

Schlussbericht gemäß Nr. 8.2 NKBF 98 zum Vorhaben

Verbundprojekt: **Integrationsfähige Siliziumemitter und -detektoren für die optische, CMOS-kompatible On-Chip-Signalübertragung (SILEM)**

Teilvorhaben: **Physikalische Grundlagen und Technologie des Si-Lichtemitters**

Förderkennzeichen: 01M3170A

Laufzeit: 01.08.2006 - 30.09.2008

IHP
Institut für innovative Mikroelektronik

Im Technologiepark 25
15236 Frankfurt (Oder)

Projektleiter: **apl. Prof. Dr. Martin Kittler**^{a, b}

Tel.: 0335 - 5625 130

0355 - 69 3022

Fax: 0335 - 5625 333

e-mail: kittler@ihp-microelectronics.com

Bearbeiter: **Dr. Tzanimir Arguirov**^{a, b}
Dipl.-Phys. Guobin Jia^{a, b}

zeitweise an den Arbeiten beteiligt

Dr. Teimuraz Mchedlidze^b

Dr. Winfried Seifert^{a, b}

Prof. Dr. Oleg F. Vyvenko^{b, c}

Dr. Xuegong Yu^{a, b}

^{a)} IHP Frankfurt (Oder)

^{b)} IHP/BTU Joint Lab Cottbus

^{c)} St. Petersburg State University, Russia

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Kurze Darstellung der Voraussetzungen unter denen das Vorhaben begonnen wurde	3
I.1 Voraussetzungen	3
I.2 Aufgaben-, Zielstellung	3
I.3 Voraussetzungen, unter denen das Vorhaben durchgeführt wurde	4
I.4 Planung und Ablauf des Vorhabens	4
I.5 Wissenschaftlicher und technischer Stand	4
I.6 Zusammenarbeit mit anderen Stellen	7
II. Eingehende Darstellung der Vorhabensergebnisse	8
II.1 Erzielte Ergebnisse im Einzelnen	
II.1.1 AP1 - Auf Versetzungsnetzwerken basierende Lichtemitter	8
AP1.1 - Reproduzierbare Herstellung definierter Strukturen	8
AP1.2 - pn-LED mit und ohne Versetzungsnetzwerk	23
AP1.3 - LED-Optimierung	29
II.1.2 AP2 - Lumineszenz an implantationsinduzierten Defekten	39
AP2.1 - Herstellung und Charakterisierung definierter Strukturen	39
AP2.2 - EL an pn-LEDs	43
AP2.3 - Charakterisierung der LEDs und Vergleich	46
II.1.3 AP3 - Schnelle Ge/Si-Wellenleiter Photodetektoren	47
AP3.1 - Entwurf und Realisierung der Schichtstruktur auf virtuellem Substrat	47
AP3.2 - Herstellung und Charakterisierung der Wellenleiterstruktur	54
AP3.3 - Redesign und Realisierung der Bauelemente für die selektierte Wellenlänge	64
II.1.4 AP4 - Modulator Exploration	67
AP4.1 - Test der Photodetektoren in Flussrichtung	67
AP4.2 - Funktion und Flächenbedarf eines Modulators basierend auf einer Detektorstruktur	69
II.1.5 AP5 - Integrationskonzept	74
AP5.1 - Auswertung vorhandener Konzepte	74
AP5.2 - Neue Ansätze	75
II.2 Schutzrechte	85
III. Berichte und Workshops	86
III.1 Berichte	86
III.2 Workshops	86
IV. Erfolgte und geplante Veröffentlichungen	87
Literaturverzeichnis	93

I. Kurze Darstellung der Voraussetzungen unter denen das Vorhaben begonnen wurde

I.1 Voraussetzungen

Das gegenwärtig für die Si-Mikroelektronik genutzte System zur elektrischen Verschaltung der Transistoren/Bauelemente, bestehend aus Cu-Leitbahnen und Low-k-Isolatoren, kann den zukünftigen Anforderungen allein nicht mehr gerecht werden. Neben der Dämpfung durch parasitäre RC-Elemente, die die Signal-Übertragungsgeschwindigkeit unzulässig begrenzen, kommen als weitere ebenso gewichtige Limitierungen hinzu, der nicht skalierbare Strombedarf der Ladetransistoren, die extrem anwachsende Komplexität oder das Signal-Übersprechen [1].

Diese Probleme lassen sich durch eine optische Datenübertragung auf dem Chip lösen, die mit dem Metall-Leitbahnsystem kombiniert wird. Es wird erwartet, dass der Einsatz der optischen Übertragung für Chipfrequenzen ab etwa 30 - 40 GHz unverzichtbar ist [2], wobei wahrscheinlich bereits jenseits von 10 GHz die Taktsignale (Clocks) optisch vorteilhaft übertragen werden. Die optische Signalübertragung erfolgt fast mit Lichtgeschwindigkeit, durch Multiplexing können viele Signale auf einer Leitung (Waveguide) gleichzeitig parallel übertragen werden, wodurch sich die Komplexität erheblich reduzieren lässt, und es entsteht kaum Verlustwärme, die zur weiteren Aufheizung der Chips beiträgt.

I.2 Aufgaben-, Zielstellung

Die Hauptziele des Vorhabens waren:

- Die Realisierung der beiden Hauptkomponenten *Integrierter Lichtemitter* und *Integrierter Lichtdetektor*, die Verbesserung ihrer Kenndaten und die physikalisch korrekte Interpretation, so dass eine tragfähige Voraussage der Leistungsdaten in zukünftigen IC's möglich ist.
- Die Selektion des optimalen Wellenlängenbereichs für eine integrierte Anordnung von Sender / Modulator / Wellenleiter / Detektor. Experimentelle Untersuchungen und Modellierungen bei mindestens 3 Wellenlängen (im Bereich von 1,1 μm bis 1,5 μm) sind dazu notwendig.
- Konzeption und experimentelle Verifizierung der Wellenleiter- und Modulatorfunktion.
- Einschätzung des Realisierungsaufwands für Integrationstechniken auf Si mit CMOS verträglichen Materialien / Strukturen. Anmeldung von Schutzrechten mit Ausgestaltungsmerkmalen, die die unter (a) – (c) erarbeiteten technischen Lösungen beinhalten.

Im Einzelnen wurden folgende technische Teilziele anvisiert:

- Das Prinzip des von uns in [3] skizzierten Lichtemitters, der ein ganz bestimmtes Versetzungsnetzwerk enthält, das durch Direktbonden von Si-Wafern erzeugt wird, soll in einer LED demonstriert werden. Dabei wird angestrebt, eine ausreichende Effizienz bei Raumtemperatur und mit der Betriebsspannung des Chips für die Wellenlänge zu erzielen, die eine zukünftige On-chip-Anwendung zulässt. Das Erreichen dieser ambitionierten Zielstellung erfordert ein vertieftes Verständnis der grundlegenden physikalischen Prozesse, um eine gezielte Optimierung vornehmen zu können.

Flankierend dazu soll die Eignung zweier weiterer Varianten des defekt-basierten Lichtemitters abgeklärt werden, die auf ähnlichen physikalischen Phänomenen der strahlenden Rekombination beruhen: Nutzung eines vergrabenen Defektbandes, das sich durch Si-Implantation erzeugen lässt und Nutzung von sog. Rod-like Defects (RLD), die in Si bereits bei Raumtemperatur bei etwa 1,4 μm intensiv strahlen.

- Der schnelle Ge / Si Detektortyp soll designed, realisiert und vermessen werden für eine Wellenleiteranordnung. Die innere Geschwindigkeit des Detektors sollte – wie beim vertikalen Empfang – abhängig sein von der niedrigen Restdotierung der intrinsischen Zone und von der Steilheit des Übergangs zu den hochdotierten Randzonen. Die Auslegung des parasitären RC-Glieds erfordert einen Entwurf, der einen minimalen Spannungsverlust auf den Zuleitungen garantiert.
- Durch Betrieb der Detektorstruktur im Flussbereich werden Ladungsträger in die intrinsische Zone injiziert, wodurch die Absorption und der Brechungsindex der Struktur geändert werden.
- Die Integration von Emitter- und Detektorstruktur sowie geeignete Einkoppel- und Auskoppelstrukturen werden vorgeschlagen, mit existierenden Ansätzen verglichen.

I.3 Voraussetzungen, unter denen das Vorhaben durchgeführt wurde

Die Zielstellungen dieses Vorhabens sind konform mit den Schwerpunkten des BMBF-Förderprogramms Informations- und Kommunikationstechnik, insbesondere mit dem Punkt 4.1. Nanoelektronik und Systeme.

I.4 Planung und Ablauf des Vorhabens

Das IHT hat das Vorhaben nach dem vorgegebenen Plan mit einer 2 monatigen Verlängerung erfolgreich durchgeführt. Die Verlängerung wurde für die Patentverwertungsstrategie benötigt, da die Klärung von Patentfragen mit teilweise außeruniversitären Stellen mehr Zeit in Anspruch nahm, als in der Planung vorgesehen.

I.5 Wissenschaftlicher und technischer Stand

An der Forschung und Entwicklung für eine neue optische Datenübertragung auf dem Chip beteiligen sich Unternehmen und Forschungseinrichtungen in den USA (z.B. Intel, IBM oder MIT) und Japan (z.B. NTT) mit erheblichen Potentialen. Aktivitäten in Europa konzentrieren sich auf Italien/Frankreich (z.B. STM, CNR, CNRS), wohingegen bisher nur vereinzelte Arbeiten aus Forschungseinrichtungen in Deutschland bekannt sind.

Wichtige Komponenten für die optische Datenübertragung auf dem Si-Chip wurden Dank der o.g. Anstrengungen bereits demonstriert, wobei nur Materialien zum Einsatz gelangen, die CMOS-kompatibel sind. Das sind neben Si oder Si-Oxid auch Ge. Hybridlösungen durch Einsatz von III-V oder II-VI-Verbindungshalbleitern auf dem Chip wurden in den führenden Forschungseinrichtungen strikt vermieden, obwohl sich damit beispielsweise die Licht-Emitter und -Empfänger, die im nahen Infrarot arbeiten sollen, gut realisieren ließen. Zu den bereits im Si demonstrierten Komponenten zählen die Wellenleiter (z.B. auf SOI-Basis), schnelle und ausreichend empfindliche Detektoren (auf der Basis von reinem Ge), elektro-optische Modulatoren auf CMOS-Basis und unterschiedliche optische Komponenten, z. B. Ringresonatoren, Filter, Strahlteiler, Multiplexer usw. [1], [2].

In wichtigen Bereichen sowohl auf der Detektionsseite als auch auf der Senderseite werden erhebliche technische Fortschritte gemacht, die zur Erweiterung des Wellenlängenbereichs, zur Erhöhung des Wirkungsgrads und zur Geschwindigkeitssteigerung genutzt werden.

Zu Lichtemittern im Infraroten, die sich mit der Si-Technologie realisieren lassen, wird sehr intensiv gearbeitet. Eine Hauptschwierigkeit liegt darin, dass Si (oder Ge) ein indirektes

Halbleitermaterial ist, also eine geringe Neigung zur strahlenden Rekombination bei Raumtemperatur bzw. Betriebstemperatur des Chips aufweist. Trotzdem konnte Intel in diesem Jahr sogar einen Si-basierten Raman-Laser für eine Wellenlänge von ca. 1,55 μm demonstrieren [4], der allerdings selbst optisch gepumpt werden muss und somit das Problem der Lichtquelle auf dem Chip nicht löst.

Deshalb sind andere Ansätze gefragt, die an vielen Stellen verfolgt werden. Neben beispielsweise Beta-Eisen-Silizid in Si [5] sind die nachfolgenden Varianten des Si-basierten Lichtemitters besonders hervor zu heben.

- Der Licht-Emitter auf der Basis von Si-Nanopartikeln in Si-Oxid, in Verbindung mit Erbium [6], emittiert intensiv bei Raumtemperatur mit einer Wellenlänge von ca. 1,5 μm . Da er aber eine Betriebsspannung weit oberhalb von 20 V benötigt, besitzt er geringe Chancen um als Lichtquelle auf den Chip integriert zu werden.
- Die Si-basierten LED, die sich durch Implantation von Bor herstellen lassen [7], leuchten bei Raumtemperatur recht effizient, aber am unteren Rand des geforderten Wellenlängenbereichs ($\lambda = 1,1 \mu\text{m}$). Als positiv für derartige LED ist zu bemerken, dass sie schon bei Spannungen ab ca. 1 V funktionieren (zu weiteren Bewertungsdetails siehe unten, Pkt. 2.1).
- Der Versetzungs-basierte Emitter nutzt das Auftreten der sog. D Linien aus, die bei Wellenlängen zwischen 1,2 und 1,5 μm strahlen. Die bekannten D1-D4-Linien sind diskrete Spektral-Linien, die durch Versetzungen verursacht werden. Auf der Basis von deformationsinduzierten Gleitversetzungen wurde erst kürzlich eine LED demonstriert, die für Raumtemperatur einen Bestwert der Effizienz von ca. 0,1 % aufweist [8]. Allerdings ist dabei das Problem einer reproduzierbaren, wohl kontrollierten Versetzungsgeneration vollkommen ungelöst. Somit fehlt die Grundvoraussetzung zur Integration derartiger LED's in den Chip.

Einen aussichtsreichen Lösungsansatz für das genannte Problem bieten aber Emitter, die auf zwei-dimensionalen Versetzungsnetzwerken basieren. Die Versetzungsnetzwerke entstehen an der Grenzfläche zwischen zwei Si-Kristallen und können durch Semiconductor Wafer Direct Bonding reproduzierbar hergestellt werden. Bei ersten Untersuchungen haben wir in solchen Strukturen eine Dominanz der D1-Lumineszenz beobachtet, die genau bei einer für die optische Datenübertragung interessanten Wellenlänge auftritt. Unsere Abschätzungen lassen erwarten, dass sich mit LED auf dieser Basis eine Raumtemperatur-Effizienz im Prozentbereich erzielen lässt [3]. Durch eine detaillierte Kenntnis der physikalischen und strukturellen Ursachen der versetzungsbasierten Lumineszenz wird eine weitere Verbesserung erwartet, so dass die Umsetzung in reale Bauelemente möglich ist.

Photodetektoren im technisch relevanten Spektralbereich bei Wellenlängen von 1,3 μm und 1,55 μm werden nach wie vor überwiegend aus III-V-Halbleitern gefertigt, da der Absorptionskoeffizient von reinem Silizium so klein ist, dass dieses Material für Photodetektoren ausscheidet. Eine Alternative wäre hier das Materialsystem Silizium-Germanium. SiGe ist ein indirekter Halbleiter, jedoch beeinflussen zwei Effekte seine Detektoreigenschaften in günstiger Weise. Die Bandlücke fällt monoton mit zunehmendem Ge Gehalt und der Energieabstand zum nächst höheren direkten Bandübergang nimmt ebenfalls stark ab. Beide Effekte führen im roten und nahen infraroten Spektralbereich zu einer gegenüber Si um Größenordnungen höheren Fundamentalabsorption. Selbst bei der für optische Kurzstreckenverbindungen genutzten Wellenlänge von 850 nm besitzt Germanium gegenüber Si ein um den Faktor 60 größeren Absorptionskoeffizienten [9], [10].

Die Integration von SiGe / Si wurde für spezielle Bauelementklassen (SiGe – HBT) nachgewiesen und befindet sich in der Produktion. Für die Integration von SiGe mit höheren

Ge-Gehalten und den Dicken eines optoelektronischen Detektors existieren Konzepte und Voruntersuchungen, die auf so genannten virtuellen Substraten basieren [11], [12], [13] und [14]. Der wachsende Ge – Gehalt von SiGe verschiebt die Grenzwellenlänge (bei der Bandlücke E_g) von etwa 1100 nm nach 1850 nm. Die Grenze merklicher Absorption ($\alpha > 10^3/\text{cm}$) verschiebt sich von 800 nm (Si) nach 1550 nm (Ge). Für Absorption in Submikronsichten ($\alpha > 10^4/\text{cm}$) liegen die entsprechenden Grenzen bei 550 nm (Si) bzw. 1450 nm (Ge), das heißt, für die Absorption im Volumen verschiebt Ge gegenüber Si die entsprechende Wellenlänge um 750 nm in das Infrarote. Für Absorption in Submikronsichten ist die Infrarotverschiebung mit 900 nm sogar noch größer. Dies ist eine Auswirkung des direkten Übergangs, der sich nur in einem Energieabstand von 0,2 eV vom indirekten Übergang befindet.

Bei einer festen Wellenlänge, bei der sowohl Si als auch Ge detektieren (z. B. 850 nm), erfolgt die Elektron- Lochpaar Generation in Ge in einem weit kleineren Volumen, z. B. ist in Si die Eindringtiefe ($1/e$ Abfall) bei 850 nm etwa 15 μm und in Ge etwa 300 nm. Zusätzlich kann die große Diffusionslänge in Si (in niedrig dotiertem Si beträgt die Diffusionslänge mehr als 100 μm) ein Übersprechen begünstigen. Die große Diffusionslänge wird verursacht durch die hohe Perfektion des Si mit entsprechend langen Lebensdauern der Minoritätsladungsträger. Einer Lebensdauer von 100 μs entspricht bei einer Beweglichkeit von 1000 $\text{cm}^2 / \text{V}\cdot\text{s}$ etwa einer Diffusionslänge von 500 μm .

Der Gesamtstrom in ladungstrennenden p-n Detektoren setzt sich zusammen aus dem schnellen Anteil der in der Raumladungszone absorbierten Photonen und dem langsamen Anteil der zur Raumladungszone diffundierenden Ladungsträger aus der Umgebung der Raumladungszone. Schneller Empfang erfordert daher die Unterdrückung des Diffusionsanteils und Absorption in kleinem Volumen, wenn nicht starke Empfindlichkeitseinbußen toleriert werden.

SiGe/ Si erfüllt beide Forderungen durch die in das IR verschobene Wellenlänge und durch Blockierung diffundierender Ladungsträger im virtuellen Substrataufbau. Die Geschwindigkeit derartiger Detektoren ist nicht mehr durch die Diffusion, sondern durch das RC-Glied des Bauelementaufbaus gegeben. Es kann erwartet werden, dass die heute erreichten Grenzfrequenzen von 30-40 GHz durch technologische Maßnahmen, besonders zur R-Minimierung, weiter erhöht werden.

Bedingt durch die kleinere Bandlücke von SiGe (gegenüber Si) steigt die Dunkelstromdichte mit steigendem Ge – Gehalt erheblich an [13], [15]. Für SiGe – Detektoren ist es daher besonders wichtig, die Funktionsfähigkeit im Kurzschlussbetrieb, bei dem die Versorgungsspannung ausgeschaltet ist, nachzuweisen. Diese Betriebsart ist natürlich auch unter dem Gesichtspunkt des Energieverbrauchs optimal. Sie bietet sich insbesondere für schnelle Detektoren an, deren intrinsische Zone ohnehin dünn ist, so dass eine vollständige Ausräumung trotz einer gewissen Hintergrunddotierung erreicht wird.

Hohe Empfindlichkeiten bei gleichzeitig dünnen Absorptionsschichten können mit Wellenleiter-Photodioden erreicht werden [16]. Das Silizium-Germanium-Materialsystem stellt für eine optische Wellenleitung hinreichend große Brechungsindexsprünge zur Verfügung. Passive, optische Wellenleiter und Photodetektoren können somit monolithisch auf einem Si-Substrat integriert werden [17].

Schnelle IR – Photodetektoren mit Ge wurden bisher mit zwei unterschiedlichen Bauelementstrukturen nachgewiesen. Laterale und vertikale pin-Photodioden auf SOI (silicon on insulator) zeigen schnelles Ansprechen von 850 nm (IBM, [18]) bis 1550 nm (MIT / Analog Devices [19]). Die 3dB Bandbreite war 29 GHz bis 850 nm und 12 GHz bei 1540 nm. Die Quanteneffizienz beträgt 34 % bei 850 nm, 46 % bei 900 nm (dies zeigt, dass die Photodioden von IBM noch nicht auf die Wellenlänge optimiert sind) und 59 % bei 1540 nm

(hier gelingt die Steigerung nur durch den Einbau in einen Resonator). Die Betriebsspannung dieser Dioden war niedrig (von -1 V bis -3 V).

I.6 Zusammenarbeit mit anderen Stellen

Das IHP betreibt eine Zusammenarbeit mit der Gruppe von Prof. J. Schmitz vom Institut MESA+ der Universität Twente (Niederlande) zu Fragen von Si-basierten Lichtemittern. Dabei wurden insbesondere Arbeiten zur Nutzung von Versetzungs-Schleifen in Lichtemittern gemeinsam durchgeführt.

Im MPI für Mikrostrukturphysik, Halle, werden unterschiedliche Ansätze zur Si-basierten Photonik in enger Kooperation mit unterschiedlichen nationalen und internationalen Forschungseinrichtungen verfolgt. Hierzu zählen zum Beispiel 2-dimensionale photonische Kristalle (Kooperation mit Univ. Halle, Univ. Freiburg), Si-Nanokristalle (Bessy, Berlin, Univ. Moskau, Univ. Leuven, Univ. Jena) und Si/Ge- und III-V- lichtemittierende Nanostrukturen (Ioffe Inst. St. Petersburg, TU Berlin, Univ. Leipzig, Max-Born Institut, Berlin). Arbeiten zur Entstehung und den Eigenschaften von Versetzungen in den Grenzflächen gebondeter Wafer wurden intensiv über einen längeren Zeitraum mit der Duke University, Durham, NC, durchgeführt. Weitere Untersuchungen hierzu erfolgen auch in Kooperation mit dem Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme, Freiburg,

Das IHT pflegt eine intensive Zusammenarbeit mit dem Institut für Elektrische und Optische Nachrichtentechnik der Universität Stuttgart bei der optischen Gleichlichtmessung und der optischen Hochfrequenzanalyse der hergestellten Wellenleiterdetektoren. Das IHT hat Kontakte zu Prof. Kimura von der Universität Tokyo aufgenommen. Er ist im japanischen Programm „Core to Core“ mit dem Forschungsschwerpunkt „Electronics and Photonics Convergence by Si Photonics“ beteiligt.

II. Eingehende Darstellung der Vorhabensergebnisse

II.1 Erzielte Ergebnisse im Einzelnen

II.1.1 AP 1 - Auf Versetzungsnetzwerken basierende Lichtemitter

Die Arbeiten wurden vom MPI koordiniert.

AP 1.1 - Reproduzierbare Herstellung definierter Strukturen

Versetzungen in Silizium

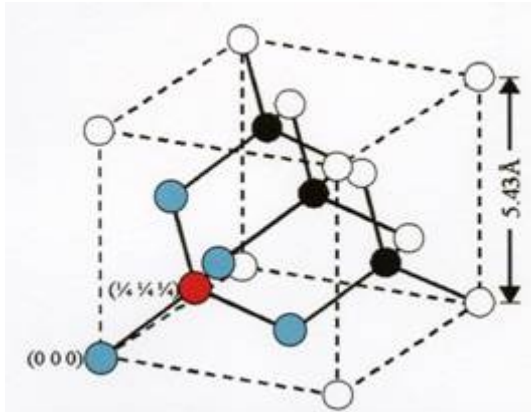


Fig.1 Schematische Darstellung der Kristallstruktur des Siliziums (Diamantstruktur, Raumgruppe Fd3m).

Versetzungen sind 1-dimensionale Kristalldefekte. Die Eigenschaften der Versetzungen sind von der Kristallstruktur abhängig. Silizium kristallisiert in der Diamantstruktur (kubisch, Raumgruppe Fd3m). Die Diamantstruktur ist äquivalent zu 2 ineinander gestellten kubisch flächenzentrierten Gittern (fcc), die um $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ verschoben sind (Fig.1 **Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.**). Daraus ergeben sich zahlreiche Analogien zwischen dem Diamantgitter und dem fcc-Gitter. Wie bei fcc-Metallen ist das primäre Gleitsystem, d.h. Gleitebene und Burgers-Vektor, vom Typ $\{111\}/\langle 110 \rangle$. Andere Gleitsysteme, wie $\{110\}/\langle 110 \rangle$ oder $\{100\}/\langle 110 \rangle$, werden nur bei höheren

Temperaturen beobachtet. Jedoch existieren in der Diamantstruktur 2 unterschiedliche $\{111\}$ -Gleitebenen für Versetzungen, die als shuffle set bzw. glide set bezeichnet werden (siehe Fig.2 und Fig.3). Die Atomabstände im $\{111\}$ -glide set sind geringer als im shuffle set. Bis heute ist nicht vollständig geklärt, ob Versetzungen in der Diamantstruktur (Silizium) im glide set oder shuffle set dominieren. Aus zahlreichen Untersuchungen ist bekannt, dass vollständige Versetzungen entweder Gleitversetzungen (sogenannte 60° -Versetzungen) oder Schrauben-Versetzungen (screw dislocations) sind. Beide Versetzungen liegen in der $\{111\}$ -Gleitebene und sind parallel zu $\langle 110 \rangle$ orientiert.

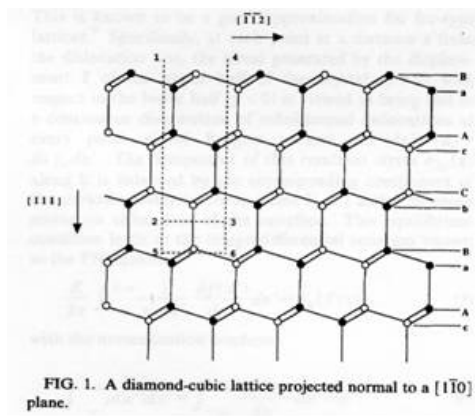


Fig.2 Projektion der Diamantstruktur normal zur $[110]$ -Achse.

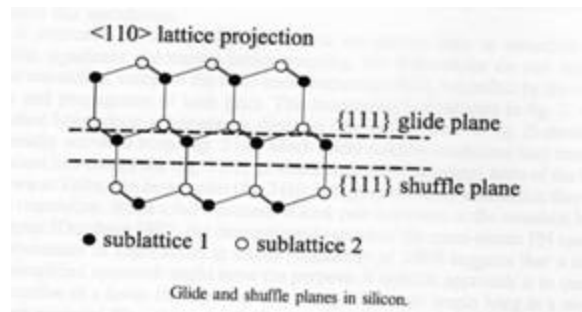


Fig.3 Darstellung der unterschiedlichen $\{111\}$ -Gleitebenen (glide und shuffle set).

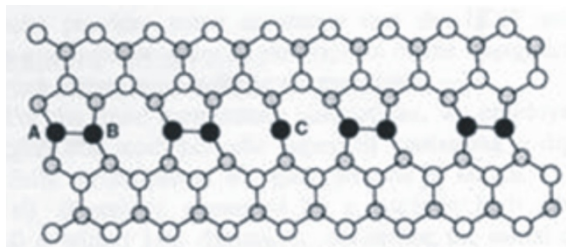
Die Burgers-Vektoren sind vom Typ $b = a/2\langle 110 \rangle$. Es wird heute allgemein angenommen, dass die vollständigen Versetzungen des glide set's aus energetischen Gründen in Shockley'sche Partialversetzungen entsprechend den Dissoziationsreaktionen:

$$\frac{1}{2}[011] \rightarrow \frac{1}{6}[121] + \frac{1}{6}[\bar{1}12] \quad \text{Gl. 1}$$

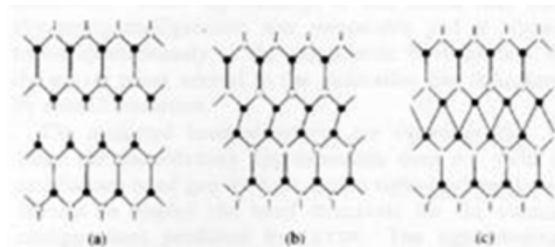
bzw.

$$\frac{1}{2}[110] \rightarrow \frac{1}{6}[12\bar{1}] + \frac{1}{6}[211] \quad \text{Gl. 2}$$

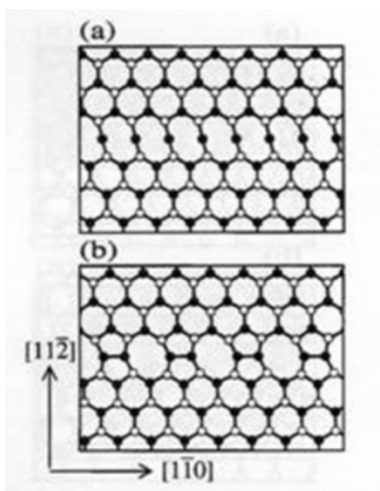
aufgespalten sind. Gl. 1 kennzeichnet die Dissoziation einer 60° -Versetzung, aus der eine 30° - und eine 90° -Partialversetzung resultieren. Gl. 2 symbolisiert die Dissoziation einer Schraubenversetzung, aus der zwei gleiche 30° -Versetzung resultieren. Die Partialversetzungen liegen ebenfalls parallel zu $\langle 110 \rangle$ in der $\{111\}$ -Ebene. Zwischen den Versetzungen wird ein Stapelfehler aufgespannt. Die Größe des Stapelfehlers (oder der Abstand der Partialversetzungen) ist ca. 4nm für eine dissoziierte Schraubenversetzung und ca. 6,5 nm für eine dissoziierte 60° -Versetzung [23].



a)



c)



b)

Fig.4 Atomare Modelle für die Struktur der Versetzungskerne von verschiedenen Partialversetzungen.

- a) 30° -Partialversetzung [20]
- b) Unrekonstruierte (oben) und rekonstruierte 30° -Partialversetzung (unten) [21]
- c) Unrekonstruierte (links), asymmetrisch (mitte) und symmetrisch (rechts) rekonstruierte 90° -Partialversetzung [22]

Im Gegensatz zu den Versetzungen des glide set's wird angenommen, dass Versetzungen des shuffle set's nicht dissoziieren können. Angenommen werden für diese Versetzungen aber Reaktionen der Versetzungen mit Partialversetzungen eines Stapelfehlers in der nächsten $\{111\}$ -Ebene (die Partialversetzungen haben unterschiedliche Vorzeichen). Die Aufspaltung der vollständigen Versetzungen in Partialversetzungen konnte mittels elektronenmikroskopischer Methoden (sog. weak-beam method) nachgewiesen werden [24], [25]. Mittels Computer-Simulationen wurden unterschiedliche Modelle für die Struktur der Versetzungskerne der Partialversetzungen veröffentlicht (siehe Fig.4). Die Simulationen zeigen, dass in der 30° -Partialversetzung die offenen Bindungen (dangling bonds) abgesättigt

sind. Die Abstände zwischen benachbarten Atomen des Versetzungskernes sind kürzer, so dass Dimere gebildet werden. Durch diese Rekonstruktion wird die Translationssymmetrie aufgehoben und die Periodizität der Abstände verdoppelt sich von b auf $2b$, wobei b der Burgers-Vektor einer vollständigen $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle$ -Versetzung ist. Auf Grund der Symmetrieänderung werden Defekte (sog. Rekonstruktionsdefekte) erzeugt, die auch als Antiphasendefekte [26] oder Soliton bezeichnet werden [27].

Im Gegensatz zur 30° -Partialversetzung ist der Kern der 90° -Partialversetzung wesentlich komplexer. Der unrekonstruierte Kern besteht aus sog. zigzag-Ketten von 3-fach koordinierten Atomen [28]. Es wird angenommen, daß die Rekonstruktion des Versetzungskernes durch das Aufbrechen der $\{110\}$ -Spiegelsymmetrie hervorgerufen wird, wodurch dangling bonds eliminiert werden [26]. Diese Rekonstruktion (sog. single-period core reconstruction) verursacht 2 Typen von Rekonstruktionsdefekten. Daneben existiert noch eine weitere mögliche Rekonstruktion (double-period reconstruction) [28]. Hierbei werden gleichzeitig 2 Symmetrieelemente aufgehoben: die $\langle 110 \rangle$ -Spiegelsymmetrie sowie die Translations-symmetrie entlang der Linie. Das Aufheben der Spiegelsymmetrie führt zu 2 weiteren Rekonstruktionsdefekten (den sog. mirror solitons), während das Aufheben der Translationssymmetrie zu sog. translation solitons führt. Daneben werden auch Kombinationen von beiden Typen postuliert.

Wechselwirkungen der Versetzungskerne mit Punktdefekten wurden mit zahlreichen Untersuchungstechniken (z.B. EPR, DLTS, EBIC) studiert. Diese Untersuchungen zeigen, dass hierdurch charakteristische Veränderungen der Eigenschaften der Versetzungen erreicht werden. Von besonderem Interesse sind, entsprechenden den Resultaten der EPR-Untersuchungen, Wechselwirkungen mit Leerstellen [29].

Zur Rekombination von Ladungsträgern an Versetzungen existieren zahlreiche Arbeiten. Auf der Basis von Hall-, DLTS- und EBIC-Untersuchungen wurden unterschiedliche Modelle für die nicht strahlende (non-radiative) Rekombination entwickelt¹⁰. Hierbei erlauben insbesondere EBIC-Untersuchungen eine Klassifikation der Defekte nach ihrem Kontrast. Dieses Verfahren wurde erfolgreich für die Analyse von Versetzungen in Korngrenzen eingesetzt. Die strahlende Rekombination an Versetzungen wurde erstmals 1976 nachgewiesen [30]. Hierbei wurde ein Quartett von Linien im Photolumineszenz-Spektrum von plastisch deformiertem Si gefunden, die als D1 – D4-Linien bekannt sind. Die Linien erscheinen im Photolumineszenz-Spektrum bei 0,812 eV (D1), 0,875 eV (D2), 0,934 eV (D3) und 1,000 eV (D4). Über die Aufklärung der Ursachen der versetzungsbasierten Lumineszenz wurden zahlreiche Untersuchungen veröffentlicht. Auf eine aktuelle Zusammenfassung sei auf [31] verwiesen.

