kann man damit erklären, dass die Kompensationsstrukturen bei 0 V noch nicht vollständig ausgeräumt sind. Die Ausgangskapazität ist noch relativ klein, denn nur die schon ausgeräumten Gebiete tragen zur Kapazität bei. Erhöht man dann die Sperrspannung, dann breiten sich auch die Raumladungszonen aus und die Fläche der Ausgangskapazität nimmt zu. Wenn die gesamte Driftstrecke vollständig ausgeräumt ist, dann bleibt die Ausgangskapazität auf einem konstanten Niveau. Man kann also anhand von Kapazitätsmessungen bestimmen, ab welcher Sperrspannung die Kompensationsstruktur vollständig ausgeräumt ist. Die hier vorgestellten Kompensationsstrukturen sind bei wenigen Volt vollständig ausgeräumt.

Herstellungsdurchlauf 2 und 3

Zielstellung im zweiten und dritten Herstellungsdurchlauf ist zum einen die Berücksichtigung der Hintergrunddotierung und zum anderen die Kompensation der Hintergrunddotierung durch einen geringen Borfluss während des Wachstums der Zwischenschichten. Beim dritten Herstellungsdurchlauf haben sich hohe Leckströme im Sperrbetrieb gezeigt, deren Ursache nicht vollständig geklärt werden konnte. Deshalb wird im weiteren nur auf die Ergebnisse des zweiten Herstellungsdurchlaufes zurückgegriffen.

Bei dem Wafer 29013/5 sollte die Hintergrunddotierung berücksichtigt werden. Die Breite der Zwischenschichten beträgt 120 nm, wobei diese Breite eine Hintergrunddotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ voraussetzt. In der Simulation wurde für diese Struktur eine Durchbruchspannung von 150 V ermittelt. Experimentell kann nur eine Durchbruchspannung von 18 V erreicht werden (Abbildung 7.41). Diese sehr geringe Durchbruchspannung deutet darauf hin, dass die Hintergrunddotierung deutlich von

dem angenommenen Wert abweicht. Es ist also aufgrund der Schwankungen der Hintergrunddotierung nicht sinnvoll möglich, die Breite der Zwischenschichten an die Hintergrunddotierung anzupassen. Dies wäre nur möglich, wenn es sich um eine gezielt eingestellte, homogene n-Dotierung mit geringen Abweichungen handeln würde.

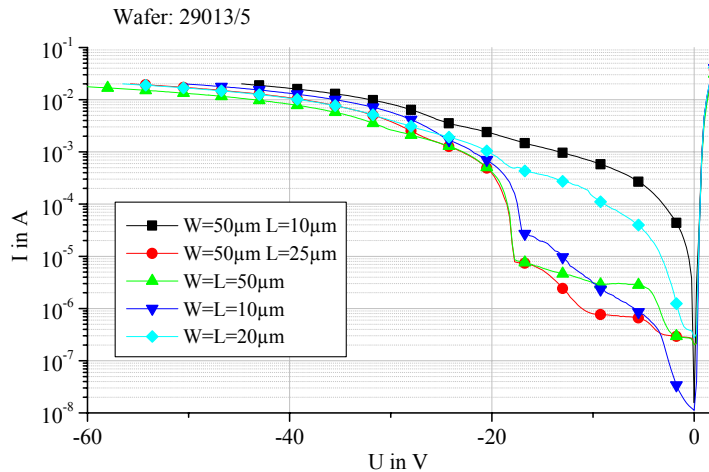


Abbildung 7.41 Sperrkennlinie Wafer 29013/5. Bei dieser Kompensationsstruktur wurde die Breite der intrinsischen Zwischenschichten so eingestellt, dass eine Hintergrunddotierung von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ zugelassen wird. In der Simulation hat sich so eine Durchbruchspannung von 150 V erreichen lassen. Experimentell konnte nur eine Durchbruchspannung von 18 V erreicht werden, so dass der Schluss gezogen werden muss, dass die Hintergrunddotierung in ihrem Wert deutlich von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ abweicht.

Die andere Möglichkeit der Verbesserung der Durchbruchspannung ist die Kompensation der Hintergrunddotierung. Dabei wird ein geringer Borfluss eingestellt, der die n-Hintergrunddotierung kompensieren soll. Aber auch hierbei kann in der experimentellen Realisierung nur eine Durchbruchspannung von 28,5 V erreicht werden (Abbildung 7.42). Es ist also auch durch die Kompensation der Hintergrunddotierung nicht gelungen, die Ladungsbilanz der Kompensationsstruktur ausgeglichen zu gestalten. Dies liegt daran, dass durch die Schwankungen der Hintergrunddotierung es schwierig ist, den richtigen Borfluss einzustellen.

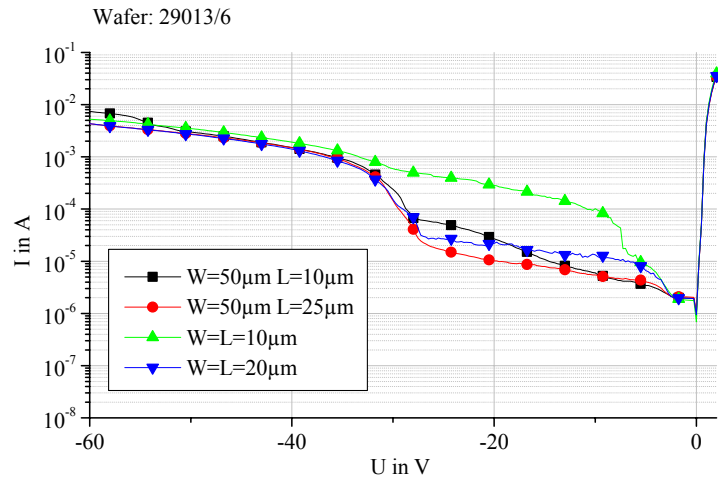


Abbildung 7.42 Sperrkennlinie von Strukturen des Wafers 29013/6. Bei diesem Wafer wurde eine Schichtfolge aus n- und p-Delta-Dotierungen hergestellt. Um annähernd intrinsische Zwischenschichten zu realisieren, wurde während der Herstellung der intrinsischen Schichten ein geringer Bofluss eingestellt, der die n-Hintergrunddotierung aus der Epitaxiekammer kompensieren soll. Die geringe Durchbruchspannung zeigt, dass trotz der Bordotierung keine ausgeglichene Ladungsbilanz erreicht werden konnte.

Zusammenfassend ist es also bei der experimentellen Herstellung von Kompensationsstrukturen nicht gelungen, eine ausgeglichene Ladungsbilanz zu erreichen. Ein Grund dafür ist die fehlende Kontrolle der Hintergrunddotierung. Es hat sich außerdem gezeigt, dass es bei Kompensationsstrukturen wichtig ist, mehrere „identische“ Wafer unter ähnlichen Herstellungsbedingungen herzustellen. Nur so kann man den Einfluss der Herstellungsschwankungen beurteilen und Aussagen über die elektrischen Eigenschaften von bestimmten Kompensationsstrukturen treffen.

8 Laterale Kompensationsstrukturen in Leistungs-MOSFETs

Die Ergebnisse, die sich aus den Untersuchungen der lateralen Widerstände und Dioden bezüglich der Optimierung von Kompensationsstrukturen ergeben haben, lassen sich nun im weiteren in einem lateralen Leistungs-MOSFET testen. Dafür wurden 3D Simulationen (Simulationsprogramm: Taurus Process & Device) durchgeführt, bei denen eine mögliche Kompensationsstruktur mit dem entwickelten Prozess in einem Leistungs-MOSFET nachgestellt wird.

Abbildung 8.1 zeigt in einer Übersichtsdarstellung den hergestellten Leistungs-MOSFET. Die Driftzone ist auf einem hochohmigen p-Substrat ($1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) aufgebracht. Damit das Substrat nicht den Durchbruch bestimmt, wurde es entsprechend dick gewählt. Vereinfachend wurde die Dotierung der Drainelektrode als homogen und senkrecht zur Driftstrecke gewählt. Im Bereich der Gateelektrode sind die gewählten Geometrien und Parameter möglichst nah an einer experimentellen Realisierung angelehnt. Die Länge der Driftstrecke ist $10 \mu\text{m}$. Bei der Nettodotierung bezeichnen negative Werte eine p-Dotierung und sind in der Abbildung 8.1 bläulich dargestellt (entgegen der sonst geltenden Konvention in dieser Arbeit).

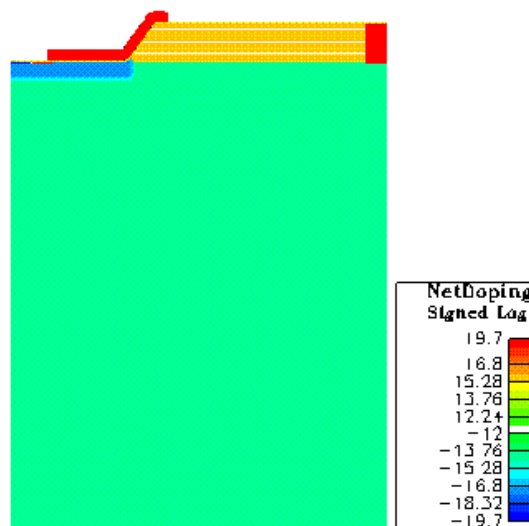


Abbildung 8.1 Lateraler Leistungs-MOSFET mit Kompensationsstruktur auf einem hochohmigen p-Substrat. Negative Werte in der Nettodotierung bezeichnen p-Dotierungen und sind entgegen der bisherigen Konvention in dieser Arbeit bläulich dargestellt. Positive Werte in der Nettodotierung bezeichnen n-Dotierungen und sind rötlich dargestellt.

Abbildung 8.2 zeigt detaillierter den Bereich der Gateelektrode. Die Driftzone hat entsprechend der kristallographischen Ätzung eine schräge Flanke mit einem Winkel von $54,7^\circ$. Das p-Wannengebiet ist über eine Maske implantiert und relativ zur oberen Kante der Driftzone justiert. Im Gegensatz zur Realität ist der Simulation angenommen, daß die Driftzone nur durch ein Gateoxid passiviert ist. Die als Passivierung genutzte Hartmaske der kristallographischen Ätzung ist in der Simulation nicht berücksichtigt. Dadurch wird man die Feldplattenwirkung am Überlapp der Gateelektrode über die Driftzone überschätzen, aber um die Struktur zu verstehen, reicht diese Näherung aus. Über eine weitere Maske ist ein p+ Gebiet implantiert, das die p-Wanne anschließt. Das n+ Gebiet soll über das Polysilizium-Gebiet implantiert werden. Deshalb ist der Überlapp in der Simulation als gering angenommen. Im Bereich der schrägen Flanke ist keine p-Wanne implantiert, weil ansonsten kein Kanal möglich ist. Da die

Gateelektrode über die schräge Flanke geführt ist, ist es möglich, den Strom aus der MOS-Zelle auf die gesamte Kompensationsstruktur zu verteilen. Würde man die MOS-Zelle nicht auf das Substrat verlegen, hätte man keine einfache Möglichkeit, den Strom über die Driftstrecke zu verteilen. Außerdem ist es aufgrund der flachen Steigung der Flanke möglich, Fotolack auf der Flanke zu strukturieren und so an manchen Stellen p-Dotierung zu implantieren. Dies gewährleistet bei dynamischen Schaltvorgängen das bessere Abfließen der Löcher.

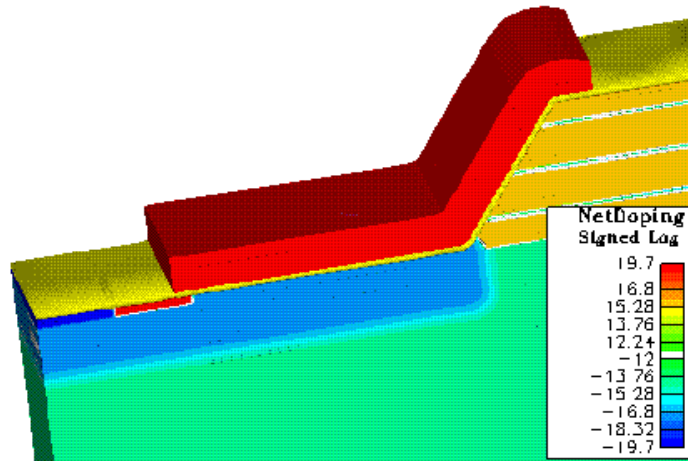


Abbildung 8.2 Bereich der Gateelektrode eines lateralen Leistungs-MOSFETs. Der rote Bereich ist das hoch dotierte Polysilizium. Bläulich ist das p-Wannengebiet und der p+ Anschluss der p-Wanne dargestellt.

Bei diesem Leistungs-MOSFET sollen nun die Durchbruchspannung und das Durchlassverhalten bestimmt werden. Im Falle der Untersuchung der Durchbruchfestigkeit war es in der Simulation nicht ohne Weiteres möglich die Sperrkennlinie zu berechnen. Um trotzdem eine ungefähre Aussage über die Sperrfähigkeit eines solchen Transistors zu erhalten, wurde eine andere Art der Bestimmung der Durchbruchspannung gewählt. Und zwar wurde ein hoher Sperrstrom von $1 \cdot 10^{-4}$ A an der Drainelektrode eingepreßt. Dadurch wird die Ausgangskapazität des Leistungs-MOSFETs geladen. Die sich dabei einstellende Sperrspannung liegt dann im Bereich der möglichen Durchbruchspannung bei hohen Strömen. Abbildung 8.3 zeigt den Anstieg der Sperrspannung über die Zeit.

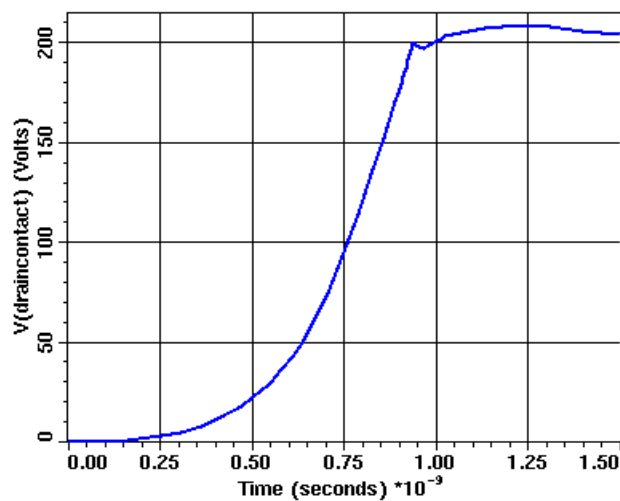


Abbildung 8.3 Sperrspannung in Abhängigkeit von der Zeit bei einem eingepreßten Drainstrom von 0,1 mA. Durch den eingepreßten Strom am Drainkontakt wird die Ausgangskapazität geladen und man kann daraus die Sperrspannung bei hohen Sperrströmen ablesen.

Man kann aus dieser Kennlinie schließen, dass eine Sperrspannung von 200 V möglich ist. Aus den Sperrkennlinien der Dioden (Kapitel 6 und 7) weiß man, dass bei den gewählten Kompensationsstrukturen, die Sperrspannung bei hohen Strömen geringer ist als die Durchbruchspannung bei 10 nA. Überträgt man dieses Ergebnis auf den hier vorgestellten Transistor, dann läßt sich daraus schließen, dass die tatsächliche Durchbruchspannung noch über den hier erreichten 200 V liegt. Außerdem kann man aus dieser zeitabhängigen Kennlinie den Kapazitätsverlauf des Transistors ableiten. Denn je nach kapazitivem Verhalten wird die Sperrspannung schneller oder langsamer ansteigen.

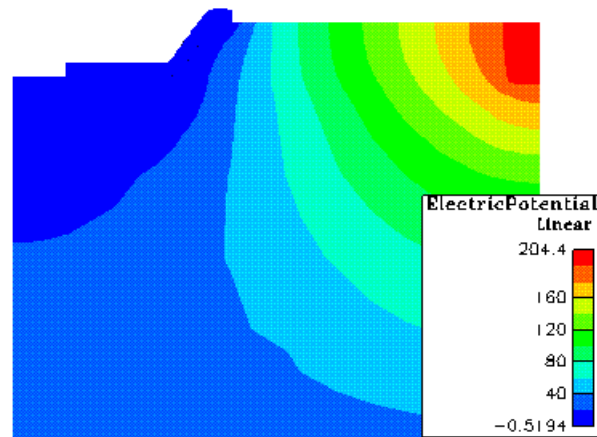


Abbildung 8.4 Potentialverlauf bei 200 V Sperrspannung

Im Potentialverlauf (Abbildung 8.4) zeigt sich, dass die Spannung wie gewünscht über die Driftzone aufgenommen wird. Er zeigt aber auch, dass eine gewisse Dicke des Substrates erforderlich ist, um die Durchbruchspannung nicht durch das Substrat zu begrenzen. An der elektrischen Feldverteilung (Abbildung 8.5) kann man dann den oder die Durchbruchsorte bestimmen. Es zeigt sich, dass der Durchbruch hauptsächlich an der Drainelektrode am Übergang der Driftzone zum Substrat stattfindet. Es gibt allerdings noch ein weiteres hohes elektrisches Feld und zwar in dem Bereich, in dem die Gateelektrode die Driftzone überlappt. Die ist aber wie erwähnt darauf zurückzuführen, dass in der Simulation nicht das dickere Passivierungsoxid berücksichtigt wurde und das elektrische Feld an dieser Stelle sollte daher im Experiment deutlich geringer sein. Die sehr hohen Feldstärken lassen sich damit erklären, dass man durch den eingepprägten Drainstrom sich schon auf der Sperrkennlinie deutlich oberhalb des Lawinendurchbruches befindet.