Erzeugung definierter Versetzungsanordnungen mittels Wafer Direct Bonding

Die Nutzung der strahlenden Rekombination erfordert die Realisierung dieser Strukturen mit definierten Prozessen, die eine reproduzierbare Herstellung der Versetzungsanordnung in spezifizierten Bereichen erlaubt. Hierzu ist auch ein Herstellungsprozess erforderlich, der kompatibel zu CMOS-Prozessen ist. Eine solche Methode stellt das Wafer Direct Bonding dar.

„Wafer Direct Bonding“ beschreibt allgemein einen Prozess, in dem die Oberflächen zweier polierter Wafer bei Raumtemperatur miteinander in Kontakt gebracht werden, ohne dass dazu Klebstoffe oder äußere Kräfte Verwendung finden. Wafer Direct Bonding wird auch als „fusion bonding“ oder in der deutschen Literatur als „Waferbonden“ bezeichnet. Die heute für das Wafer Direct Bonding verwendeten Materialien sind meistens einkristalline Halbleiterwafer, wie sie in der Mikro- und Optoelektronik verwendet werden (Silizium, GaAs usw.). Für den Prozess werden die Oberflächen beider Wafer übereinandergelegt und durch ein lokales Aneinanderpressen wird eine initiale Verbindung geschaffen, die sich innerhalb

kurzer Zeit lateral über die gesamte Fläche ausdehnt (Fig.5). Die Bindungskräfte, die durch diesen Prozess bei Raumtemperatur geschaffen werden, sind Adhäsionskräfte, die relativ gering im Vergleich zu den bekannten Bindungen in Festkörpern (kovalente, ionische oder metallische Bindungen) sind. Für Anwendungen sind deshalb Wärmebehandlungen nach dem Bondprozess erforderlich, die zu einer Transformation der Bindungen führen und damit eine Erhöhung der Bondenergie bewirken (Fig.5).

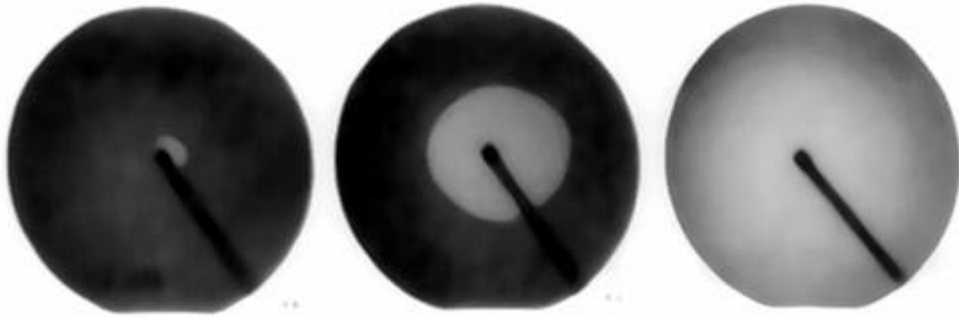


Fig.5 Infrarotmikroskopische Abbildungen des Initiierens eines gebondeten Bereiches und der Ausbreitung der Bondwelle. Der Waferdurchmesser beträgt 4“ (100 mm). Ausbildung eines lokalen gebondeten Bereiches durch das Aneinanderpressen der Wafer (links), Ausdehnung der Bondwelle nach 2 Sekunden (mitte), Vollständiges Bonden nach ca. 5 Sekunden (rechts).

Für gebondete hydrophile Waferpaare werden folgende Temperaturbereiche unterteilt:

- Raumtemperatur bis 110°C: Umordnung der Wassermoleküle in der Grenzfläche und langsam ablaufende Polymerisationen der Silanolgruppen.
- 110 – 150°C: Polymerisation der Silanolgruppen
- 150 – 800°C: Transformation der Silanolgruppen in Siloxan-Bindungen (Si-O-Si). Die gemessene spezifische Oberflächenenergie erreicht bereits bei 150°C einen Wert von ca. 1200 mJ/m² und bleibt über den gesamten Temperaturbereich nahezu konstant.

Oberhalb von 800°C wird ein steiles Ansteigen der Oberflächenenergie beobachtet, dass durch Änderungen infolge des einsetzenden viskoelastischen Fließens des Oxids erklärt wird.

Für Wärmebehandlungen gebondeter hydrophober Wafer werden die folgenden Temperaturbereiche unterschieden:

- Raumtemperatur bis 150°C: Keine Änderungen
- 150 – 300°C: Ansteigen der Oberflächenenergie durch die Bildung zusätzlicher Bindungen und die Umordnung der HF-Moleküle.
- 300 – 700°C: Steiler Anstieg der Oberflächenenergie infolge der Wasserstoffdesorption und der Bildung kovalenter Si-Si-Bindungen.
- Oberhalb von 700°C wird die vollständige Bindung durch die Diffusion von Atomen über die Grenzfläche angenommen.

Aus der obigen Darstellung ist ersichtlich, dass die spezifische Oberflächenenergie gebondeter hydrophiler Waferpaare (Si/Si, Si/SiO₂, SiO₂/SiO₂) direkt von der Konzentration von Silanolgruppen auf den Oberflächen abhängig ist. Eine Aktivierung der Oberflächen vor dem Bondprozess, d.h. die Schaffung zusätzlicher Silanolgruppen, kann deshalb zur Erhöhung der spezifischen Oberflächenenergien führen.

Zur Aktivierung von Si-Oberflächen werden meist nasschemische Prozesse verwendet, durch die die Hydrophilizität der Oberflächen erhöht wird. Typische Prozesse sind die nasschemischen Reinigungsprozesse, die allgemein in der Halbleiterindustrie Verwendung finden. Die hierdurch erreichbare Erhöhung der Hydrophilizität ist jedoch gering.

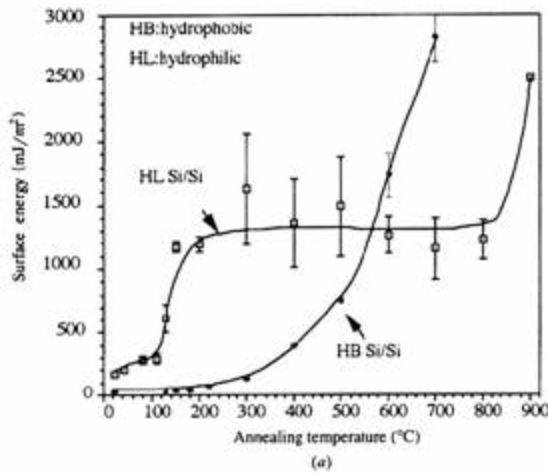


Fig.6 Abhängigkeit der Bondenergie gebondeter hydrophiler (HL) und hydrophober (HB) Si/Si-Waferpaare [32].

üblichen Bondprozess von hydrophilen Wafern wurden dabei gemessen. Im Fall von TMOS-Schichten wurden zum Beispiel Oberflächenenergien von 170-210 mJ/m² nach dem Bonden bei Raumtemperatur bestimmt [33]. Nachfolgende Wärmebehandlungen im Bereich von 200 – 600°C führen zu einer Erhöhung auf ca. 2, 1 J/m². Für zahlreiche Bauelementprozesse können solche Schichten jedoch zu Komplikationen führen (z.B. elektrisch isolierende Grenzschicht) bzw. deren Aufbringung ist nicht kompatibel mit den Herstellungstechnologien für die Bauelemente.

Andere Möglichkeiten zur Erhöhung der Silanolgruppen an den Oberflächen der Si-Wafer bestehen in der Verwendung von Silikatglasschichten (z.B. Natriumsilikat-Gläser) oder ähnlichen Schichten, wie etwa hydrolysiertes Tetramethoxysilan (TMOS) oder Tetraethylorthosilikat (TEOS). (Werden komplett substituierte Si-Verbindungen unter neutralen Bedingungen hydrolysiert, so entsteht Si(OH)₄, das leicht durch die Kondensation von Silanolgruppen oder die Reaktion mit Silikationen zu polymerisieren ist.) Erhöhungen der Grenzflächenenergie etwa um den Faktor 2 gegenüber dem

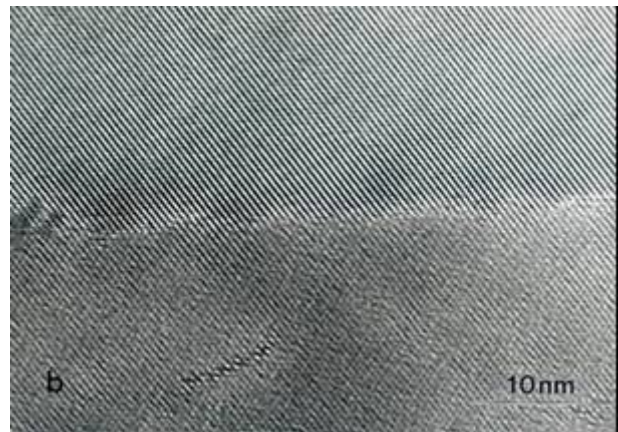
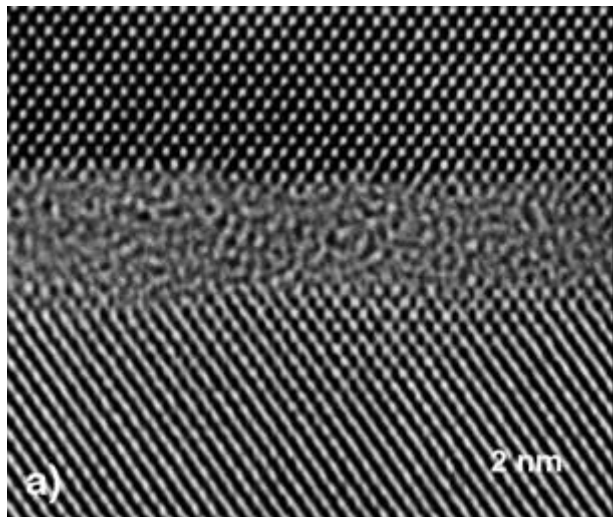


Fig.7 TEM-Querschnittsabbildungen der Grenzflächen hydrophil gebondeter Wafer (a) und hydrophob gebondeter Wafer (b).

Eine andere Möglichkeit der Aktivierung der Siliziumoberflächen besteht in der Anwendung von Plasmaprozessen, die in der Halbleiter-Bauelementherstellung allgemein Verwendung finden. Versuche wurde unternommen mit Plasmabehandlungen in Ar und Ar/H₂ bzw. SF₆. Behandlungen in diesen Plasmen führen zu hydrophoben Oberflächen, die entweder nur nach

einer Wasserstoffdesorption bondbar sind (für Ar und Ar/H₂), oder erst nach Hochtemperaturbehandlungen eine genügend hohe Grenzflächenenergie aufweisen (SF₆ [34]). Andererseits zeigen Arbeiten, dass Erhöhungen der Hydrophilizität der Si-Oberflächen durch die Anwendung von Sauerstoff-Plasmen erreicht werden können.

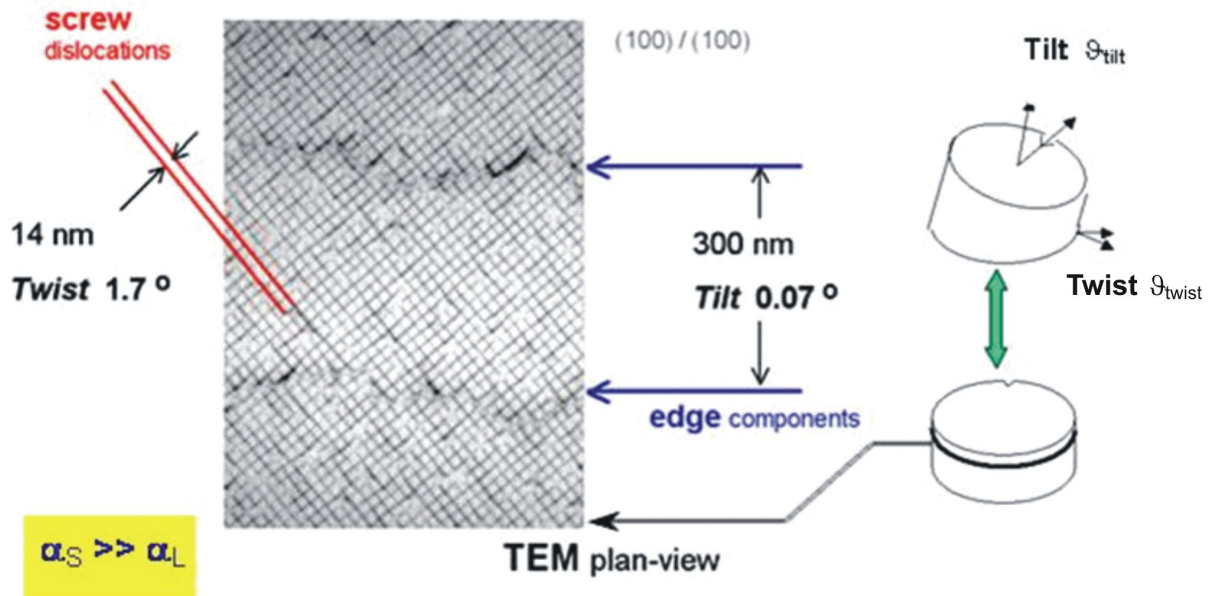


Fig.8 Schematische Darstellung der Versetzungsnetzwerke.

In den Grenzflächen hydrophil gebondeter Wafer ist eine Oxidschicht eingeschlossen (Fig.7a). Wird die Oxidschicht von der Oberfläche entfernt, so treffen hydrophobe Oberflächen aufeinander (Fig.7b). Infolge der Anpassung beider Kristallgitter werden hierbei Anordnungen von Versetzungen in der Grenzfläche erzeugt, die einer Korngrenze, wie in einem Bikristall, entsprechen. Für kleine Winkel und unter der Annahme, dass {100}-Si-Wafer miteinander verbunden werden, entsteht eine Σ1 (100) Kleinwinkelkorngrenze infolge der Fehlanpassung (rotational misfit – twist). Das entstehende Versetzungsnetzwerk in der Korngrenze wird aus Schraubenversetzungen aufgebaut, die, entsprechend der Symmetrie, eine quadratische Maschenstruktur besitzen. Daneben wird infolge der Abweichung von der [001]-Achse für reale Wafer (sog. cut-off) ein zweites Versetzungsnetzwerk erzeugt, das die axiale Verkipfung (tilt) ausgleicht. Die tilt-Komponente wird durch eine periodische Anordnung von 60°-Versetzungen kompensiert. Beide Versetzungsnetzwerke überlagern sich (Fig.8). Die Abstände der Versetzungen D korrelieren zu den Winkeln der Verdrehung (twist) und Verkipfung (tilt) entsprechend den Gleichungen:

$$D_{twist} = \frac{a}{2\sqrt{2} * \sin \frac{\vartheta_{twist}}{2}} \quad \text{Gl. 3}$$

und

$$D_{tilt} = \frac{a}{\sqrt{2} * \tan \vartheta_{tilt}} \quad \text{Gl. 4}$$

Eine reproduzierbare Einstellung der Versetzungsabstände ist somit über die Kontrolle der entsprechenden Winkel möglich. Das durch die tilt-Komponente hervorgerufene

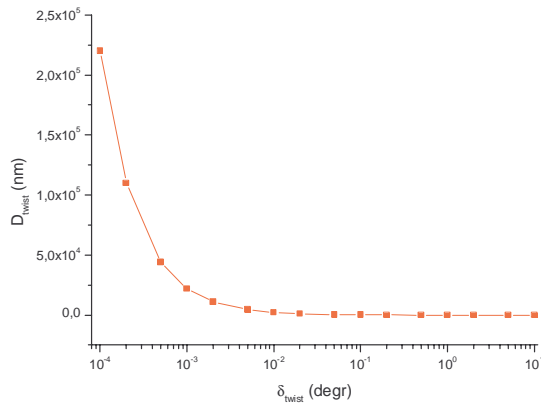


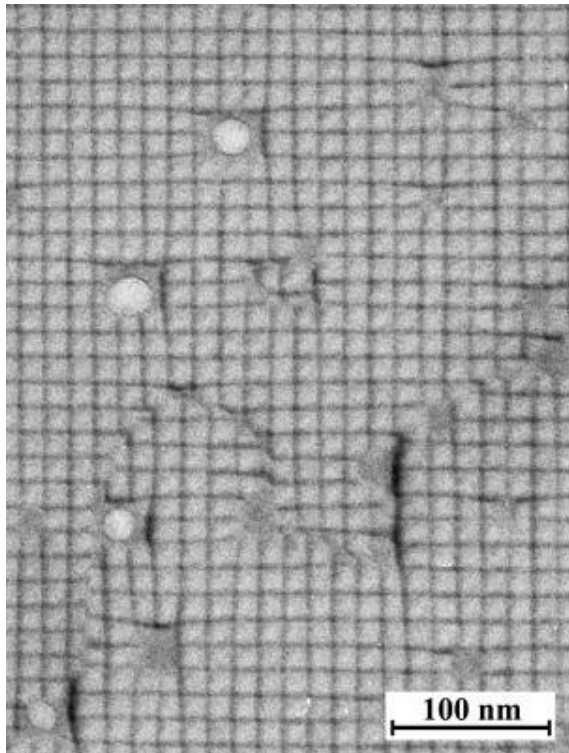
Fig.9 Berechnete Versetzungsabstände der Schraubenversetzungen in Abhängigkeit vom Verdrehungswinkel (twist).

Versetzungsnetzwerk tritt bei Verwendung des gleichen Wafers ($\Delta\vartheta_{\text{tilt}} = 0$) nicht auf. Die erreichbaren Abstände der Schraubenversetzungen sind in Fig.9 in Abhängigkeit vom Verdrehungswinkel (twist) dargestellt. Hieraus folgt, dass bei Winkeln von ca. $0,05^\circ$ Versetzungsabstände von mehr als 100nm erreichbar sind.

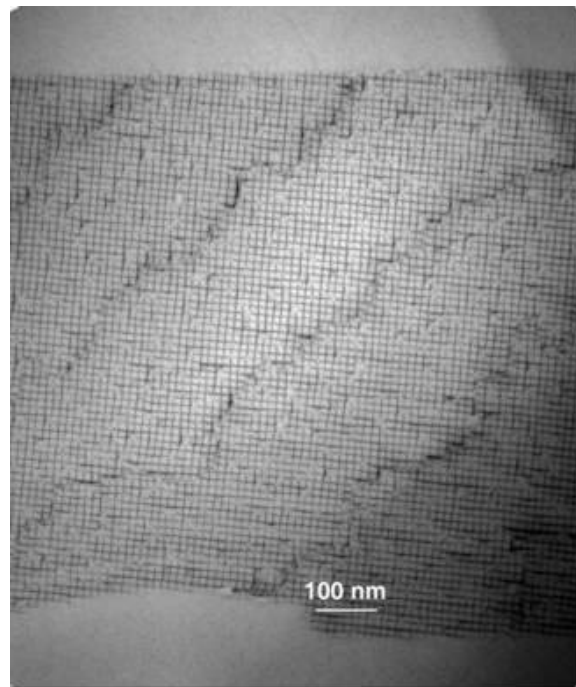
Die infolge des hydrophoben Bondens entstehenden Versetzungsnetzwerke wurden intensiv untersucht 94[35]. Typische Versetzungsnetzwerke sind in den Fig.10 (a) und (b) dargestellt. Die Unterschiede zwischen beiden Versetzungsnetzwerken betreffen sowohl die Abstände der Schraubenversetzungen (auf Grund der

unterschiedlichen Verdrehungs- (twist) Winkel von $0,27^\circ$ in Abb. 10a und $0,73^\circ$ in Fig.10 (b) als auch die Wechselwirkungen der Schraubenversetzungen mit den überlagerten 60° -Versetzungen. Eine im wesentlichen ungestörte Maschenstruktur der Schraubenversetzungen wird auf den $\{100\}$ -Terrassen beobachtet, während an den Stufen (hervorgerufen durch die 60° -Versetzungen) Wechselwirkungen zwischen beiden Versetzungstypen existieren. In der Literatur werden unterschiedliche Wechselwirkungen zwischen den Versetzungen sowohl für hydrophob gebundene Wafer (z. B. 94[36]) als auch für Korngrenzen in gesintertem Si [37] beschrieben. Föll und Ast [37] diskutieren zum Beispiel das Entstehen von Stufen in der Ebene der Korngrenze mittels zusätzlich eingefügter Versetzungen, die eine Verschiebung der Schraubenversetzungen verursachen. Die zusätzlich eingefügten Versetzungen liegen ebenfalls in der $\{111\}$ -Gleitebene. Eine solche Reaktion ist zum Beispiel in Fig.10 (c) dargestellt. Die schematische Darstellung der Reaktion zeigt die Fig.10 (d).

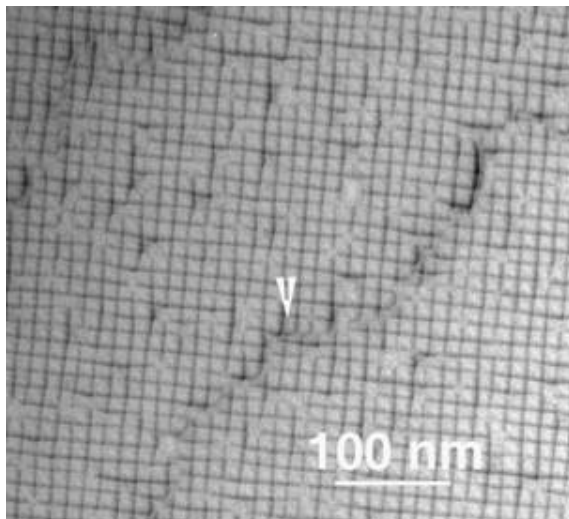
Eine weitere Versetzungsreaktion ist in Abb. 11 dargestellt. Hierbei kommt es zur Reaktion einer parallel zu $[\bar{1}10]$ liegenden 60° -Versetzung (Burgers-Vektor $b = a/2[\bar{1}01]$) mit einer Schraubenversetzung (Burgers-Vektor b_1). An der Schnittstelle beider Versetzungen kommt es infolge der Wechselwirkung zur Bildung einer dritten Versetzung mit einem Burgers-Vektor $b_3 = b_1 + b = a/2[011]$, wobei $b^2 + b_1^2 > b_3^2$ ist. Vor der Reaktion hat die 60° -Versetzung (Burgers-Vektor b) eine Stufenkomponente in der Grenzfläche. Nach der Wechselwirkung haben beide 60° -Versetzungen (Burgers-Vektoren b und b_3) eine gleiche, aber entgegengesetzte Stufenkomponente. Die gesamte Stufenkomponente wird damit kompensiert und durch einen Offset der Schraubenversetzung aufgenommen. Die Existenz beider 60° -Versetzungen führt dazu, dass der Abstand der Schraubenversetzungen um $0,5 \cdot \delta_{\text{twist}}$ vergrößert wird (da die effektive Komponente zur Kompensation der twist-Fehlorientierung $a/4[110]$ ist). Die Konfiguration mit der niedrigsten Energie wird erreicht, wenn der Winkel zwischen den Versetzungen 120° beträgt.



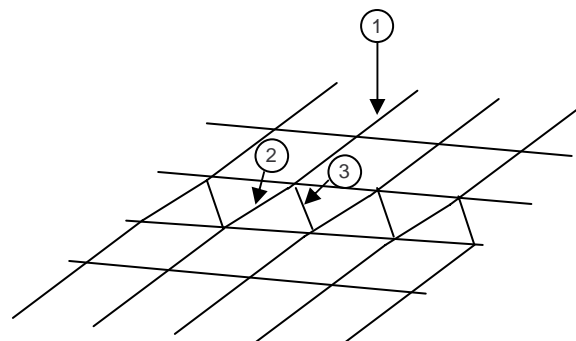
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig.10 TEM-Abbildungen (aufgenommen an 25°-Schrägschliffen) von Versetzungsnetzwerken in den Grenzflächen hydrophob gebondeter Si(100)/Si(100)-Waferpaare nach einer Wärmebehandlung bei 1000°C. Aus den Messungen der Versetzungsabstände resultieren $\vartheta_{\text{twist}} = 0,03^\circ$ und $\vartheta_{\text{tilt}} = 0,27^\circ$ für das Netzwerk in (a) und $\vartheta_{\text{twist}} = 0,03^\circ$ und $\vartheta_{\text{tilt}} = 0,73^\circ$ für das Netzwerk in (b). Die Fig. (c) zeigt einen Ausschnitt aus dem Netzwerk in Fig. (b). Die Erklärung der Versetzungswechselwirkung (markiert in (c)) ist schematisch in (d) dargestellt. Ein möglicher set von Burgers-Vektoren ist $b_1 = a/2[1\bar{1}0]$, $b_2 = a/2[0\bar{1}1]$ und $b_3 = a/2[10\bar{1}]$.

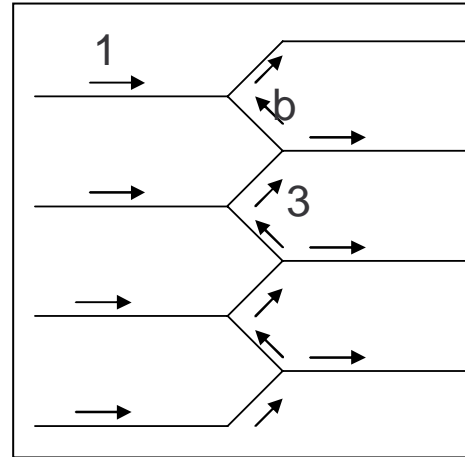
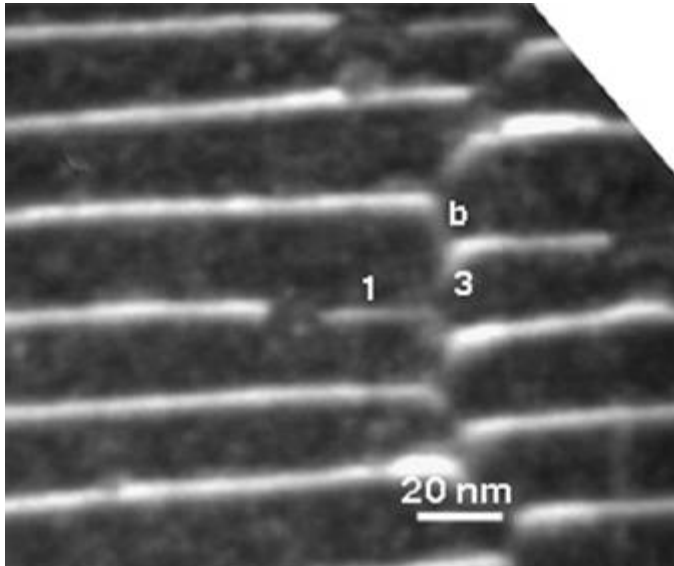


Fig.11 Wechselwirkung einer 60°-Versetzung (parallel zu $[\bar{1}10]$, Burgers-Vektor b) mit einer Schraubenversetzung (Burgers-Vektor b_1).

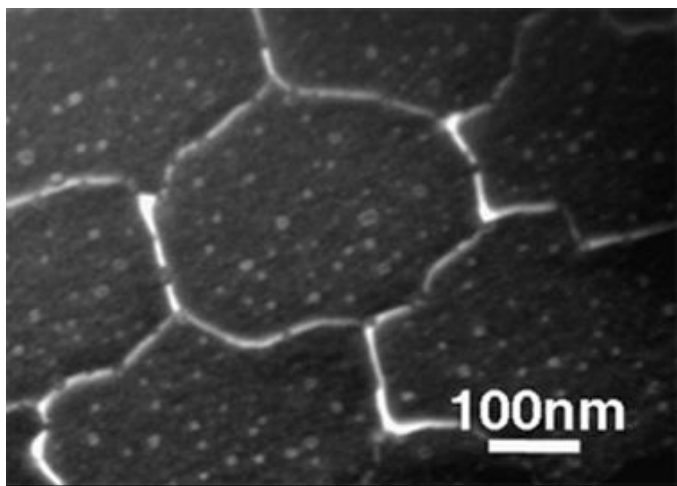


Fig.12 TEM-Abbildung (weak beam Technik) eines Versetzungsnetzwerkes in der Grenzfläche eines hydro-phob gebondeten Si(100)/Si(100) Waferpaares. Der Verdrehung- bzw. Kippwinkel ist ca. $0,07^\circ$.

Die beschriebenen Reaktionen modifizieren das Versetzungsnetzwerk vor allem bei geringen Verdrehungs- bzw. Kippwinkeln ($\vartheta_{\text{tilt}} \cong \vartheta_{\text{twist}} < 0.1^\circ$), wenn die Abstände der Schraubenversetzungen (Maschengröße) etwa die gleiche Größe besitzen wie die Abstände der 60°-Versetzungen. Bei Winkeln von $\vartheta_{\text{tilt}} \cong \vartheta_{\text{twist}} \cong 0.07^\circ$ werden anstatt der quadratischen Maschen hexagonale beobachtet (Abb. 12). Die Ursache ist hier die Reaktion einer 60°-Versetzung mit einer Schrauben-Versetzung und der Bildung einer dritten Versetzung (b_3). Der Winkel von 120° zwischen den Versetzungen modifiziert die ehemals quadratische Maschenstruktur in eine hexagonale.

Eine weitere Reduzierung der Kipp- bzw. Verdrehungswinkel (tilt bzw. twist) ist experimentell nur mit einem Waferbondprozess, der ein aligniertes Bonden ermöglicht, durchführbar. Hierdurch können zum Beispiel Verdrehungen (twist angle) bis zu $\vartheta_{\text{twist}} = \pm 0,005^\circ$ erreicht werden.

Über die D-Band-Lumineszenz in Si

Versetzungen im Silizium verursachen die sogenannte D-Band-Lumineszenz, welche aus dem Quartett der D1- bis D4-Linien besteht, vergl. Fig.13 (links). Die Energie dieser vier Linien liegt unterhalb der Energie der Silizium-Bandlücke, d.h. die Photonen-Energie der D-Linien ist kleiner als die Energie des strahlenden Band-Band-Überganges (BB).

Silizium ist für das Licht aller D-Linien transparent, wobei der Absorptionskoeffizient für die D1-Linie am geringsten ist, da sie mit $1.55 \mu\text{m}$ am langwelligsten ist. Das ist besonders wichtig für photonische Anwendungen auf dem Chip, bei der Wellenleiter auf Si-Basis zum Einsatz kommen [38]. Die D1-Linie fällt zudem in das Transparenz-Fenster der Faseroptik, dessen technische Nutzung weit verbreitet ist.

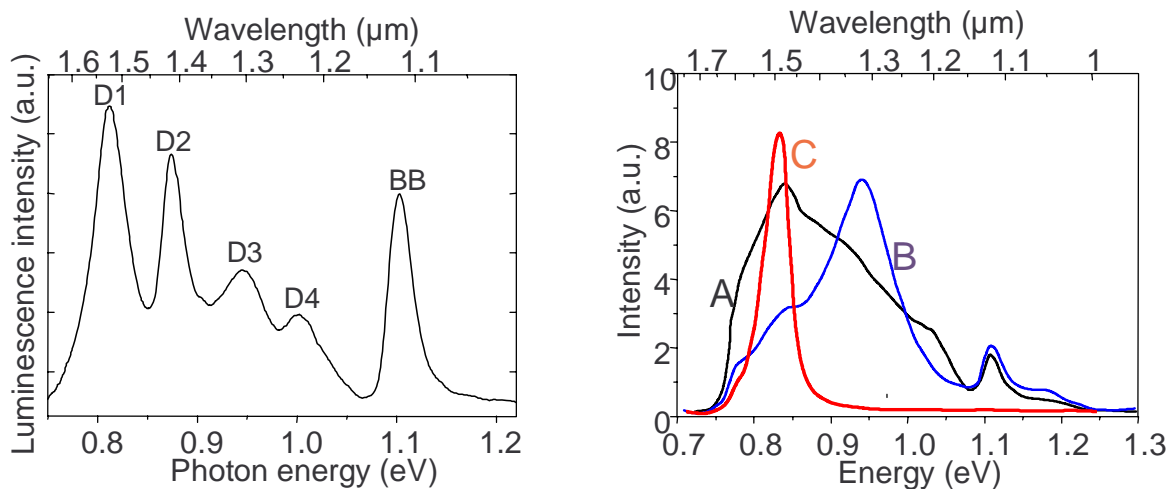


Fig.13 Lumineszenz in versetzungsbehaftetem Si. Linke Fig. - Typisches PL-Spektrum mit den D1- bis D4-Linien. Rechte Fig. - Einfluss der Struktur des Versetzungs-Netzwerkes auf das D-Band-Spektrum.

Obwohl die Existenz der D-Linien in Si schon seit 1976 bekannt ist [39], ist eine Anwendung bisher noch nicht realisiert worden. Eine Anwendung der D-Band-Lumineszenz für Si-basierte Lichtemitter, die sich mit den Methoden der CMOS-Technologie in den Chip integrieren lassen, ist vom Prinzip her machbar. Die praktischen Probleme einer Nutzung der Versetzungsstrahlung resultieren vor allem aus der Notwendigkeit einer reproduzierbaren Herstellung versetzungsreicher Gebiete in den Wafern, deren Struktur und Geometrie/Lage sich definiert herstellen lassen und die weiterhin bei Raumtemperatur eine ausreichende Intensität der Versetzungs-Strahlung liefern. Im Rahmen des Projektes konnten wir zeigen, dass Wafer-Direktbonden (siehe vorn) und auch die Implantation von Si-Ionen mit anschließender thermischer Ausheilung geeignete Versetzungsnetzwerke bzw. Versetzungs-Schleifen generieren [40] - [42]. Die Resultate zu den Netzwerken sind AP 1.1 zugeordnet und die Resultate zu den Implantations-Defekten werden unten dargestellt. Ein ausführlicher Überblick zur D-Band-Lumineszenz ist in dem kürzlich erschienenen Übersichtsartikel zu finden [43].

(a) Zusammenhang zwischen der Struktur des Netzwerkes und dem D- Bandspektrum

Das Beispiel in Fig.13 (rechts) demonstriert, dass sich beim Bonden, je nach Wahl von Verdrehung- und Verkippungswinkel zwischen den Wafern, das Lumineszenz-Spektrum maßschneidern lässt. Es ist möglich, aus den D-Linien einzelne auszuwählen, wobei die anderen nur minimale Intensitäten aufweisen [44]. In der Fig.13 (rechts) sind Spektren

zeigt, welche ein Maximum bei der D1- oder D3-Linie haben (Spektren A bzw. B). Bei bestimmten Fehlorientierungen lässt sich sogar ein Spektrum erzeugen, das nur noch die D1-Linie aufweist (Spektrum C).

(b) Untersuchungen zur Ursache der D1-Linie

Es ist akzeptierter Stand der Forschung, dass die D4-Linie durch den strahlenden Übergang zwischen den flachen Versetzungsbändern geformt wird, die sich als Folge des elastischen Verzerrungsfeldes ca. 80 meV unterhalb vom Leitungs- bzw. oberhalb vom Valenzband abspalten. Die D3-Linie ist ein Phononreplika der D4-Linie, die gegenüber D4 um die Energie des TO-Phonons (ca. 60 meV) reduziert ist. Über die Ursachen der D1- und D2-Linie gibt es eine Vielzahl unterschiedlicher Ansichten, die zum Teil konträr sind. Es wird häufig die Meinung vertreten, dass D1 und D2 ein Linien-Paar seien, wie dies für D3 und D4 der Fall ist. Diese Ansicht konnten wir experimentell klar widerlegen [45]. Im Rahmen des Projektes haben wir wichtige Informationen zur Ursache der D1-Linie herausarbeiten können. Dies betrifft vor allem die beteiligten Energieniveaus in der Bandlücke aber auch Ansätze über den Einfluss der Struktur des Versetzungs-Netzwerkes.

Außerdem haben wir andere ‚neue‘ physikalische Eigenschaften der Versetzungs-Netzwerke beobachtet wie z.B. zum Transport von Ladungsträgern entlang des Netzwerkes, siehe hierzu Pkt. (c).

Niveaus der D1-Linie

Versetzungen in Halbleitern verursachen verschiedene Niveaus in der Bandlücke. Die flachen Bänder in Si wurden oben bereits angesprochen. Aus DLTS-Untersuchungen sind schon lange typische Linien/Energieniveaus bekannt, wie z.B. die A-, B-, C- und D-Levels in n-Si und das F-Level in p-Si. Zu den Niveaus, die an der Formierung der D1-Lumineszenz beteiligt sind, liegt aus der Literatur aber bisher keine gesicherte Aussage vor.

Im Rahmen des Projektes ist es uns gelungen, deutliche Hinweise dafür zu finden, dass für die D1-Lumineszenz ein flaches und ein tiefes Niveau verantwortlich sind [46]. Unsere Untersuchungen stützen sich auf den Fakt, dass die Besetzungsdichte der Niveaus temperatur- und injektionsabhängig ist. Die Besetzungsdichte, die mit der Lumineszenzintensität korrespondiert, wird dabei durch zwei gegenläufige Prozesse bestimmt: Steigende äußere Anregung sorgt für eine Zunahme der Besetzung, während durch thermische Emission die Ladungsträger aus den lokalen Niveaus zurück zu den Halbleiterbändern befördert werden.

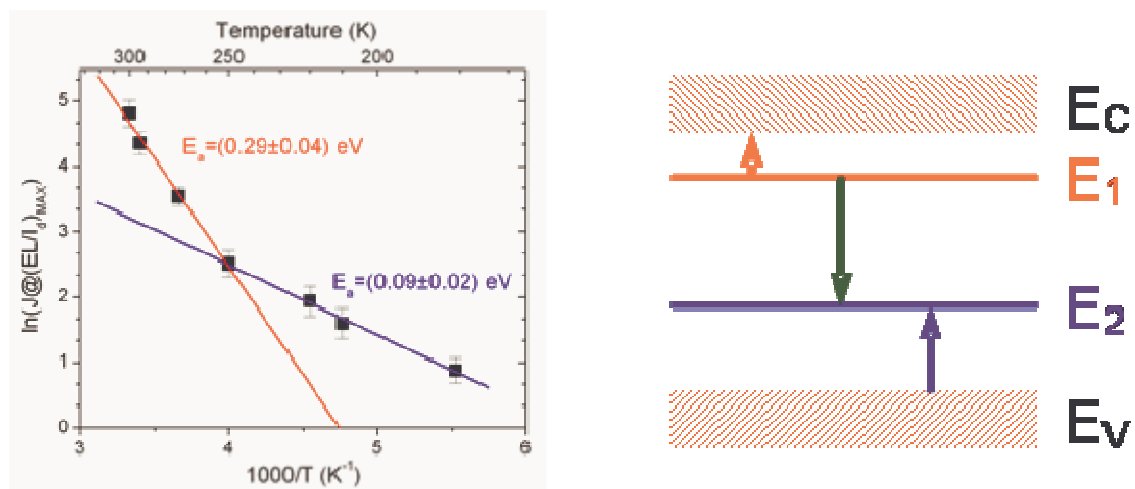


Fig.14 An der D1-Linie beteiligte Niveaus. Linke Fig. - Arrheniusplot der Temperaturabhängigkeit der normierten EL-Intensität. Rechte Fig. - Schematische Darstellung der verantwortlichen Niveaus in der Si-Bandlücke.

Beide Prozesse befinden sich bei einer bestimmten Temperatur im dynamischen Gleichgewicht. Dabei liefert die Intensität der D1-Linie ein Maß für den Besetzungszustand der Niveaus. Für jede Temperatur ist es möglich, eine Anregungsdichte zu finden, bei welcher der Besetzungszustand optimal für die D1-Linie ist. Für Untersuchungen an p-Si konnten wir aus einem Arrheniusplot die Energien der die D1-Emission dominierenden Niveaus ablesen. Und zwar finden wir zwei Levels bei $E_1 = 0.09$ eV bzw. $E_2 = 0.29$ eV, siehe Fig.14 (links). In Fig.14 (rechts) ist die Bandlücke mit diesen Niveaus gezeigt. Die Energie der D1-Linie selbst beträgt $E_{D1} = 0.8$ eV (was der Wellenlänge von $1.55 \mu\text{m}$ entspricht). Es ist bemerkenswert, dass die Summe von $E_1 + E_2 + E_{D1}$ eine Energie von 1.18 eV ($0.09 + 0.29 + 0.8$) liefert, die der Energie der Si-Bandlücke sehr nahe kommt. Weiter soll bemerkt werden, dass es sich bei $E_1 = 90$ meV höchstwahrscheinlich um das oben angesprochene flache Versetzungsband unterhalb des Leitungsbandes handelt. Das Niveau bei $E_2 = 0.29$ eV könnte der F-Linie entsprechen, die häufig mit DLTS in versetzungsbehaftetem p-Si zu beobachten ist [47], [48].

Einfluss von Schrauben- und Stufenkomponenten auf die Intensität der D1-Lumineszenz

Untersuchungen im Rahmen des Projektes haben gezeigt, dass der Typ der Versetzungen (Schrauben oder Stufen) von entscheidender Bedeutung für deren Lumineszenzeigenschaften ist [49]. Um eine exakte Korrelation zwischen der Struktur des Netzwerks und der D-Band-Strahlung zu ermitteln, wurde ein Probensatz mit unterschiedlichen Verdrehungs- und Verkippungswinkeln unter ansonsten vergleichbaren Herstellungsbedingungen angefertigt. Die Fehlorientierung wurde dabei nur in einem kleinen Bereich variiert, so dass die D1-Linie die dominante Defektstrahlung bleibt. Die Struktur des Netzwerks wurde mittels TEM charakterisiert. TEM-Aufnahmen solcher Proben sind in Fig.15 gezeigt. Die Schrauben- und die Stufenversetzungen sind in den TEM-Bildern klar zu identifizieren. Das Bild von Netzwerk DN #1 ist von Stufen-Versetzungen dominiert, welche als eine Reihe parallel verlaufende Linien im TEM-Bild erscheinen, die einen Abstand von ca. 30 nm haben. Der Abstand zwischen den Schraubenversetzungen ist dagegen größer als $2 \mu\text{m}$. Die beiden anderen Netzwerke (DN #2 und DN #3) weisen eine wabenförmige Struktur auf und enthalten Stufen- und Schrauben-Versetzungen, deren Abstände grob vergleichbar sind.

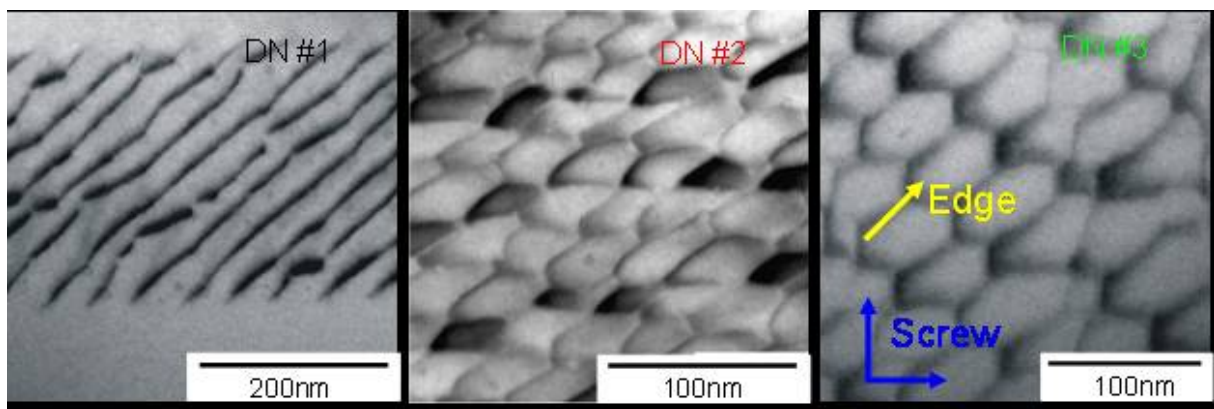


Fig.15 TEM-Plan-View-Aufnahmen der Proben DN #1, DN #2 und DN #3 mit Versetzungsnetzwerken. Die blauen und gelben Pfeile zeigen die Richtungen der Schrauben- bzw. Stufen-Versetzungen.

Die Lumineszenzspektren, aufgenommen bei 80 und 300 K, sind in Fig.16 gezeigt. Die wichtigsten Merkmale der Spektren sind die Existenz eines Maximums in der Nähe von 0.8 eV (für 80 und 300 K) und eines anderen in der Nähe von 1.1 eV (nur für 300 K). Das erste Maximum ist den Versetzungen im Netzwerk zuzuordnen und stellt die D1-Linie dar, während das zweite dem Band-Band-Übergang (BB) zuzuordnen ist.

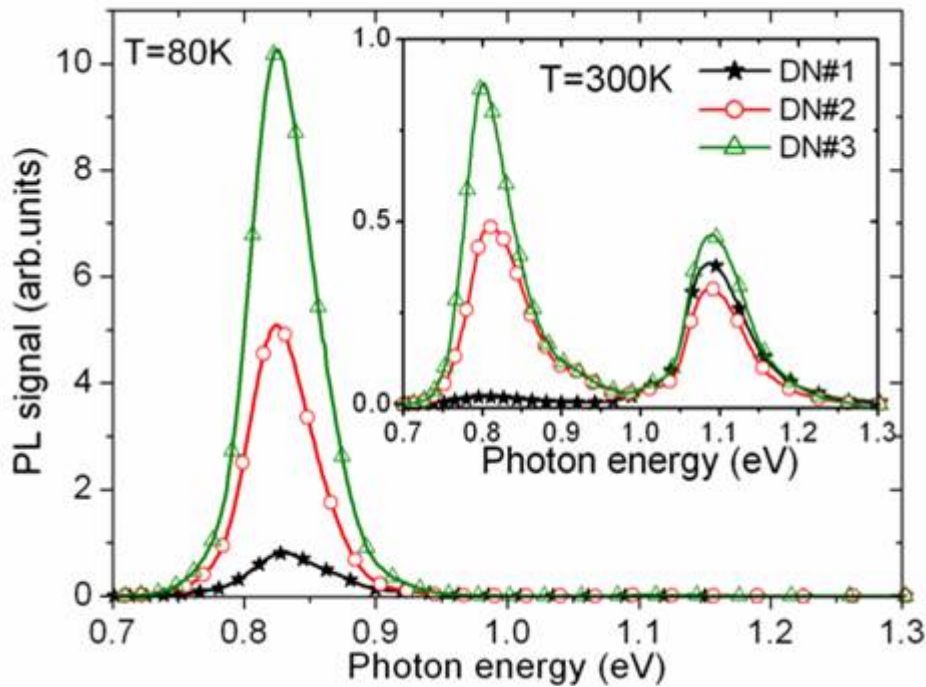


Fig.16 D1- und BB-Linie in PL-Spektren bei 300 und 80 K für die Netzwerke DN #1 bis #3.

Der Faktor, der am stärksten die Intensität der D1-Lumineszenz beeinflusst, ist der Abstand zwischen der Schrauben-Versetzungen. Probe DN#1 hat vorrangig Stufen-Versetzungen und weist einen sehr grossen Abstand von mehr als 2 μm zwischen den Schraubenversetzungen auf. Die D1-Lumineszenz ist sehr schwach und bei 300 K kaum noch zu beobachten. Dagegen weisen die beiden anderen Proben mit Abständen von 15 nm (DN #2) und 32 nm (DN #3) zwischen den Schrauben-Versetzungen deutlich höhere Intensitäten für die D1-Linie auf und sogar bei Raumtemperatur ist die Versetzungsstrahlung stärker als die der BB-Linie.

Obwohl somit die Präsenz der Schrauben-Versetzungen im Netzwerk entscheidend für das Zustandekommen der D1-Lumineszenz erscheint, können auch die Stufen-Versetzungen indirekt die D1-Lumineszenz beeinflussen, und zwar durch dominanten Einfluss auf die nicht-strahlende Rekombination. Wir haben im Rahmen des Projektes starke Hinweise insbesondere zur Einfluss der Schraubenversetzungen auf die D1-Lumineszenz gefunden. Allerdings sind zukünftig noch weitere Untersuchungen an ‚Modell-Netzwerken‘ erforderlich, um den Zusammenhang zwischen Struktur und D1-Lumineszenz im Detail aufzuklären zu können.

(c) Untersuchungen zum Transport der Ladungsträger entlang der Versetzungsnetzwerke

Die Versetzungsnetzwerke sind 2-dimensionale Strukturen, deren physikalische Eigenschaften sich zum Teil drastisch vom umgebenden Volumenmaterial unterscheiden [50]. Das gilt nicht nur für die Lumineszenz sondern auch für den Transport von Ladungsträgern entlang der Netzwerke. Aus der Literatur ist bekannt, dass Versetzungen in Si als leitende Kanäle wirken [51], [52], die Ladungsträger über makroskopische Distanzen transportieren können.

Wie wir bei den Untersuchungen im Rahmen des Projektes beobachtet haben, tritt diese Fähigkeit beim Versetzungsnetzwerk verstärkt auf. So können Netzwerke Minoritäts-Ladungsträger transportieren.

Diese Eigenschaft konnten wir bei EBIC-Untersuchungen beobachten. Dazu haben wir auf einen Teil der Probenoberfläche einen Schottky-Kontakt zur Sammlung der

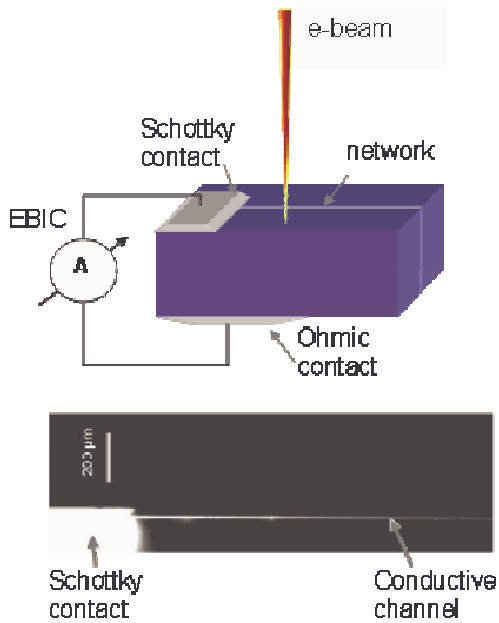


Fig.17 Transport von Minoritäts-Ladungsträgern entlang des Netzwerkes. Das Bild oben zeigt die experimentelle Anordnung für die EBIC-Untersuchung. Die EBIC-Aufnahme unten dokumentiert den Transport der Minoritätsladungsträger.

Überschussladungsträger präpariert (siehe Fig.17 oben), die von einer Elektronensonde im Halbleiter generiert werden und den Electron-Beam-Induced Current (EBIC-Strom) an den äußeren Klemmen der Schottky-Diode erzeugen. Wie Fig.17 unten zeigt, erscheint bei dieser Anordnung neben dem sammelnden Kontakt auch das gesamte Versetzungsnetzwerk, das senkrecht an die Probenoberfläche stößt, hell. Folglich sammelt es die Minoritätsladungsträger, die durch die Elektronensonde generiert werden und dabei in seine Nähe gelangen, und transportiert sie nahezu verlustfrei zum Schottky-Kontakt, von wo sie in den EBIC-Stromkreis gelangen. Dabei haben wir Transportdistanzen beobachtet, die zum Teil größer als 2 cm waren.

Auch für Majoritäts-Ladungsträger besitzt das Versetzungsnetzwerk außergewöhnliche Transporteigenschaften. Wir haben beobachtet, dass ein Versetzungs-Netzwerk in einer 40 nm dicken SOI-Schicht den spezifischen Widerstand um etwa 4 Größenordnungen im Vergleich zu einer Referenzschicht ohne Versetzungen reduziert [53], [54]. Die Probenstruktur ist in Fig.18 (links) gezeigt. Aus der Ohmschen Kennlinie in Fig.18 (rechts) ergibt eine einfache Abschätzung einen spezifischen Widerstand von $\rho_{\text{disl}} \sim 10^{-2} \Omega\text{cm}$ für die Probe mit dem Netzwerk, was etwa 3–4 Größenordnungen kleiner ist als in der Referenzprobe ohne Netzwerk. Nach unserer Ansicht sollte eine Beweglichkeitserhöhung der Ladungsträger durch das Netzwerk den Haupteffekt für die Widerstandsreduzierung liefern.

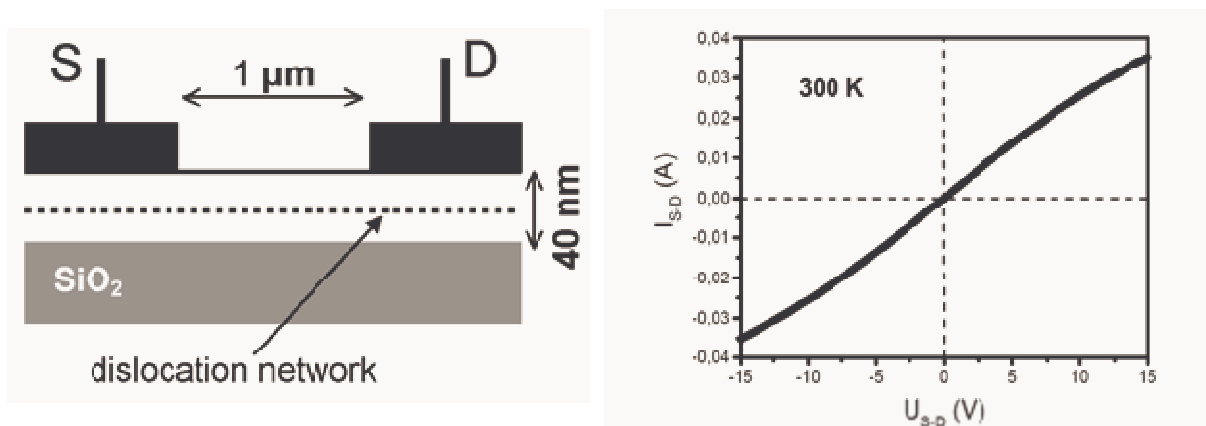


Fig.18 Transport von Majorität-Ladungsträgern entlang des Netzwerkes. Das Bild links zeigt die experimentelle Anordnung für die Untersuchung. Die Ohmsche Kennlinie rechts ergibt einen spezifischen Widerstand von $\rho_{\text{disl}} \sim 10^{-2} \Omega\text{cm}$ für die Probe mit dem Netzwerk.

(d) Untersuchungen zur optischen Reflexion am Netzwerk

Wir haben beobachtet, dass zusätzlich zur Korrelation zwischen Netzwerkstruktur und Lumineszenz, auch der Sauerstoffgehalt am Netzwerk einen Einfluss ausübt [55], [56]. Die Intensität der Strahlung - sowohl für die D-Band- als auch für die BB-Lumineszenz - lässt sich durch gezielte Anreicherung der Grenzfläche mit Sauerstoff erhöhen. In Fig.19 (links) sind SIMS-Profile von Proben verglichen, an denen sich der Sauerstoffpegel am Netzwerk deutlich unterscheidet und für die bei identischer Anregung unterschiedlich starke D1-Strahlung mittels Photolumineszenz detektiert wird (siehe Fig.19 rechts).

Dieser Effekt wird unserer Meinung nach verursacht durch eine mehrfache Reflexion zwischen der Oberfläche und der gebondeten Netzwerk-Grenzfläche. Dabei verursacht eine erhöhte Sauerstoff-Konzentration (Oxid-Ausscheidungen) die Rück-Reflexion vom Netzwerk. Die Mehrfach-Reflexion zwischen Netzwerk-Grenzfläche und Oberfläche bewirkt, dass die Strahlung an der Waferoberfläche effizienter aus der Probe ausgekoppelt werden kann. Bei einem geringen Sauerstoffpegel findet dagegen keine (ausreichende) Reflexion an der gebondeten Grenzfläche statt, so dass der größte Teil der Strahlung, die durch Totalreflexion von der Waferoberfläche zurück in das Si reflektiert wird, aus dem Sichtfeld des Detektors verschwindet, wodurch die Intensität der vom Detektor nachgewiesenen Lumineszenz abnimmt (siehe Fig.19 rechts).

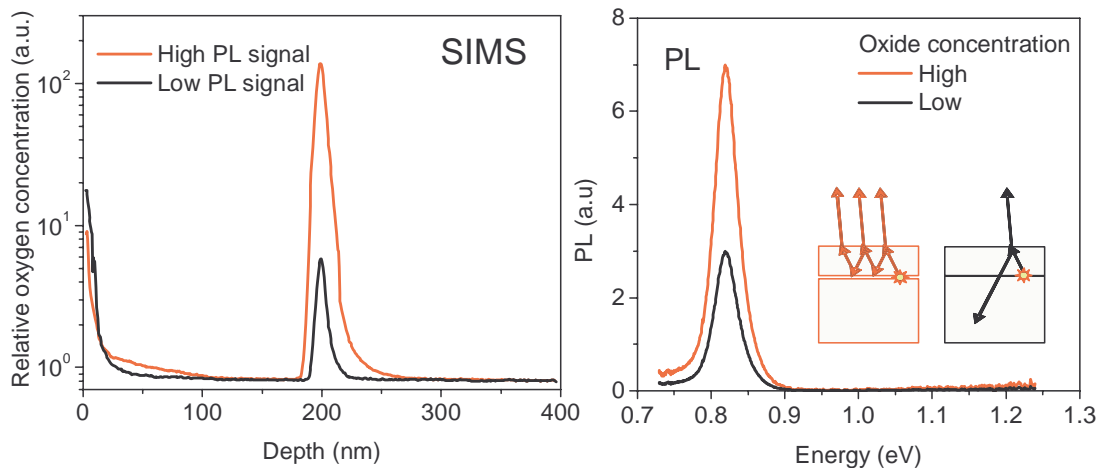


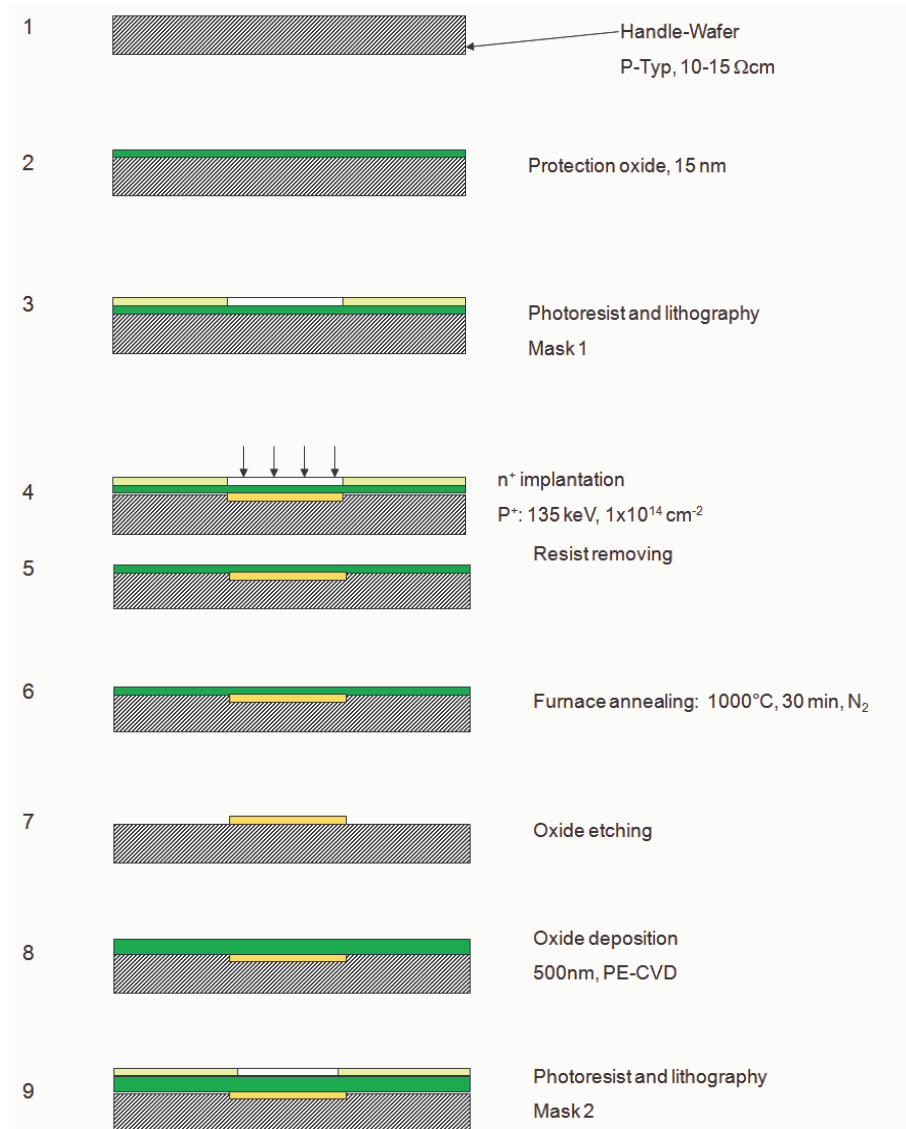
Fig.19 Optische Reflexion am Netzwerk, verursacht durch Sauerstoff. Linke Fig. - Nachweis verschiedener Sauerstoffgehalte am Netzwerk durch SIMS-Messungen. Die rote SIMS-Kurve stammt von der Probe mit dem höheren Lumineszenzsignal. Rechte Fig. - PL-Spektren und schematische Erklärung des Effektes.

AP 1.2 -pn-LED mit und ohne Versetzungsnetzwerk

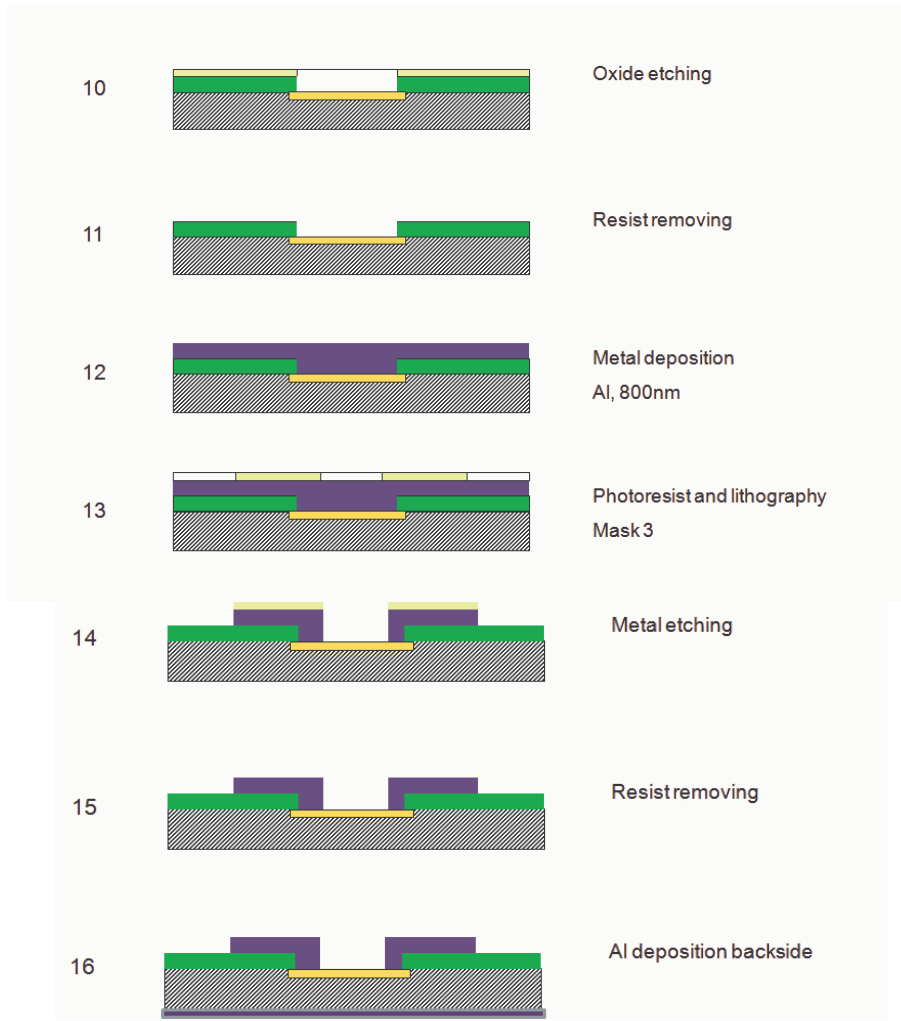
(a) Herstellungsprozeß

Zur Herstellung von LED's, die sowohl zur Analyse der Band-Band Lumineszenz ($\lambda \approx 1100$ nm) als auch der durch die Versetzungen hervorgerufenen D-Band-Lumineszenz ($1,5 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1,2 \mu\text{m}$) geeignet sind, wurde für die ersten Arbeiten ein möglichst einfacher Prozeß entwickelt. Hierdurch konnten die Material- und Prozeßkosten so gering wie möglich gehalten werden. Die Abb. 20 zeigt schematisch den prinzipiellen Prozeßablauf, wie er zur

Fig. 20: Schematische Darstellung der Prozeßabfolge zur Herstellung einfacher LEDs.



Untersuchung der Band-Band-Lumineszenz verwendet wurde. Im wesentlichen ist der Prozeß ein 3 Maskenebenen-Prozeß, der 16 einzelne, aber zum Teil komplexe Arbeitsschritte umfaßt. Für die Untersuchung der Band-Band-Lumineszenz wurde von Standard-Silizium-Wafern (Durchmesser 150 mm, p-Typ, $\rho = 10 - 20 \Omega\text{cm}$, $\langle 100 \rangle$ -Orientierung) ausgegangen. Parallel zum p-leitenden Material wurde auch n-leitendes Material verwendet. Die Wafer wurden mit einer dünnen Oxidschicht versehen (thermisches Oxid, Dicke 15nm) und mit einem Fotolack beschichtet. Hierauf erfolgte die Fotolithographie (Maske



1) zur Definition der zu implantierenden Gebiete. Für die Ionen-Implantation wurden zunächst Standard-Bedingungen angewendet (P^+ , 135 keV, $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ bzw. B^+ , 50 keV, $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$). Nach der Implantation erfolgte die Entfernung des Fotolacks, die Eindiffusion der Dotanden (1000° ; 30min) und die Entfernung des Schutzoxides. Anschließend wurde mittels PE-CVD eine neue Oxidschicht aufgebracht (Dicke 500nm), mittels Fotolithographie strukturiert und anschließend geätzt. Daran schloß sich die Herstellung der Metallkontakte

an der Vorderseite (Al-Abscheidung (800nm), Fotolithografie (Maske 3) und Ätzen des Aluminiums) an. Nach der Entfernung des Fotolacks wurde ein großflächiger Metallkontakt (Al) auf der Rückseite des Wafers erzeugt. Den letzten Prozessschritt bildete eine Aktivierungstemperung bei 420°C für 30 Minuten in einer Wasserstoff-Atmosphäre.

Mit dem dargestellten Prozeß wurden n^+p - und p^+n - Dioden hergestellt. Die Abb. 21 zeigt ein Beispiel einer so gefertigten LED. Um Aussagen über die erforderliche Größe der Diodenflächen zu erhalten, wurden Dioden mit unterschiedlich großen Flächen präpariert (effektive Diodenflächen von $380 \mu\text{m} \times 380 \mu\text{m}$, $880 \mu\text{m} \times 880 \mu\text{m}$, $1380 \mu\text{m} \times 1380 \mu\text{m}$ und $1880 \mu\text{m} \times 1880 \mu\text{m}$).