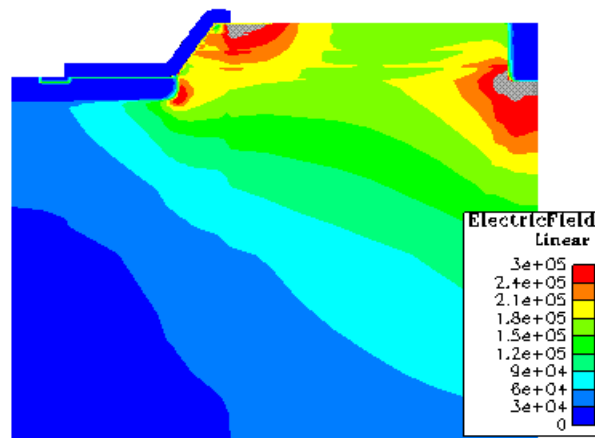


Abbildung 8.5 Elektrische Feldverteilung bei 200 V Sperrspannung. Wesentlicher Durchbruchsort ist in der Nähe der Drainelektrode. Das hohe elektrische Feld unter der Gateelektrode ist auf das Fehlen des Passivierungsoxides in der Simulation zurückzuführen.

Bei der Simulation der Vorwärtscharakteristik zeigt sich aber anders als erwartet keine lineare Kennlinie bei kleinen Spannungen und auch nur ein geringer Vorwärtsstrom von $3,2 \cdot 10^{-8}$ A bei 3 V.

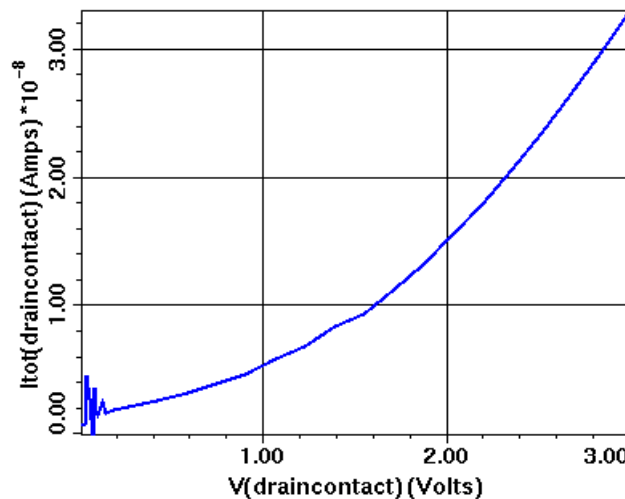


Abbildung 8.6 Vorwärtskennlinie bei einer Gatespannung von 6 V

Um herauszufinden, was die Ursache für diesen sehr großen Einschaltwiderstand ist, kann man sich das Quasifermipotential in der Struktur darstellen (Abbildung 8.7). In dem Bereich, in dem sich das Quasifermipotential am deutlichsten ändert, ist auch der größte Widerstand zu finden.

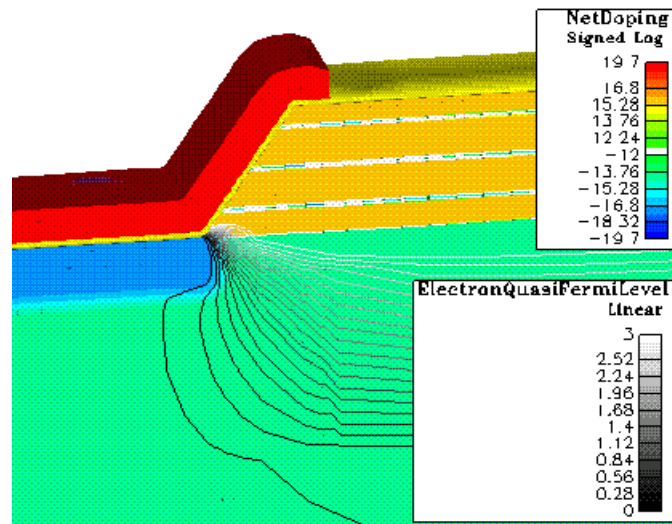


Abbildung 8.7 Quasifermipotential und Dotierung bei einer Gatespannung von 6 V und einer Drainspannung von 3 V

Es zeigt sich, dass der größte Widerstand am Übergang in die Driftzone zu finden ist. Dies bestätigt sich auch, wenn man die Elektronenverteilung im Bereich der Gateelektrode betrachtet (Abbildung 8.8).

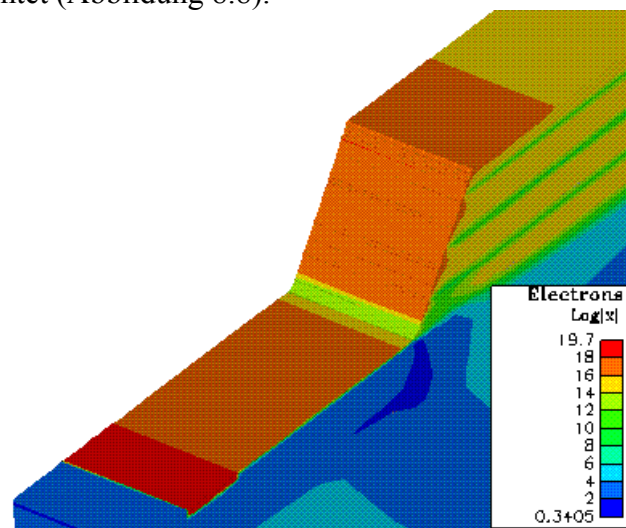


Abbildung 8.8 Elektronenverteilung bei einer Gatespannung von 6 V und einer Drainspannung von 3 V

Durch die angelegte Gatespannung wird ein Elektronenkanal im Bereich der p-Wanne und entlang der Flanke induziert. Allerdings wird im Bereich des Übergangs zur Driftzone nur ein sehr geringer Elektronenkanal zugelassen. Daher resultiert auch der hohe Widerstand im Vorwärtsfall. Eine mögliche Ursache dafür ist die deutliche Verringerung der stromtragenden Fläche am Übergang zur Driftzone. Dadurch entsteht ein Übergangswiderstand. Deshalb wurde die Tiefe der p-Wanne im weiteren halbiert und es kann in der Simulation gezeigt werden, dass dadurch auch der Widerstand bei größeren Vorwärtsspannungen verringert werden kann (Abbildung 8.9).

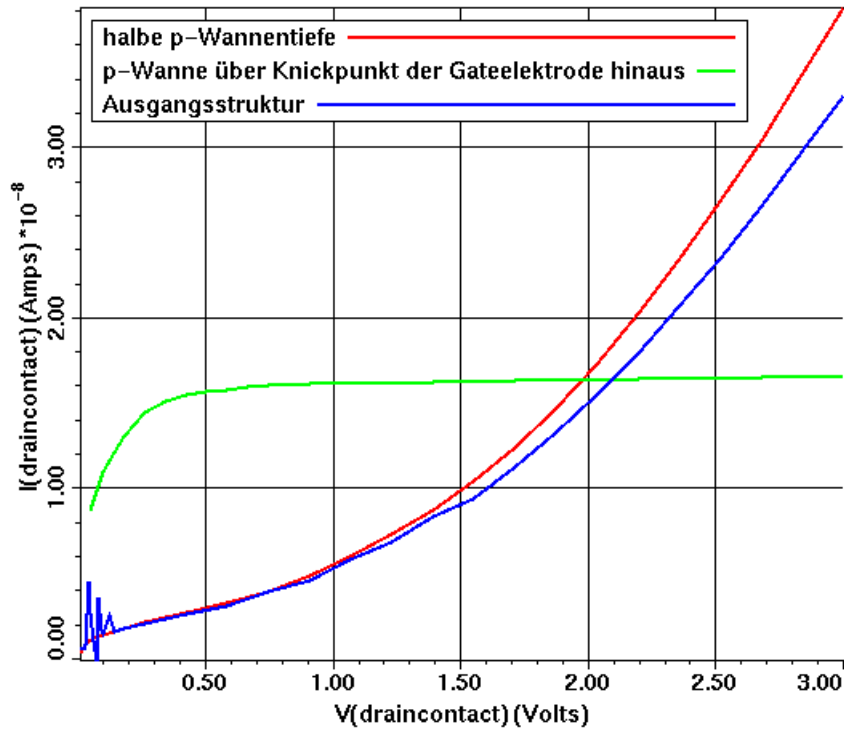


Abbildung 8.9 Vorwärtskennlinien, die durch verschiedenen Gestaltungen der p-Wanne dominiert werden. Wenn man die p-Wanne über den Knick in der Gateelektrode hinausführt, dann bildet sich eine Diodenstruktur parallel zu der Widerstandsstruktur in der Driftzone aus. Durch die sich um die p-Wanne ausbreitende Raumladungszone wird so der Kanal an der Gateelektrode abgeschnürt.

Allerdings kann dadurch nicht der Widerstand bei kleineren Vorwärtsspannungen verbessert werden. Deshalb wurde als zweite Möglichkeit, den Einschaltwiderstand zu verbessern, das p-Wannengebiet über den Knick in der Gateelektrode hinweg in die Driftzone hinein gezogen. Dadurch ergibt sich ein deutlich anderes Verhalten im Vorwärtsfall. Bei kleinen Spannungen ($< 0,1$ V) steigt der Strom deutlich an, um dann einen konstanten Stromwert anzunehmen. Man kann sich dieses qualitativ deutlich anderes Verhalten dadurch erklären, dass zunächst bei kleinen Spannungen entlang der Gateelektrode ein Elektronenkanal ausbilden kann. Erhöht man die Vorwärtsspannung an der Drainelektrode weiter, dann baut sich eine Diodenstruktur auf, deren p-Anschlussgebiet durch die p-Wanne des Transistors gegeben ist. Durch die sich um die p-Wanne ausbreitende Raumladungszone wird der Elektronenkanal im Bereich der p-Wanne am Beginn der Driftzone abgeschnürt. Der Vorwärtsbetrieb wird so durch die sich bildende Diodenstruktur dominiert.

Die Sperrfähigkeit ist bei diesen verschiedenen Varianten der p-Wanne unverändert, wie in Abbildung 8.10 dargestellt ist.

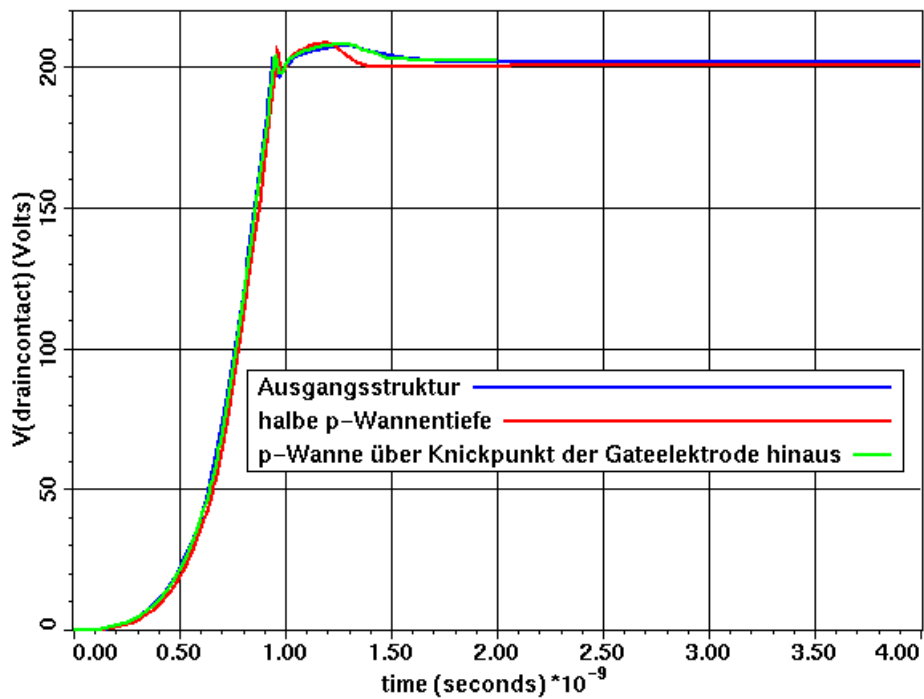


Abbildung 8.10 Die Sperrfähigkeit des lateralen Leistungs-MOSFETs ist unabhängig von der Gestaltung der p-Wanne.

Bei der Gestaltung eines lateralen Leistungs-MOSFETs mit Kompensationsstruktur in der Driftzone ist also der Übergang von der MOS-Zelle zur Driftzone entscheidend für den Einschaltwiderstand und damit für die elektrische Leistungsfähigkeit.

9 Fazit und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene laterale Kompensationsstrukturen für ihren Einsatz in einem Hochvolt-Leistungs-MOSFET untersucht und optimiert. Dabei konnte gezeigt werden, dass durch die räumliche Konzentrierung der Dotiergebiete das Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung optimiert werden kann. Außerdem wurde gezeigt, dass ein wichtiges Kriterium für die Optimierung die Nettoanzahl der freien Ladungsträger bei 0 V ist. Begrenzend für die Optimierung der Strukturen war die räumliche Einschränkung des Stromflusses im Vorwärtsfall und die hohen elektrischen Felder im Bereich der Anschlussgebiete im Sperrfall. Letztere können sich auch negativ auf die dynamischen Eigenschaften der lateralen Kompensationsstrukturen auswirken. Experimentell lässt sich die Spannung, ab der die Driftzone vollständig ausgeräumt ist, am besten kapazitiv bestimmen. Um eine experimentelle Aussage über eine bestimmte Kompensationsstruktur zu erhalten, ist es aber unerlässlich mehrere „identische“ Wafer herzustellen. Nur so lassen sich Fertigungsschwankungen abfangen und statistisch der Trend der elektrischen Ergebnisse beschreiben. Mit einzelnen Wafern lassen sich bei Kompensationsstrukturen aufgrund der extremen Abhängigkeit von Dotierungsschwankungen kaum Aussagen erzielen.

Es ergeben sich aus den erarbeiteten Ergebnissen weitere Vorschläge für die Optimierung der lateralen Kompensationsstrukturen:

1. Eine laterale Variation (also von Source nach Drain) der Dotiergebiete in der Driftzone. Durch eine geringe p-Dotierung drainseitig lässt sich das Abschnüren im Vorwärtsfall größtenteils verhindern. Außerdem kann man dadurch das elektrische Feld in der Driftzone einstellen und so die Kompensationsstruktur auch hinsichtlich dynamischer Eigenschaften optimieren.
2. Reduzierung der hohen elektrischen Felder im Bereich der Anschlussgebiete durch vorgelagerte niedrigdotiertere Gebiete ähnlich den „Lightly doped Drain“ Gebieten der CMOS Technologie oder sanfter Dotierprofilverläufe im Bereich der Anschlussgebiete.
3. Eine laterale Kompensationsstruktur ist in ihrem Verhältnis aus Einschaltwiderstand und Durchbruchspannung umso besser, je größer die Gesamtdicke der entsprechenden Kompensationsstruktur. Dies hängt damit zusammen, dass das wirtschaftliche Kriterium für den Einschaltwiderstand R_{on} sich auf die verbrauchte Waferfläche und nicht auf die Tiefe der Kompensationsstruktur bezieht. Optimal wäre also den gesamten Wafer in seiner Tiefe als Driftzone zu verwenden. Es muss allerdings dabei gewährleistet sein, dass der Strom sich auch in diese Tiefe verteilt. Für die weitere Optimierung von lateralen Kompensationsstrukturen ist daher die Entwicklung einer Gatestruktur in oder entlang eines möglichst tiefen Grabens unerlässlich.

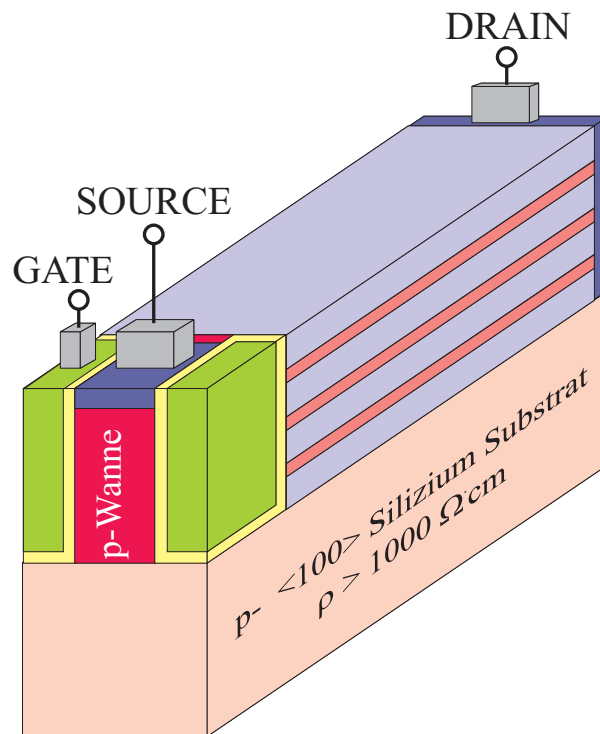


Abbildung 9.1 Lateraler Leistungs-MOSFET mit der Gateelektrode in einem Graben. Entlang der Grabenwand wird der Elektronenkanal in die Tiefe geführt und man kann so die gesamte Tiefe der Driftzone nutzen.

Aber auch über die Anwendungen in Leistungs-MOSFETs hinaus bieten die vorgestellten Kompensationsstrukturen einige interessante Eigenschaften. Die interessanteste Eigenschaft ist ihre optische Empfindlichkeit. Treffen Photonen auf die Kompensationsstrukturen bilden sie Elektron-Loch-Paare. Die so generierten Ladungsträger werden aber aufgrund der großen inhärenten elektrischen Felder räumlich voneinander getrennt. Dadurch haben sie eine große Lebensdauer und können an entfernten Elektroden abgesaugt werden. Mithilfe der Dotierungen ist es außerdem möglich, die Verhältnisse in der Kompensationsstruktur durch große elektrische Felder so einzustellen, dass die eintreffenden Photonen Avalanche-generation in der Driftzone auslösen. Damit könnte man also laterale Avalanchediode herstellen, bei denen keine großen Spannungen von außen angelegt werden müssen und bei denen aufgrund der lateralen Anordnung das optische Fenster, also die Schichten, die die Photonen vor Eintreffen in die aktive Zone durchqueren müssen, minimiert oder zu mindestens angepasst werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden bereits Vorversuche zu den optischen Eigenschaften einer Kompensationsstruktur durchgeführt. Dafür wurde eine Kompensationsstruktur bestehend aus einem Stapel aus n- und p-Delta-Dotierungen mit intrinsischen Zwischenschichten hergestellt. Die Kompensationsstruktur wurde als laterale Diode kontaktiert. Wie die experimentelle Messung zeigt, kann man schon durch diffuses Raumlicht den Leckstrom im Sperrbetrieb der Diode um zweieinhalb Größenordnungen anheben. Wenn man zusätzlich noch eine intensivere Lichtquelle, in diesem Fall eine Mikroskop-Lampe am Messplatz, dazuschaltet, steigt der Sperrstrom um eine weitere Größenordnung. Es lässt sich also ein deutlicher Zusammenhang zwischen Lichteinfall und Sperrstrom feststellen. Diese Abhängigkeit des Sperrstromes von der eingestrahelten Lichtintensität kann man als Sensorfunktion nutzen.

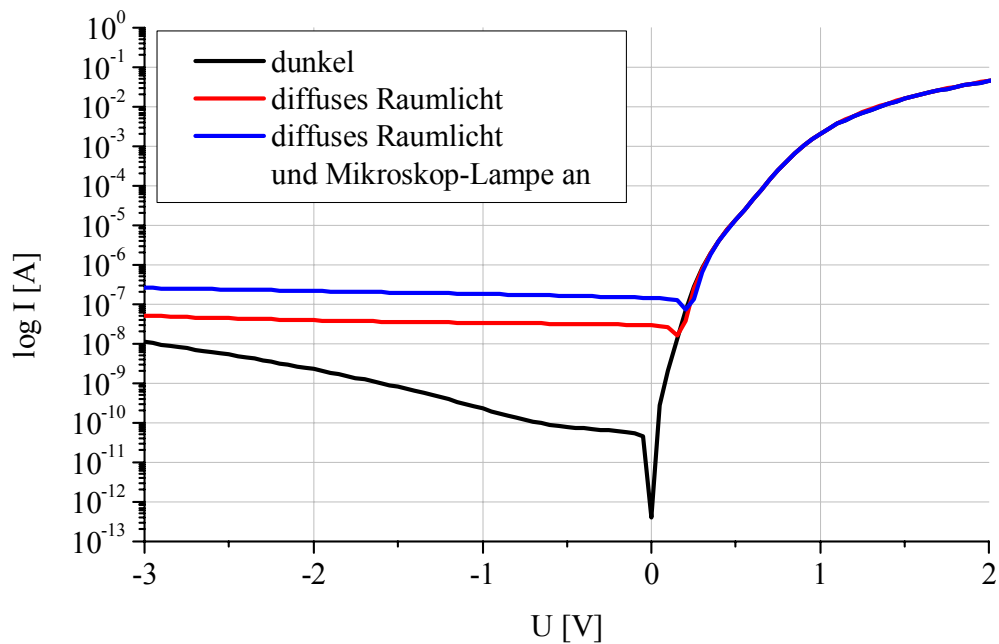


Abbildung 9.2 Sperrkennlinie einer Kompensationsstruktur mit Delta-Dotierungen. Durch den Lichteinfall (z.B. des Raumlichtes) werden in der Struktur Elektronen-Loch-Paare gebildet. Durch die Abfolge von n- und p-Delta-Dotierungen werden die Ladungsträger räumlich separiert und die Lebensdauer erhöht sich. Den Unterschied im Sperrstrom kann man für einen Sensor nutzen.

Es ist außerdem noch an dieser ersten experimentellen Probe die spektrale Empfindlichkeit bestimmt wurde. Dabei stellt sich wie erwartet heraus, dass die Kompensationsstruktur aufgrund ihrer geringen Dicke insbesondere für kleine Wellenlängen geeignet ist. Für größere Wellenlängen müsste man tiefere Kompensationsstrukturen herstellen. Darüber hinaus hat die derzeitige Probe eine SiO_2 und eine Si_3N_4 Schicht als Passivierung auf der Oberfläche. Dieser Schichtstapel verändert die optischen Eigenschaften und müsste für eine genaue Analyse entfernt werden.

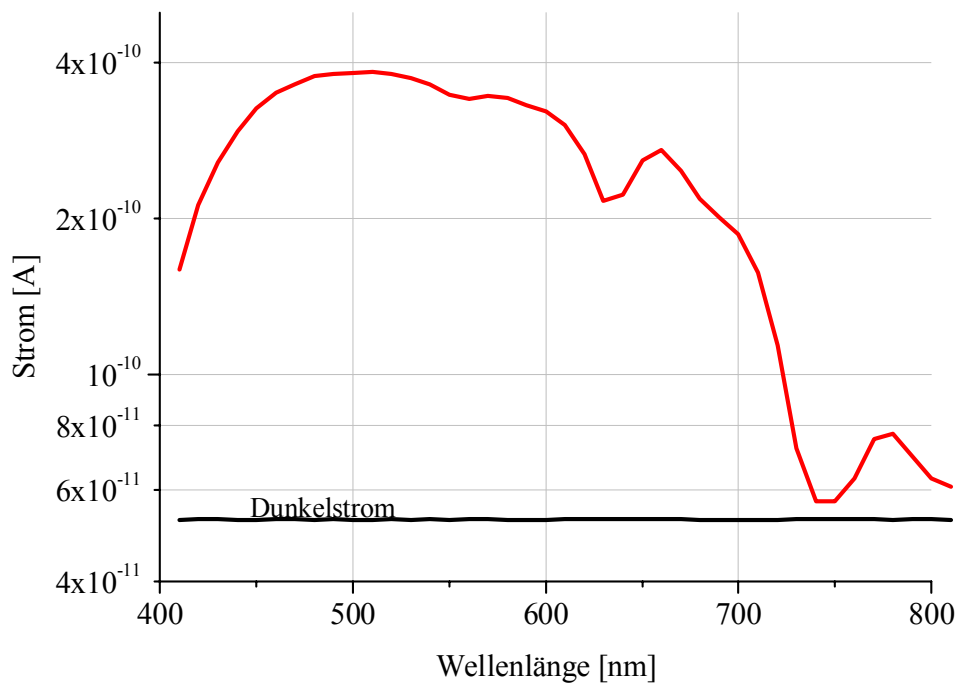


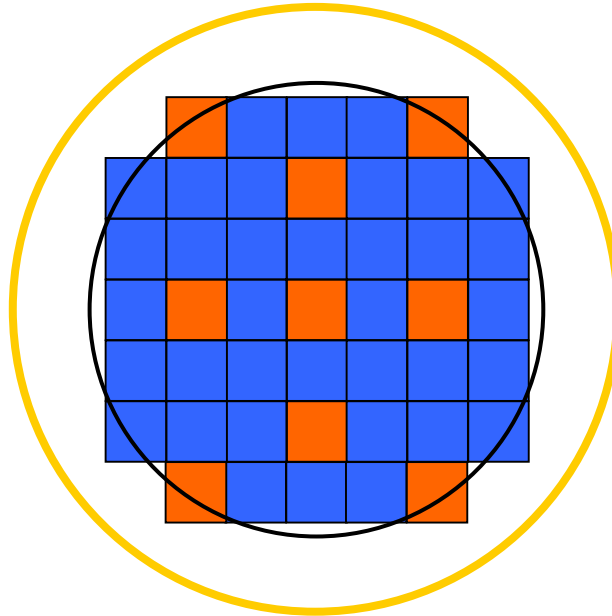
Abbildung 9.3 Wellenlängenabhängigkeit des Sperrstromes einer δn -i- δp -i Struktur. Das größte Verhältnis aus Sensorstrom und Dunkelstrom tritt bei Wellenlängen zwischen 450 nm und 550 nm auf.

Die mögliche Empfindlichkeit im Strom ist im wesentlichen abhängig von der Größe des aktiven Bereiches. In der hier gezeigten Probe ist der aktive Bereich ca. $2500 \mu\text{m}^2$ groß und könnte durchaus vergrößert werden. Begrenzend für die aktive Fläche sind nur die Defekte der epitaktischen Schicht.

Anhang

A Dokumentation des Maskensatzes „nipi 2002“

A.1 Gesamtlayout mit Abmessungen



 Aktiver Chip

 Testchip

— 3“ Bereich (MBE-Bereich)





— 4“ Bereich

Abmessungen der Chips: 10 mm x 10 mm

16 aktive Chips vollständig im 3“ Bereich

9 Testchips

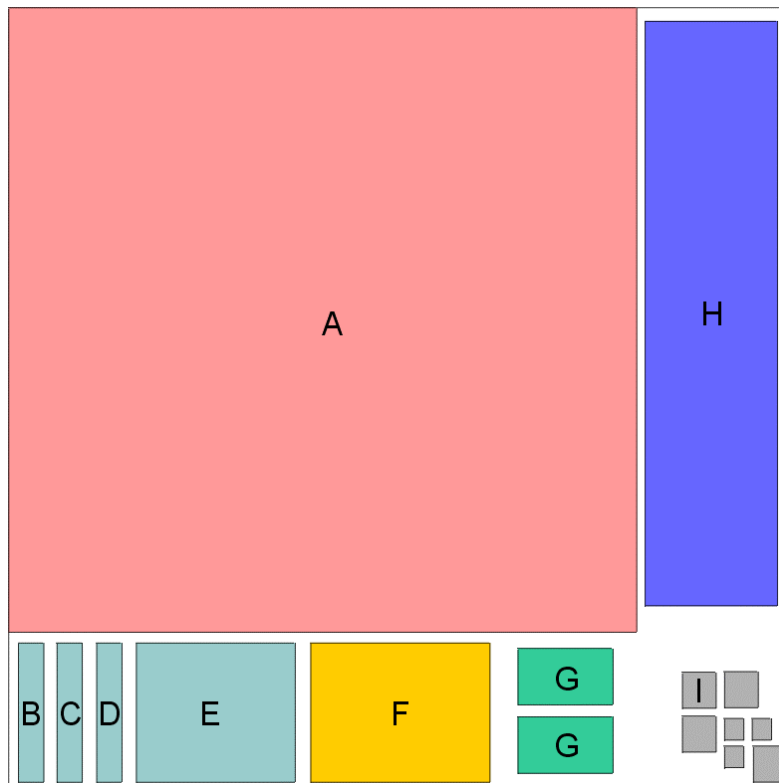
A.2 Masken – Ebenen

Layer 1 : mesa	Farbe : rot	
Layer 2 : nimplant	Farbe : grün	
Layer 3 : pimplant	Farbe : blau	
Layer 4 : metal	Farbe : grau	

FILE : nipi02process Prozessname: nipi2002

A.3 Layout des Testchips

Schematische Übersicht des Testchip



- Übergangswiderstand-Teststrukturen
- Dektak-Teststrukturen
- Smilie / Justierkreuze klein u. groß
- Kelvin-Strukturen
- SIMS-Messbereich
- Sheet Resistance Teststrukturen

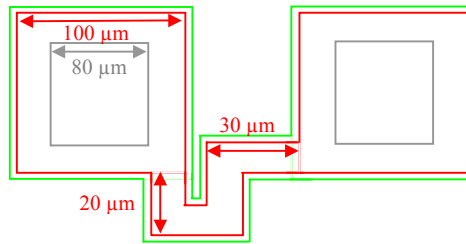
SIMS Messbereich

A 8x8 mm²

Sheet Resistance Teststrukturen

Um den Implantationsprozess zu überprüfen, ist es sinnvoll, den Flächenwiderstand einer Implantationsbahn zu messen. Auf diesem Testchip sind mäanderförmige und gerade Implantationsbahnen mit entweder 100 µm oder 1000 µm Länge realisiert.

- B 12 Chip (1 Spalte)
Sheet Resistance für n^+ Implantation und für p^+ Implantation
FILES:nrs100
prs100



- C 6 Chip (1 Spalte)
Sheet Resistance für n^+ Implantation und für p^+ Implantation
FILES:nrs1000
prs1000

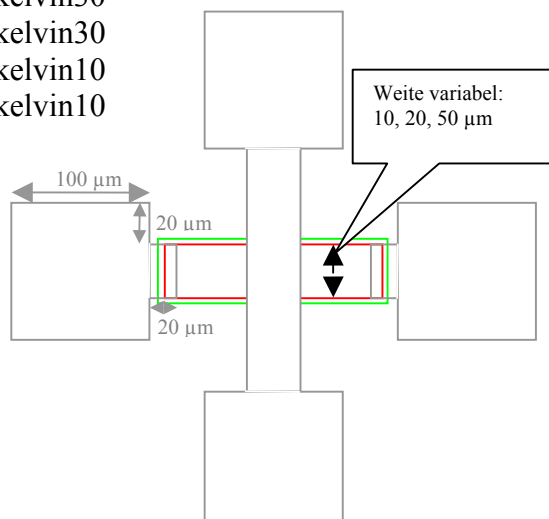
- D 12 Chip (1 Spalte)
Sheet Resistance für n^+ Implantation und für p^+ Implantation
FILES:nrs100ger
prs100ger

- E 12 Chip (1 Spalte)
Sheet Resistance für n^+ Implantation und für p^+ Implantation
FILES:nrs1000ger
prs1000ger

Kelvin-Teststrukturen

Um die Ohmschen Kontakte zwischen Metall und Implantationsschicht zu überprüfen, befinden sich Kelvin-Strukturen auf dem Testchip. Hierbei wurde die Weite der Implantationsschicht und dementsprechend auch die Weite der Metallbahn variiert (60, 30, 10 μm). Es gibt Kelvin-Strukturen für n und p Kontakte.

- F 24 Chip (8 Reihen, 3 Spalten)
FILES:
nkelvin
pkelvin
nkelvin30
pkelvin30
nkelvin10
pkelvin10

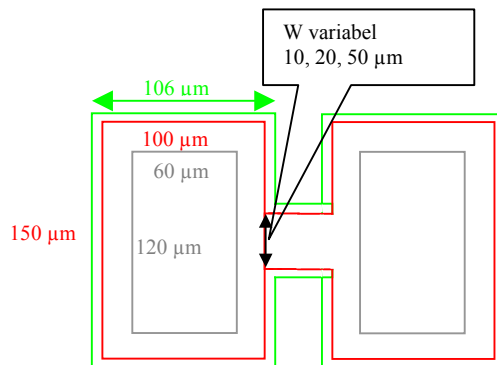


Übergangswiderstand-Teststrukturen

Um den Widerstandsbeitrag der Zuleitungen bei den „Finger“-Teststrukturen zu ermitteln, werden diese ohne zusätzliche i-Zone und variabler Weite vermessen.