In analoger Weise wurde der Prozeß auch zur Herstellung von LEDs zum Nachweis der versetzungsbasierten D-Band-Lumineszenz angewendet. Jedoch waren hierzu andere Ausgangssubstrate erforderlich. Hierzu wurden SOI-Wafer mit unterschiedlichen Device-Layern (Dicken von 200nm bis $2 \mu\text{m}$, n-Typ oder p-Typ) hydrophob mittels des in AP 1.1. beschriebenen Waferbondprozesses auf die Oberfläche eines Standard-Si-Wafers transferiert. Nach dem Bondprozeß und der anschließenden Wärmebehandlung (1050°C , 4h, Sauerstoff-Atmosphäre) wurde der Handle-Wafer des SOI-Substrates mittels mechanischer Techniken (wafer grinding) auf ca. $50 \mu\text{m}$ abgedünnt. Darauf folgte ein naßchemisches Ätzen (Spin Etching) des verbleibenden Wafers, wobei das vergrabene Oxid des SOI-Wafers (BOX) als Ätzstop diente. Den letzten Schritt bildete die Entfernung des BOX mittels verdünnter HF. Die schematische Darstellung der so erhaltenen Wafer zeigt die Abb. 22.

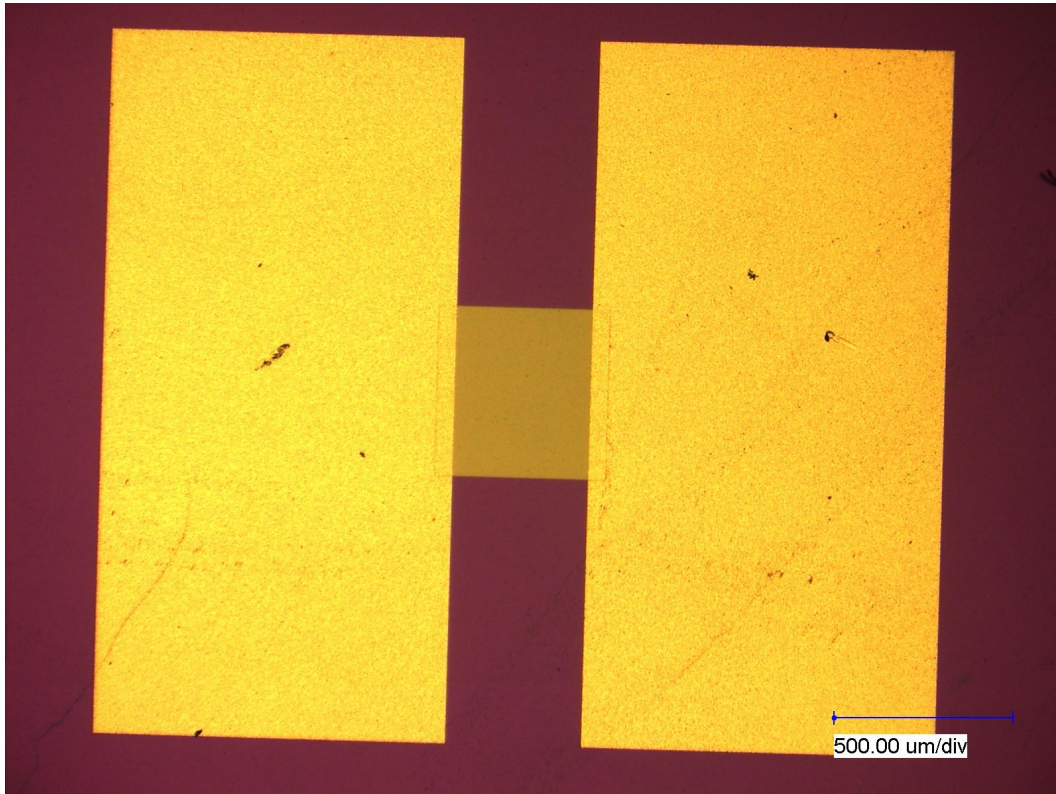


Fig. 21: Lichtmikroskopische Abbildung einer LED. Die größeren gelben Flächen charakterisieren die Al-Kontakte. Die dunklere gelbe Fläche im Zentrum kennzeichnet das Diodengebiet (hier $380\ \mu\text{m} \times 380\ \mu\text{m}$).

Der zum Standard-Si-Wafer unterschiedliche Aufbau dieser Wafer führt auch zu Modifikationen des in Abb. 20 dargestellten Prozeßablaufes insofern, daß die Implantations- und Ausheilbedingungen für die Wafer mit den dünnen Schichten ($200\ \text{nm}$) angepaßt werden

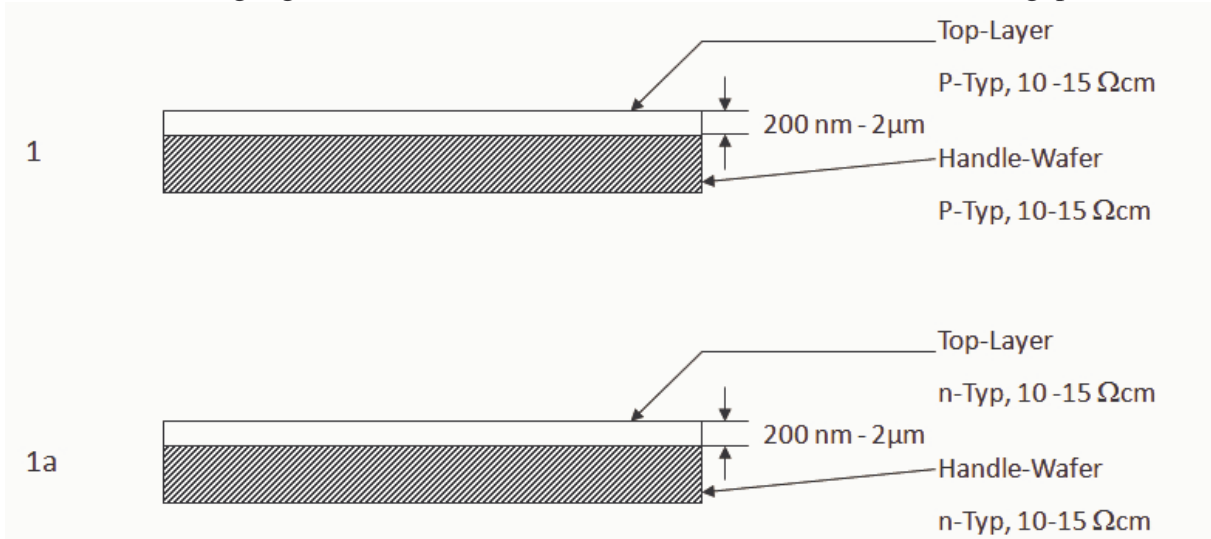


Fig. 22: Schematische Darstellung des Aufbaus der gebondeten Wafer zur Herstellung von LEDs zum Nachweis der versetzungs-basierten D-Band-Lumineszenz.

mußten. Auf der Grundlage vorangehender Simulationen (ATHENA) fanden B^+ -Implantationen ($1\ \text{keV}$, $3 \cdot 10^{14}\ \text{cm}^{-2}$ bzw. As^+ , $5\ \text{keV}$, $1 \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-2}$) und nachfolgende RTA-Temperungen (RTA Spike Annealing, 1040°C) Anwendung.

(b) Elektrolumineszenz an LEDs ohne Netzwerk

Um optimale Injektionsbedingungen für die Si-Leuchtdioden (LED = Light Emitting Diodes) zu finden, wurden eine Reihe von Strukturen mit unterschiedlichem Konstruktionsparameter hergestellt und vergleichend zu charakterisiert. Typische Spektren von Lumineszenz-Messungen an unterschiedlichen LEDs zeigt die Abb. 23. Wir konnten als Bestwerte der Effizienz für die BB-Linie etwa 2% bei Raumtemperatur erzielen [57].

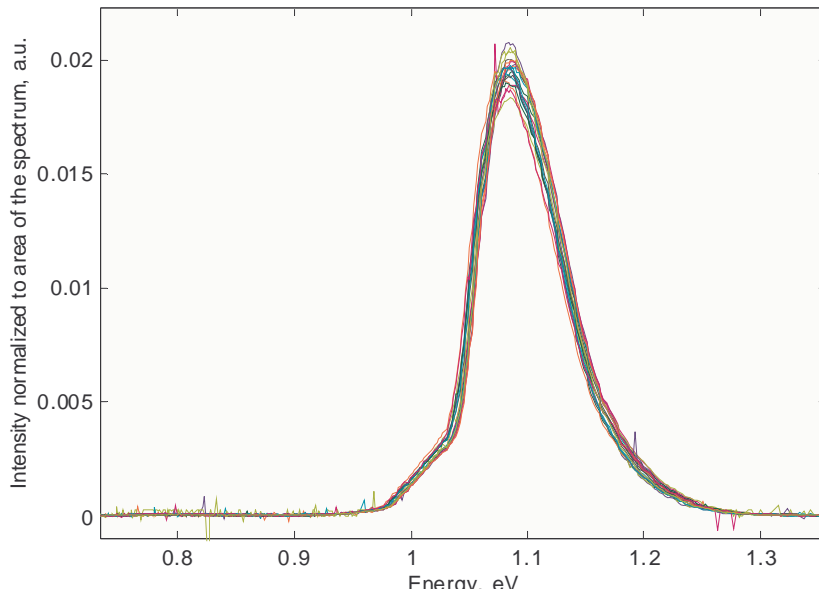


Fig. 23: Elektrolumineszenz-Spektren unterschiedlicher n^+p - und p^+n -Dioden (LED). Messungen bei Raumtemperatur.

In der Absicht, eine weitere Verbesserung zu erreichen, haben wir hochreines FZ-Si als Substrat verwendet. Die Konzentration der nicht-strahlenden Rekombinationszentren in diesem Material mit großer Lebensdauer ist gering; gleichzeitig ist es aber auch hochohmig. Obwohl die nicht-strahlende Rekombination stark unterdrückt ist, konnte bei Verwendung des hochreinen FZ-Si zu unserer Überraschung nur eine bestmögliche Effizienz von 0.06% erreicht werden, die mehr als 30x geringer ist als bei unseren besten LEDs. Wenn der Fluss-Strom erhöht wird, sinkt die Effizienz noch weiter ab (siehe Fig. links) und die LED wärmt sich auf. Die Aufwärmung lässt sich aus der beobachteten Verschiebung des Maximums der BB-Linie ableiten (siehe Fig. rechts).

Diese Untersuchung verdeutlicht, wie stark die Effizienz der Dioden von der LED-Konstruktion bzw. den daraus resultierenden Anregungsbedingungen am flussgepolten pn-Übergang abhängig ist. Dabei hat die Dotierung im aktiven Bereich einen markanten Einfluss auf die Strahlungseffizienz. Zu gering dotierte Substrate sind weit weg vom Effizienz-Optimum und führen zusätzlich zur Erwärmung (siehe oben). Hoch dotierte Substrate erlauben es dagegen, einen großen Strom zu erzielen und haben einen geringen Widerstand und somit auch geringe thermische Verluste. Andererseits sind die Dotanden dann aber eine Ursache für die Erhöhung des Anteils der nicht-strahlenden Rekombination (vor allem durch Auger-Prozesse). Daher darf die Dotanden-Konzentration auch nicht groß sein, um die Strahlungseigenschaften des Emitters nicht signifikant zu reduzieren. Eine Optimierung ist notwendig zur Symbiose von effizienter elektrischer Anregung bei gleichzeitiger Vermeidung der störenden nicht-strahlenden Rekombinations-Prozesse sowie zur Vermeidung einer thermischen Aufheizung.

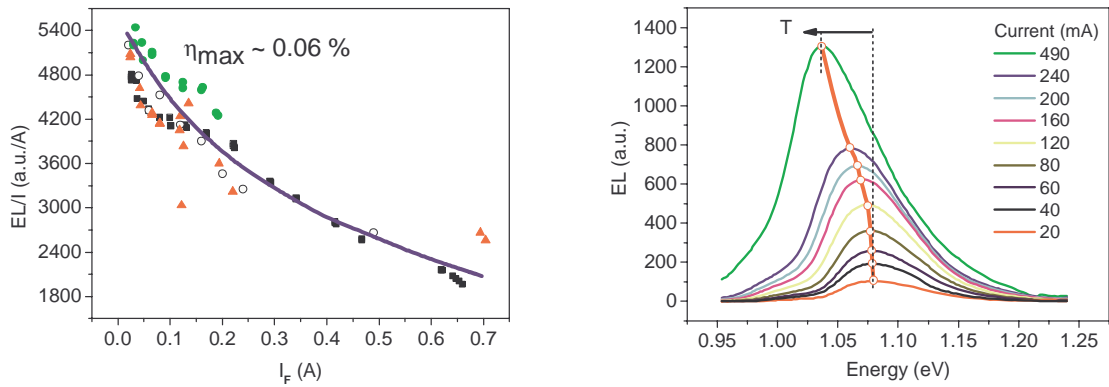


Fig.24 EL- Untersuchungen an LEDs mit hochohmigem Emittorbereich. Linke Fig. - Abhängigkeit der EL-Intensität/Effizienz vom Injektionsstrom. Rechte Fig. - Rot-Verschiebung des BB-Peak-Maximums mit zunehmenden Strömen als Indikator für eine LED- Aufheizung.

(b) EL an LEDs mit Versetzungs-Netzwerken

ähnlich wie bei defektfreien Strukturen, ist auch bei den LED-Strukturen mit Netzwerken eine Optimierung notwendig. Kenntnisse über optimierte Strukturen ohne Netzwerk dienen als Basis zur Optimierung des Aufbaus von Lichtemittern mit Versetzungsnetzwerk. Allerdings lassen sich nicht alle Erkenntnisse 1:1 übertragen. So haben wir beispielsweise gefunden, dass Vorkehrungen notwendig sind, um den Ladungsträger-Transport entlang des Netzwerkes (siehe oben AP 1.1 (c)) zu unterdrücken, der eine ‚Verdünnung‘ der durch den flussgepolten pn-Übergang injizierten überschuss-Ladungsträger zur Folge hat und dadurch die Effizienz reduziert.

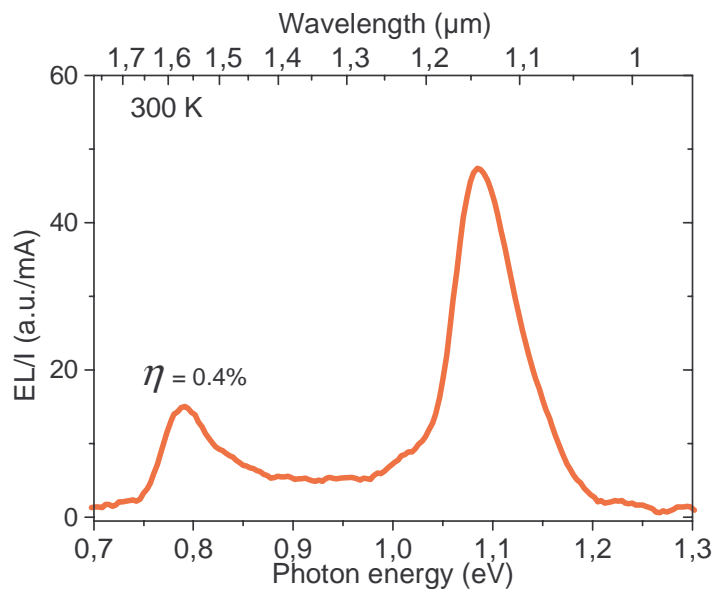


Fig.25 EL-Spektrum bei Raumtemperatur unserer effizientesten LED mit Versetzungs-Netzwerk. Die D1-Linie weist eine Effizienz von ca. 0.4 % auf.

In Fig. 25 ist das EL-Spektrum einer LED mit Netzwerk dargestellt. Für unsere besten LEDs mit Versetzungsnetzwerk haben wir für Raumtemperatur eine Effizienz von $\sim 0.4\%$

nachweisen können [58]. Obwohl die bisher erreichte Raumtemperatur-Effizienz für die D1-Linie bei $1.55 \mu\text{m}$ schon recht hoch ist, sind in Zukunft weitere Verbesserungen durch Optimierung der LED-Konstruktion möglich, wie unten näher diskutiert wird.

AP 1.3 - LED-Optimierung

(a) Optimierung des Prozesses

Die im AP 1.2. beschriebenen ersten Untersuchungen bestätigen die prinzipielle Funktionalität der hergestellten LEDs. Andererseits zeigen die Untersuchungen auch, daß durch Modifizierungen des Konstruktionsaufbaus der LED, aber auch durch die Optimierung einzelner Prozeßschritte die Effizienz der LEDs deutlich erhöht werden kann.

Bezüglich des konstruktiven Aufbaus zeigen zahlreiche Photolumineszenz- (PL) und Elektrolumineszenz- (EL) Untersuchungen, daß nicht nur im Bereich der LED, sondern auch im Außenbereich Lumineszenz nachgewiesen werden kann. Quantitative Analysen ergaben eine bis zu einem Faktor 2 höhere Intensität der D1-Linie in den Bereichen außerhalb der LED-Struktur (Abb. 26). Die gesamte Chip-Fläche betrug hierbei $1 \times 1 \text{ cm}^2$, während die Flächen der LEDs nur Größen von $0,144 \text{ mm}^2$ bis zu $3,53 \text{ mm}^2$ erreichten, damit nur Flächenanteile von 0,1% bis zu 3% besaßen. Die Ursache für das Auftreten der Lumineszenz in den Außenbereichen ist das Abfließen von Ladungsträgern über das Versetzungsnetzwerk, wie es durch die EBIC-Untersuchungen nachgewiesen werden konnte (vergl. Abb. 17).

Um das laterale Abfließen der Ladungsträger über das Versetzungsnetzwerk zu verhindern, mußte der Aufbau der LED entsprechend modifiziert werden. Um den Kostenaufwand für die Maskenherstellung und den Prozeß gering zu halten, wurde von dem in Abb. 20 beschriebenen 3 Maskenebenen- Prozeß ausgegangen, indem die Bereiche außerhalb der LED-Struktur bis in das Substrat weggeätzt wurden und die (bisherigen) Rückseitenkontakte auf die Vorderseite aufgebracht wurden. Die einzelnen Prozeßschritte sind in Abb. 28 schematisch dargestellt. Zur Realisierung von LEDs mit versetzungsbasierter D-Band-

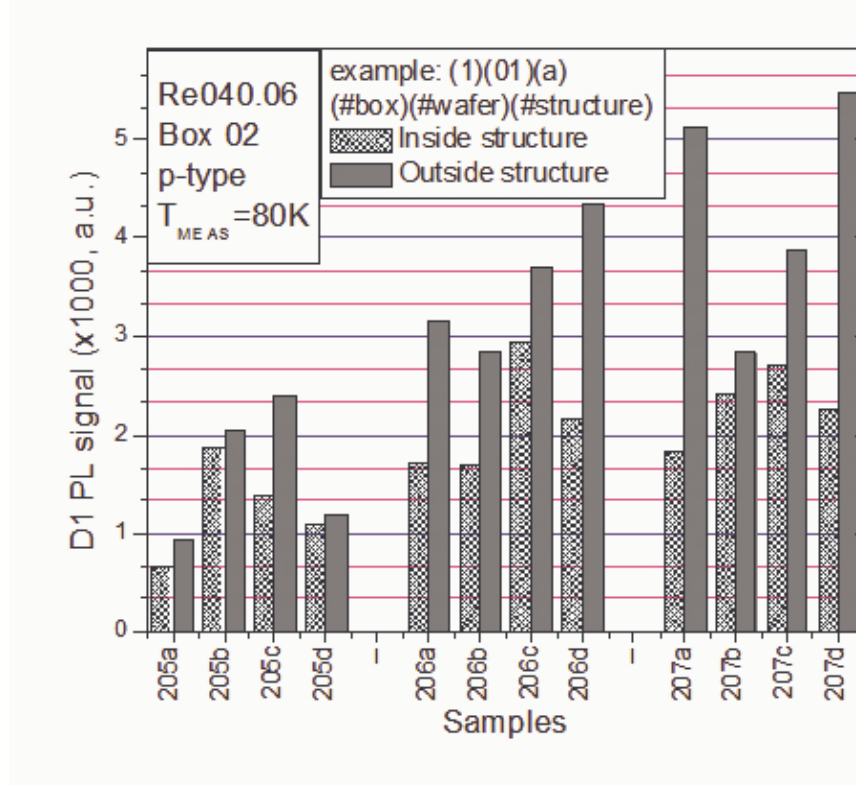


Fig. 26 Ergebnisse von PL-Untersuchungen zur D1-Band-Lumineszenz an unterschiedlichen Proben und LED-Strukturen. Die Proben-Nummern a, b, c und d kennzeichnen LEDs mit unterschiedlich großen Flächen, die jeweils auf Chips von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ präpariert wurden. Messungen wurden innerhalb der LED-Struktur und außerhalb auf dem Chip durchgeführt. Deutlich sichtbar ist die höhere Intensität der Lumineszenz in den Außenbereichen, die auf das Abfließen von Ladungsträgern zurückzuführen ist.

Messungen bei 80 K.

Lumineszenz sind hydrophob gebondete Wafer erforderlich. Diese wurden, wie beschrieben, durch hydrophobes Bonden eines SOI-Wafers auf einen Standard-Si-Wafer hergestellt, wobei nach dem Bonden der Handle-Wafer durch mechanisches Abdünnen (Grinden) und nachfolgendes chemisches Ätzen (Spin Etching) entfernt wurde. Die Verwendung von SOI-Wafern besitzt den Vorteil, daß einerseits zusätzliche Präparationskosten entfallen und andererseits kommerziell SOI-Wafer mit definierten Dicken der Si-Device-Layer verfügbar sind.

In Abb. 27 sind TEM-Abbildungen von hydrophob gebondeten Wafern dargestellt, die für die Untersuchungen Verwendung fanden. Um den Einfluß der Tiefe des Versetzungsnetzwerkes auf die Intensität der Lumineszenz zu untersuchen, wurden vorrangig SOI-Wafer mit Device-Layer Dicken von ca. 200nm und 2µm verwendet. In Einzelfällen fanden auch andere Dicken Anwendung, wobei, bedingt durch den Prozeßablauf, auf Waferdurchmesser von 150 mm zurückgegriffen werden mußte.

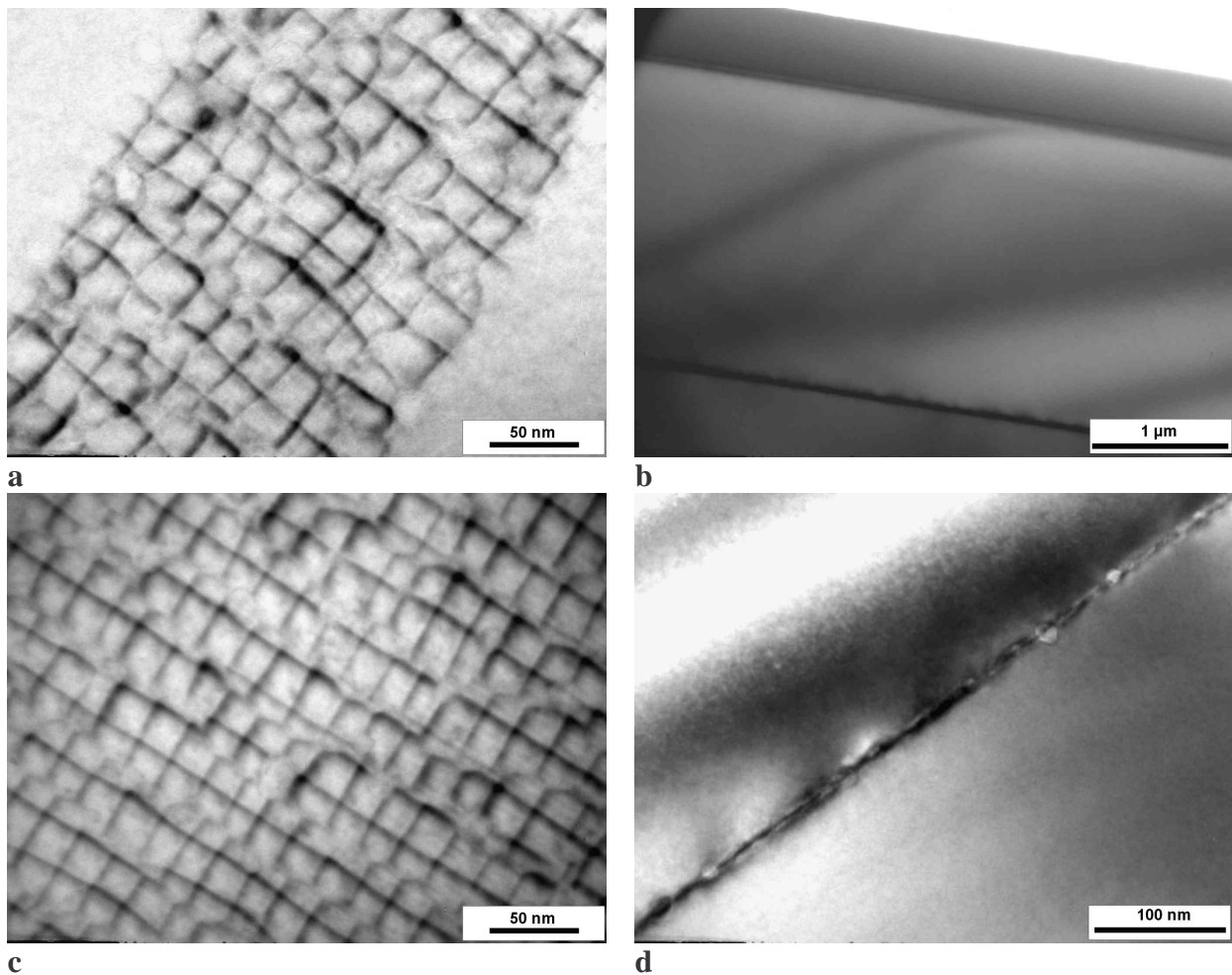
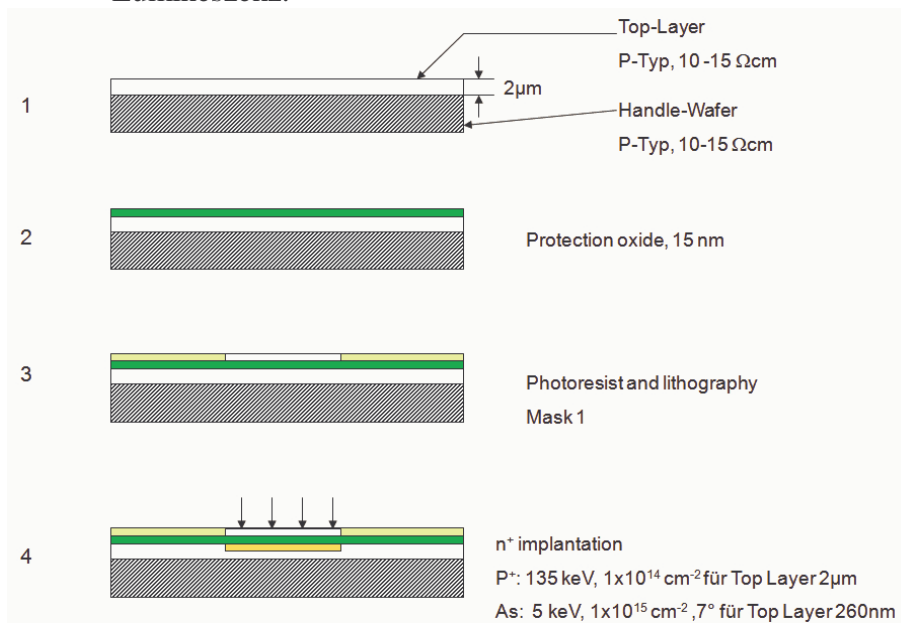


Fig. 27 TEM plane-view (a,c) und Querschnittsabbildungen (b,d) von hydrophob gebondeten Wafern. Zur Einstellung der Tiefenlage der Versetzungsnetzwerke wurden SOI-Wafer (mit unterschiedlichen Device-Layer Dicken) auf Si-Wafer gebondet. Die Abb. 27a,b zeigen ein Versetzungsnetzwerk in einer Tiefe von 2µm, die Abb. 27 c,d ein Versetzungsnetzwerk in ca. 200 nm Tiefe. Waferdurchmesser 150mm.

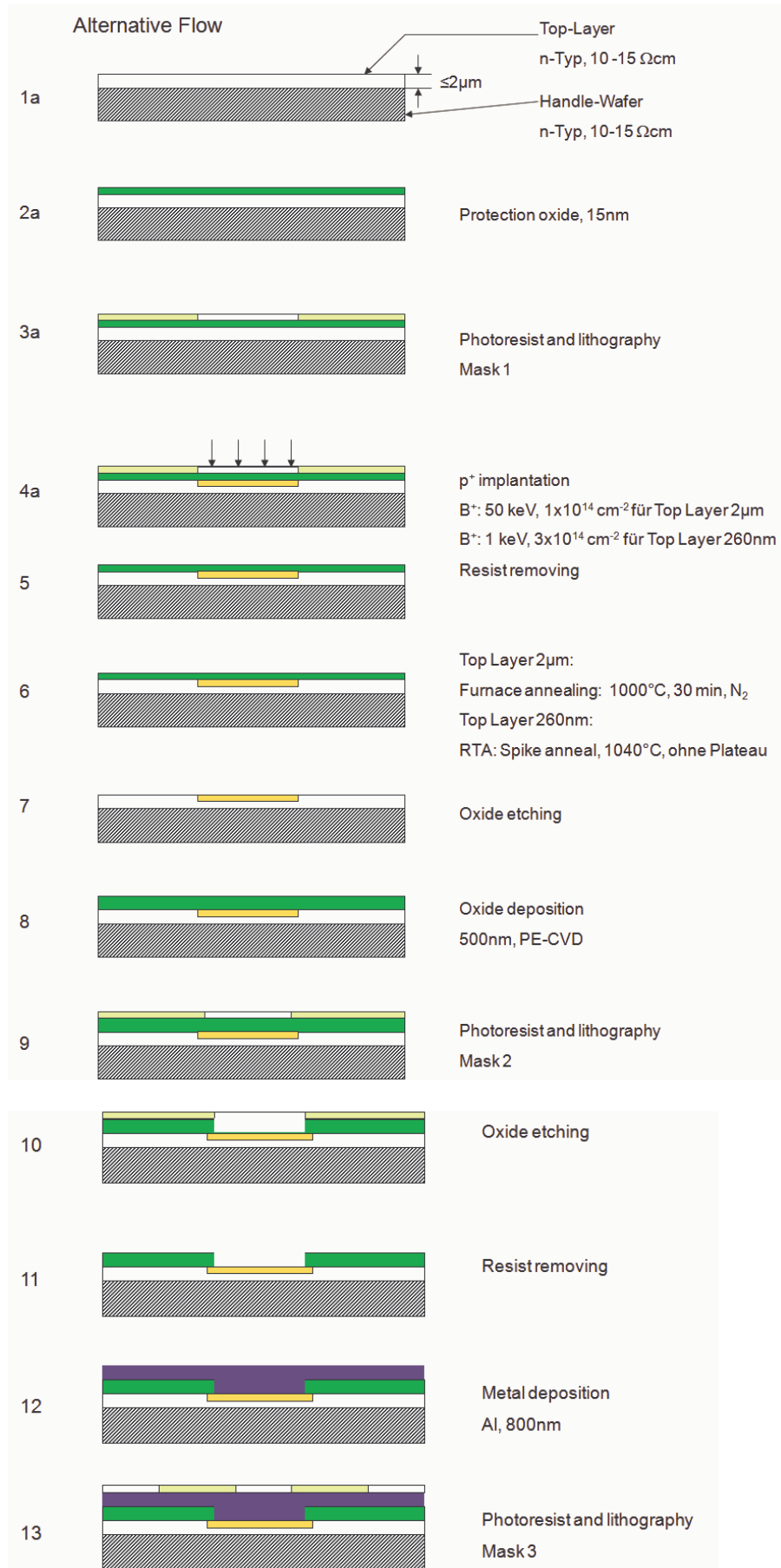
Der Prozeßablauf zur Herstellung der LEDs ist in Abb. 28 schematisch dargestellt. Durch die Modifizierung des Aufbaus der LED wurde der Prozeß insgesamt umfangreicher (29 wesentliche Prozeßschritte bzw. -komplexe). Verbunden damit war auch die Erhöhung der lithographischen Prozesse (insgesamt 6 Maskenebenen). Ausgehend von den gebondeten