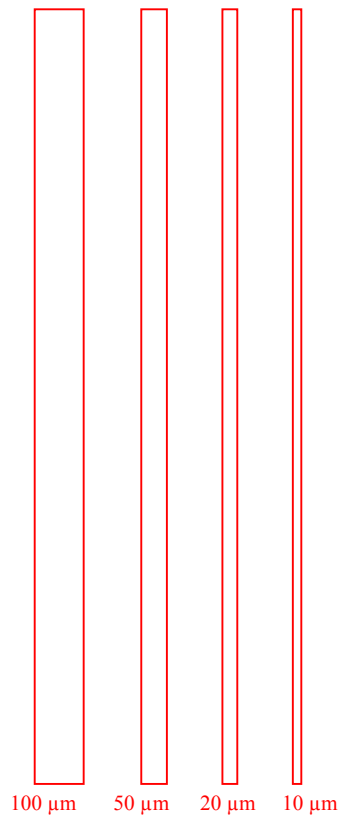
G

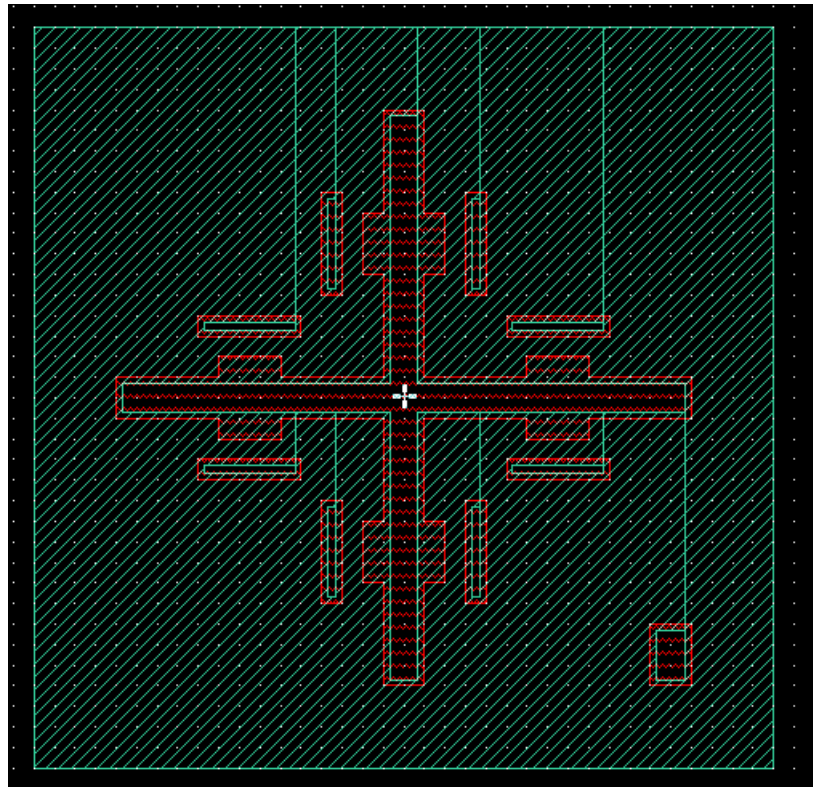
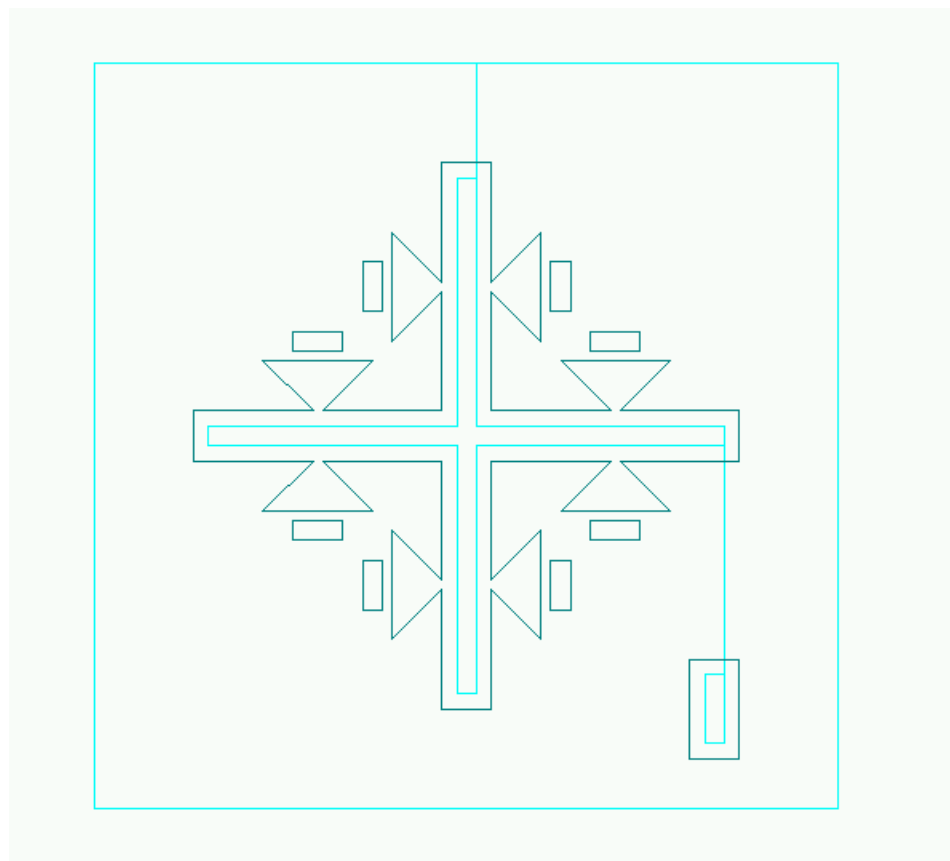
FILES:w10nfingprobe
w20nfingprobe
w50nfingprobe



Dektak-Teststrukturen

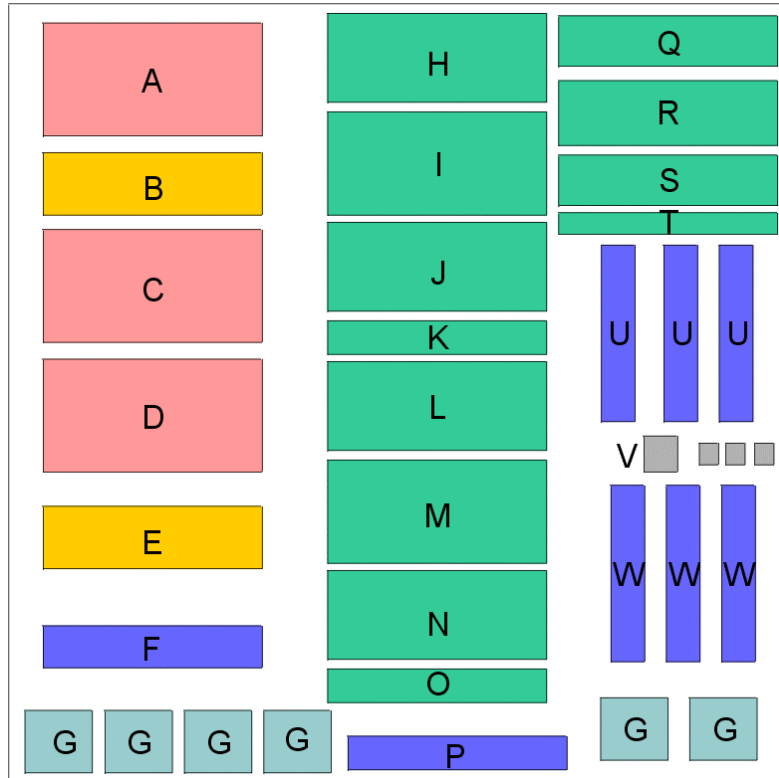
H 6 Chip (2 Reihen, 3 Spalten)
1. Spalte=mesa; 2. Spalte=mesa+nimplant, 3. Spalte=mesa+pimplant
FILES:



Justierkreuze großJustierkreuze klein

A.4 Layout des aktiven Chip

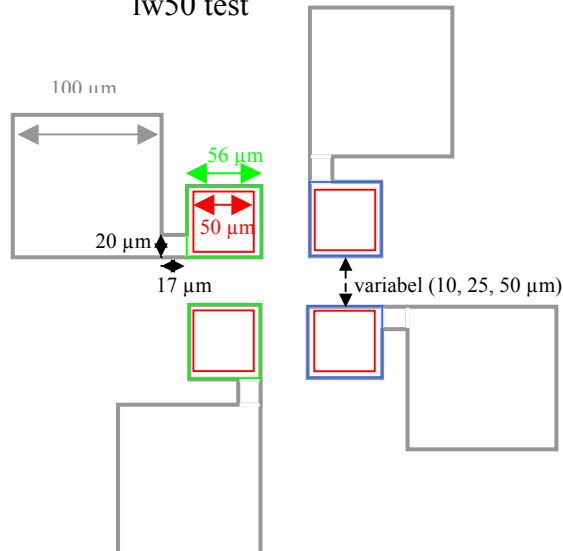
Schematische Übersicht des aktiven Chip



L / W – Teststrukturen

Bei gleich bleibender Weite der Teststrukturen, wird die Länge der entstehenden pin (oder pip/nin) variiert. Zusätzlich kann noch über eine Messung der Diagonale der Testfelder eine weitere Länge untersucht werden. Die Weite wurde auf $50\ \mu\text{m}$ festgesetzt. Die Länge beträgt jeweils $50\ \mu\text{m}$, $25\ \mu\text{m}$ oder $10\ \mu\text{m}$ (d.h. das L / W Verhältnis ist 1/1, 1/2 1/5.)

- A: 21 Chip (3 Reihen, 7 Spalten)
Ohne Guard-Ring
FILES: 10lwtest
lwtest 25
lw50 test



- C 15 Chip (3 Reihen, 5 Spalten)
Mit n⁺-Guard-Ring (der Strukturgröße angepaßt, d.h. 20 µm Abstand zu Außenseite Kontaktpad.)
FILES: nglwprobe 10
nglwprobe 25
nglprobe 50
Skizze siehe A
- D 15 Chip (3 Reihen, 5 Spalten)
Mit p⁺-Guard-Ring (wie C)
FILES: lwprobe10pg
lwprobe25pg
lwprobe50pg
Skizze siehe A

L Teststrukturen

Bei den analog zu den L/W-Teststrukturen aufgebauten L-Teststrukturen wird sowohl die Weite als auch die Länge variiert. Hierbei ist das L/W-Verhältnis von 1/1 festgesetzt. (Skizze wie A)

- B 16 Chip (2 Reihe, 8 Spalten)
Ohne Guard Ring
FILES: probe 10
Probe 25
- E 12 Chip (2 Reihen, 6 Spalten)
Mit n⁺ bzw. p⁺ Guardring (jeweils 3 Chip)
FILES: probepg10
pprobe25pg
ngprobe10
ngprobe25

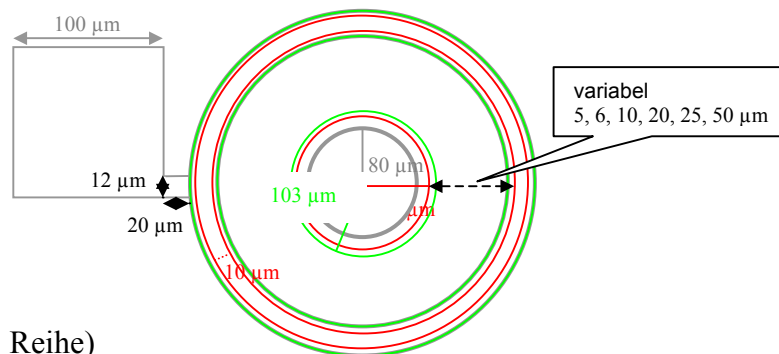
Ring-Teststrukturen

Es handelt sich um ringförmige pin / nin oder pip Strukturen, bei denen die Länge über die Variation der Radii der äußeren Elektrode variiert wird. Aufgrund dieses Aufbaus sollen Randabschlussprobleme vermieden werden. Deshalb sind auch keine Guard-Ringe vorgesehen. Der Abstand zwischen beiden Elektroden beträgt 50 μm , 25 μm , 20 μm , 10 μm , 6 μm , 5 μm . Beim letzten Abstand können die beiden Implantationsgebiete sich überlappen (aufgrund der Fotolithographie-Toleranz).

F 12 Chip (2 Reihe, 6 Spalten)

Nin-Strukturen

FILES: 150nn
125nn
120nn
110nn
16nn
15nn



P 6 Chip (1 Reihe)

nin Struktur

FILES: 150nn
125nn
120nn
110nn
16nn
15nn

U 18 Chip (6 Reihen, 3 Spalten)

nip Struktur

FILES: np150
np125
np120
np110
np16
np15

W 18 Chip (6 Reihen, 3 Spalten)

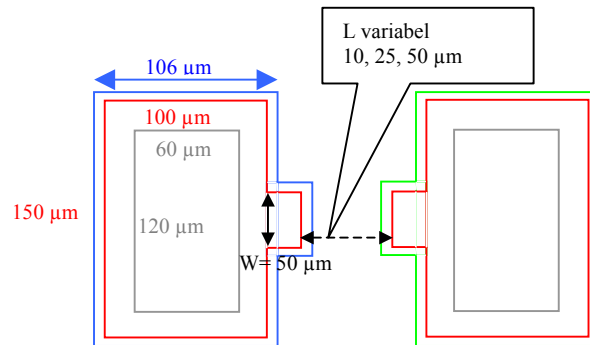
pip Struktur

FILES: l50pp
l25pp
l20pp
l10pp
l6pp
l5pp

„Finger“-Teststrukturen

Diese Teststrukturen ermöglichen auch das Messen von pin Strukturen, bei denen die Weite und/oder die Länge variiert wird (mehr Variationsmöglichkeiten). Aufgrund der anderen Anordnung der Elektroden lassen sich parasitäre Effekte besser ermitteln und ausschliessen.

- Q 15 Chip (3 Reihen, 5 Spalten)
 ohne Guard-Ring
 FILES: w50150
 w50125
 w50110



- R 20 Chip (4 Reihen, 5 Spalten)
 ohne Guard-Ring
 FILES: w20120
 w20110
 w2016
 w2015

- S 15 Chip (3 Reihen, 5 Spalten)
 ohne Guard-Ring
 FILES: w10110
 w1016
 w1015

- T 5 Chip (1 Reihe)
 ohne Guard Ring
 FILE: w616

- H 15 Chip (3 Reihen, 5 Spalten)
 p⁺-Guard-Ring
 FILES: w50150pg
 w50125pg
 w50110pg

- I 20 Chip (4 Reihen, 5 Spalten)
 p⁺-Guard-Ring
 FILES: w20120pg
 w20110pg, w2016pg, w2015pg

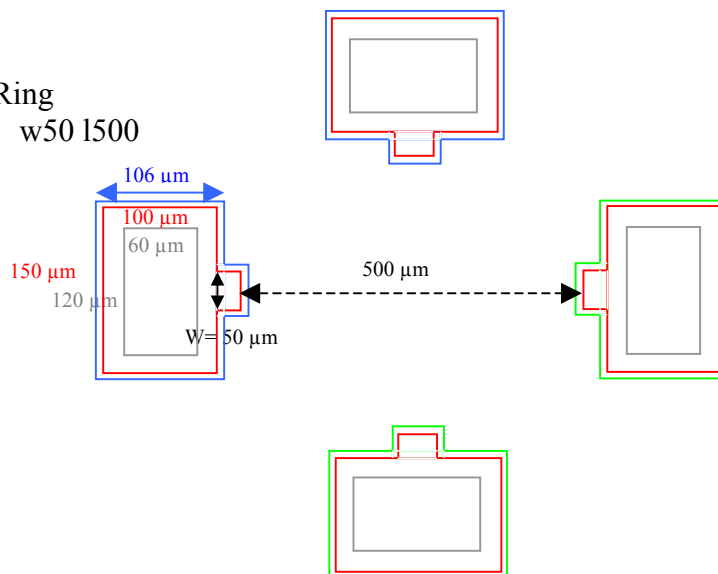
- J 15 Chip (3 Reihen, 5 Spalten)
 p⁺-Guard-Ring
 FILES: w10110pg, w1016pg, w1015pg

- K 5 Chip (1 Reihe)
p⁺-Guard-Ring
FILE: w616pg
- L 15 Chip (3 Reihen, 5 Spalten)
n⁺-Guard-Ring
FILES:ngw50150
ngw50125
ngw50110
- M 20 Chip (4 Reihen, 5 Spalten)
n⁺-Guard-Ring
FILES:ngw20120
ngw20110
ngw2016
w2015pg
- N 15 Chip (3 Reihen, 5 Spalten)
n⁺-Guard-Ring
FILES:ngw10110
ngw1016
ngw1015
- O 5 Chip (1 Reihe)
n⁺-Guard-Ring
FILE: ngw616

Photo-Strukturen

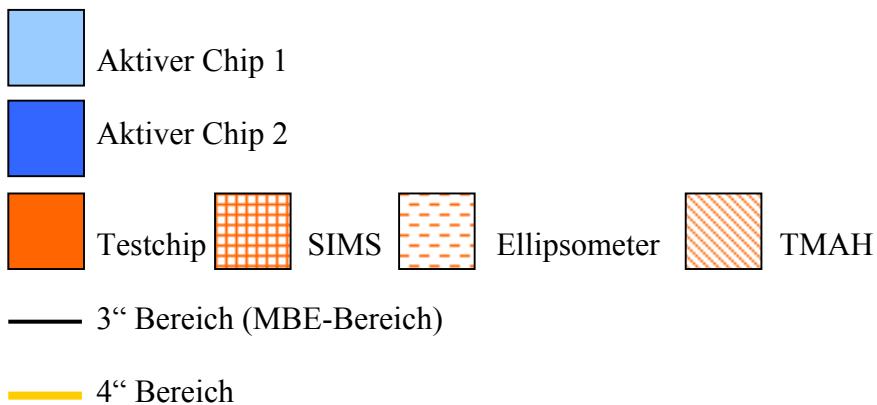
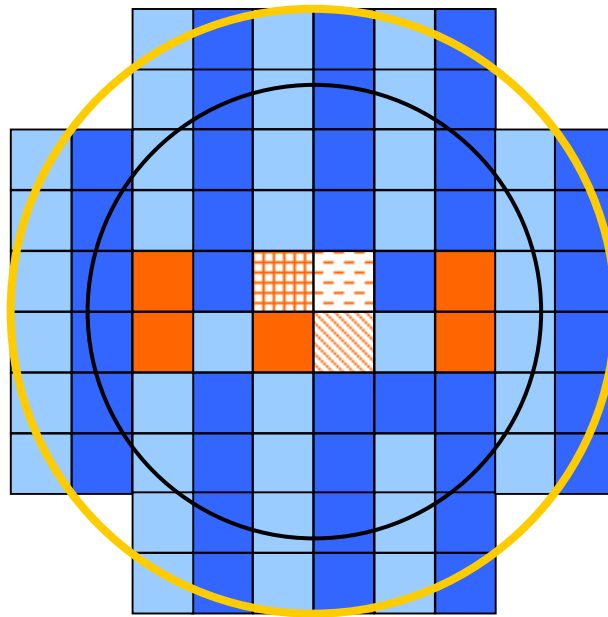
Aufgrund der Separierung der Ladungsträger und damit der langen Lebensdauer dieser, könnte es möglich sein, geringe Lichtintensitäten nachzuweisen. Um eine Glasfaser als Lichteinkoppler benutzen zu können, wurden die Elektroden in einem Abstand von 500 μm platziert. Auch hier gibt es die Möglichkeit pin, nin und pip Strukturen zu messen.

- G 6 Chip
ohne Guard-Ring
FILE: w50 1500



B Dokumentation des Maskensatzes „nipitransistor“

B.1 Gesamtlayout mit Abmessungen



Abmessungen der Chips: 10 mm x 10 mm

24 aktive Chips vollständig im 3" Bereich
8 Testchips

B.2 Masken – Ebenen

Ebene Nr.	Name	Schraffiert =	Lack	Hell/Dunkel
1	mesa	weg	Positivlack	Hell/clear
2	pimplant	weg	Positivlack	Hell/clear
3	p+implant	weg	Positivlack	Hell/clear
4	poly	bleibt	Positivlack	Dunkel/dark
5	n+implant	weg	Positivlack	Hell/clear
6	Contact1	weg	Negativlack	Dunkel/dark
7	Contact2	weg	Positivlack	Hell/clear
8	metal	bleibt	Positivlack	Dunkel/dark

B.3 Allgemeine Informationen zum Maskensatz

Kontaktierung

Ebene 6	contact1 (für n+ Kontakte konzipiert)
Ebene 7	contact2 (für p+ Kontakte konzipiert)
Ebene 8	metal

Bei dem Maskendesign sind zwei getrennte Metallisierungsebenen für n+ und p+ Kontakte vorgesehen. Die Metallisierungsschritte sehen dann wie folgt aus:

- Kontaktloch (Ebene 6) öffnen
- Ti/TiN Sputtern und Lift-off
- Kontaktloch (Ebene 7) öffnen
- Alu ganzflächig sputtern
- Metallebene (Ebene 8) öffnen
- PNA ätzen

Dabei ist der Ti-Prozess als Lift-off Prozess vorgesehen. Möchte man Ti durch einen RCA2-Schritt entfernen, dann muss man die Ebene 6 zweimal verwenden, was zu Fehljustierung führen wird. Beim zweiten Belichten muss dann Positivlack verwendet werden. Man kann aber auch nur eine Metallisierung für n+ und p+ Kontakte verwenden. Dazu muss man beide Kontaktlochebenen (Ebene 6 und Ebene 7) in einem Schritt hintereinander belichten und dann öffnen.

Prozess

Name: Nipitrans

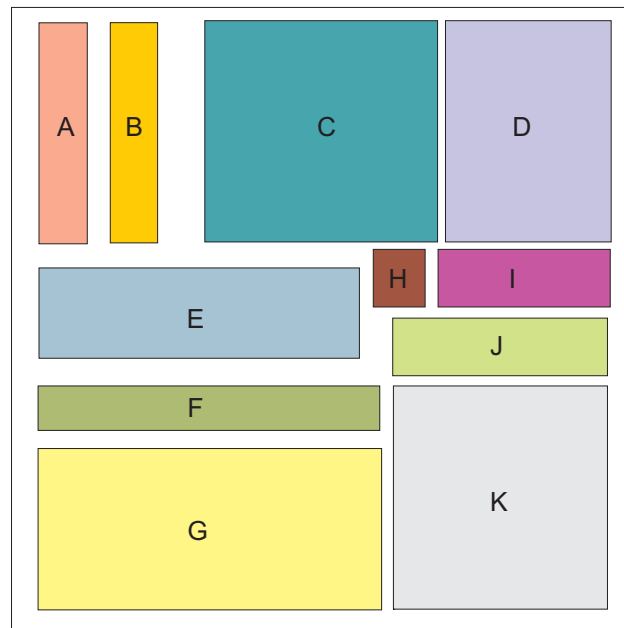
Designrule:

3 µm (bei manchen Strukturen ist aber eine Justierung auf 1 µm genau von Vorteil)

Besonderheit:

Alle Strukturen sind senkrecht oder parallel zum Flat ausgerichtet. Dies ist für die anisotrope nasschemische Ätzung (mit KOH oder TMAH) erforderlich. Es konnten nicht alle konvexen Ecken vermieden werden, an denen die Ätzung unkontrolliert verläuft, sie wurden aber wenn möglich auf ein Minimum beschränkt.

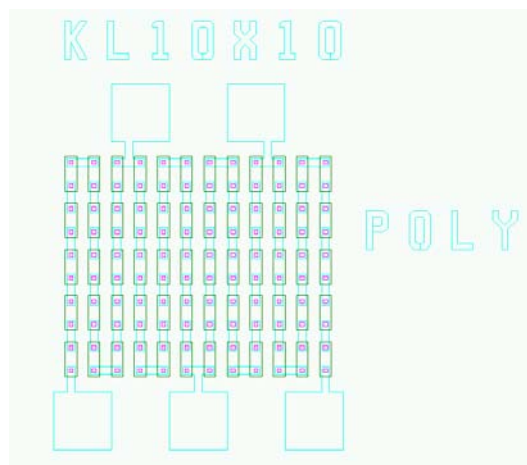
B.4 Layout des Testchips



A	Kontaktlochketten	(Zellenname: Klkette...)
B	Teststrukturen für Kanalwiderstände	(kanalwiderstand1...7)
C	Überlagerte Dektakstreifen für REM	(REMnipi)
D	Dektakstreifen	(dektakstreifen)
E	Schichtwiderstände der Implantation	(schichtwiderstände)
F	Lackkontrollstrukturen	(justierkreuze)
G	Justierkreuze	(justierkreuze)
H	Logo	(pferd)
I	Kapazitäten	(testkapazitaeten)
J	Viereckteststrukturen der Driftzone	(vierecktesta)
K	Kelvinstrukturen	(kelvinstrukturen)

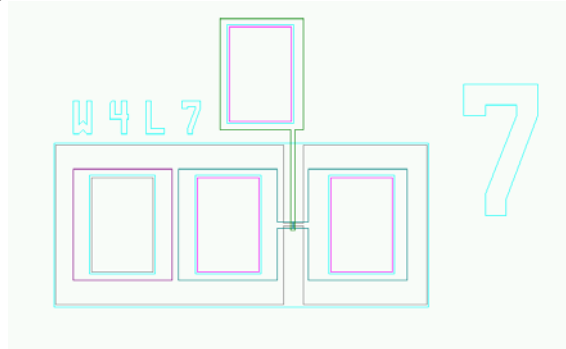
A Kontaktlochketten

Die Kontaktlochketten sind für die Bestimmung des Kontaktwiderstandes zwischen n+, p+, poly und dem entsprechenden Metall.



B Teststrukturen für Kanalwiderstände

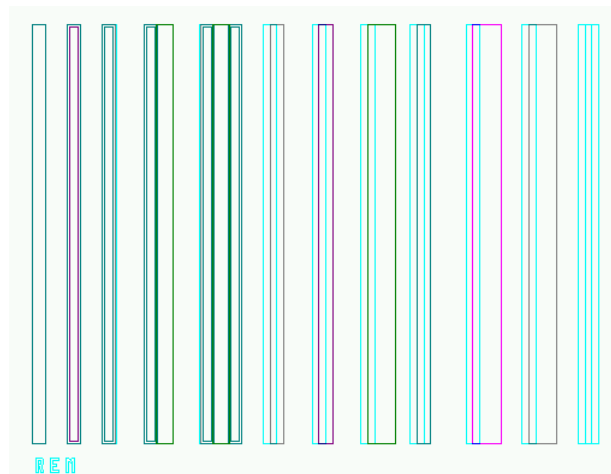
Mit den Teststrukturen „Kanalwiderstände“ kann man den Beitrag des Kanalwiderstandes separat bestimmen. Es handelt sich hierbei um Lateraltransistoren ohne Driftzone mit einer Kanallänge zwischen 1 und 7 μm . Da Source und Drain hier selbstjustierend implantiert sind, kann es auch zu keiner Fehljustierung und damit Kanallängenänderung kommen.



C Überlagerte Dektakstreifen für REM

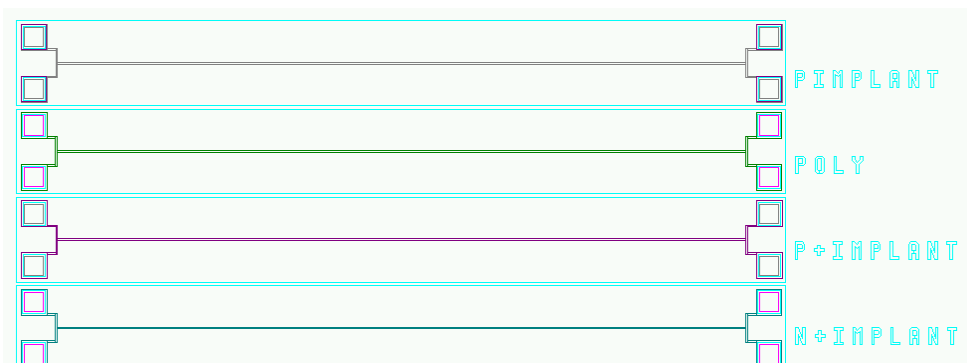
D Dektakstreifen

Die überlagerten Dektakstreifen sollen die Kontrolle des Schichtaufbaus durch REM oder TEM ermöglichen, wobei die Dektakstreifen nur zur Kontrolle der Ätztiefe gedacht sind.



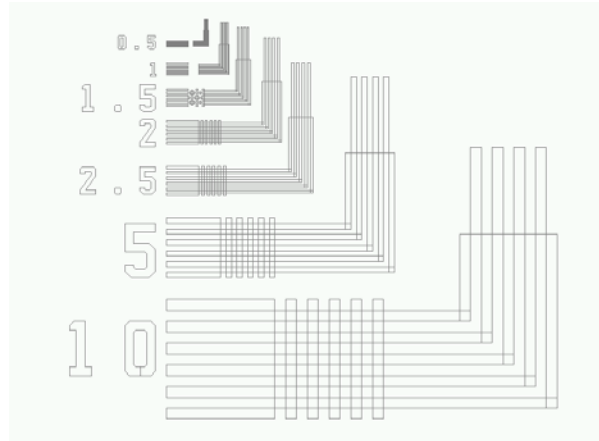
E Schichtwiderstände der Implantation

Über die Schichtwiderstände sollen die implantierten Dosen kontrolliert werden, d.h. es gibt n+, p+, p und poly.



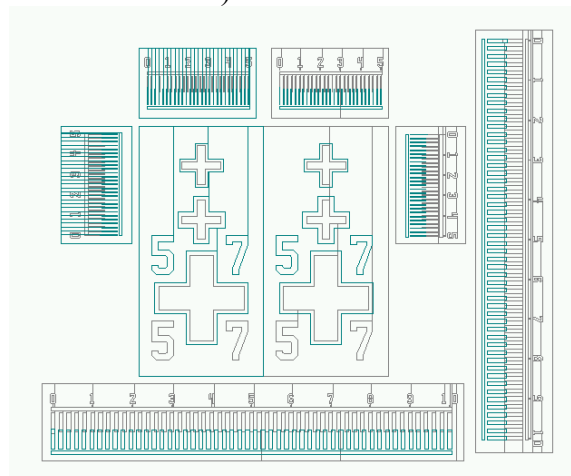
F Lackkontrollstrukturen

Mit den Lackkontrollstrukturen soll es möglich sein, den Fotolithografieschritt zu optimieren, denn man kann an den Kontrollstrukturen ablesen, ob zuviel oder zuwenig belichtet oder entwickelt wurde.



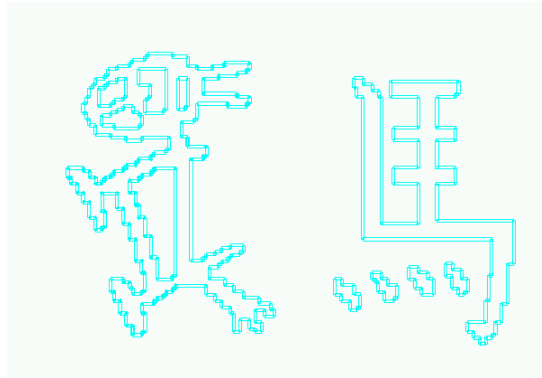
G Justierkreuze

Die Justierkreuze sind auf den Testchips jeweils 2 cm von der Mitte angeordnet, d.h. der Abstand zwischen den Justierkreuzen beträgt 4,5 cm. Die Justierkreuze erlauben die Justierung von jeder Ebene auf jede Ebene, unabhängig davon ob Hellfeld oder Dunkelfeldmaske. Zu jedem Justierkreuz gibt es einen großen Nonius für x- und y-Richtung (allerdings nur für Hellfeldmaske) und einen kleinen Nonius für x- und y-Richtung (Hell- und Dunkelfeldmaske).

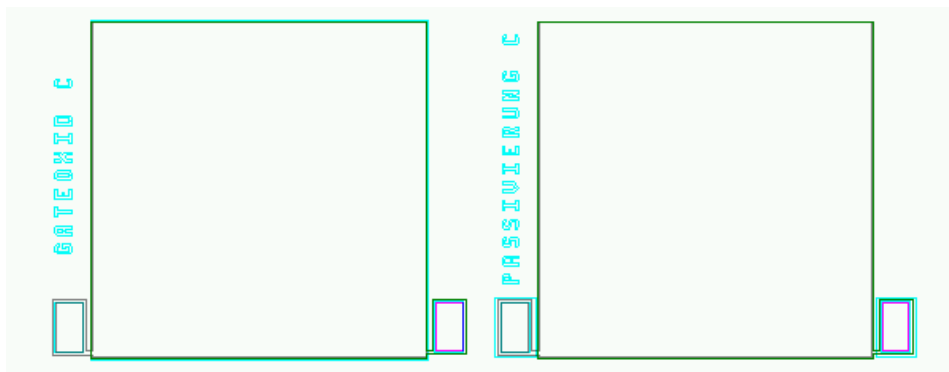


H Logo

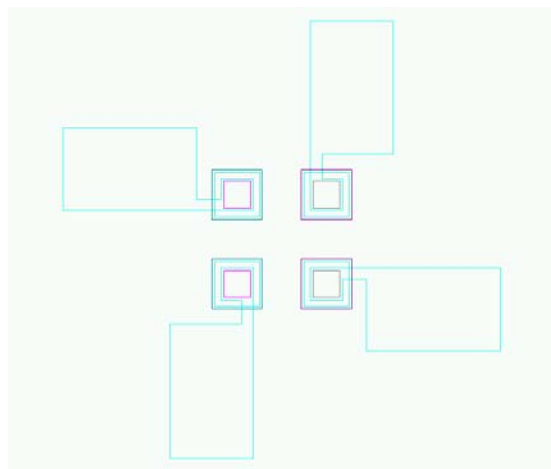
Kanji für Pferd

I Kapazitäten

Es gibt zwei Kapazitäten, eine zur Bestimmung der Kapazität des Gateoxides und eine zur Bestimmung der Kapazität des dicken Feldoxides.

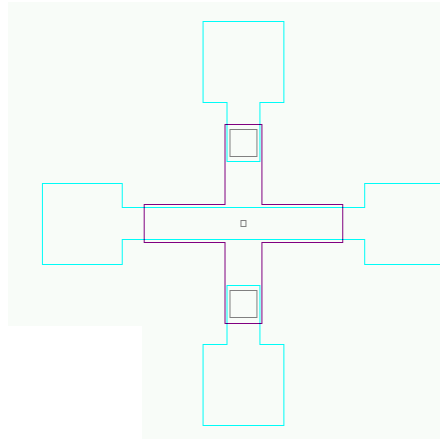
J Viereckteststrukturen der Driftzone

Über die Viereckteststrukturen soll die Driftzone analog zu den Teststrukturen des Maskendesigns „nipi2002“ separat charakterisiert werden können.

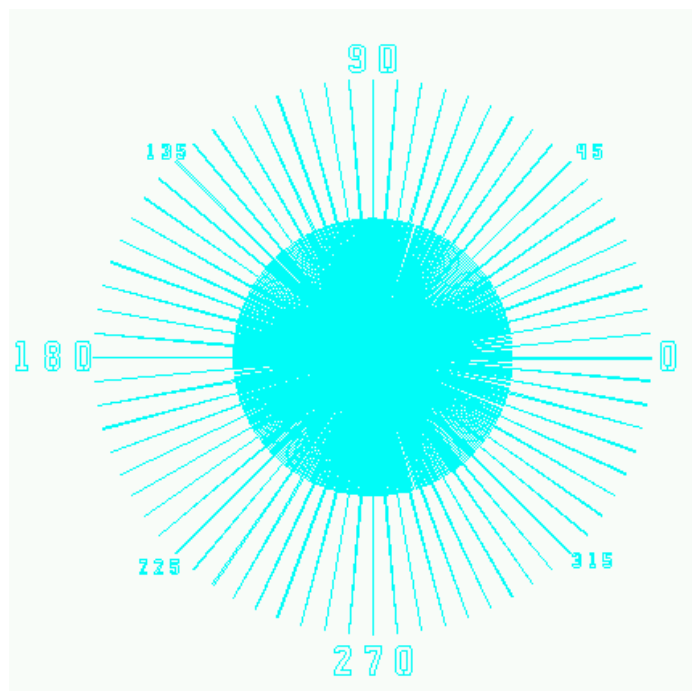


K Kelvinstrukturen

Über die Kelvinstrukturen sollen die Kontaktwiderstände bestimmt werden, d.h. es gibt sie für p+, n+ und poly Kontakte.



Teststruktur für kristallographisches Ätzen



B.5 Layout der aktiven Chips

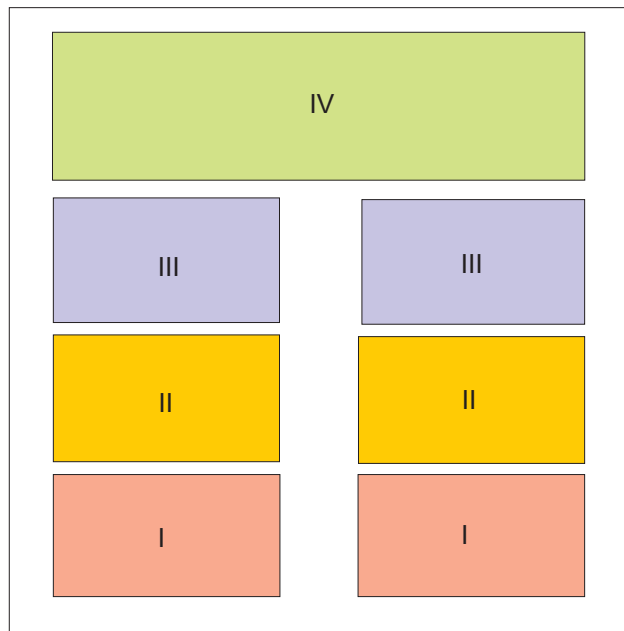
Es gibt zwei Typen an Transistorchips:

Aktiver Chip 1 (Transistorchip)

Aktiver Chip 2 (Transistor2chip)

Die Kanallänge ist bei optimaler Justage (d.h. Null Fehljustierung) genau 4 μm , wobei das selbstjustierende Sourcegebiet das Gate über 3 μm überlappt. Je nach Fehljustage in x-Richtung kann die Kanallänge 1 bis 7 μm betragen.