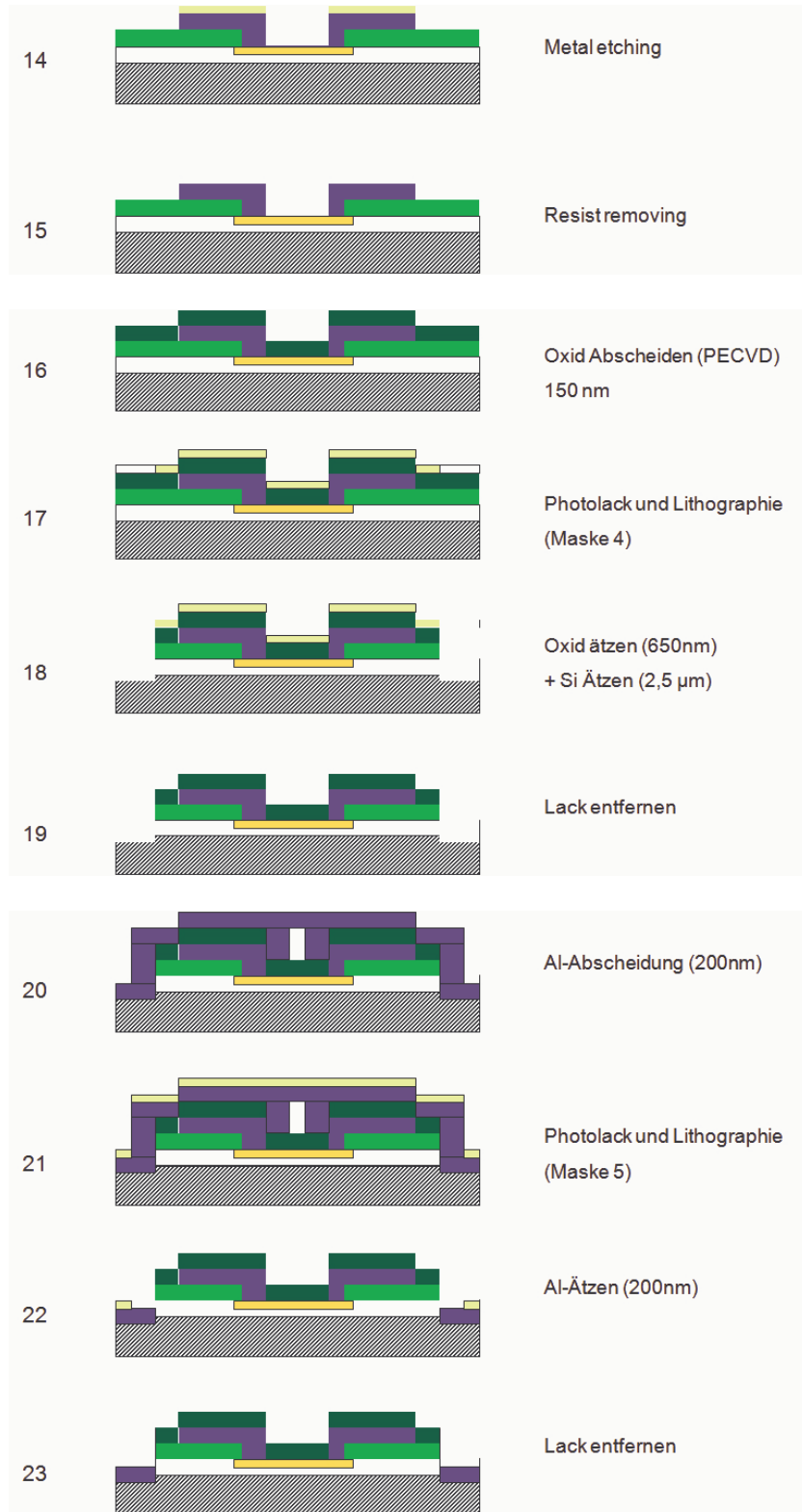
Wafern unterschiedlichen Leitungstyps (n- oder p-leitendes Material fand Verwendung) wurde eine dünne Oxidschicht als Schutzschicht für die nachfolgende Ionenimplantation aufgebracht. Nach dem Aufbringen eines Fotolacks wurden die zu implantierenden Gebiete mittels Lithographie definiert (Maske 1). Anschließend erfolgte die Ionenimplantation, wobei, je nach Leitungstyp des Materials entweder eine p⁺-Implantation (B⁺) oder n⁺-Implantation (P⁺ bzw. As⁺) erfolgte. Die Implantationsbedingungen für die Wafer mit den dickeren Si-Schichten (2µm) und (als alternativer Fluß) den dünneren Schichten (ca. 200 nm) sind in der Abb. 28 aufgeführt. Nach der Implantation und dem Entfernen des Fotolacks erfolgte eine Wärmebehandlung (drive in), die im Fall der Wafer mit den dickeren Schichten als Ofentemperatur bei 1000°C für 30 Minuten in Stickstoff ausgeführt wurde. Alternativ dazu fand für die Wafer mit den dünneren Schichten eine RTA-Temperung bei 1040°C statt (Stickstoff-Atmosphäre). Im Anschluß daran wurde das dünne, als Schutzschicht dienende Oxid entfernt (naßchemisches Ätzen in verdünnter HF) und eine 500nm dicke Oxidschicht mittels PE-CVD aufgebracht. Das Oxid wurde mit einer zweiten Maske strukturiert und anschließend geätzt. Nach dem Entfernen des Fotolacks wurde die erste Metallebene (Al, 800 nm) aufgebracht und mittels eines weiteren Lithographie-Schrittes (Maske 3) strukturiert. Daran schloß sich das naßchemische Ätzen des Metalls und die Entfernung des Fotolacks an. Bis zu diesem Punkt (15 in Abb. 28) war der Prozeß nahezu identisch zu dem der einfachen LEDs, wie er in Abb. 20 beschrieben wurde. Für die optimierte LED wurde nun eine weitere Oxidschicht aufgebracht (PE-CVD-Oxid, 150 nm), die die untere Metallebene für die weiteren Prozesse abdeckt. Mittels eines weiteren Lithographie-Schrittes wurde das Oxid und das Si außerhalb der LED-Struktur geätzt. Für die Wafer mit den dicken Schichten wurde das Si 2,5 µm tief geätzt, für die Wafer mit den dünnen Schichten nur 500 nm. Durch diesen Ätzprozeß wurden die Si-Schichten und das Versetzungsnetzwerk außerhalb der LED-Struktur entfernt. Als Ätzprozeß für das Silizium fand ein Trockenätzen Anwendung. Zum Erreichen einer hohen Selektivität, eines hohen Aspekt-Verhältnisses und einer hohen Ätzrate fand eine Cryo-Ätzprozeß bei -120°C in einem RF/ICP-Plasma Verwendung (SF₆ 85 sccm, O₂ 12 sccm, p = 10 mTorr, r.f. power 30 W, ICP power 1200 W). Für diesen Prozeß werden Si-Ätzraten von ca. 1,5 µm pro Minute erhalten. Nach dem Entfernen des Fotolacks wurde

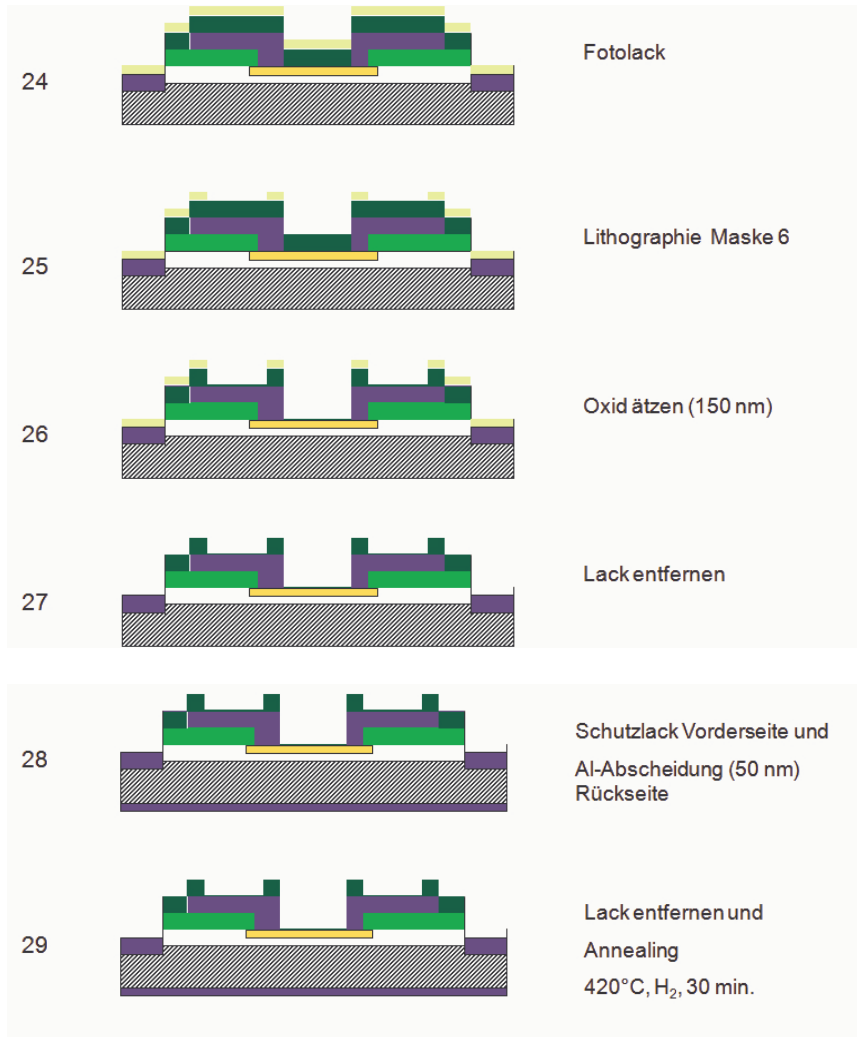
Fig. 28 Schematische Darstellung der Prozeßabfolge zur Herstellung optimierter LEDs mit versetzungsbasierter D1-Band-Lumineszenz.



die zweite Metall-ebene (Al, 200 nm) aufgebracht und durch Fotolithographie und anschließendes naßchemisches Ätzen strukturiert (Maske 5). Durch diesen Prozeßschritt wurden die Substratkontakte auf der Vorderseite strukturiert, was für die nachfolgenden Messungen (EL, PL) Vorteile besitzt. Die weiteren Prozeß-schritte





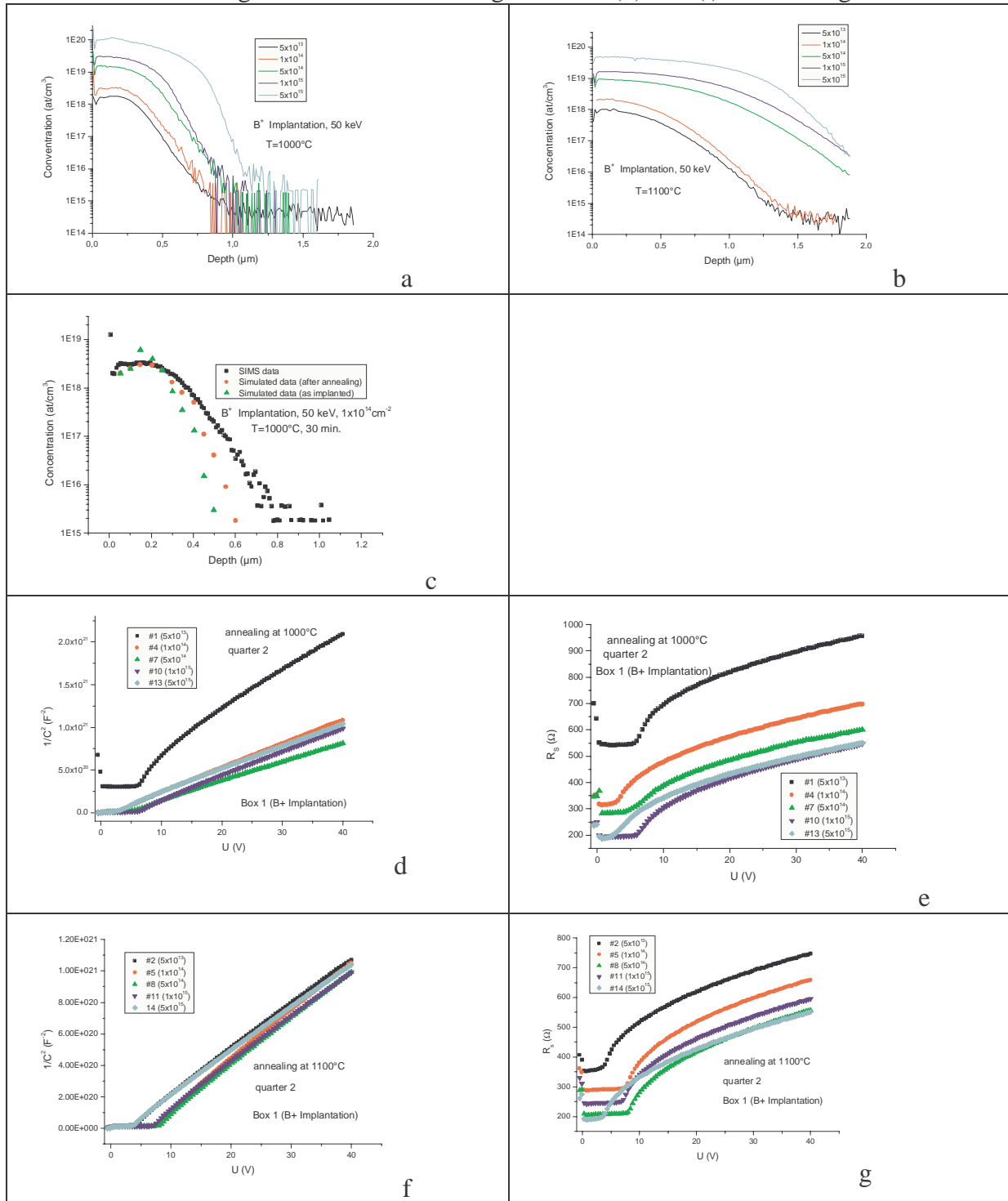


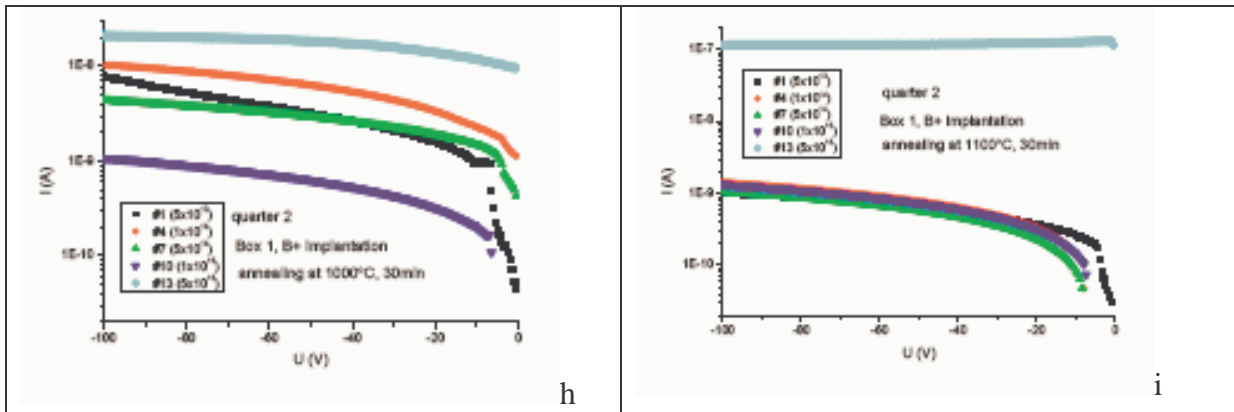
dienen dem Öffnen und der Definition der unteren Metallebene. Hierzu wurde eine weitere Oxidschicht aufgebracht und mittels Fotolithographie (Maske 6) strukturiert. Anschließend wurde das Oxid geätzt, wodurch die Kontaktbereiche beider Metallebenen freigelegt wurden.

Zur weiteren Optimierung der LED-Strukturen wurden Prozeßbedingungen variiert. Insbesondere wurde der Einfluß der Implantation der p⁺ bzw. n⁺-Gebiete auf die elektrischen Eigenschaften der LED und die Elektrolumineszenz untersucht. Fig. 29 zeigt Ergebnisse zur Untersuchung des Einflusses der Implantationsbedingungen (Bor-Implantation). Analoge Untersuchungen wurden auch für n⁺-Implantationen durchgeführt. Fig. 29a,b zeigen die gemessenen SIMS-Tiefenprofile für Bor nach Implantationen mit Dosen von 5·10¹³ cm⁻² bis zu 5·10¹⁵ cm⁻² bei gleichen Energien (50 keV) und anschließenden Wärmebehandlungen bei 1000°C (Fig. 29a) und 1100°C (Fig. 29b). Fig. 29c stellt den Vergleich eines gemessenen Tiefenprofiles mit den berechneten (ATLAS, SILVACO) dar, wobei die Profile nach der Implantation und der nachfolgenden Wärmebehandlung berechnet wurden. Deutlich erkennbar ist die Differenz zwischen dem gemessenen Tiefenprofil (SIMS) und dem berechneten.

Die weiteren Abbildungen zeigen die an Dioden gemessenen CV- und IV-Kennlinien sowie den ermittelten Schichtwiderstand bei gleichen Implantationsbedingungen und nach Wärmebehandlungen bei 1000°C und 1100°C.

Fig. 29 Ergebnisse zur Optimierung der LEDs. SIMS-Tiefenprofile (B) für unterschiedliche Implantationsbedingungen (Dosen) nach Wärmebehandlungen bei 1000°C (a) und 1100°C (b). Vergleich des SIMS-Profiles mit den berechneten Tiefenprofilen nach der Implantation und einer Wärmebehandlung bei 1000°C (c). CV- und Widerstandsmessungen an LED-Strukturen mit unterschiedlichen Implantationsdosen und nach Wärmebehandlungen bei 1000°C (d,e) bzw. 1100°C (f, g). Die dazu korrespondierenden Ergebnisse der IV-Messungen sind in (h) und (i) zusammengefaßt.





(b) Elektrolumineszenz

Wie bereits oben gezeigt worden ist, haben LEDs, die nicht optimal konstruiert sind, eine geringe Effizienz, die weit vom erreichbaren Optimum entfernt ist; außerdem heizen sie sich auf. Die optimierten LEDs zeigen ein anderes Verhalten, welches mit dem von uns entwickelten theoretischen Modell beschrieben werden kann [57]. An diesen Dioden ist ein Maximum der Effizienz für eine bestimmte Anregungsdichte (bzw. Fluss-Strom) zu beobachten. Die Kurven in Fig. 30, links, die die Effizienz (bzw. normierte Intensität der BB-Linie der EL) als Funktion des Fluss-Stromes zeigen, wurden nach diesem Modell berechnet. Parameter ist die SRH-Lebensdauer τ . Als Beispiel sind experimentelle Daten von einer LED gezeigt, an die die Kurve für $\tau = 138 \mu\text{s}$ angepasst wurde.

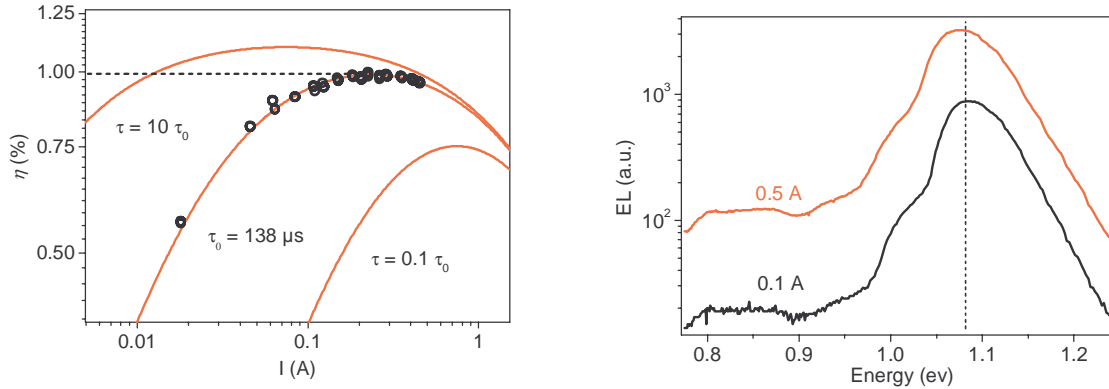


Fig.30 Optimierte LEDs in versetzungsfreiem Si mit modell-gerechtem Verhalten und ohne Aufheizungs-Effekte.

Linke Fig.: Effizienz in Abhängigkeit vom Anregungsstrom. Die experimentellen Daten können mit unserem Modell [57] beschrieben werden. Es existiert eine Stromdichte für die die Effizienz maximal ist.

Rechte Fig.: An optimierten LEDs erfolgt keine thermisch bedingte Rotverschiebung der BB-Linie sogar für Ströme über 0.5 A (Stromdichte 50 Acm^{-2}).

Bei diesen optimierten Strukturen ist die unerwünschte Aufheizung der LED bis zu Stromdichten von 50 Acm^{-2} und größer zu vernachlässigen und die Spektren zeigen auch keine thermisch bedingte Rotverschiebung (siehe Fig.30 rechts). Durch Optimierung des LED-Aufbaus konnten wir bisher für die BB-Linie eine maximale Effizienz von $\sim 2\%$ bei Raumtemperatur erzielen.

(c) Zur Flächen-Ausdehnung der LED-Struktur

Wir haben beobachtet, dass die Versetzungsnetzwerke als sehr effiziente Transportkanäle für Ladungsträger wirken (siehe oben AP 1.1 (c)). In Fig. 31 rechts ist dieser Effekt, der eine ‚Verdünnung‘ der Konzentration der injizierten Überschuss-Ladungsträger nach sich zieht und dadurch die strahlende Rekombination am Netzwerk abschwächt, schematisch dargestellt. Zur genaueren experimentellen Bewertung haben wir Proben mit unterschiedlichen Flächen der gesamten LED-Struktur präpariert, bei denen die Fläche der pn-Übergänge aber gleich groß gehalten wurde. Die Lumineszenz wurde bei identischem Fluss-Strom gemessen. Das Ergebnis der Untersuchungen zeigt, dass die Intensität der Lumineszenz stark von der Fläche der gesamten LED-Struktur beeinflusst wird. Die kleineren Gesamt-Strukturen zeigen höhere Lumineszenz-Intensitäten. Mit abnehmender Größe der Gesamt-Strukturen, wird das Gebiet in dem die Lumineszenzstrahlung entsteht, immer weiter auf den Bereich unterhalb des p-n Übergangs lokalisiert, was zu einer Erhöhung der Intensität führt und zwar sowohl für die D1- wie auch für die BB-Linie (vergl. Fig. 31 links). Somit hat das Verhältnis der Flächen von pn-Übergang und gesamter LED-Struktur für die erzielbare Effizienz der D1-Lumineszenz eine entscheidende Bedeutung.

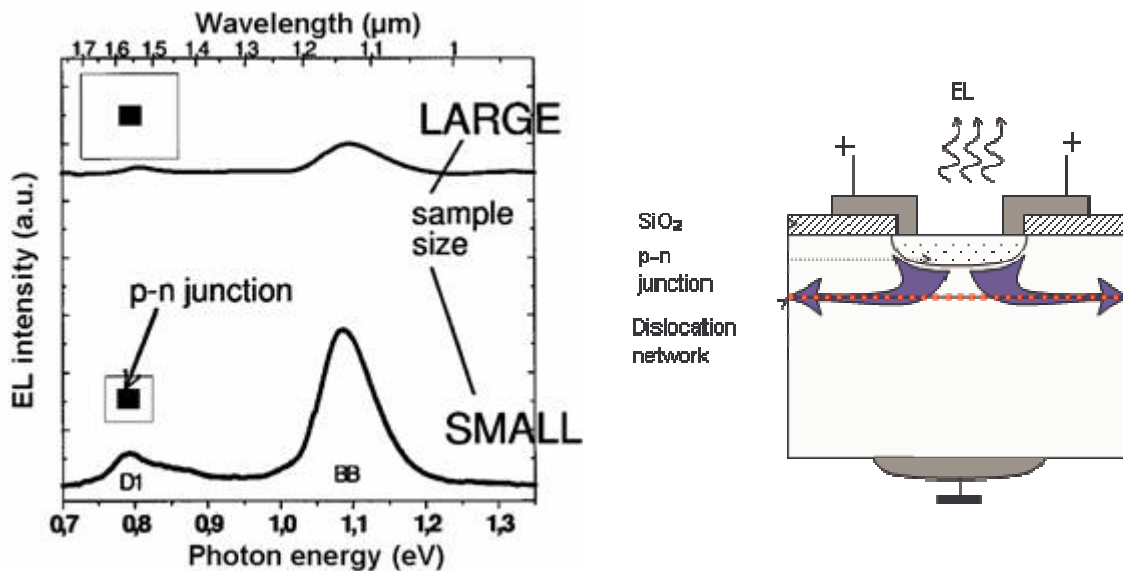


Fig.31 Einfluss des Verhältnisses von Gesamtfläche des versetzungs-basierten Lichtemitters und der flussgepolten Diodenfläche auf die Lumineszenzintensität. Linke Fig.: EL-Spektren von LEDs mit gleicher Diodenfläche aber verschieden großer Gesamtfläche. Rechte Fig.: Schematische Darstellung zum Einfluss des Netzwerkes auf den Transport der injizierten Überschuss-Ladungsträger.

(d) Einfluss der Tiefenlage der Netzwerke

Ein weiterer Optimierungsparameter, welcher Auswirkungen auf die Strahlungseigenschaften der Strukturen hat, ist die Tiefenlage des Netzwerkes. In den untersuchten LEDs wurde der Tiefen-Abstand zwischen pn-Übergang und Netzwerk variiert. Die durch den flussgepolten pn-Übergang injizierten Überschuss-Ladungsträger rekombinieren - bevor sie das Netzwerk erreicht haben, an dem die D1-Strahlung erzeugt wird - zunächst unter Emission der BB-Linie. Mit abnehmendem Abstand zwischen pn-Übergang und Netzwerk verschiebt sich das Intensitätsverhältnis aber zu Gunsten der D1-Lumineszenz (siehe Fig.).

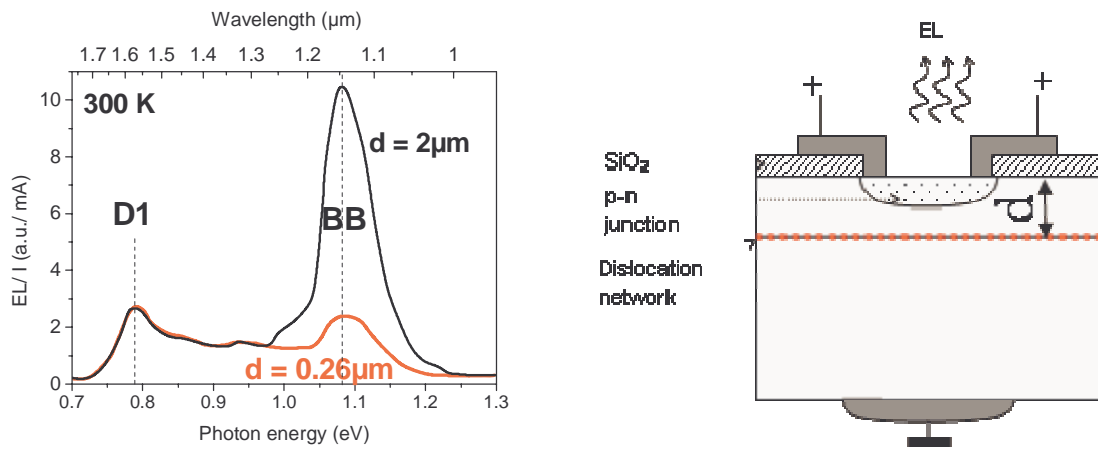


Fig.32 Abhängigkeit der EL-Intensität von D1- und BB-Strahlung von der Tiefenlage des Netzwerks.
Linke Fig.: EL-Spektren für zwei LEDs mit unterschiedlich tiefen Netzwerken.
Rechte Fig.: Schematische Darstellung des LED-Aufbaus.

II.1.2 AP 2 - Lumineszenz an implantationsinduzierten Defekten

Die Arbeiten wurden vom IHP koordiniert.

AP 2.1 - Herstellung und Charakterisierung definierter Strukturen

(a) Herstellung von Versetzungs-Schleifen and RLD (rod-like defects) durch Implantation von Si-Ionen und Ausheilung

Defekt-Strukturen lassen sich, alternativ zum Wafer-Direktbonds, auch mittels Implantation von Si-Ionen und anschließende Ausheilung herstellen [42], [59]. Innerhalb des End-Of-Range-Bereiches unterhalb der Si-Oberfläche bildet sich dann ein Band mit Kristalldefekten, deren Struktur stark von den Implantationsbedingungen (Dosis usw.) und den Parametern der Ausheilung abhängt. In Fig. 33 zeigt eine TEM-Aufsichtsaufnahme als Beispiel, in dem die RLDs dominieren, die eine stäbchenförmige Struktur aufweisen. Aber auch Versetzungsschleifen (dislocation loops) als kleine kreisförmige Strukturen sind in der Abbildung zu finden. Durch Variation der Herstellungsbedingungen lässt sich erreichen, dass die Versetzungsschleifen das Defektspektrum dominieren.

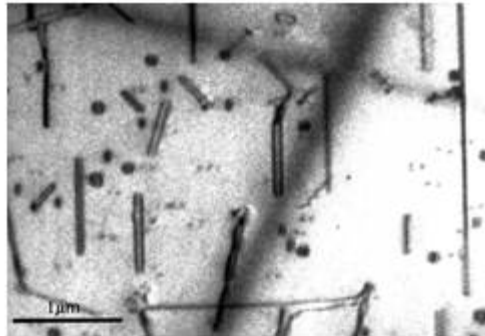


Fig.33 Die TEM-Aufnahme zeigt die RLDs als stäbchenförmige Kontraste und die Versetzungsschleifen als kleine kreisförmige Kontraste.

Die Tiefe des Defektbandes wird durch die Energie der implantierten Si-Ionen bestimmt. In Fig. 34 rechts ist schematisch eine LED-Struktur gezeigt, die zwei Bänder mit Versetzungsschleifen enthält. Die unterschiedliche Tiefe resultiert aus der Si-Implantation mit 200 bzw. 450 keV. Zur Formierung des pn-Überganges wurde Bor in das P-dotierte Si-Substrat eindiffundiert.

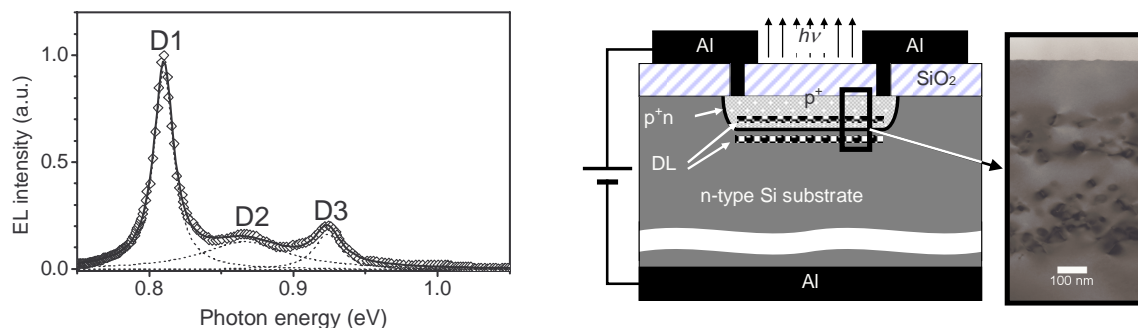


Fig.34 LED mit Versetzungsschleifen

Linke Fig.: Im Lumineszenz-Spektrum dominiert die D1-Linie.

Rechte Fig.: Die LED besteht aus einer Diffusionsdiode, welche oberhalb und unterhalb des pn-Überganges Versetzungsschleifen enthält, die im TEM-Querschnittsbild zu sehen sind.

Das EL-Spektrum dieser LED ist in Fig. 34 links gezeigt. Neben der dominierenden D1-Linie werden - bei tieferen Temperaturen - auch D2 und D3 beobachtet, allerdings mit deutlich schwächerer Intensität.

(b) Lumineszenz von RLD

Wie bereits oben diskutiert, können durch Wahl der passenden Bedingungen vornehmlich RLDs generiert werden. Bereits frühere Untersuchungen haben gezeigt, dass drei unterschiedliche Klassen von RLDs existieren: line-interstitial defects (LID), plane defects (PD) und dislocation dipoles (DD) [60], [61]. Obwohl die Struktur der Defekte dieser drei Klassen recht ähnlich ist, sind doch mikrostrukturelle Unterschiede vorhanden. Die drei Klassen können auch als Evolutionsstufen der Agglomerate beim Ausheilen betrachtet werden. Erst formieren sich die LIDs, dann die PDs, die sich anschließend in DDs verwandeln.

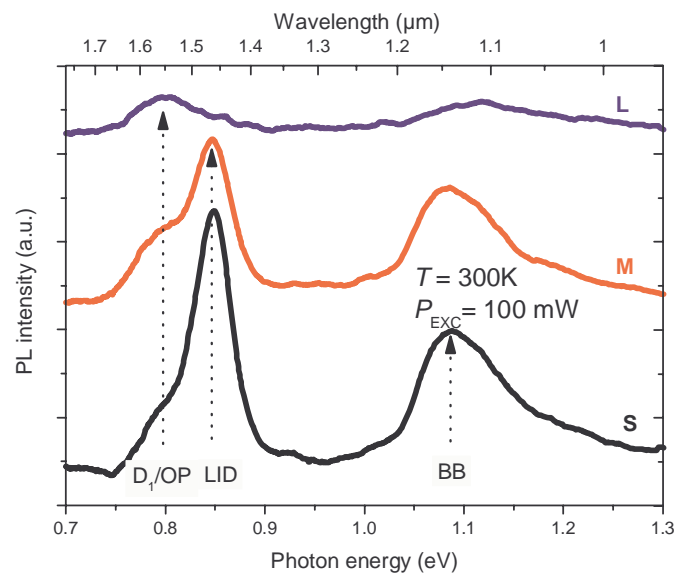


Fig.35 Lumineszenz-Spektren von Proben mit RLDs, welche unterschiedliche Zwischengitter-Atom-Agglomerate enthalten: Probe S mit dominanten Line-interstitial Defects (LID), Probe M mit Plane Defects (PD) und Probe L mit Dislocation Dipoles (DD).

Alle drei Klassen liefern spezifische Linien im Lumineszenz-Spektrum von Si [62]. In Fig. 35 sind Spektren von Proben gezeigt, in denen LIDs (Probe S), PDs (Probe M) bzw. DDs (Probe L) dominieren. Es hat sich herausgestellt, dass Proben mit einer hohen Konzentration an LID-Agglomerate eine Linie bei etwa 1.45 μm (0.86 eV) aufweisen, die auch bei Raumtemperatur noch sehr intensitätsreich ist. Die Bindungsenergien der LID-Komplexe ist, verglichen mit der für die Versetzungs-Schleifen, allerdings gering. Daher sind derartige LIDs bei thermischen Prozessen nicht stabil und bei Überschreitung von etwa 700 °C zerfallen sie. Obwohl, die Wellenlänge der LID-Lumineszenz für einen Lichtemitter geeignet wäre, spricht ihre geringe thermische Stabilität gegen eine technische Nutzungsmöglichkeit.