B.5.1 Aktiver Chip 1



- I Transistortyp 1
- II Transistortyp 2
- III Transistortyp 3
- IV Transistortyp 4

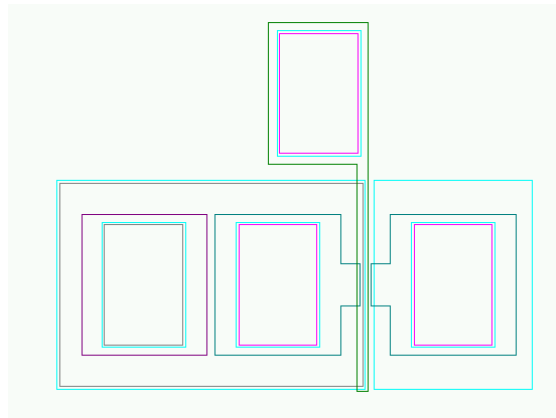
Für alle Transistoren gilt:

Typ A ist die Variante des Transistors, bei dem die p-Wanne bei einer Fehljustierung von kleiner $3\ \mu\text{m}$ die p-Gebiete der Driftzone nicht kontaktiert. Bei Typ B ist die p-Wanne an der Driftzonenseite um $1\ \mu\text{m}$ weiter nach innen gerückt, so dass auch bei tiefer geätzten Strukturen die p-Gebiete nicht kontaktiert werden. Bei Typ C ist die p-Wanne $5\ \mu\text{m}$ links und rechts vom Gate $3\ \mu\text{m}$ über die Mesakante hinausgezogen. Dadurch werden bei einer Fehljustierung kleiner $3\ \mu\text{m}$ alle p-Gebiete der Driftzone über das Bodygebiet angeschlossen. Das Bodygebiet kann im allgemeinen über einen p⁺Kontakt auf ein bestimmtes Potential gesetzt werden. Bei Typ E gibt es zusätzliche p⁺Gebiete, die $10\ \mu\text{m}$ links und rechts vom Gate $3\ \mu\text{m}$ über die Mesakante hinausragen. Damit sind bei einer Fehljustierung von kleiner $3\ \mu\text{m}$ alle p-Gebiete über p⁺Kontakte angeschlossen.

I Transistortyp 1

Bei Typ I geht das Gate über die gesamte Breite des geätzten Grabens, d.h. die Driftzonenseite kann maximal $250\ \mu\text{m}$ werden. Die p-Wanne ist $3\ \mu\text{m}$ nach innen versetzt, von der Mesakante entfernt. Das Gatepad liegt auf dem dicken Isolationsoxid.

Kontaktlochgröße	$144\ \mu\text{m} \times 94\ \mu\text{m}$
Metallpadgröße	$150\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$

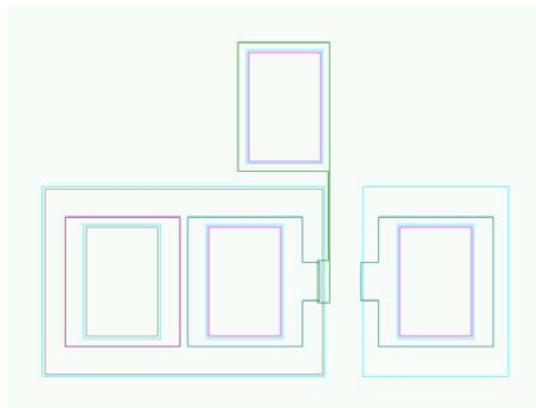


Transistortyp A, B, C, E

L →	10 μm	25 μm	50 μm
W ↓			
1 μm	A, B, C, E	A, B, C, E	A, B, C, E
10 μm	A, B, C, E	A, B, C, E	A, B, C, E
25 μm	A, B, C, E	A, B, C, E	A, B, C, E
50 μm	A, B, C, E	A, B, C, E	A, B, C, E

II Transistortyp 2

Bei Typ ASG geht das Gate nur über die Breite des implantierten Source- bzw. Draingebietes, wobei für die Justiertoleranz das Gate diese Breite um je 3 μm auf beiden Seiten überragt.

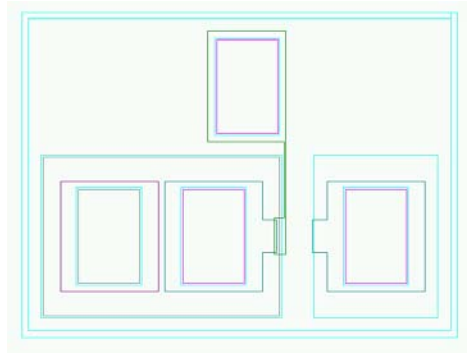


Transistortyp ASG, BSG, CSG, ESG

L →	10 μm	25 μm	50 μm
W ↓			
1 μm	ASG, BSG, CSG, ESG	ASG, BSG, CSG, ESG	ASG, BSG, CSG, ESG
10 μm	ASG, BSG, CSG, ESG	ASG, BSG, CSG, ESG	ASG, BSG, CSG, ESG
25 μm	ASG, BSG, CSG, ESG	ASG, BSG, CSG, ESG	ASG, BSG, CSG, ESG
50 μm	ASG, BSG, CSG, ESG	ASG, BSG, CSG, ESG	ASG, BSG, CSG, ESG

III Transistortyp 3

Bei Typ III handelt es sich jeweils um den entsprechenden Transistortyp ASG oder entsprechend mit einem die Transistorstruktur umgebenden Graben von 10 μm Breite und 20 μm von der Transistorzelle an allen Seiten entfernt. Der Abstand zur nächsten Transistorzelle mit Graben beträgt 40 μm . Durch den Graben soll die Transistorstruktur vom Rest des Wafers abgekoppelt werden. Dazu muss die „Mesa“ tiefer als die eigentliche Driftzone (d.h. dem MBE-Schichtstapel) geätzt werden.

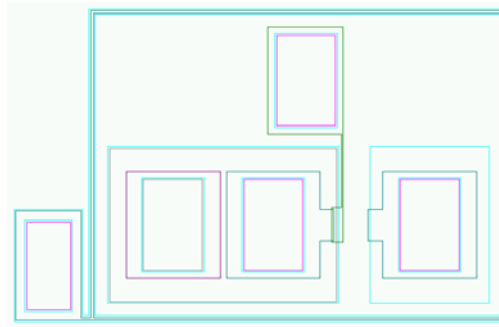


Transistortyp ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN

L →	10 μm	25 μm	50 μm
W ↓			
1 μm	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN
10 μm	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN
25 μm	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN
50 μm	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN	ASGGRABEN, BSGGRABEN, CSGGRABEN, ESGGRABEN

IV Transistortyp 4

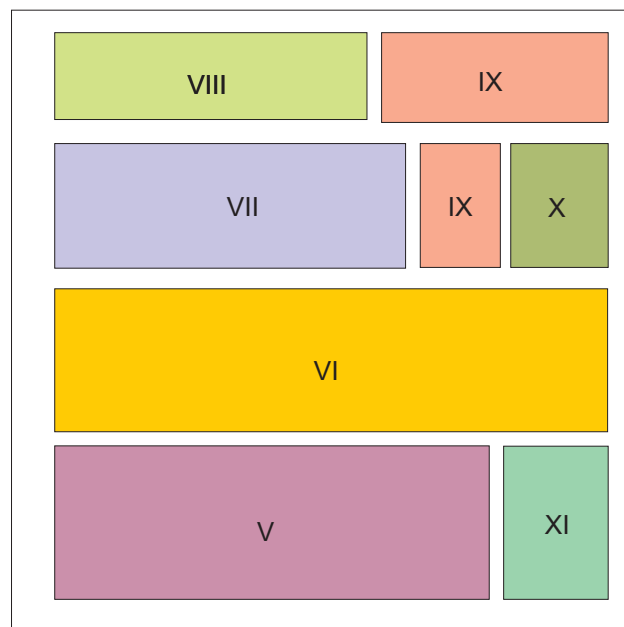
Transistortyp IV entspricht wieder dem entsprechenden Transistor III, diesmal jedoch mit einem Graben umgeben, in dessen Mitte (d.h. mit einem Justierabstand von 3 μm auf beiden Seite) ein 6 μm breiter n+ Implantationsstreifen liegt. Durch diesen erhofft man sich einen besseren Randabschluss bei höheren Drainspannungen. Das Kontaktloch für den Guardring beträgt 150 μm x 50 μm , das Metallpad ist entsprechend 6 μm weiter und höher.



Transistortyp ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD

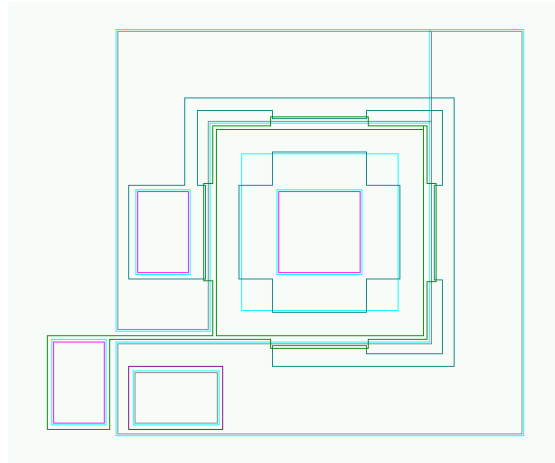
L →	10 μm	25 μm	50 μm
W ↓			
1 μm	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD
10 μm	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD
25 μm	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD
50 μm	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD	ASGGUARD, BSGGUARD, CSGGUARD, ESGGUARD

B.5.2 Aktiver Chip 2



V Transistortyp 5

Transistortyp V ist eine Struktur mit nach innen verlagertem Draingebiet. Das Gatepad wird an einer Stelle (links unten) über das dicke Oxid nach außen geführt. Die Gesamtweite des Kanals bzw. der Driftzone entspricht 4 mal der angegebenen Weite in der Tabelle, da von vier Seiten Source und Draingebiete zueinander geführt sind.

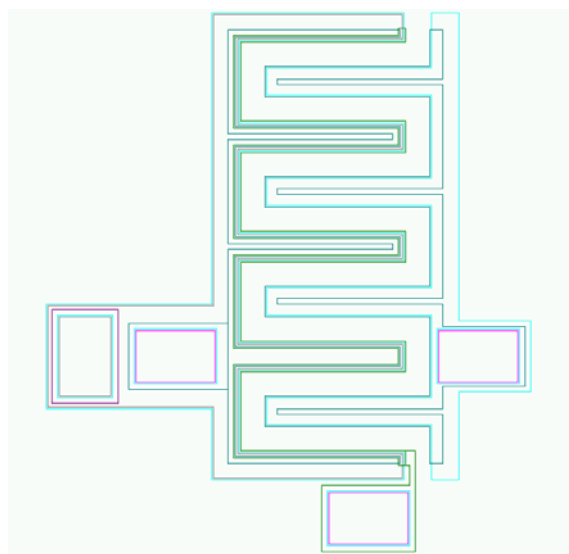


Transistortyp TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG

L →	10 μm	25 μm	50 μm
W ↓			
10 μm	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG
25 μm	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG
50 μm	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG
150 μm	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG	TYPIOASG, TYPIOCSG, TYPIOESG

VI Transistortyp 6

Transistortyp VI hat zur Optimierung der Weite eine kammförmige Struktur. Das Gate läuft über die gesamte Weite der inneren Kammstruktur.

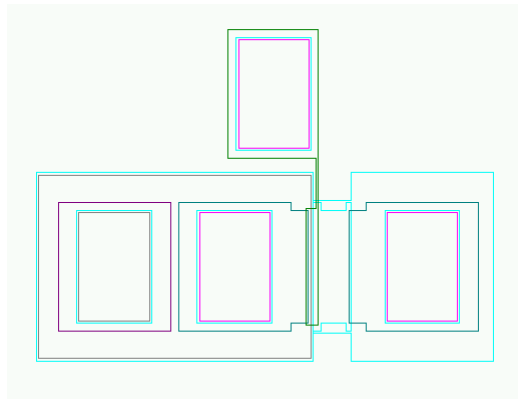


Transistortyp TYPKAMMA, TYPKAMMC, TYPKAMME

L →	10 μm	25 μm	50 μm
W ↓			
3 Finger	TYPKAMM3A TYPKAMM3C TYPKAMM3E	TYPKAMM3A TYPKAMM3C TYPKAMM3E	TYPKAMM3A TYPKAMM3C TYPKAMM3E
4 Finger	TYPKAMM4A TYPKAMM4C TYPKAMM4E	TYPKAMM4A TYPKAMM4C TYPKAMM4E	TYPKAMM4A TYPKAMM4C TYPKAMM4E
5 Finger	TYPKAMM5A TYPKAMM5C TYPKAMM5E	TYPKAMM5A TYPKAMM5C TYPKAMM5E	TYPKAMM5A TYPKAMM5C TYPKAMM5E

VII Transistortyp 7

Transistortyp VII hat neben dem Gate eine Grabenverbindung der beiden Mesaflächen, die so nah wie möglich an das Gategebiet herangelegt sind. Somit soll ein besserer lateraler Randabschluss ermöglicht werden und eventuelles „Fringing“ (Ausbreiten der Raumladungszone außerhalb der Driftzone) des elektrischen Feldes unterbunden bzw. herausgefiltert werden.

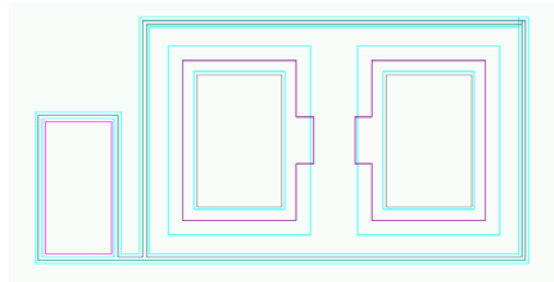


Transistortyp TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG

L →	10 μm	25 μm	50 μm
W ↓			
10 μm	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG
25 μm	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG
50 μm	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG
150 μm	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG	TYPNFASG, TYPNFCSG, TYPNFESG

VIII Fingerstrukturen

Die Teststrukturen VIII haben zur Verbesserung des Randabschlusses analog zu den Transistorstrukturen Gräben mit implantierten n+ Gebieten.

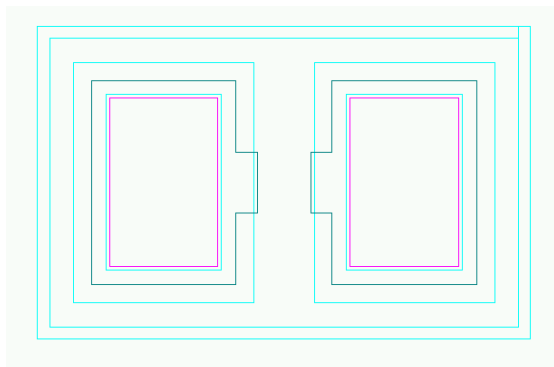


Teststrukturen FINGERNINGUARD, FINGERPIPGUARD, FINGERPINGUARD

L →	10 µm	25 µm	50 µm
W ↓			
10 µm	FINGERNINGUARD FINGERPINGUARD FINGERPIPGUARD	FINGERNINGUARD FINGERPINGUARD FINGERPIPGUARD	FINGERNINGUARD FINGERPINGUARD FINGERPIPGUARD
25 µm	FINGERNINGUARD FINGERPINGUARD FINGERPIPGUARD	FINGERNINGUARD FINGERPINGUARD FINGERPIPGUARD	FINGERNINGUARD FINGERPINGUARD FINGERPIPGUARD
50 µm	FINGERNINGUARD FINGERPINGUARD FINGERPIPGUARD	FINGERNINGUARD FINGERPINGUARD FINGERPIPGUARD	FINGERNINGUARD FINGERPINGUARD FINGERPIPGUARD

IX Fingerstrukturen

Die Teststrukturen IX sollen auch die Driftzone separat testen und analog zu den Transistorstrukturen sollen hier Gräben um die Teststrukturen herum den Randabschluß verbessern.

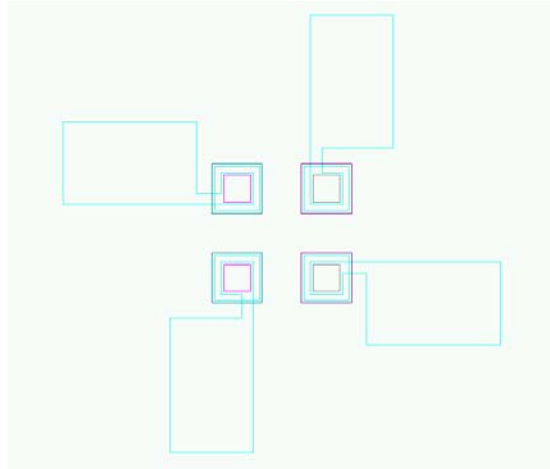


Teststrukturen FINGERNINGRABEN, FINGERPIPGRABEN, FINGERPINGRABEN

L →	10 µm	25 µm	50 µm
W ↓			
10 µm	FINGERNINGRABEN FINGERPINGRABEN FINGERPIPGRABEN	FINGERNINGRABEN FINGERPINGRABEN FINGERPIPGRABEN	FINGERNINGRABEN FINGERPINGRABEN FINGERPIPGRABEN
25 µm	FINGERNINGRABEN FINGERPINGRABEN FINGERPIPGRABEN	FINGERNINGRABEN FINGERPINGRABEN FINGERPIPGRABEN	FINGERNINGRABEN FINGERPINGRABEN FINGERPIPGRABEN
50 µm	FINGERNINGRABEN FINGERPINGRABEN FINGERPIPGRABEN	FINGERNINGRABEN FINGERPINGRABEN FINGERPIPGRABEN	FINGERNINGRABEN FINGERPINGRABEN FINGERPIPGRABEN

X Viereckstrukturen

Separates Testen der Driftzone analog Maskensatz „nipi2002“

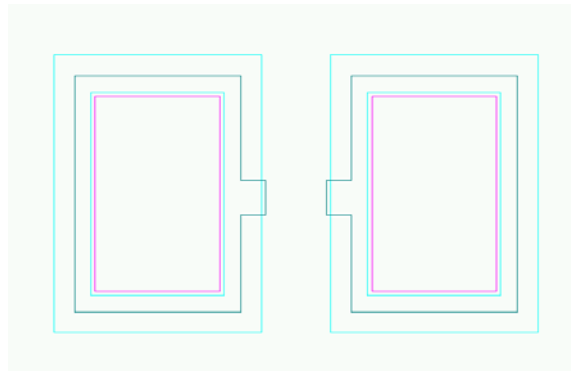


Teststrukturen VIERECKTESTA

L	10 μm	25 μm	50 μm
W	VIERECKTESTA		
10 μm			
25 μm			
50 μm			

XI Fingerstrukturen

Über die Teststrukturen XI kann man die Driftzone separat testen, wobei auch hier die „fringing“ Effekte auf ein Minimum reduziert werden sollen. Analoge Strukturen zu Maskensatz nipi2002.



Teststrukturen FINGERNIN, FINGERPIP, FINGERPIN

L →	10 μm	25 μm	50 μm
W ↓			
10 μm	FINGERNIN FINGERPIN FINGERPIP	FINGERNIN FINGERPIN FINGERPIP	FINGERNIN FINGERPIN FINGERPIP
25 μm	FINGERNIN FINGERPIN FINGERPIP	FINGERNIN FINGERPIN FINGERPIP	FINGERNIN FINGERPIN FINGERPIP
50 μm	FINGERNIN FINGERPIN FINGERPIP	FINGERNIN FINGERPIN FINGERPIP	FINGERNIN FINGERPIN FINGERPIP

C Design-of-Experiments Ergebnistabellen

DOE eines δp -n- δp -n Schichtstapels

Variation in der p-Delta-Dotierung von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bis $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

10% Variation in der Breite der n-Schicht (Dektak)

Variation der Delta Breite von 2,4 nm bis 3,6 nm (10 % Dektak + 2s/30s Reaktionszeitfehler (ungefähr 10%)=20 % Fehler)

Variation der Hintergrunddotierung von $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bis $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Vollfaktorielle Methode	Original-Wafer	Variante 1	Variante 2	Variante 3	Variante 4	Variante 5
p δ -Dotierung [cm^{-3}]	$2 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$
δ -Breite [μm]	0,003	0,0024	0,0024	0,0036	0,0036	0,0024
n-Breite [μm]	0,53	0,477	0,477	0,477	0,477	0,583
n-Dotierung [cm^{-3}]	$1 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$
$V_{BD}@1 \cdot 10^{-8} \text{ A}/\mu\text{m}$ [V]	229	224	53	190	32	199
$R_{on} @ 3 \text{ V}$ [Ohm]	0,34	1,1	1,3	0,8	0,13	0,58

Vollfaktorielle Methode	Variante 6	Variante 7	Variante 8	Variante 9	Variante 10	Variante 11
p δ -Dotierung [cm^{-3}]	$4 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$
δ -Breite [μm]	0,0024	0,0036	0,0036	0,0024	0,0024	0,0036
n-Breite [μm]	0,583	0,583	0,583	0,477	0,477	0,477
n-Dotierung [cm^{-3}]	$1 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$
$V_{BD}@1 \cdot 10^{-8} \text{ A}/\mu\text{m}$ [V]	65	228	37	23	26	24
$R_{on} @ 3 \text{ V}$ [Ohm]	0,58	0,64	0,45	0,0065	0,0091	0,0068

Vollfaktorielle Methode	Variante 12	Variante 13	Variante 14	Variante 15	Variante 16
p δ -Dotierung [cm^{-3}]	$4 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{18}$
δ -Breite [μm]	0,0036	0,0024	0,0024	0,0036	0,0036
n-Breite [μm]	0,477	0,583	0,583	0,583	0,583
n-Dotierung [cm^{-3}]	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$
$V_{BD}@1 \cdot 10^{-8} \text{ A}/\mu\text{m}$ [V]	27	23	25	23	26
$R_{on} @ 3 \text{ V}$ [Ohm]	0,011	0,0053	0,0067	0,0053	0,0076

DOE eines δp -n- δp -n Schichtstapels

5% Variation in der p-Delta-Dotierung

5% Variation in der Breite der n-Schicht

5% Variation der Delta Breite

5% Variation der Hintergrunddotierung

Vollfaktorielle Methode	Original-Wafer	Variante 1	Variante 2	Variante 3	Variante 4	Variante 5
p δ -Dotierung [cm ⁻³]	2·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸
δ -Breite [μ m]	0,003	0,00285	0,00285	0,00315	0,00315	0,00285
n-Breite [μ m]	0,53	0,5035	0,5035	0,5035	0,5035	0,5565
n-Dotierung [cm ⁻³]	1·10 ¹⁶	9,5·10 ¹⁵	9,5·10 ¹⁵	9,5·10 ¹⁵	9,5·10 ¹⁵	9,5·10 ¹⁵
V _{BD} @1·10 ⁻⁸ A/ μ m [V]	229	229	219	216	165	216
R _{on} @ 3 V [Ohm]	0,16	0,16	0,23	0,23	0,25	0,11

Vollfaktorielle Methode	Variante 6	Variante 7	Variante 8	Variante 9	Variante 10	Variante 11
p δ -Dotierung [cm ⁻³]	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸
δ -Breite [μ m]	0,00285	0,00315	0,00315	0,00285	0,00285	0,00315
n-Breite [μ m]	0,5565	0,5565	0,5565	0,5035	0,5035	0,5035
n-Dotierung [cm ⁻³]	9,5·10 ¹⁵	9,5·10 ¹⁵	9,5·10 ¹⁵	1,05·10 ¹⁶	1,05·10 ¹⁶	1,05·10 ¹⁶
V _{BD} @1·10 ⁻⁸ A/ μ m [V]	229	229	216	214	229	229
R _{on} @ 3 V [Ohm]	0,15	0,15	0,15	0,12	0,17	0,17

Vollfaktorielle Methode	Variante 12	Variante 13	Variante 14	Variante 15	Variante 16
p δ -Dotierung [cm ⁻³]	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸
δ -Breite [μ m]	0,00315	0,00285	0,00285	0,00315	0,00315
n-Breite [μ m]	0,5035	0,5565	0,5565	0,5565	0,5565
n-Dotierung [cm ⁻³]	1,05·10 ¹⁶	1,05·10 ¹⁶	1,05·10 ¹⁶	1,05·10 ¹⁶	1,05·10 ¹⁶
V _{BD} @1·10 ⁻⁸ A/ μ m [V]	212	177	213	213	229
R _{on} @ 3 V [Ohm]	0,18	0,007	0,1	0,1	0,12

DOE eines δ p-i- δ n-i Schichtstapels

5% Variation in der p-Delta-Dotierung

5% Variation in der n-Delta-Dotierung

5% Variation der Delta Breite

5% Variation der Breite der intrinsischen Zwischenschicht

Vollfaktorielle Methode	Original-Wafer	Variante 1	Variante 2	Variante 3	Variante 4	Variante 5
p δ -Dotierung [cm ⁻³]	2·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸
n δ -Dotierung [cm ⁻³]	2·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸
δ -Breite [μ m]	0,003	0,00285	0,00285	0,00285	0,00285	0,00315
i-Breite [cm ⁻³]	0,25	0,2375	0,2375	0,2375	0,2375	0,2375
V _{BD} @1·10 ⁻⁸ A/ μ m [V]	230	230	197	188	230	230
R _{on} @ 3 V [Ohm]	0,15	0,19	0,21	0,14	0,16	0,16

Vollfaktorielle Methode	Variante 6	Variante 7	Variante 8	Variante 9	Variante 10	Variante 11
p δ -Dotierung [cm ⁻³]	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸
δ -Breite [μ m]	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸
n-Breite [μ m]	0,00315	0,00315	0,00315	0,00285	0,00285	0,00285
n-Dotierung [cm ⁻³]	0,2375	0,2375	0,2375	0,2625	0,2625	0,2625
V _{BD} @1·10 ⁻⁸ A/ μ m [V]	189	181	230	230	203	195
R _{on} @ 3 V [Ohm]	0,18	0,12	0,14	0,16	0,18	0,12

Vollfaktorielle Methode	Variante 12	Variante 13	Variante 14	Variante 15	Variante 16
p δ -Dotierung [cm ⁻³]	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸
δ -Breite [μ m]	2,1·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	1,9·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸	2,1·10 ¹⁸
n-Breite [μ m]	0,00285	0,00315	0,00315	0,00315	0,00315
n-Dotierung [cm ⁻³]	0,2625	0,2625	0,2625	0,2625	0,2625
V _{BD} @1·10 ⁻⁸ A/ μ m [V]	230	230	188196	188	227
R _{on} @ 3 V [Ohm]	0,14	0,14	0,15	0,1	1,2

D Simulationsparameter (Medici 2002.2 Simulationen)

Für Sperrkennlinien verwendete Modelle und Einstellungen:

Da das Simulationsprogramm Medici in seinen Originaleinstellungen nicht die richtigen Werte für die Bandlücke und Zustandsdichten verwendet, müssen die Werte vor jeder Simulation erstmal eingestellt werden. Deshalb wird folgendes eingestellt:

Temperatur	300 K
Bandlücke	1,1242
N_C (300 K)	$2,86 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
N_V (300 K)	$3,1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

	Modell in Medici	
Beweglichkeit	ccsmob	Modell für Beweglichkeit durch Streuung am Gitter, Dotierstoffatomen und Ladungsträgern
	fldmob	Modell für Beweglichkeit bei hohen elektrischen Feldern, das auch die Sättigungsgeschwindigkeit mit einbezieht.
	ej.mobil	Modell für Beweglichkeit bei deutlich ausgeprägtem, zum Stromfluss senkrechtem elektrischen Feld
Rekombination	consrh	Modell für Shockley-Read-Hall Rekombination in Abhängigkeit der Dotierung
	auger	Modell für Auger Rekombination
Bandgap Narrowing	bgn	Modell für Bandgap Narrowing
Stoßionisation	impact	Modell für Generation durch Stoßionisation

Folgende Parameter werden weiterhin noch eingestellt:

Lebensdauer Elektronen 70 s

Lebensdauer Löcher 14 s

Damit ist die Rekombination quasi ausgeschaltet.

Für die Durchlasskennlinien wurden die gleichen Modelle verwendet, nur die Werte für die Ladungsträgerlebensdauer wurden angepasst.

Lebensdauer Elektronen 100 μs

Lebensdauer Löcher 20 μs

Literaturverzeichnis

- [Amberetu et al. 2002] M. A. Amberetu, C. Andre and T. Salama, *150 V Class Superjunction Power LDMOS Transistor Switch on SOI*, ISPSD, Santa Fe, USA, 2002
- [Appels et al. 1979] J. A. Appels and H. M. J. Vaes, *High Voltage Thin Layer Devices (Resurf Devices)*, IEDM Tech. Dig., 1979
- [Baliga 1992] B. J. Baliga, *Modern Power Devices*, Krieger, 1992
- [Baliga 2001] B. J. Baliga, *The Future of Power Semiconductor Device Technology*, Proceedings IEEE, **89**, Special Issue: Power Electronics Technology, 822-832, 2001
- [Coe 1988] D. J. Coe, *High Voltage Semiconductor Device*, 1988
- [Copel et al. 1989] M. Copel, M. C. Reuter, E. Kaxiras and R. M. Tromp, *Surfactants in Epitaxial Growth*, Phys. Rev. Lett., **63**, 6, 632-635, 1989
- [Daniel et al. 2002a] B. J. Daniel, C. D. Parikh and M. B. Patil, *Modeling of the CoolMOS Transistor-Part I: Device Physics*, IEEE Trans. Elec. Dev., **49**, 5, 916-922, 2002a
- [Daniel et al. 2002b] B. J. Daniel, C. D. Parikh and M. B. Patil, *Modeling of the CoolMOS Transistor-Part II: DC Model and Parameter Extraction*, IEEE Trans. Elec. Dev., **49**, 5, 923-929, 2002b
- [Deboy et al. 2002] G. Deboy, J. Hancock, M. Pürschel, U. Wahl and A. Willmeroth, *Compensation Devices Solve Failure Mode of the Phase Shift ZVS Bridge During Light-Load Operation*, APEC, 2002
- [Deboy et al. 1998] G. Deboy, M. März, J.-P. Stengl, H. Strack, J. Tihanyi and H. Weber, *A New Generation of High Voltage MOSFETs Breaks the Limit Line of Silicon*, IEDM, 1998
- [Eisele 1996] I. Eisele. *Solid Phase Epitaxy for Delta-Doping in Silicon*, Cambridge University Press, 137-160, 1996
- [Eisele 2002] I. Eisele, *Grundlagen der Silizium-Halbleitertechnologie*, 2002
- [Fehlauer 1997] G. Fehlauer, *Gitterangepasstes ternäres Silizid für die Silizium-Technologie*, 1997
- [Fink 2001] C. Fink, *Vertikale Leistungs-MOSFETs mit Delta-Dotierung*, 2001
- [Fresart 1988] E. d. Fresart, Appl. Phys. Lett., **53**, 48, 1988
- [Friess et al. 1992] E. Friess, J. Nützel and G. Abstreiter, *Phosphorous Doping in Low Temperature Silicon Molecular Beam Epitaxy*, Appl. Phys. Lett., **60**, 18, 2237-2240, 1992

- [Frost & Sullivan 2000] I. Frost & Sullivan, *North American Power Semiconductor Markets*, 2000
- [Fujihira 1997] T. Fujihira, *Theory of Semiconductor Superjunction Devices*, Jpn. J. Appl. Phys., **36**, 6254-6262, 1997
- [Fujihira et al. 1998] T. Fujihira and Y. Miyasaka, *Simulated Superior Performances of Semiconductor Superjunction Devices*, International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), 1998
- [Fulop 1967] W. Fulop, *Calculation of Avalanche Breakdown of Diffused Silicon p-n-Junctions*, Solid State Electronics, **10**, 39-43, 1967
- [Gan et al. 2001] K. P. Gan, Y. C. Liang, G. S. Samudra, S. M. Xu and Y. Liu, *Poly Flanked VDMOS (PFVDMOS): a Superior Technology for Superjunction Devices*, PESC, 2001
- [Glenn et al. 2000] J. Glenn and J. Siekkinen, *A Novel Vertical Deep Trench Resurf DMOS (VTR-DMOS)*, ISPSD, Toulouse, France, 2000
- [Gray] D. E. Gray, *American Institute of Physics Handbook*, McGraw-Hill Book,
- [Großmann 1991] S. Großmann, *Mathematischer Einführungskurs für die Physik*, B.G. Teubner, Stuttgart, 1991
- [Heuberger 1989] A. H. Heuberger, *Mikromechanik*, Springer Verlag, 1989
- [Hobart et al. 1996] K. D. Hobart, F. J. Kub, G. G. Jernigan and P. E. Thompson, *Surface Segregation of Arsenic and Phosphorus from Buried Layers during Si Molecular Beam Epitaxy*, J. Vac. Sci. Technol. B, **14**, 3, 2229-2232, 1996
- [Hu 1979a] C. Hu, *Optimum Doping Profile for Minimum Ohmic Resistance and High-Breakdown Voltage*, IEEE Trans. Elec. Dev., **ED 26**, 3, 243-244, 1979a
- [Hu 1979b] C. Hu, *A Parametric Study of Power MOSFETs*, IEEE Power Electronics Specialists Conference, 1979b
- [Huang et al. 2000] S. Huang, G. A. J. Amaratunga and F. Udrea, *Analysis of SEB and SEGR in Super-Junction MOSFETs*, IEEE Trans. Nucl. Sci., **47**, 6 (3), 2640-2647, 2000
- [Huang et al. 1991] Y. S. Huang and B. J. Baliga, *Extension of RESURF Principle to Dielectrically Isolated Power Devices*, ISPSD, 1991
- [Infineon 2002] Infineon, *CoolMOS Selection Guide*, 2002
- [Jorke et al. 1989] H. Jorke, H. J. Herzog and H. Kibbel, Phys. Rev. B, **40**, 2005, 1989