(c) Durch Mehr-Phononen-Übergang erzeugte Si-Linien

Die Nutzung der BB-Lumineszenz für Si-basierte Lichtemitter auf dem Chip ist durch die relativ starke Absorption dieser Strahlung von ca. 1.1 μm Wellenlänge in den Si-Wellenleitern praktisch ausgeschlossen. Die BB-Linie in Si stellt die 1-Phonon-Linie dar, bei der die Erhaltung des Impulses während des strahlenden Überganges zwischen Leit- und

Valenzband-Kante durch ein TO-Phonon besorgt wird. Die Energie der BB-Linie liegt daher ca. 60 meV unterhalb der Energie der Bandlücke: $E(\text{BB}) = E_g - 1 \times E(\text{TO})$. Weiterhin existieren die 2- und 3-Phonon (und weitere Linien), an deren Bildung mehrere Phononen gleichzeitig beteiligt sind, wobei deren Intensitäten um jeweils etwa eine Größenordnung reduziert ist [63]. Die Energie der 2- bzw. 3-Phonon-Linie ist gegeben durch $E(2) = E_g - 2 \times E(\text{TO})$ bzw. $E(3) = E_g - 3 \times E(\text{TO})$. Folglich sind diese Linien weiter ins Rote verschoben, wodurch ihre Absorption in Si weniger stark ausgeprägt ist als für die BB-Linie. Damit käme möglicherweise - als Alternative zu den D-Linien - die Nutzung der Multi-Phonon-Linien in einem Si-basierten Emmitter in Betracht.

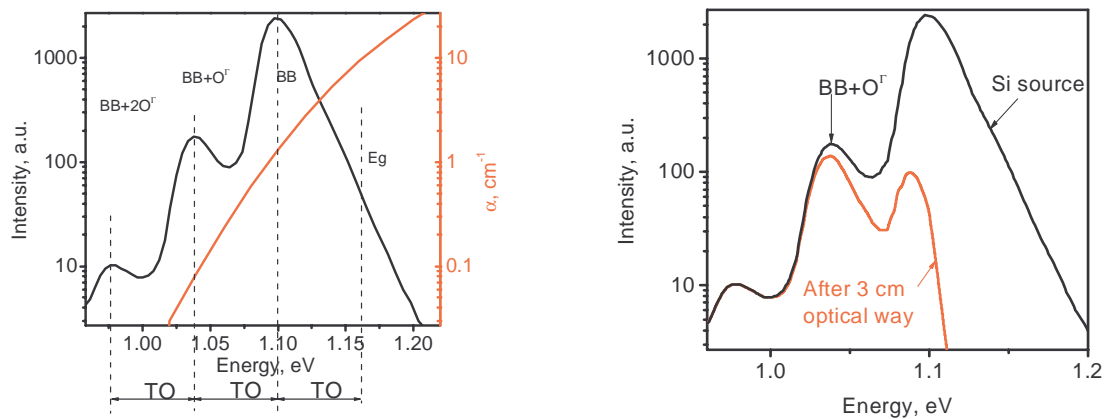


Fig.36 Lumineszenz-Spektren von perfektem Si mit drei Mehr-Phonon-Linien.

Linke Fig.: Je nach Anzahl der involvierten Phononen sind Ein-, Zwei- oder Drei-Phonon-Prozesse zu beobachten. Die Peaks sind jeweils um die Energie des TO-Phonons verschoben.

Rechte Fig.: Die absorptionsbedingte Änderung des Spektrums des Si-Emitters nach Durchlauf von 3 cm optischer Weglänge im Si-Wellenleiter ist als rote Kurve dargestellt.

In Fig. 36 (links) ist ein von uns gemessenes Spektrum dargestellt, das die 1-Phonon- (d.h. BB), 2-Phonon- und 3-Phonon-Linie zeigt (die Intensitätsachse ist logarithmisch skaliert). Weiter ist der Absorptionskoeffizient für Si als rote Linie dargestellt. Fig. 36 (rechts) demonstriert die Intensitäts-Abschwächung nach Durchlaufen von 3 cm optischer Weglänge in Si. Für die 2-Phonon-Linie ist die nach der Absorption verbleibende Intensität etwa dreimal größer als für die bei ihrer Emission noch ca. 10-mal stärkere BB-Linie. Für einen Si-Emmitter, der auf der 2-Phonon-Linie basieren soll, bedeutet das, dass die Erzeugung der 2-Phonon-Linie mit mindestens 1% Effizienz bei Raumtemperatur realisiert werden muss. Um dies zu erreichen, müsste die Effizienz für die Emission BB-Linie ca. 10% betragen. Bisher haben wir 2% als Bestwert für die BB-Linie erzielen können.

(d) SiGe – BB-Lumineszenz

Eine andere Möglichkeit zur Nutzung der BB-Linie für den Lichtemitter, die wir geprüft haben, besteht in der Verwendung von SiGe-Mischkristallen, deren Bandlücke kleiner ist, als die von Si [64]. Daraus ergibt sich für die BB-Linie von SiGe eine geringere Energie bzw. eine Rotverschiebung der Wellenlänge, die mit anwachsendem Ge-Gehalt ansteigt: $E(\text{BB})_{\text{SiGe}} = E_{g\text{SiGe}} - 1 \times E(\text{TO})_{\text{SiGe}} < E(\text{BB})_{\text{Si}}$.

Im Rahmen des Projektes haben wir SiGe-Proben mit 20% Ge untersucht. Fig. 37 (rechts) zeigt schematisch den Probenaufbau für eine ca. 4 μm dicke relaxierte SiGe-Epischicht auf gradiertem Puffer. Die Proben hatten eine Dichte der Threading Dislocations von einigen 10^4 cm^{-2} . Das Material war von der Firma IQE bezogen worden, die kommerziell ‚hochqualitative‘ SiGe-Epischichten auf Si (100)-Substraten anbietet.

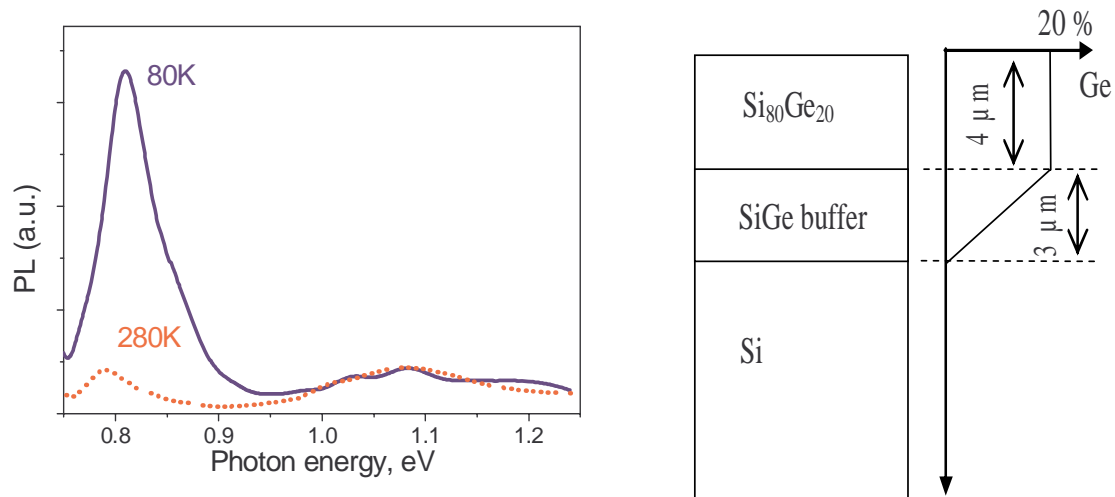


Fig.37 Lumineszenz an Si_{0.8}Ge_{0.2}-Schichten auf Puffer.
Linke Fig.: PL-Spektren aufgenommen bei 80 und 300 K.
Rechte Fig.: Schematische Darstellung des Aufbaus der Struktur.

Die PL-Spektren in Fig. 37 (links) zeigen breite Banden, die aus den Band-Band-Übergängen von Material mit einem verschiedenen Mischverhältnis von Si und Ge verursacht werden. Die Eindringtiefe des anregenden Lichtes bewirkt, dass Überschuss-Ladungsträger in den oberen 4 μm dicken SiGe-Schicht aber auch zu erheblichen Teilen noch im tiefer gelegenen Puffer generiert wurden. Im Spektrum das bei 280 K aufgenommen wurde (rote Kurve), liegt das ‚gemittelte‘ Maximum bei etwa 1.07 eV, während im 80 K-Spektrum (blaue Kurve) zwei Maxima zu erahnen sind. Das Auftreten der intensiven D-Linien wird ebenfalls dadurch verursacht, dass die Defektstrahlung zum Teil aus dem versetzungsreichen Puffer emittiert wird.

Insgesamt weist die Lumineszenz nur eine geringe Intensität, wodurch diese 4 μm dicken ‚hochqualitativen‘ SiGe-Schichten praktisch für eine Nutzung als Lichtemitter ausscheiden. Unsere diesbezüglichen Untersuchungen zu SiGe-basierten LEDs sind unten in Pkt. 2.2 (c) beschrieben.

AP 2.2 - EL an pn-LEDs

(a) EL an LEDs mit Versetzungsschleifen

Die elektrische Anregung der D1-Lumineszenz in den versetzungsreichen Bereichen des Lichtemitters ist für die Optimierung der LED-Funktion von großer Bedeutung. Zur Injektion der Überschuss-Ladungsträger werden üblicherweise in Flussrichtung gepolte pn-Übergänge verwendet. Wir haben LEDs untersucht, bei denen Bänder mit Versetzungs-Schleifen durch Si-Implantation und anschließende Ausheilung (20 Minuten bei 950 °C in Stickstoff) formiert wurden. Der pn-Übergang an den LEDs wurde mittels Bor-Eindiffusion in die P-dotierten Substrate hergestellt. Durch die gewählten Implantations-Energien von 200 und 450 keV waren die Versetzungsbänder unterhalb und oberhalb des pn-Überganges so lokalisiert, dass sie sich im Bereich der Sperrschicht befanden, d.h. sie konnten das elektrische Feld ‚sehen‘. Hier werden folgende vier Proben diskutiert: Probe #1 – Ausgangszustand (ohne Versetzungen); Probe #2 – Si-Implantation mit 200 keV; Probe #3 – Si-Implantation nur mit 450 keV; Probe #4 – Si-Implantation mit 200 keV und 450 keV.

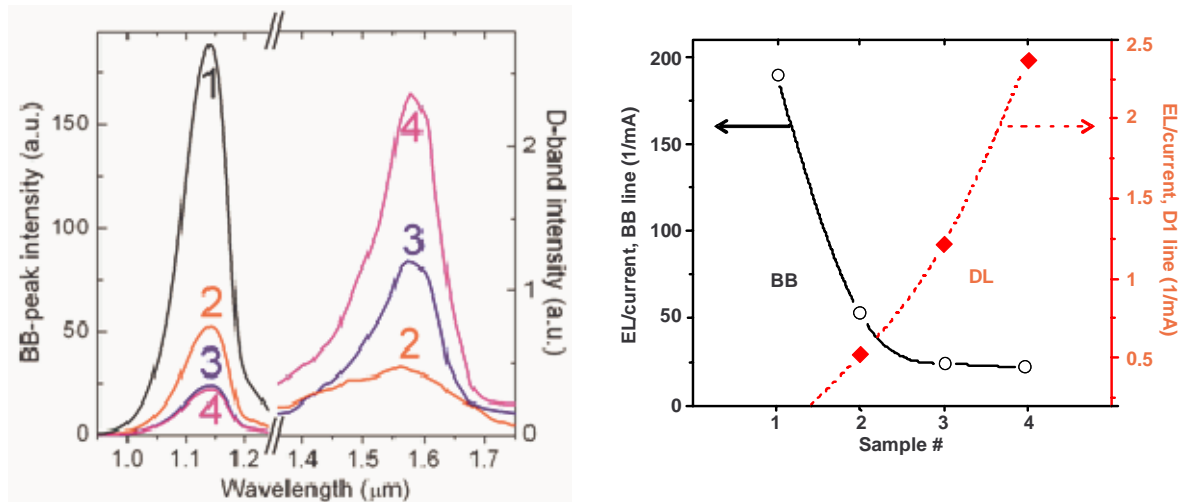


Fig.38 LEDs mit Versetzungsschleifen: Probe #1 Ausgangszustand (ohne Versetzungen), #2 mit Versetzungen oberhalb des pn-Überganges, #3 unterhalb des Überganges und #4 ober- und unterhalb des pn-Überganges.
 Linke Fig.: EL-Spektren für Proben #1 bis #4.
 Rechte Fig.: Verhalten der Intensitäten von BB- und D1-Linie für die Proben #1 bis #4.

Die EL-Spektren zeigen, dass die Stärke der D1-Linie mit der Konzentration der Versetzungsschleifen (DL = dislocation loops) korreliert (Fig. 38links). In der versetzungsfreien Probe #1 tritt keine D1- sondern nur die BB- Lumineszenz auf. Wenn die p-Seite der Diode Versetzungen enthält (Probe #2) ist die D1-Lumineszenz zu finden und gleichzeitig sinkt die Intensität der BB-Emission ab. Dieser Effekt ist stärker für Probe #3 (Versetzungen auf der Substratseite) und am stärksten für Probe #4 zu beobachten, bei der sich oberhalb und unterhalb des pn-Überganges ein Versetzungsband befindet.

Die Abhängigkeit der BB- und D1-Lumineszenz von der Versetzungsdichte ist in Fig. 38 (rechts) dargestellt. Die BB-Lumineszenz tendiert zu einer Sättigung, während die D1-Intensität mit zunehmender Versetzungsdichte anwächst [42].

Stark-Effekt

Die Versetzungsschleifen an denen das D1-Licht entsteht sind so positioniert, dass sie sich im elektrischen Feld des pn-Überganges befinden. Dabei haben wir beobachtet, dass sich die spektrale Position der D1-Linie durch Anlegen einer Vorpannung verschiebt. Dieser erstmals gemachte Befund für Versetzungslumineszenz ist auf den sog. quadratischen Stark-Effekt (quantum confined Stark effect) zurück zu führen [65], [66]. Dabei verschieben sich die die Versetzung bestimmenden Energieniveaus in der Bandlücke proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke. Im Gegensatz zu den Defektniveaus, wird die energetische Breite der Si-Bandlücke durch das elektrische Feld nicht verändert, weshalb sich die spektrale Position der BB-Linie auch nicht verschiebt.

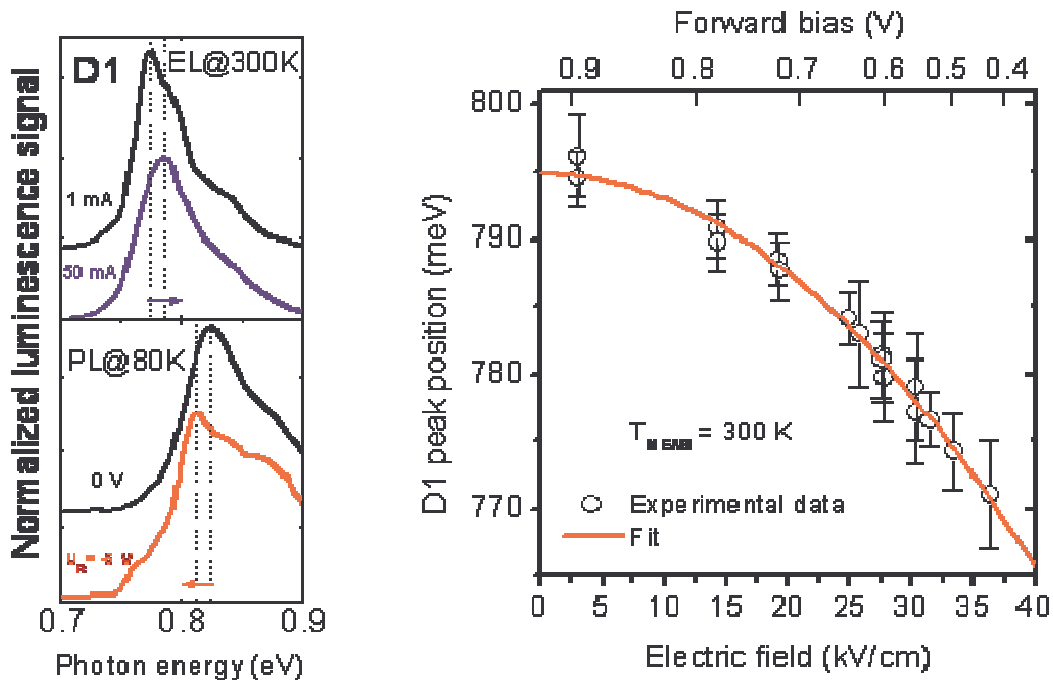


Fig.39 Stark-Effekt: Einfluss des elektrischen Feldes auf die spektrale Lage der Versetzungslumineszenz in Si.

Linke Fig.: Oben: Blau-Verschiebung der D1-Linie bei Reduzierung des Feldes durch Fluss-Spannung am pn-Übergang – Nachweis in EL. Unten: Rot-Verschiebung der D1-Linie bei Erhöhung des Feldes – Nachweis in PL mit optischem Pumpen.

Rechte Fig.: Experimentelle Daten vom flussgepolten pn-Übergang und Fit (rote Kurve) auf Basis des quadratischen Stark-Effektes.

Bei Anlegen einer Fluss-Spannung wird die lokale Feldstärke verringert und die Defektniveaus verschieben sich in Richtung des vom Feld unbeeinflussten Zustandes, welcher der Emissionsenergie der D1-Linie im neutralen Halbleiter entspricht. Dieses Verhalten zeigt die blaue Kurve in Fig.39 (links). Bei Anlegen einer Sperr-Spannung wird dagegen das lokale Feld erhöht und wodurch sich die Photonenenergie reduziert; siehe rote Kurve in Fig. (links). Aus unseren Experimenten unter Fluss-Spannung (siehe Fig. 39 rechts) konnten wir die folgende Abhängigkeit ableiten:

$$E_x = 795 - 0,0186 \cdot x \cdot F^2$$

Gl. 5

Dabei beschreiben E_{ex} , die Energie der D1-Linie (in meV) und F , die elektrische Feldstärke (in kV/cm) [46], [67].

Ein ähnliches Verhalten konnten wir auch an Proben mit Versetzungsnetzwerken finden. Der von uns erstmals gezeigte Stark-Effekt an Versetzungen in Silizium bietet vom Prinzip her die Möglichkeit, Lichtemitter und Modulator in einer Bauelemente-Struktur zu kombinieren. Eine Frequenzmodulation der Versetzungs-Strahlung ist möglich durch die Modulation des elektrischen Feldes in dem die Versetzungen lokalisiert sind. Es ist zu vermuten, dass ein schneller Modulator das Anlegen einer Sperr-Spannung erfordert [68], [69].

(b) SiGe-basierte LEDs

Wie bereits vorn diskutiert wurde, werden die Lumineszenzspektren von SiGe-Proben durch strahlende Rekombination im Pufferbereich erheblich beeinflusst. Das breite Maximum in Fig. 37a bei etwa 1.07 eV entspricht den ‚gemittelten‘ BB-Übergängen aus SiGe-Epischicht und Pufferbereich und die D1-Lumineszenz wird vor allem durch die Fehlanpassungs-Versetzungen im Puffer verursacht.

Eine flachere Verteilung der Überschuss-Ladungsträger - gegenüber der optischen Anregung - wurde durch elektrische Injektion erwartet. Dafür wurde ein pn-Übergang in die SiGe-Epischicht präpariert. Ein EL-Spektrum von diesen SiGe-LEDs, das unter Fluss-Spannung aufgenommen wurde, ist in Fig. 40 gezeigt. Das Maximum der BB-Lumineszenz im Spektrum liegt nun bei etwa 1.02 eV, d.h. nahe der für $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ erwarteten Energie. Auch die D1-Linie erscheint im Spektrum und ihre Lage ist gegenüber der D1-Linie von Si rotverschoben.

Der direkte Vergleich der an den SiGe-LEDs erreichten Lumineszenz-Intensitäten mit unseren LEDs auf Si-Basis offenbarte, dass die Effizienz der SiGe-LEDs nur im Bereich $10^{-3}\%$ liegt, d.h. die Effizienz ist im Vergleich zu Si um etwa 3 Größenordnungen kleiner. Daher scheidet, vor allem aus Effizienzgründen, eine Anwendung von SiGe für LEDs aus. Die geringe Effizienz ist zum Teil zurückzuführen auf eine starke nicht-strahlende Rekombination an den Versetzungen (Threadings und Misfits im Puffer). Allerdings können wir die Ursache für die geringe Lumineszenz-Intensität im Vergleich zu Si noch nicht vollständig verstehen.

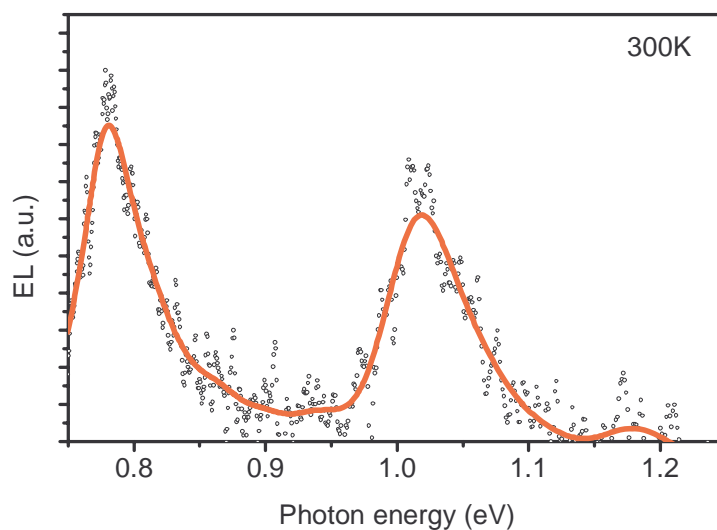


Fig.40 EL-Spektrum bei 300 K von SiGe-LED.

AP 2.3 - Charakterisierung der LEDs und Vergleich

Hier sollen die charakteristischen Eigenschaften der verschiedenen von uns untersuchten LEDs vergleichend dargestellt werden. Dabei werden auch die Ergebnisse aus AP.1 mit einbezogen.

Wir gehen davon aus, dass die BB-Linie (1-Phonon-Linie) des Si nicht für einen Lichtemitter geeignet ist. Obwohl wir Si-LEDs mit Effizienzen im Bereich von 2% für Raumtemperatur realisieren konnten, ist die Wellenlänge der BB-Linie mit ca. 1.1 μm zu kurz, d.h. das BB-Licht wird in Si-Wellenleitern zu stark absorbiert.

Eine Nutzung der 2-Phonon-Linie bei ca. 1.19 μm vermindert zwar das Problem der Absorption deutlich. Jedoch reicht die bisher erreichte Effizienz (< 0.2 %) für die Nutzung der 2-Phonon-Linie nicht aus.

Eine alternative Nutzung von dicken SiGe-Schichten, die über einen gradierten Puffer auf Si-Substrat gewachsen werden, scheidet ebenfalls aus. Zwar liefert die EL der SiGe-LED ein Maximum bei ca. 1.2 μm ; allerdings ist die Intensität etwa 3 Größenordnungen kleiner als die unserer besten Si-LED.

Somit verbleiben für die Si-Lichtquellen mit ausreichend langwelliger Strahlung die defektbasierten LEDs. Dabei haben wir untersucht die Eignung der folgenden Defekte: Rod-like Defects (RLDs), Versetzungs-Schleifen (VS) und Versetzungs-Netzwerke (VN).

Die RLDs und die Versetzungs-Schleifen lassen sich durch Implantation von Si-Ionen und anschließende Wärmebehandlung herstellen. Unter den RLDs weisen die LIDs (Line Interstitial Defects) eine intensitätsstarke Linie bei ca. 1.45 μm auf. Da die LIDs jedoch thermisch instabil sind und bei ca. 700 °C zerfallen, sind sie aus praktischer Sicht kaum bzw. nicht für den CMOS-Prozess geeignet.

Nun wollen wir Vor- und Nachteile von Versetzungs-Schleifen und -Netzwerken für Si-basierte LEDs mit IR-Emission analysieren.

Bezüglich der Geometrie lassen sich die Netzwerke (VN) besser beherrschen als die Versetzungs-Schleifen (VS). Mit den VN können flächenhafte zwei-dimensionale Lichtemitter in wohldefinierter Tiefenlage realisiert werden, die vermutlich auch gut für SOI-LEDs geeignet sind. Die Integration von VN in SOI-Schichten konnten wir bereits demonstrieren. Die VS lassen sich dagegen nur als Bänder mit unscharfer Tiefenlage herstellen.

Hinsichtlich der Defektstruktur lassen sich die VN durch kontrollierte Fehlorientierung beim Bonden ebenfalls besser beherrschen als die VS. Bei der Herstellung der VS finden sich immer auch andere Defekte wie RLDs im Defektspektrum.

Auch die thermische Stabilität spricht für die VN, denn es ist wichtig, dass die notwendigen Prozesse der CMOS-Technologie möglichst ‚ohne‘ Rücksicht auf den Lichtemitter durchgeführt werden können.

Von entscheidender Bedeutung ist die erzielbare Lumineszenz im IR-Bereich. Hier haben wir gezeigt, dass abhängig von der gewählten Fehlorientierung z.B. die D1-Linie bei 1.55 μm oder die D3-Linie bei ca. 1.3 μm die dominante Strahlung liefern kann. Damit ließe sich auch ein mehrfarbiger Lichtemitter realisieren, z.B. durch Nutzung eines geeigneten Mehrfachstapels aus verschiedenen Netzwerken. Für die VS dominiert dagegen bei Raumtemperatur allein die D1-Strahlung.

Unter Berücksichtigung unserer bisherigen Ergebnisse halten wir den auf Versetzungs-Netzwerken basierenden Si-Lichtemitter für den aussichtsreichsten Kandidaten. Bisher haben wir 0.4 % Effizienz für Raumtemperatur erzielen können. Wir gehen davon aus, dass dieser Wert steigerungsfähig ist und dass der VN-Emitter auch die besten Chancen hat, um in SOI integriert zu werden.

II.1.3 AP 3 - Schnelle Ge/Si Wellenleiter Photodetektoren

Die Arbeiten zu schnellen Ge/Si Wellenleiterdetektoren wurden vom IHT koordiniert.

In diesem Arbeitspunkt wurden Ge/Si Wellenleiterstrukturen auf Si und SOI Substraten entworfen und realisiert. Im Rahmen des SILEM Projektes gelang es, Wellenleiterdetektoren mit einer Grenzfrequenz von 5,4 GHz bei einer optischen Wellenlänge von 1552 nm herzustellen.

AP 3.1 - Entwurf und Realisierung der Schichtstruktur auf virtuellem Substrat

Eine wichtige Kenngröße eines Photodetektors ist dessen Bandbreite. Die Geschwindigkeit eines Detektors kann gesteigert werden durch kleine Abmessungen der Fotodioden (Breite a , Tiefe t und Dicke der Absorptionsschicht d_i). Um den Einfluss langsamer Diffusionsstrom-Anteile zu minimieren, werden für schnelle Detektoren pin-Photodioden eingesetzt.

Die Bandweite eines pin Detektors ist limitiert durch die sehr langsame Diffusion von Ladungsträgern außerhalb der Raumladungszone, durch den Ladungsträgertransport durch die Raumladungszone und durch die Ladezeit der Raumladungskapazität.

Die Ladungsträgerdiffusion außerhalb der Raumladungszone lässt sich zum einen durch eine sehr hohe beidseitige Dotierung der Kontaktschichten und zum anderen mit Hilfe eines Versetzungsnetzwerkes (im virtuellen Substrat) unterdrücken. Die hohe Dotierung reduziert die Lebensdauer der Ladungsträger durch Auger Rekombination (Lebensdauer $\sim 1/N^2$). Deshalb werden sehr abrupte Übergänge über mehrere Größenordnungen benötigt, insbesondere dürfen keine dotierten Bereiche dazwischen existieren, in denen die Lebensdauer hoch genug ist für Diffusion. Ein Versetzungsnetzwerk an der Grenze zwischen relaxiertem Puffer und Silizium stellt eine effektive Senke für Minoritätsladungsträger dar.

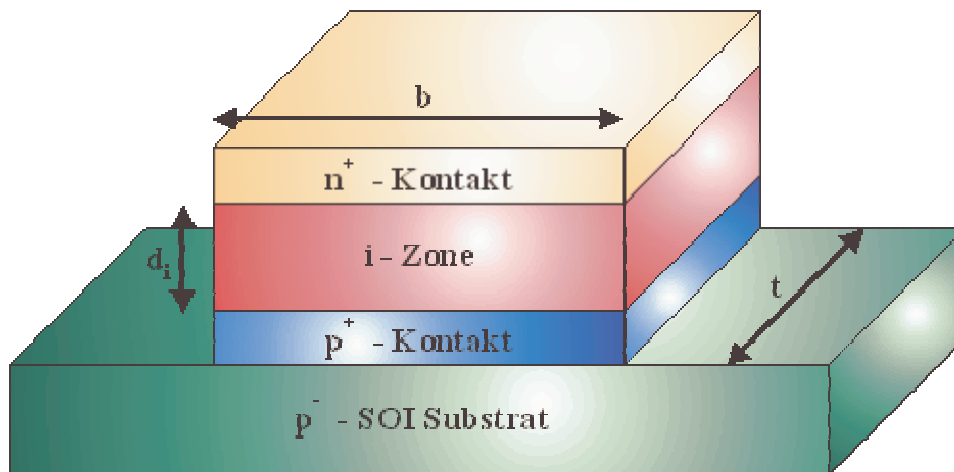


Fig.41 Skizze eines Wellenleiterdetektors und dessen Beschriftung, die Einfallsfläche des Lichtes ist die Vorderseite.

Bei Vernachlässigung der Diffusion setzt sich somit die Hochfrequenzantwort eines pin-Detektors aus der Transit- und der Ladezeit zusammen.

Die RC-Ladezeit des Detektors berechnet sich zu:

$$f_{RC} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot C} \quad \text{Gl. 6}$$

mit der intrinsischen Raumladungskapazität C und dem Ladewiderstand R , welcher hier mit 50Ω betrachtet wird.

Die Laufzeit der Ladungsträger durch das intrinsische Gebiet berechnet sich zu:

$$f_T = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{v_{\text{sat}}}{d_i} \quad \text{Gl. 7}$$

mit der Sättigungsdriftgeschwindigkeit v_{sat} (ist eine Materialkonstante und beträgt für Germanium $v_{\text{sat}} = 6 \cdot 10^6$ cm/s) und der Dicke d_i des intrinsischen Gebiets (siehe Fig.).

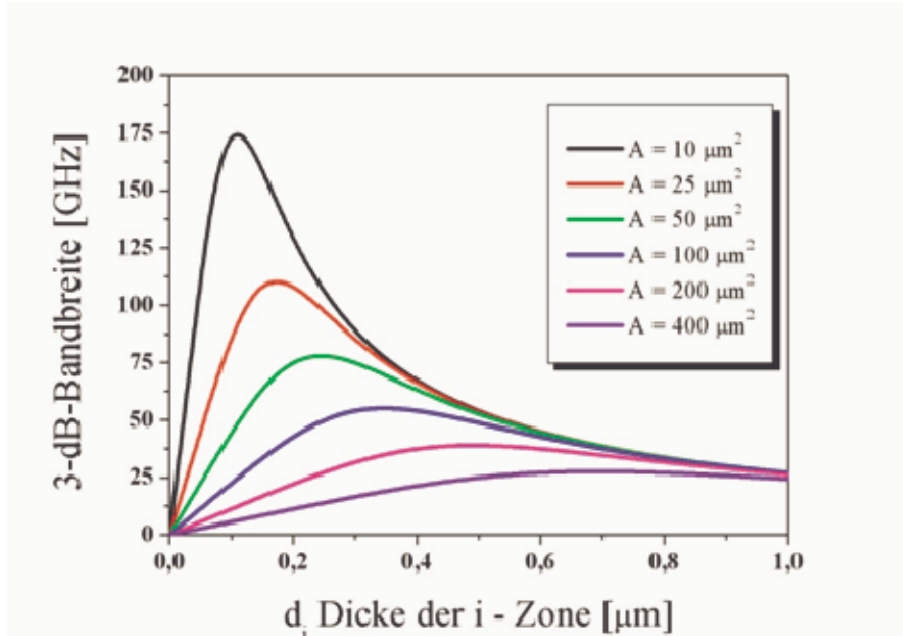


Fig.42 Berechnung der 3-dB Bandbreite nach Gl. 8 als Funktion der Dicke der intrinsischen Schicht d_i für verschiedene Detektorflächen A . Die Kurven zeigen in Abhängigkeit des Verhältnisses zwischen d_i und A ein ausgeprägtes Maximum.

Die beiden Frequenzen f_{RC} und f_T definieren die absolute 3-dB-Bandweite f_{3dB} eines pin-Detektors. Die Berechnung erfolgt mit:

$$f_{3dB} = \sqrt{\frac{1}{f_T^{-2} + f_{RC}^{-2}}} \quad \text{Gl. 8}$$

Die Fig. zeigt die Berechnungen der 3dB Bandbreite nach Gl. 6 bis Gl. 8. Bauelemente mit Bandweiten größer 100 GHz lassen sich somit mit sehr dünnen Absorberzonen und kleinen Detektorflächen erreichen. Die Kurven zeigen jeweils ein ausgeprägtes Maxima, so dass die maximale Bandbreite durch die Wahl der Bauelementstruktur einstellbar ist.

Die Bestimmung der maximalen 3dB Bandbreite $f_{3dB,max}$ aus Gl. 8 erfolgt über die Extremwertermittlung:

$$\frac{d(f_{3dB})}{d(d_i)} = 0 = 8 \cdot v_{\text{sat}}^2 \cdot R^2 \cdot \epsilon^2 \cdot A^2 - d_{i,max}^4 \quad \text{Gl. 9}$$

Daraus folgt:

$$d_{i,max} = \sqrt{\sqrt{8 \cdot v_{\text{sat}} \cdot R \cdot \epsilon \cdot A}} \quad \text{und} \quad f_{3dB,max} = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sqrt{\frac{\sqrt{2} \cdot v_{\text{sat}}}{R \cdot \epsilon \cdot A}} \quad \text{Gl. 10}$$

Die Ergebnisse der theoretischen Ableitungen aus den Gl. 9 und Gl. 10 sind in der Fig. graphisch dargestellt. Aus dieser Darstellung lassen sich die Bauelementdimensionen für eine gewünschte maximale 3dB-Bandbreite ablesen.

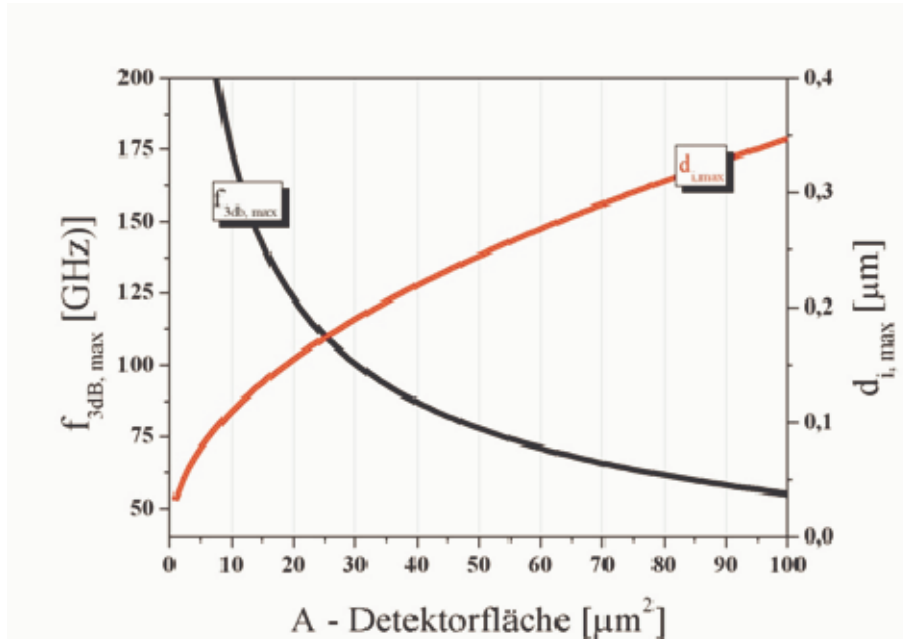


Fig.43 Berechnung der Abhängigkeit der maximalen 3db-Bandbreite und der dazu benötigten Dicke der intrinsischen Schicht d_i von der Detektorfläche A nach Gl. 10. Ein optimal designter Photodetektor mit einer Fläche von $10 \mu\text{m}^2$ muss für die maximale Bandbreite eine intrinsische Zone von 110 nm besitzen. Somit ergibt sich eine Grenzfrequenz von 174 GHz . Für eine Detektorfläche von $100 \mu\text{m}^2$ lässt sich immer noch ($d_i = 347 \text{ nm}$) eine maximale Geschwindigkeit von 55 GHz erreichen.

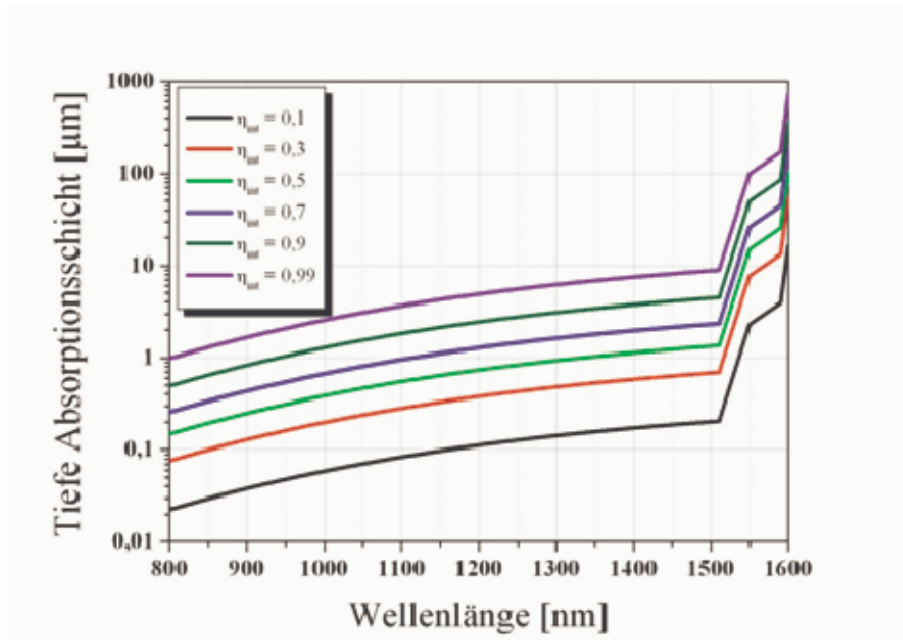


Fig.44 Berechnung der tiefe der Absorptionsschicht eines idealen Ge-Detektors in Abhängigkeit der Wellenlänge l des eingestrahlichten Lichtes für verschiedene interne Quanteneffizienzen η_{int} . Die Absorptionskoeffizienten für Ge wurden aus [10] entnommen.

Die zweite wichtige Kenngröße eines Detektors ist dessen Quanteneffizienz. Durch die horizontale Einkopplung des Lichtes in eine Wellenleiterstruktur ist im Gegensatz zur vertikalen Lichteinstrahlung die interne Quanteneffizienz η_{int} des Bauelementes von der Dicke der intrinsischen Schicht entkoppelt. Sie ist abhängig von der Tiefe t der Bauelementstruktur. Damit lassen sich in einem Wellenleiterdetektor die 3dB-Bandbreite und die interne Quanteneffizienz entkoppeln und somit kann der Gütefaktor des Detektors, das Bandbreite-Quanteneffizienz-Produkt, optimiert werden.

Die interne Quanteneffizienz in der intrinsischen Schicht mit der Tiefe t ist definiert als:

$$\eta_{\text{int}} = 1 - \exp(-\alpha \cdot t) \quad \text{Gl. 11}$$

mit dem Absorptionskoeffizienten α . Zur Berechnung der internen Quanteneffizienz wurden die Absorptionsdaten von Potter [10] verwendet. Die Fig. 44 zeigt die Berechnungen nach Gl. 11. Um eine Effizienz von 99% zu erreichen sind im interessanten Wellenlängenbereich zwischen 1100 nm und 1500 nm Bauelementstrukturen mit einer Tiefe von 4 μm bis 10 μm ausreichend. Dagegen muss die Tiefe der Bauelementstruktur für eine Detektion bei 1550 nm in der Größenordnung von 100 μm liegen.

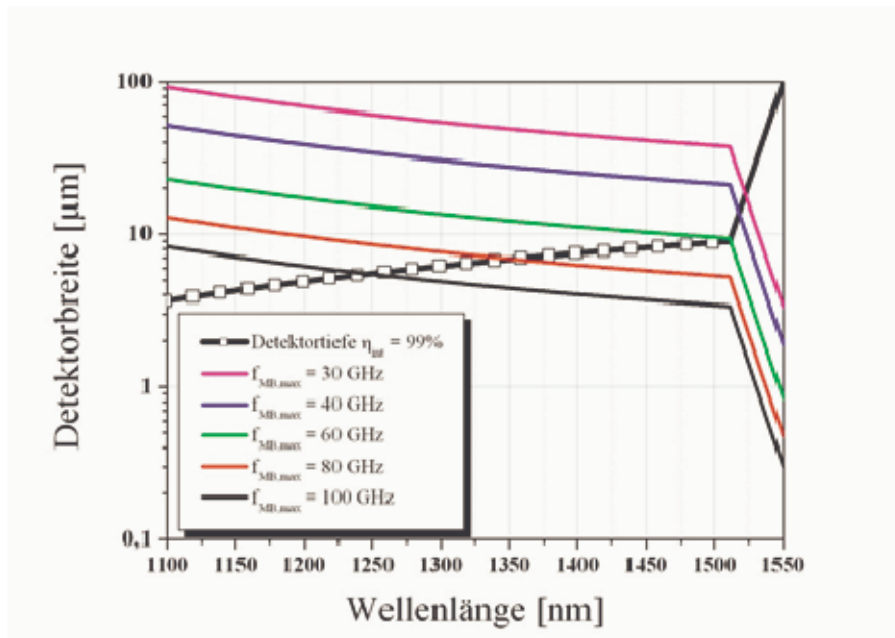


Fig.45 Theoretische Berechnung für die Dimensionierung (Tiefe und Breite) rechteckiger Ge Detektoren, die eine interne Quanteneffizienz von 99% besitzen in Abhängigkeit der Wellenlänge des eingestrahlt Lichtes.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse für die optimale Dimensionierung eines Wellenleiterdetektors mit einem $\eta_{\text{int}} = 0,99$ zeigt die Fig. 45. Mit diesen Daten lässt sich der Detektor auf die gewünschte Geschwindigkeit einstellen.

Die praktische Umsetzung der theoretischen Berechnungen zeigt die Fig. 46. Zwischen den beiden hochdotierten Kontakten (p^+ - Ge und n^+ - Ge) befindet sich die intrinsische Schicht. In der i-Zone wird das Licht absorbiert und Elektron Loch Paare generiert. Diese werden durch das Anlegen eines elektrischen Feldes zu der jeweiligen Elektrode beschleunigt und abgesaugt. Dadurch entsteht der Photostrom.

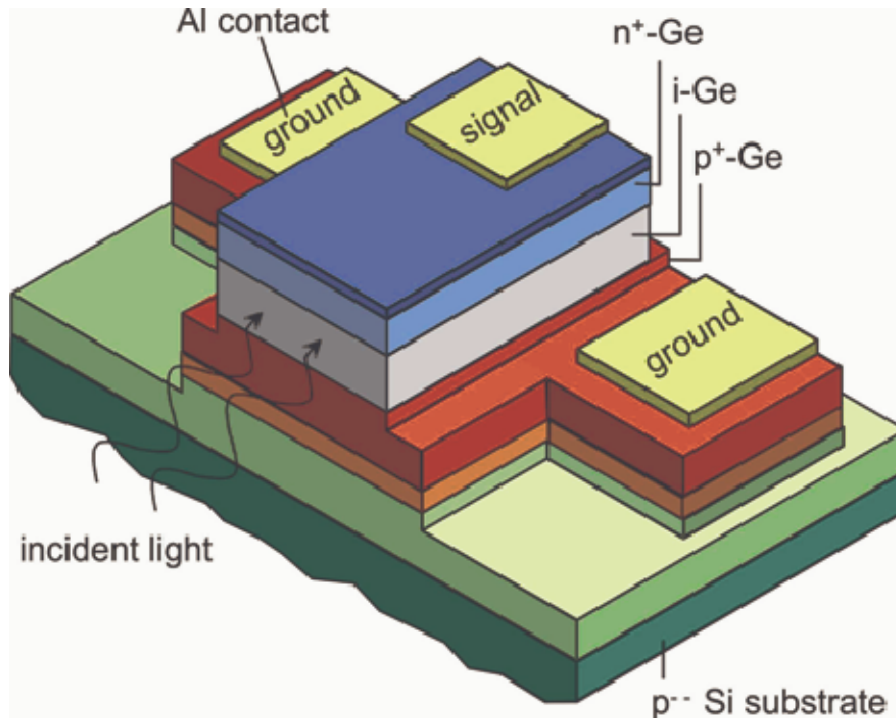


Fig.46 Schematische Darstellung einer Photodetektorstruktur für die horizontale Lichteinkopplung

Die Realisierung des Schichtstapels aus Fig. 46 erfolgt mit dem Verfahren der Feststoffquellen MBE (Molekularstrahlepitaxie). In einem kompletten Epitaxiezyklus wird das RCA Oxid vom Siliziumsubstrat entfernt, das virtuelle Substrat hergestellt und die komplette Bauelementstruktur abgeschieden.

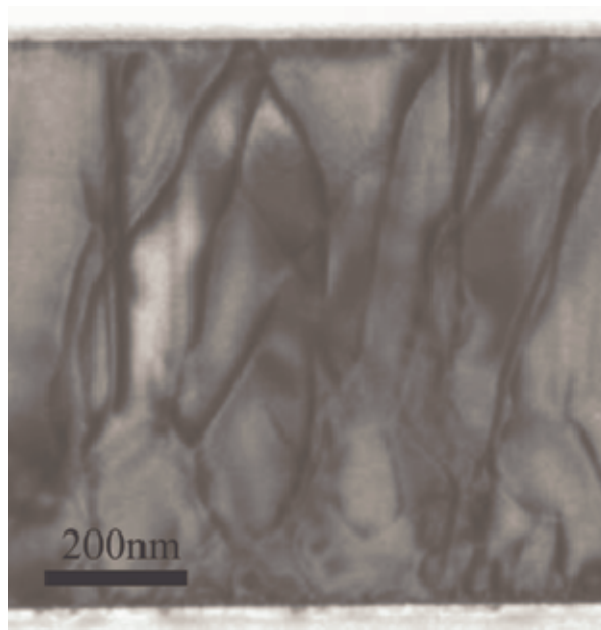


Fig.47 TEM Analyse einer Photodetektorstruktur, ein einfacher abrupter Übergang von Si auf Ge liefert eine sehr hohe Versetzungsdichte.

Einkristallines Silizium und Germanium besitzen unterschiedliche Gitterkonstanten, die sich um etwa 4% unterscheiden. Zur Überwindung dieser Gitterfehlpassung ist ein spezielles virtuelles Substrat notwendig. Die Relaxation erfolgt über ein Misfit-Versetzungsnetzwerk. Es entstehen jedoch dabei auch so genannte Durchstoßversetzungen, die an der Oberfläche

enden. Dies gilt es zu vermeiden bzw. zu minimieren, da die Durchstoßversetzungen den Dunkelstrom des Detektors erhöhen.

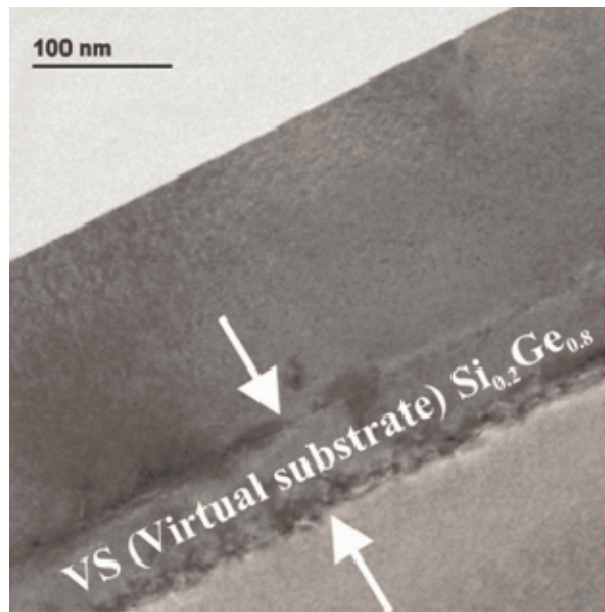


Fig.48 TEM Analyse eines 50 nm virtuellen Substrates für den Übergang von Si auf Ge und einer anschließend 200 nm dicken Ge Schicht. Durch die Temperung des Germaniums in der Nähe des Schmelzpunktes diffundiert Si aus dem Substrat in das Ge und vermischt sich. Dadurch entsteht ein virtuelles Substrat mit einem Ge Gehalt von etwa 80%.

Ein einfacher abrupter Übergang von der Si-Gitterkonstante auf die Ge-Gitterkonstante liefert eine hohe Dichte an Durchstoßversetzungen. Dies ist in der TEM (Transmissionselektronenmikroskopie) Querschnittsaufnahme einer Detektorstruktur mit abrupten Übergang in Fig. 47 deutlich zu erkennen.

Eine Möglichkeit zur Verringerung der Durchstoßversetzungsdichte besteht in dem gegenseitigen Auslöschung zweier Versetzungen. Dazu müssen sie sich auf der Oberfläche treffen. Die Beweglichkeit dieser Versetzungen lässt sich durch Erhöhung der Temperatur steigern. Eine deutliche Verringerung der Durchstoßversetzungsdichte kann durch eine Temperung in der Nähe des Schmelzpunktes von Germanium erreicht werden. Die Fig. 48 zeigt eine TEM Querschnittsaufnahme einer 250 nm dicken Ge Schicht. Bei dieser wurden zunächst 50 nm Ge bei tiefer Wachstumstemperatur abrupt abgeschieden und danach bei einer Temperatur von 850°C getempert. Anschließend wurden die restlichen 200 nm Ge gewachsen. Durch die Temperung in der Nähe des Schmelzpunktes von Ge diffundiert Si in das Ge und vermischt sich. RAMAN Untersuchungen an solch einzeln getemperten Schichten zeigen einen Ge Gehalt von 80%. Mit dieser Wachstumsstrategie lässt sich die Dichte der Durchstoßversetzungen deutlich reduzieren.

Die benötigte Dotierstruktur für einen Wellenleiter Photodetektor ist in Fig. 48 (oben) dargestellt. Dabei ist die Wachstumsrichtung von der rechten zur linken Seite. Die Herausforderung an das MBE-Wachstum besteht in den möglichst abrupten Dotierübergängen zwischen den Kontaktschichten, die ein Dotierniveau von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ besitzen, und der intrinsischen Zone mit einer Hintergrunddotierung im Bereich von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Für die Hochfrequenzeigenschaften des Detektors muss die Änderung der Dotierkonzentration über mehr als 4 Größenordnungen innerhalb weniger Nanometern erfolgen.

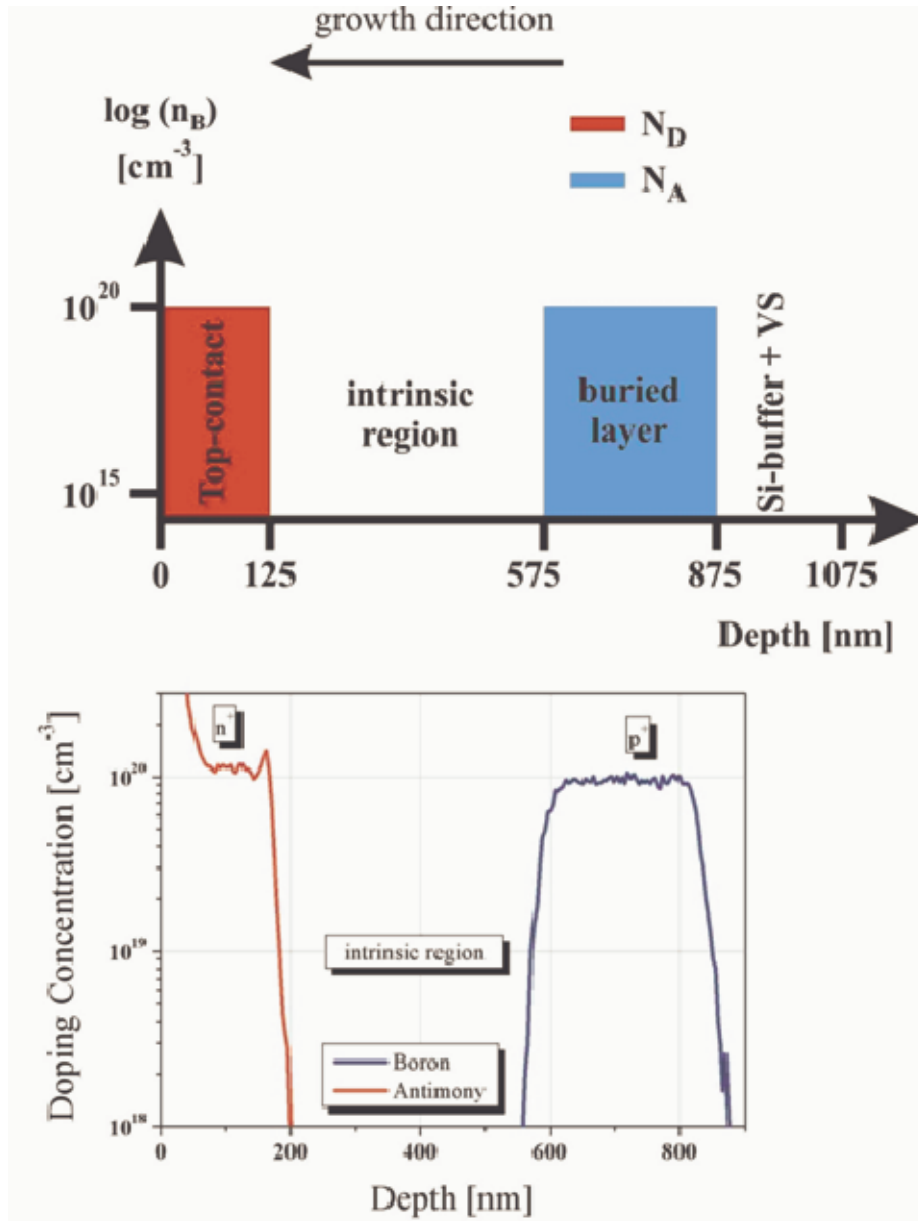


Fig.49 Vertikale Dotierstruktur (oben) und SIMS-Analyse der realen Dotierkonzentration des Wellenleiterdetektors

Die SIMS-Analyse der Dotierstruktur eines Ge-Detektors zeigt die Fig. 49 (unten). Die Detektorstruktur startet mit einer 300 nm dicken $1 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ Bor dotierten Kontaktschicht. Die Wachstumstemperatur ist so tief gewählt, dass die Oberflächensegregation von Bor vernachlässigbar ist. Am Übergang zwischen der unteren Kontaktschicht und dem intrinsischen Gebiet fällt die Dotierkonzentration über mehrere Größenordnungen innerhalb weniger Nanometer ab. Anschließend folgt die eigentliche Absorptionszone, deren Dicke zwischen 200 nm und $1 \mu\text{m}$ variiert. Aufgrund der hohen Segregation von Antimon in Germanium muss für einen scharfen Dotierübergang am pn-Übergang die Wachstumstemperatur weiter gesenkt werden. Zur Verhinderung von Wachstumsunterbrechungen erfolgt dies bereits während des Wachstums der intrinsischen Zone. Die SIMS-Analyse zeigt einen sehr scharfen Anstieg der Antimonkonzentration am pn-Übergang und eine mit $1 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ Antimon dotierte Kontaktschicht. Den Abschluss der Detektorstruktur bildet eine Silizium-Deckschicht, die ebenfalls hochdotiert wird.

AP 3.2 - Herstellung und Charakterisierung der Wellenleiterstruktur

Die Wellenleiterdetektoren werden in einer doppelten Mesostruktur-Technik mit insgesamt 4 Maskenebenen mit einem speziellen Niedrigtemperaturprozess hergestellt. Der erste Maskenschritt dient zur Strukturierung der vergrabenen Kontaktschicht und der zweite für die intrinsische und obere Kontaktschicht. Die Ätzung des Germaniums erfolgt in einem ICP (Inductively Coupled Plasma) - Ätzer. Das Bauelement wird mit einer 300 nm dicken SiO₂-Schicht passiviert. Der 3. Photolithographieschritt dient zur Öffnung der Kontaktfenster. Dies geschieht in einem Trockenätzprozess mit einer RIE (Reactive Ion Etching) - Anlage. Aluminium wird als Kontaktmaterial verwendet und wird im letzten Maskenschritt strukturiert.

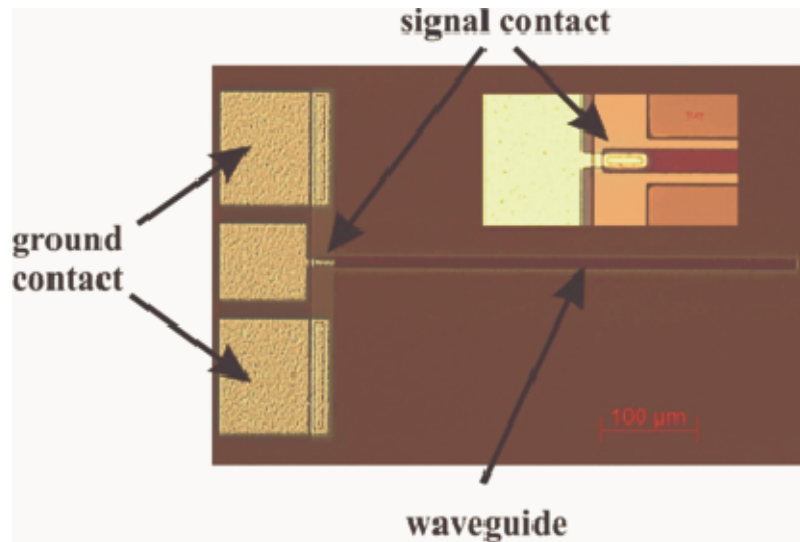


Fig.50 Mikroskopaufnahme eines Germanium/Silizium Wellenleiterphotodetektors mit Wellenleiterankopplung, das Inset zeigt eine Vergrößerung des eigentlichen Ge Detektors

Die prozessierten Wellenleiterdetektoren zeigt die Fig. 50. Die elektrische Kontaktierung des Detektors erfolgt über eine typische Hochfrequenzanordnung, die sogenannte GSG (Ground-Signal-Ground) Konfiguration. Der Wellenleiter besteht hier ebenfalls aus Ge und ist 500 μm lang. Neben dieser Struktur befinden sich auch die zugehörigen Kurzschluß und Leerlaufstrukturen auf dem verwendeten Maskendesign. Zusätzlich befinden sich weitere Teststrukturen auf der Maske. Die Fig. 51 zeigt zwei Beispiele für Teststrukturen.

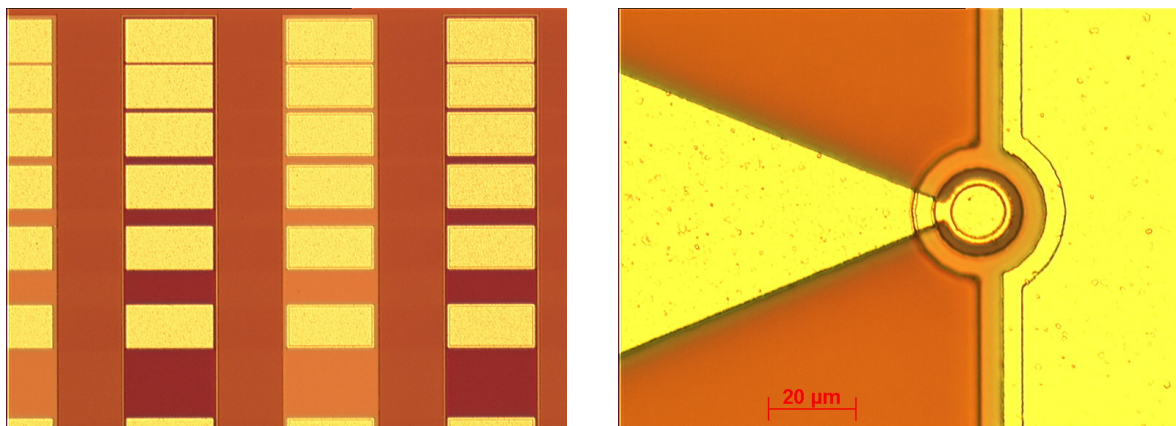


Fig.51 Mikroskopaufnahmen von TLM (Transmission Line Model) Strukturen (links) zur Bestimmung der Schicht- und Kontaktwiderstände der ohmschen Kontakte und Germanium pin-Dioden (rechts) zur elektrischen Charakterisierung.

Die Kontakteigenschaften der hergestellten Photodetektoren werden mit speziellen TLM (Transmission Line Model) -Strukturen untersucht. Mit diesen Strukturen lässt sich der spezifische Kontaktübergangswiderstand ρ_C und der spezifische Schichtwiderstand ρ_S einer unter den Metallkontakten liegenden Halbleiterschicht bestimmen. Für die TLM-Messung werden durch die einzelnen Maskenschritte rechteckige Kontaktflächen mit gleichen Abmessungen, aber mit unterschiedlichen Abständen zueinander hergestellt.

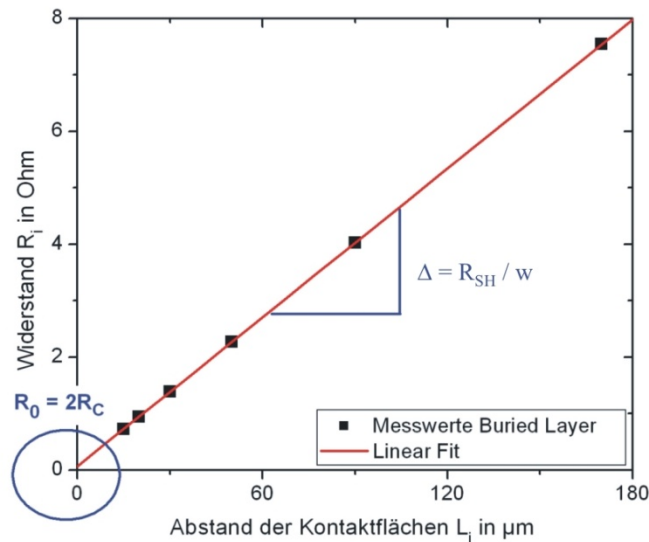


Fig.52 Abhängigkeit der Widerstände zwischen zwei Kontaktflächen von dem Abstand der Kontakte. Aus der Linearisierung lässt sich der Kontaktwiderstand R_C und der Schichtwiderstand R_{SH} berechnen.

Zuerst wird der Widerstand zwischen zwei Kontaktflächen mit einer Vierspitzenmessung bestimmt. Dazu wird ein konstanter Strom eingepreßt und die Spannung gemessen. Diese Messung wird für die verschiedenen Kontaktflächenpaare mit unterschiedlichen Abständen wiederholt. Mit dem Ohmschen Gesetz werden die Widerstände R_i für die verschiedenen Abstände L_i der Kontaktflächen berechnet und wie in Fig. 52 aufgetragen. Die Gl. 12 beschreibt die lineare Abhängigkeit von R_i von L_i , wobei w die Breite der Kontakte bezeichnet.

$$R_i = R_0 + \Delta L_i = 2 \cdot R_C + \frac{R_{SH}}{w} L_i \quad \text{Gl. 12}$$

Aus dem y-Achsenabschnitt der Gerade wird der Kontaktwiderstand R_C und aus der Steigung der Schichtwiderstand R_{SH} bestimmt. Damit die Kontaktwiderstände der verschiedenen Photodioden direkt miteinander verglichen werden können, werden sie über der Fläche normiert und als spezifischer Kontaktwiderstand ρ_C in Ωcm^2 angegeben.

In der Tabelle 1 sind die Ergebnisse für einen Referenzprozess einer reinen Si pin Struktur und einem typischen Ge Prozess zusammengefasst. Im Bereich der vergrabenen Kontaktschicht sind die spezifischen Kontaktwiderstände für die Ge-Kontakte so klein ($< 1 \cdot 10^{-7} \Omega\text{cm}^2$), dass sie mit den vorhandenen TLM-Strukturen nicht mehr exakt bestimmt werden können. Dies bedeutet jedoch, dass der Kontaktwiderstand vernachlässigbar ist.

	P ⁺ Kontakt (vergrabener Kontakt)		N ⁺ Kontakt (Top-Kontakt)	
	ρ_c [Ωcm^2]	ρ_s [Ωcm]	ρ_c [Ωcm^2]	ρ_s [Ωcm]
Si-Referenz	$3 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-4}$
Ge-Detektor	$< 1 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1: Zusammenstellung der spezifischen Kontaktwiderstände und der spezifischen Schichtwiderstände für eine Si-Referenzprobe und einen typischen Ge-Photodetektor.

Der Serienwiderstand R_S des p-i-n Detektors setzt sich aus drei Teilen zusammen, dem ohmschen Kontaktwiderständen auf dem unteren $R_{C,BL}$ und oberen Kontakt $R_{C,Top}$, dem Widerstand der p-i-n Diode (der von der vergrabenen Schicht R_{BL} , der intrinsischen Schicht R_i und dem oberen Kontakt R_{top} gebildet wird) und dem Metallwiderstand R_M der Anschlussstrukturen, der jedoch vernachlässigbar ist. Eine Analyse des Bauelementlayouts zeigt, dass der Serienwiderstand des p-i-n Ge-Detektors hauptsächlich durch den Widerstand der vergrabenen Schicht R_{BL} gebildet wird.

Für eine mögliche Integration von Wellenleiterstruktur Si Wellenleiter muss die Detektorstruktur auf einem SOI Substrat hergestellt werden (siehe Integrationskonzept). Das verwendete 150 mm SOI Substrat besteht aus einer 2 μm dicken Bauelementschicht mit einem spezifischen Widerstand größer 1000 Ωcm , einer 1 μm dicken vergrabenen Oxid Schicht (BOX – buried oxid) und einem n-Typ Substrat mit einem spezifischen Widerstand von 10 Ωcm . Die komplette Schichtstruktur des Ge-Wellenleiterdetektors wurde mit dem Verfahren der MBE [70] abgeschieden. Die hier untersuchte vertikale Struktur des Ge p-i-n Detektors besteht aus einer 500 nm p-Typ (Bor) hochdotieren ($1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) vergrabenen Kontaktschicht in der das virtuelle Substrat integriert ist, einer intrinsischen Zone (Variation der Schichtdicke von 200 nm, 300nm und 700nm), einer 100 nm dicken oberen Kontaktschicht (Dotierelement ist Antimon mit $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) und einer 25 nm dicken Si Deckschicht die ebenfalls mit Sb ($1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) hochdotiert ist.