- [Kasakion 1984] Kasakion, *An Analysis an Experimental Verification of Parasitic Oscillation in Parallel Power MOSFETs*, IEEE Trans. Elec. Dev., **31**, 959-963, 1984
- [Kern et al. 1970] W. Kern and D. Puotinen, RCA Review, 31, 187, 1970
- [Kittel 1993] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Verlag, München, 1993
- [Kobayashi et al. 2001] T. Kobayashi, H. Abe, Y. Niimura, T. Yamada, A. Kurosaki, T. Hosen and T. Fujihira, *High-Voltage Power MOSFETs Reached Almost to the Silicon Limit*, ISPSD, Osaka, Japan, 2001
- [Lai et al. 1999] J.-S. Lai, B. M. Song, R. Zhou, A. R. Hefner, Jr., D. W. Berning and C.-C. Shen, *Characteristics and Utilization of a New Class of Low On-Resistance MOS-Gated PowerDevice*, Industry Applications Conference, 1999
- [Letavic 1997] T. Letavic, *High-Performance 600 V Smart Power Technology on Thin SOI*, ISPSD, 1997
- [Liang et al. 2001] Y. C. Liang, K. P. Gan and G. S. Samudra, *Oxide Bypassed VDMOS (OBVDMOS): An Alternative to Superjunction High Voltage MOS Power Devices*, IEEE Elec. Dev. Lett., **22**, 8, 407-410, 2001
- [Lorenz et al. 1999] L. Lorenz, G. Deboy, A. Knapp and M. März, *COOLMOS - a New Milestone in High Voltage Power MOS*, International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), 1999
- [Lorenz et al. 2000] L. Lorenz, I. Zverev, A. Mittal and J. Hancock, *CoolMOS-a New Approach Towards System Miniaturization and Energy Saving*, IAS, 2000
- [Ludikhuize 2000] A. W. Ludikhuize, *A Review of RESURF Technology*, ISPSD, 2000
- [Minato et al. 2000] T. Minato, T. Nitta, A. Uenisi, M. Yano, M. Harada and S. Hine, *Which is Cooler, Trench or Multi-Epitaxy ?*, ISPSD, Toulouse, France, 2000
- [Nakagawa 1990] A. Nakagawa, *New 500 V Output Devices for Thin SOI*, ISPSD, 1990
- [Ng et al. 2000] R. Ng, F. Udrea and G. A. J. Amaratunga, *An Analytical Model for the 3D ReSurF Effect*, Solid State Electronics, **44**, 1753-1764, 2000
- [Ni et al. 1989] W. X. Ni, J. Knall, M. A. Hasan, G. V. Hansson, J. E. Sundgren, S. A. Barnett, L. C. Markert and J. E. Greene, *Kinetics of Dopant Incorporation Using a Low-Energy Antimony Ion Beam During Growth of Si(100) Films by Molecular Beam Epitaxy*, Phys. Rev. B, **40**, 15, 10449-10459, 1989
- [Nitta et al. 2000] T. Nitta, T. Minato, M. Yano, A. Uenisi, M. Harada and S. Hine, *Experimental Results and Simulation Analysis of 250 V Super Trench Power MOSFET (STM)*, ISPSD, Toulouse, France, 2000

- [Nuetzel et al. 1996] J. F. Nuetzel and G. Abstreiter, *Segregation and Diffusion on Semiconductor Surfaces*, Phys. Rev. B, **53**, 20, 13551-13558, 1996
- [Oehme et al. 2000] M. Oehme, M. Bauer, T. Grasby and E. Kasper, *A Novel Measurement Method of Segregating Adlayers in MBE*, Thin Solid Films, **369**, 138-142, 2000
- [Osten et al. 2000] H. J. Osten, G. Lippert, J. P. Liu and D. Krüger, *Influence of Carbon Incorporation on Dopant Surface Segregation in Molecular Beam Epitaxial Growth of Silicon*, Appl. Phys. Lett., **77**, 13, 2000-2002, 2000
- [Power Integrations 2005] I. Power Integrations, *Innovation in Power Conversion*, 2005
- [Rumennik et al. 2000] V. Rumennik, D. Disney and J. S. Ajit, *High-voltage transistor with multi-layer conduction region*, 2000
- [Rupp 1996] T. Rupp, *Silizium-Germanium-Heterostrukturbaulemente für die Nanoelektronik*, 1996
- [Saggio et al. 2000] M. Saggio, D. Fagone and S. Musumeci, *MDmesh: Innovative Technology for High Voltage Power MOSFETs*, ISPSD, Toulouse, France, 2000
- [Schlögl et al. 1999] A. E. Schlögl, G. Deboy, H. W. Lorenzen, U. Linnert, H.-J. Schulze and J.-P. Stengl, *Properties of COOLMOS between 420 K and 80 K - The Ideal Device for Cryogenic Applications*, International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), 1999
- [Schmitt et al. 2002] M. Schmitt, H.-J. Schulze, A. Schlogl, M. Vosseburger, A. Willmeroth, G. Deboy and G. Wachutka, *A Comparison of Electron, Proton and Helium Ion Irradiation for the Optimization of the CoolMOS Body Diode*, ISPSD, Santa Fe, USA, 2002
- [Schröder 1996] D. Schröder, *Elektrische Antriebe 3: Leistungselektronische Bauelemente*, Springer Verlag, 1996
- [Schulze 2000] J. Schulze, *Bor-Oberflächenphasen in vertikalen Si- und SiGe-Schichtstrukturen*, 2000
- [Spulber et al. 1999] O. Spulber, M. M. De Souza, E. M. S. Narayanan and S. Krishnan, *Analysis of a Cool-MOSFET*, Semiconductor Conference, 1999
- [Stengl et al. 1992] J.-P. Stengl and J. Tihanyi, *Leistungs-MOSFET-Praxis*, Pflaum Verlag KG, München, 1992
- [Stephens 2000] I. Stephens, *Power Electronics*, 2000
- [Streetman 1990] B. G. Streetman, *Solid State Electronic Devices*, 1990
- [Strollo et al. 2001] A. G. M. Strollo and E. Napoli, *Optimal On-Resistance Versus Breakdown Voltage Tradeoff in Superjunction Power Devices: A Novel Analytical Model*, IEEE Trans. Elec. Dev., **48**, 9, 2161-2167, 2001

- [Sze 1981] M. S. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, J. Wiley & Sons, 1981
- [Sze 1985] M. S. Sze, *Semiconductor Devices : Physics and Technology*, J. Wiley & Sons, 1985
- [Sze et al. 1966] M. S. Sze and G. Gibbons, *Avalanche Breakdown Voltages of Abrupt and Linearly Graded p-n Junctions in Ge, Si, GaAs and GaP*, Appl. Phys. Lett., **8**, 111, 1966
- [Tabata] O. Tabata, *Anisotropic Etching of Si in TMAH Solutions*,
- [Tesner et al. 1964] S. Tesner and R. Giquel, *Gridistor - A New Field Effect Device*, Proceedings IEEE, **52**, 1502-1513, 1964
- [Udrea et al. 1998a] F. Udrea, A. Popescu and W. I. Milne, *3D Resurf Double-Gate MOSFET: A Revolutionary Power Device Concept*, Electronics Letters, **34**, 8, 808-809, 1998a
- [Udrea et al. 1998b] F. Udrea, A. Popescu and W. I. Milne, *The 3D RESURF Junction*, Semiconductor Conference, 1998b
- [Udrea et al. 2001] F. Udrea, T. Trajkovic, J. Thompson, L. Coulbeck, P. R. Waind, G. A. J. Amaratunga and P. Taylor, *Ultra-High Voltage Device Termination using the 3D ReSurF (Super-Junction) Concept-Experimental Demonstration at 6.5 kV*, 2001
- [Xie et al. 1996] M. H. Xie, J. Zhang, A. Lees, J. M. Fernandez and B. A. Joyce, *Surface Segregation During Molecular Beam Epitaxy: the Site Blocking Effects of Surfactant Atoms*, Surf. Sci., **367**, 231-237, 1996
- [Zeindl et al. 1987] H. P. Zeindl, T. Wegehaupt, I. Eisele, H. Oppolzer, H. Reisinger, G. Tempel and F. Koch, *Growth and Characterization of a Delta-Function Doping Layer in Si*, Appl. Phys. Lett., **50**, 17, 1164-1166, 1987
- [Zhang et al. 2000] B. Zhang, Z. Xu and A. Q. Huang, *Analysis of the Forward Biased Safe Operating Area of the Super Junction MOSFET*, ISPSD, Toulouse, France, 2000







Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
Al	Aluminium
Al ₂ O ₃	Aluminiumdioxid
Al-Si	Aluminium mit 1% Silizium
B	Bor
BF ₂	Borflorid
BHF	Buffered HF
CH ₃ COOH	Essigsäure
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CVD	Chemical Vapor Deposition
DMOS	Double Diffused Metal Oxide Semiconductor
EDP	Ethylendiamin-Pyrocatechol
ERD	Elastic Recoil Detection
FWHM	Full Width Half Maximum
Ge	Germanium
GOX	Gateoxid
H ₂ O	Wasser
H ₂ O ₂	Wasserstoffperoxid
H ₃ PO ₄	Phosphorsäure
HF	Flusssäure
HNO ₃	Salpetersäure
IC	Integrated Circuit
ICP	Inductive Coupled Plasma
JFET	Junction Field Effect Transistor
KOH	Kaliumhydroxid
LiOH	Lithiumhydroxid
LPCVD	Low Pressure Chemical Vapor Deposition
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MOCVD	Metal Organic Chemical Vapor Deposition
MOSFET	Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor
NaOH	Natriumhydroxid
P	Phosphor
PDBFET	Planar Doped Barrier Field Effect Transistor
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
PNA	Phosphorous-, Nitric-, Acetic Acid
PWM	Pulse Width Modulation
RCA	Radio Corporation of America
REM	Rasterelektronenmikroskopie
ReSurF	Reduced Surface Field
RF	Radio Frequency
RLZ	Raumladungszone
RTP	Rapid Thermal Processing
Si	Silizium
SIMS	Secondary Ion Mass Spectrometry
SiO ₂	Siliziumdioxid
SOA	Safe Operating Area
SOI	Silicon on Insulator
TMAH	Tetramethyl Ammoniumhydroxid
UHV	Ultrahochvakuum
VDMOS	Vertical Double Diffused Metal Oxide Semiconductor

Verwendete Formelzeichen und Konventionen

Konventionen:

Belegung der Farben (Ausnahme : Kapitel 8)

	rot	p-Dotierung
	blau	n-Dotierung
	grün	n-dotiertes Polysilizium
	gelb	Oxid
	orange	Nitrid
	grau	Metall

Formelzeichen:

Kapitel 2

R_{on}	Einschaltwiderstand
V_{BD}	Durchbruchspannung
I_D	Drainstrom
V_D	Drainspannung
V_G	Gatespannung
V_{Th}	Einsatzspannung
V_{DS}	Betriebsspannung
$R_{KONTAKT}$	Kontaktwiderstand von Metall zu Silizium
R_{SOURCE}	Widerstand des Sourcegebietes
R_{KANAL}	Widerstand des Wannengebietes
R_{JFET}	JFET Widerstand
$R_{DRIFTREGION}$	Widerstand der Driftregion
$R_{SUBSTRAT}$	Widerstand des Substrates
W_{eff}	Kanalweite
L_{eff}	Kanallänge
C_{ox}	Gateoxidkapazität
μ_e	Elektronenbeweglichkeit
ϵ_0	Vakuum-Dielektrizitätskonstante
ϵ_{Si}	Dielektrizitätskonstante von Silizium
N_{Kanal}	Dotierung im Kanalbereich
$N_{Driftregion}$	Dotierung der Driftregion
Φ_F	Fermipotential
q	Elementarladung
L_D	Länge der Driftregion
W	Weite
T_d	Tiefe
g_m	Leitwert
P	Leistung
T	Temperatur
α	Stoßionisationskoeffizient
E	Elektrisches Feld
W_L	Leitungsbandkante
W_V	Valenzbandkante
M	Multiplikationsfaktor
W_{RLZ}	Weite der Raumladungszone
Γ	Tunnelwahrscheinlichkeit

W_e	Energie des tunnelnden Teilchens
qV_0	Tunnel-Energiebarriere
β	Gamov-Faktor
m_n	Elektronenmasse
x_{Tunnel}	Tunnelweite
\hbar	Planck-Konstante
W_g	Bandlücke
$k_B (=k)$	Boltzmann-Konstante
j_{sperr}	Sperrstromdichte
ρ	Ladungsdichte
φ	Potential
A	Fläche
A_{Chip}	Chipfläche
d	Dicke der Driftzone
C_{in}	Eingangskapazität
C_{GS}	Gate-Source-Kapazität
C_{Miller}	Millerkapazität
R_{Last}	Lastwiderstand
C_{GD}	Gate-Drain-Kapazität
f_{in}	Eingangsfrequenz
R_{Gate}	Gatewiderstand
f_{max}	Maximal mögliche Betriebsfrequenz
V_{BE}	Basis-Emitter-Spannung
R_{Wanne}	Widerstand des Wannengebietes
C_{DB}	Kapazität zwischen Drain und Wannengebiet
Q_{rr}	Sperrverzögerungsladung

Kapitel 3 (wie in Kapitel 2, wenn im Folgenden nicht anders definiert)

E_{krit}	Kritische elektrische Feldstärke in Silizium
d_{epi}	Dicke der Epitaxieschicht
N_{epi}	Dotierung der Epitaxieschicht
d	Dicke einer n- oder p-Schicht
κ	Kompensationsgrad
ZVS	Zero Voltage Switching
b	Breite der Driftzone einem vertikalen Leistungs-MOSFET mit Feldplatte

Kapitel 4 (wie in Kapitel 2, wenn im Folgenden nicht anders definiert)

N_D	Donatorkonzentration
N_A	Akzeptorkonzentration
p	Löcherkonzentration
n	Elektronenkonzentration
V_{bi}	Diffusionsspannung oder auch Built-in Spannung
n_i	Intrinsische Ladungsträgerkonzentration
F	Dotierstofffluss
t	Zeit
$n_{\text{D/A}}$	Flächendotierung
$L_D (=L)$	Länge der Driftzone
D	Dicke einer Schicht des Kompensationsschichtstapels
α	Optimierungsparameter
V_{DS}	Drain(-Source)-Spannung
r	Widerstand

μ ($=\mu_e$) Elektronenbeweglichkeit

Kapitel 4 (S. 48 bis S. 49)

L Dicke der intrinsischen Schichte zwischen Delta-Dotierungen
d Breite der Delta-Dotierungen

weiter Kapitel 4

G_n Greensche Funktion
 ∂n Ableitung in Richtung der Normalen
a Halbe Dicke einer Kompensationsschicht
b Halbe Driftzonenlänge
v Ausdehnung der RLZ im hochdotierten Anschlussgebiet

Kapitel 5 (wie in Kapitel 2, wenn im Folgenden nicht anders definiert)

r_s Segregationsrate
 n_s Oberflächenkonzentration an Dotieratomen
 n_B Volumenkonzentration an Dotieratomen
r Normierte Segregationsrate
F Dotierstofffluss
R Wachstumsrate
 Δ Segregationslänge
W Aktivierungsenergie
 ρ_{Schicht} Spezifischer Widerstand
 d_{Schicht} Dicke einer Schicht für Bestimmung des spezifischen Widerstandes

Kapitel 5 (S. 71 bis S. 73)

F Teilchenfluss
D Diffusionskoeffizient
c Konzentration
 D_0 Materialkonstante für Diffusion
W Aktivierungsenergie
 L_D Diffusionslänge
 V_{FB} Flachbandverschiebung
 φ_F Fermipotential
 Q_D Feste Ladung in der Raumladungszone
 Q_I Implantierte Ladungen

Kapitel 6 (wie in Kapitel 2, wenn im Folgenden nicht anders definiert)

WL Leitungsbandkante
WF Ferminiveau
WV Valenzbandkante
d Halber Abstand zwischen Delta-Dotierungen
 $n_{\text{Fläche}}$ Flächendotierung
 N_{maxPeak} Peakdotierung der Gaußverteilung
 L_{char} Charakteristische Länge

Kapitel 7 (wie in Kapitel 2, wenn im Folgenden nicht anders definiert)

L Länge der Driftstrecke
W Weite der Driftstrecke

Wichtige Konstanten und Stoffdaten

Konstanten

Bezeichnung	Abkürzung	Wert	Einheit
	ϵ_0	$8,8542 \cdot 10^{-14}$	A·s/V·cm
Boltzmann-Konstante	k_B	$1,38066 \cdot 10^{-23}$	J/K
Thermische Spannung bei 300 K	$k_B T$	25,8	meV
Elementarladung	q	$1,6022 \cdot 10^{-19}$	A·s
Planck-Konstante	\hbar	$1,0546 \cdot 10^{-34}$	Js

Stoffdaten Silizium (bei 300 K)

Bandlücke	W_g	1,12	eV
Beweglichkeit für Elektronen	μ_e	1500	cm ² /Vs
Beweglichkeit für Löcher	μ_h	450	cm ² /Vs
Atome/cm ³		$5 \cdot 10^{22}$	cm ⁻³
Intrinsische Ladungsträgerkonzentration	n_i	$1,45 \cdot 10^{10}$	cm ⁻³
Dielektrizitätskonstante	ϵ_{Si}	11,9	
Zustandsdichte im Leitungsband	N_L	$2,8 \cdot 10^{19}$	cm ⁻³
Zustandsdichte im Valenzband	N_V	$1,04 \cdot 10^{19}$	cm ⁻³
Gitterkonstante		5,43095	Å
Wärmeleitfähigkeit		1,5	W/cm ² ·°C
Dichte		2,328	g/cm ³
Kritische Feldstärke	E_{krit}	$2,5 \cdot 10^5$	V/cm

Stoffdaten Siliziumdioxid (bei 300 K)

Dichte		2,2	g/cm ³
Dielektrizitätskonstante	$\epsilon_{\text{Siliziumdioxid}}$	3,9	
Bandlücke		9	eV
Wärmeleitfähigkeit		0,014	W/cm ² ·°C
Kritische Feldstärke (Fowler-Nordheim-Tunneln)		$6 \cdot 10^6$	V/cm

Stoffdaten Siliziumnitrid (bei 300 K)

Dichte		3,1	g/cm ³
Dielektrizitätskonstante	$\epsilon_{\text{Siliziumnitrid}}$	7,5	
Bandlücke		5	eV

Druckeinheiten

Pascal	Pa	1 Pa=1 N/m ²	
Bar	bar	1 bar=10 ⁵ Pa	
Physikalische Atmosphäre	atm	1 atm=1,01325·10 ⁵ Pa	
Torr	Torr	1 Torr=133,3 Pa	

Normaldruck 1 atm = 1,013 bar = 1,01325·10⁵ Pa = 760 Torr
 1 Pa = 10⁻⁸ mbar = 7,5·10⁻³ Torr