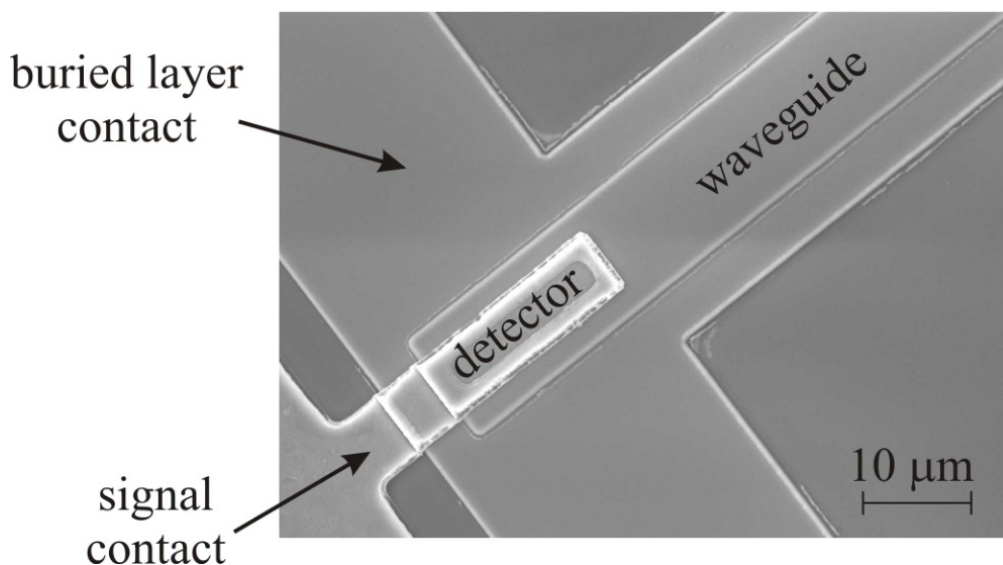


Fig.53 Rasterelektronenmikroskop Aufnahme eines komplett prozessierten Germanium Wellenleiterdetektors.

Die Bauelementstruktur des Photodetektors wird in einer doppelten Mesostruktur-Technik mit insgesamt 4 Maskenschritten hergestellt. Der erste Maskenschritt dient zur Strukturierung der vergrabenen Kontaktschicht und der zweite für die intrinsische und obere Kontaktschicht. Die Ätzung des Germaniums erfolgt in einem ICP-Ätzer. Das Bauelement wird mit einer 300 nm dicken SiO₂-Schicht passiviert, die in einer PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) Anlage bei nur 400°C abgeschieden wird. Der 3. Photolithographieschritt dient zur Öffnung der Kontaktfenster. Dies geschieht in einem Trockenätzprozess mit einer RIE-Anlage. Die letzten 50 nm werden nasschemisch mit BHF entfernt, um Schäden durch den Ionenbeschuss des Plasmaätzers zu vermeiden. Aluminium wird als Kontaktmaterial verwendet und wird im letzten Maskenschritt strukturiert. Die Fig. zeigt eine REM (Rasterelektronenmikroskop) Aufnahme des fertig prozessierten Wellenleiterdetektors mit der zugehörigen Wellenleiterstruktur.

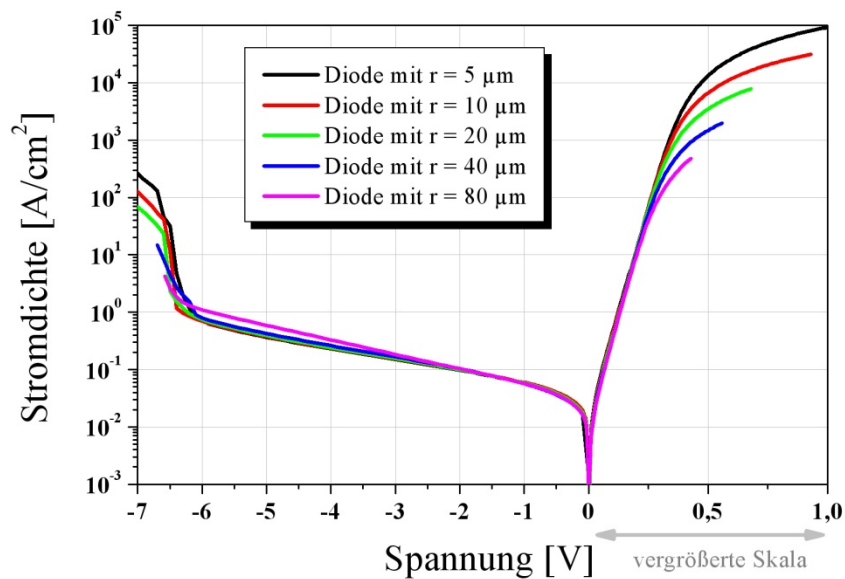


Fig.54 Abhängigkeit der Dunkelstromdichte von der Spannung für Ge Detektoren mit unterschiedlichen Diodenradien bei einer 300 nm dicken intrinsischen Zonen für Raumtemperatur. Zwischen 0 V und 1 V ist die Spannungsachse vergrößert dargestellt.

Die erste Analyse der prozessierten MBE-Schichten erfolgt an Diodenstrukturen, wie sie in der rechten Abbildung in Fig. 51 dargestellt sind. Die Radien variieren dabei zwischen 5 μm und 80 μm. Das Ergebnis der Gleichstromcharakterisierung für den Dunkelstrom bei einer 300 nm dicken intrinsischen Schicht zeigt die Fig. 55. Im Vorwärts- und Rückwärtsbereich zeigt sich eine klare Flächenproportionalität des Stromes in Abhängigkeit der angelegten Spannung. Die Serienwiderstände variieren in Abhängigkeit der Diodenfläche von 1 Ω für die Diode mit einem Radius von 80 μm bis 6 Ω für die Dioden mit einem Radius von 5 μm. Die Dioden zeigen in Rückwärtsrichtung alle ein Durchbruchverhalten (Lawinenmultiplikationsdurchbruch) mit einer Durchbruchspannung von -6,3 V.

Ein Vergleich der einzelnen Proben mit unterschiedlicher intrinsischer Dicke zeigt die Fig. 55. In dieser Darstellung sind die Dunkelstromdichten für Dioden mit einem Radius von 5 μm über der angelegten Spannung aufgetragen. Der Vorwärtsbereich verläuft für alle 3 Dicken gleich. Im Rückwärtsbereich zeigen alle 3 Dioden einen scharfen Lawinenmultiplikationsdurchbruch. Die Durchbruchspannung der Ge Detektoren hängt von der Dicke der intrinsischen Region ab. Die extrahierten Gleichstromparameter

Serienwiderstand, Idealitätsfaktor und Durchbruchspannung der Messkurven aus Fig. sind in der Tabelle 2 zusammengefasst.

d_i [nm]	R_s [Ω]	η	V_b [V]
200	7,5	1.13	-4.6
300	6,2	1.13	-6.3
700	6,5	1.09	-13.4

Tabelle 2: Extrahierte Gleichstromparameter für die Ge Dioden mit einem Radius von $5 \mu\text{m}$ bei 3 unterschiedlichen Dicken der intrinsischen Schicht.

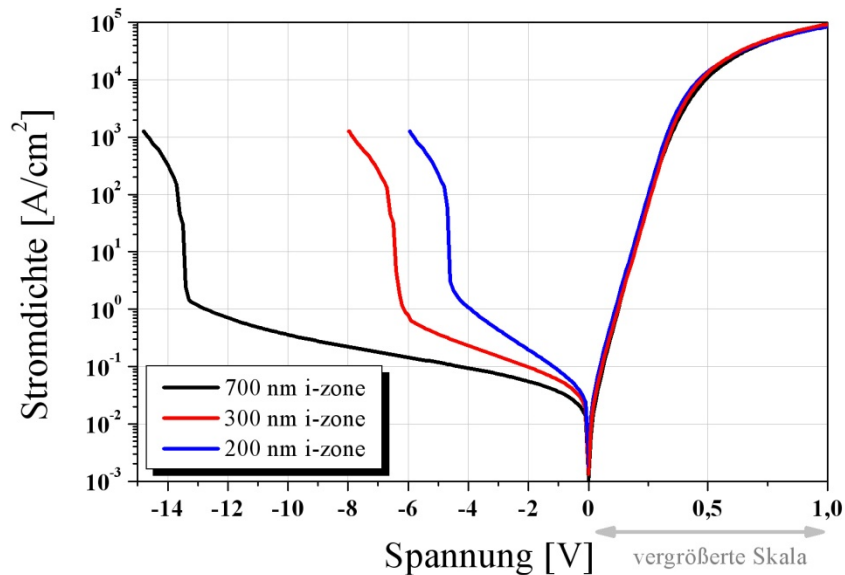


Fig.55 Abhängigkeit der Dunkelstromdichte von der Spannung für Ge Detektoren mit einem Radius von $5 \mu\text{m}$ bei unterschiedlich Dicken intrinsischen Zonen für Raumtemperatur. Zwischen 0 V und 1 V ist die Spannungsachse vergrößert dargestellt.

Die Analyse der Testdioden zeigt die hervorragende Qualität des verwendeten Materials.

Die laterale Einkopplung des Lichtes in den Wellenleiterdetektor lässt sich auf verschiedene Weise durchführen. Zum einen kann das Licht zunächst in einen Wellenleiter, der z. B. aus Si besteht, über speziellen Koppelstrukturen eingekoppelt werden und über den Wellenleiter an den Detektor geführt werden. Dies ist technologisch sehr aufwendig und wird als ein Ansatz für ein Integrationskonzept gesehen. Eine zweite Möglichkeit besteht in der direkten Ankopplung einer Glasfaser an den Wellenleiterdetektor. Dazu wurde am IHT ein spezielles Verfahren entwickelt bei dem der Ge Wellenleiterdetektor aus Fig. 50 auf eine kontrollierte Länge durch Brechen verkürzt werden kann. Dieses Verfahren wurde im Rahmen dieses BMBF Projektes als Patent angemeldet.

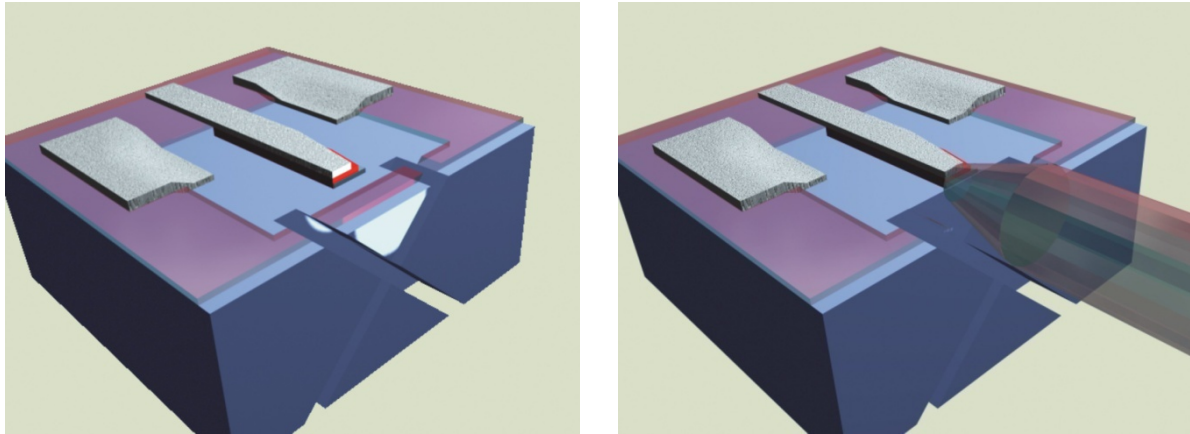


Fig.56 Schematische Skizze des Verfahrens zur lateralen Einkopplung von optischen Lichtwellen aus einer Glasfaser in einen planaren Wellenleiter oder in ein planares Bauelement

Bei diesem neuen Verfahren wird zunächst ein schmaler Streifen von der Probe, auf der der Wellenleiter senkrecht zur Sägekante liegt, durch eine Wafersäge abgetrennt. Das gesägte Probenstück wird gekippt, so dass der Wellenleiter senkrecht nach oben zeigt. Zwei Sägeschnitte im Winkel von etwa 90° werden wie in der linken Darstellung von Fig. 56 gezeigt bis kurz vor den Kontaktbereich der Diode ausgeführt. Ein keilförmiges Volumenstück bleibt zurück, das nur noch an einer recht kurzen Kante mit der restlichen Probe verbunden ist. Dieses Volumenstück wird anschließend mit einem Mikrokeil mit Ultraschallaktivierung abgespaltet. Der entstandene Kanal dient als Führung für die Glasfaser wie es in der rechten Abbildung von in Fig. 56 dargestellt ist.



Fig.57 REM-Aufnahme der Sägeschnitte für die Ausbildung der Gräben, die zur Aufnahme der Glasfaser dienen.

Die praktische Umsetzung zeigt die REM Aufnahme in Fig. 57. Hier wurden gleichzeitig an 3 Wellenleiterdetektoren die Sägeschnitte durchgeführt. Mikroskopaufnahmen in der Fig. 57 zeigen die Größe des entstandenen Wellenleiterdetektors. Durch dieses Sägeverfahren wurde aus dem Wellenleiterdetektor mit einer Länge von $500 \mu\text{m}$ ein Detektor mit $50 \mu\text{m}$ hergestellt.

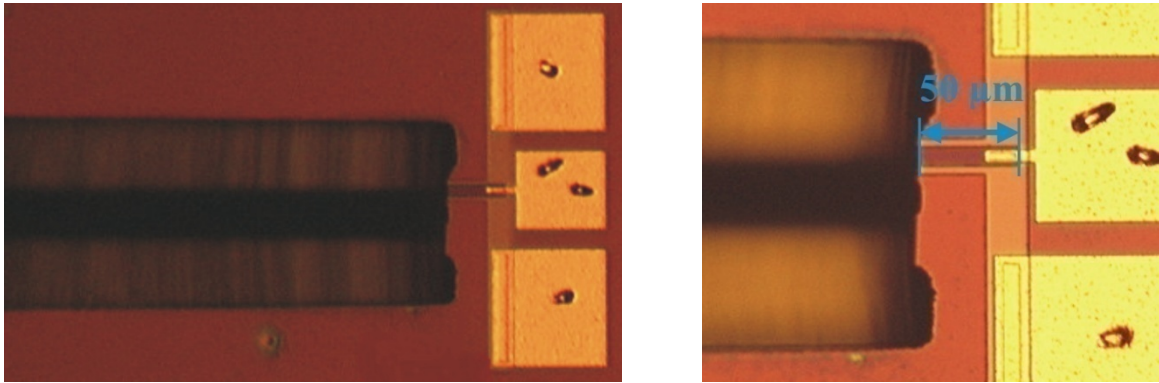


Fig.58 Mikroskopaufnahmen der Sägeschnitte für die Ausbildung der Gräben, die Länge des Wellenleiterdetektors lässt sich in der Vergrößerung im rechten Bild zu 50 μm bestimmen. Die Breite des Detektors beträgt 11 μm .

Die elektrische Gleichstromcharakterisierung der Wellenleiterdetektoren zeigt die Fig.. Hier ist die Dunkelstromdichte der Wellenleiterdetektoren mit denen der Testdioden aus Fig. 55 für eine intrinsische Dicke von 700 nm verglichen. Werden die Dioden in Rückwärtsbetrieb betrieben, so sind die Stromdichte – Spannungscharakteristiken identisch. Aus der Vorwärtsskennlinie lässt sich der Serienwiderstand des Wellenleiterdetektors mit 20 Ω bestimmen.

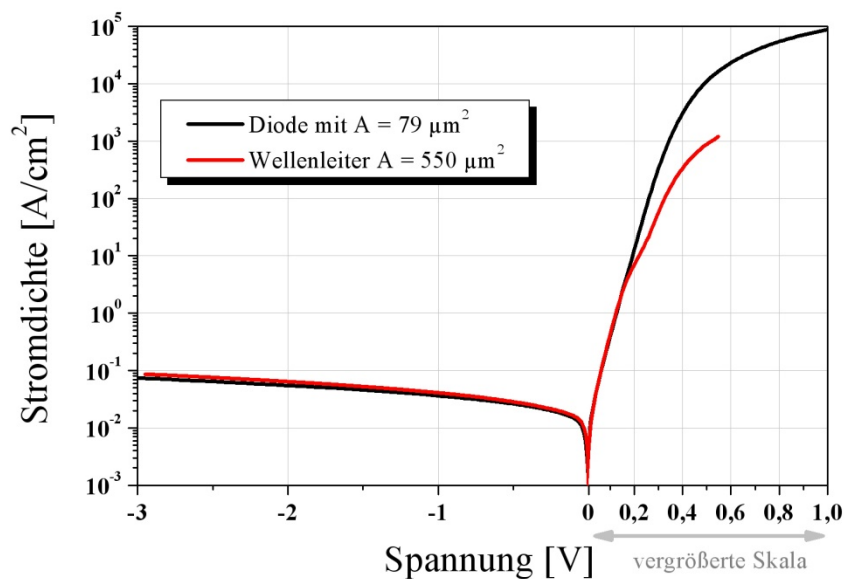


Fig.59 Vergleich der Dunkelstromdichten der hergestellten Wellenleiterdetektoren mit den Testdioden einer pin Struktur auf einem SOI Substrat mit einer 700 nm dicken intrinsischen Zone. Zwischen 0 V und 1 V ist die Spannungsachse vergrößert dargestellt.

Für die optischen Gleichlichtmessungen wurde eine Einmoden-Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von 9 μm verwendet. Mit unterschiedlichen Lasern wurde die Probe vermessen. Die Fig. 60 zeigt ein Beispiel für die Abhängigkeit des Photostromes von dem Arbeitspunkt des Wellenleiterdetektors für unterschiedliche optische Leistungen bei 1300 nm Wellenlänge. Zusätzlich ist der Dunkelstromaufgetragen. Bereits ab 0 V Arbeitsspannung ist der Photostrom konstant. Aus diesem Kennlinienfeld lässt sich die optische Empfindlichkeit in Abhängigkeit der Spannung bei einer Wellenlänge von 1300 nm berechnen. Diese ist im gesamten Rückwärtsbereich des Wellenleiterdetektors konstant und R_{opt} beträgt 0,25 A/W.

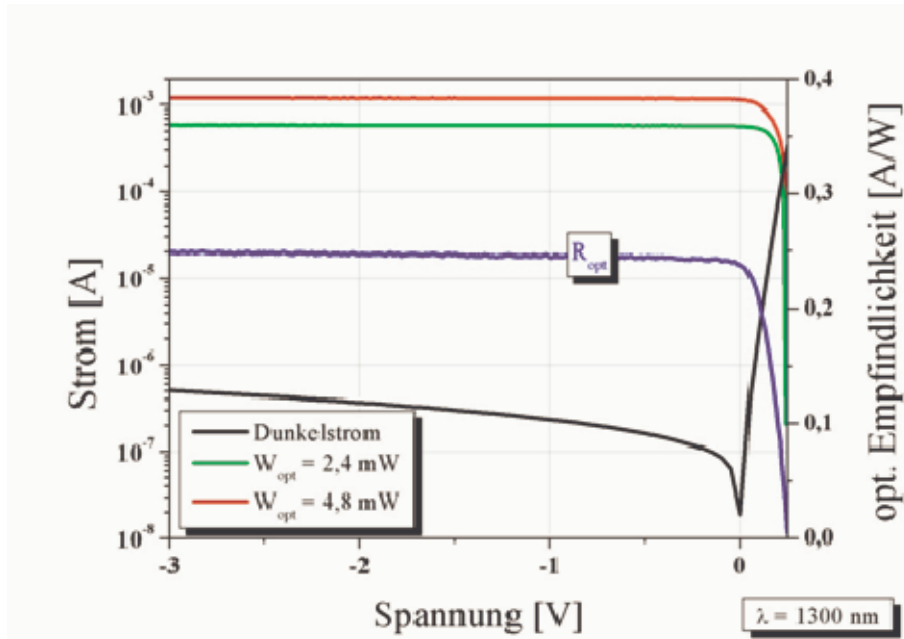


Fig.60 Kennlinienfeld des Photostromes des Wellenleiterdetektors bei einer Wellenlänge von 1300 nm und unterschiedlicher eingestrahlt optischer Leistung und zugehöriger Dunkelstrom. Aus den Photoströmen wurde die optische Empfindlichkeit des Detektors berechnet (blaue Kurve) und auf der rechten Skala aufgetragen.

Die optischen Eigenschaften des Ge Wellenleiterdetektors wurden neben der Laserwellenlänge von 1300 nm auch im Wellenlängenbereich zwischen 1520 nm und 1590 nm untersucht. Hier kam ein durchstimmbarer Laser zum Einsatz. Vor den Photostrommessungen wurde die optische Laserleistung in Abhängigkeit der Wellenlänge, die aus der Glasfaser austritt, mit einem Leistungsmesser exakt bestimmt. Daraus lassen sich die in Fig. 61 dargestellten optischen Empfindlichkeiten des Detektors berechnen. Die schwarze Gerade zeigt die theoretische interne Quanteneffizienz unter der Annahme eines Koppelverlustes des Lichtes von 75%.

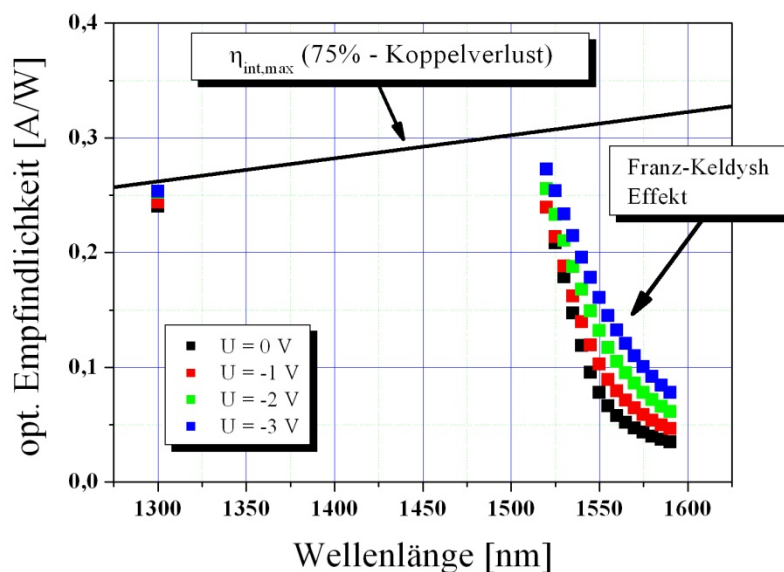


Fig.61 Abhängigkeit der optischen Empfindlichkeit eines Wellenleiterdetektors von der Wellenlänge des eingestrahlt Lichtes und der angelegten Arbeitsspannung. Im Bereich zwischen 1520 nm und 1590 nm wurde ein durchstimmbarer Laser verwendet.

Im Wellenlängenbereich um 1550 nm befindet sich die Bandkante von Germanium. Der Detektor zeigt dadurch eine deutliche Abnahme der optischen Empfindlichkeit. Im Gegensatz zu 1300 nm erhöht sich jedoch R_{opt} mit Vergrößerung der angelegten Rückwärtsspannung. Dies wird durch den Franz-Keldysh Effekt verursacht, der die Änderung der Fundamentalabsorption eines Halbleitermaterials in Anwesenheit eines elektrischen Feldes beschreibt.

Die optischen Hochfrequenzmessungen wurden am Institut für Elektrische und Optische Nachrichtentechnik der Universität Stuttgart durchgeführt. Eine schematische Übersicht über den Aufbau des Messplatzes zeigt die Fig. 62.

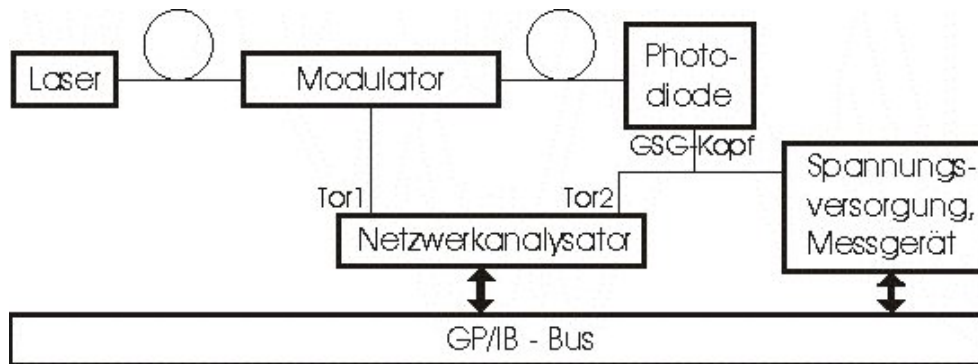


Fig. 62 Schematische Übersicht über den Aufbau des Hochfrequenzmessplatzes zur Charakterisierung von Wellenleiterdetektoren.

Das optische Signal der Laserquelle mit einer Wellenlänge von 1552 nm wird mit einem Mach-Zehnder-Modulator (SHF4003A) moduliert und über eine Glasfaser in den Photodetektor eingekoppelt. Die Eingangsspannung des Modulators wird über Tor 1 des Netzwerkanalysators eingespeist. Die Photodiode wird mit einem GSG-Messkopf kontaktiert, der mit Tor 2 des Netzwerkanalysators verbunden ist.

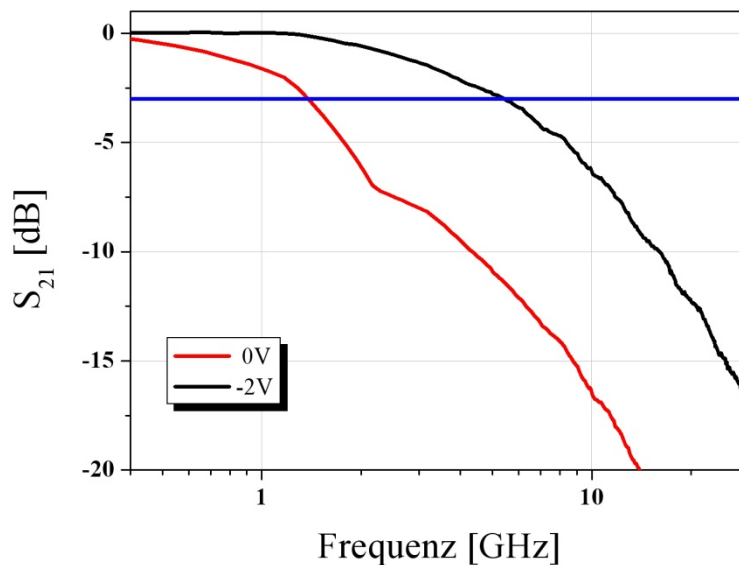


Fig.63 Frequenzgang eines Wellenleiterdetektors in Abhängigkeit der Frequenz bei einer Wellenlänge von 1552 nm. Bei einer Rückwärtsspannung von 2V beträgt die 3 dB Grenzfrequenz 5,4 GHz.

Damit der Detektor mit verschiedenen Arbeitspunkten betrieben werden kann, wird eine Vorspannungseinspeisung verwendet. Die Einstellung der elektrischen Parameter und die Aufnahme der Messergebnisse werden über die IC-Cap Software vorgenommen. Dazu ist der Rechner über einen GP/IB-Bus mit dem Netzwerkanalysator und der Spannungseinspeisung verbunden.

Die Hochfrequenzmessung startet mit Kalibriermessungen. Dazu befinden sich auf den prozessierten Scheiben zu jedem Detektor die zugehörigen Leerlauf- und Kurzschlussstrukturen. Das Verbindungskabel von Netzwerkanalysator zum Mach-Zehnder-Modulator wird für die Kalibrierung umgesteckt, sodass Tor 1 und Tor 2 des Netzwerkanalysators mit der Kalibrierungsstruktur verbunden sind. Als Messmethode wird die LRRM (Line-Reflect-Reflect-Match) Messung verwendet.

Nach der erfolgreichen Kalibrierung kann die eigentliche Messung beginnen. Die Photodiode wird kontaktiert und die Glasfaser analog zur Gleichlichtmessung positioniert. Im IC-Cap Programm werden wieder die Messparameter eingestellt und die Messung gestartet. Über den ausgewählten Frequenzbereich werden die S-Parameter der Photodiode bestimmt und dargestellt. Wichtig für die Charakterisierung der Photodiode sind der S_{22} - und der S_{21} -Parameter. Dabei beschreibt S_{22} das Reflexionsverhalten der Diode und S_{21} den Frequenzgang der optischen Messstrecke, wobei die optische Messstrecke aus dem Mach-Zehnder-Modulator und dem Wellenleiterdetektor besteht. Der Frequenzgang des Modulators wird deshalb aus S_{21} herausgerechnet.

Die Hochfrequenzanalyse des Wellenleiterdetektors aus Fig. 58 zeigt die Fig. 63. Bei einer Spannung von 0V erreicht der Detektor eine 3dB-Grenzfrequenz von 1,4 GHz. Wird die Rückwärtsspannung auf 2 V erhöht, erhöht sich die Frequenz auf 5,4 GHz. Die optische Empfindlichkeit beträgt hier 0,14 A/W.

AP 3.3 - Redesign und Realisierung der Bauelemente für die selektierte Wellenlänge

Die hergestellten Wellenleiterdetektoren wurden unter AP 3.2. nur bei den typischen Wellenlängen der Telekommunikation vermessen. Der Grund hierfür ist das Vorhandensein von dementsprechenden Lasern. Für die On-Chip Übertragung ist man jedoch nicht auf diese Wellenlängen beschränkt, sondern es kann eine Wellenlänge zwischen 1100 nm und 1550 nm in Abhängigkeit der Lichtquelle verwendet werden. Dafür müssen die optischen Eigenschaften des Ge Wellenleiterdetektors im benannten Wellenlängenbereich bekannt sein.

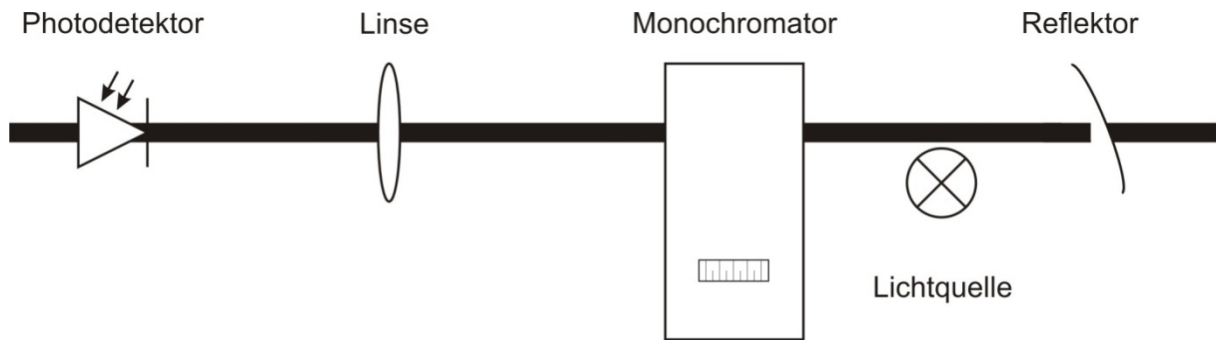


Fig.64 Schematischer Aufbau eines Messplatzes zur spektralen Charakterisierung von Ge Detektoren, der Wellenlängenbereich des Monochromators liegt zwischen 500 nm und 1800 nm, die eingesetzte Lampe verhält sich wie ein Schwarzer Strahler bei 2800K.

Zur Untersuchung der spektralen optischen Empfindlichkeit des Detektors im Bereich zwischen der Si Bandkante bei 1100 nm und der Ge Bandkante im Bereich von 1550 nm muss ein dementsprechendes selektierbares Lichtspektrum vorhanden sein. Dies wird z.B. von einem schwarzen Strahler geliefert und durch einen Monochromator selektiert. Die vertikale Lichteinkopplung in einen Detektor ist die einfachste und flexibelste Methode und wird deshalb zur Analyse der spektralen Eigenschaften verwendet.

Im Rahmen einer Studienarbeit wurde ein optischer Messplatz zur spektralen Analyse der optischen Empfindlichkeit von Ge Detektoren aufgebaut. Mit diesem Messplatz lassen sich Photodioden im Wellenlängenbereich zwischen 500 nm und 1800 nm bei vertikalem Lichteinfall analysieren. Die Fig. 64 zeigt einen schematischen Aufbau des Messplatzes. Er besteht aus einer Lichtquelle, die sich wie ein schwarzer Strahler bei 2800 K verhält, einem Reflektor, der das Licht auf den Eintrittsspalt des Monochromators lenkt, einem Prismenmonochromator, einer Sammellinse und dem eigentlichen Detektor.

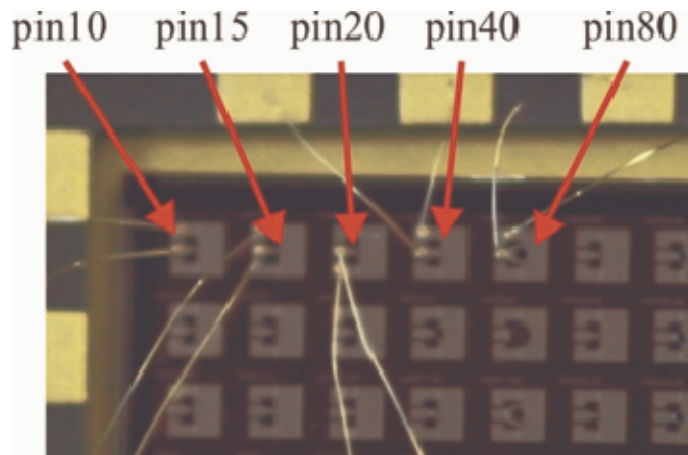


Fig.65 Abbildung einer in einer Standard IC-Fassung aufgebauten Detektorserie (pin10 bis pin80) für die optische Analyse im spektralen Gleichlichtmessplatz.

In der verwendeten Maske, wie sie unter 3.2. beschrieben ist, befinden sich auch Detektorstrukturen für den vertikalen Lichteinfall. Diese werden für die optische Vermessung im spektralen Gleichlichtmessplatz am Institut, wie in Fig. 65 zu sehen, aufgebaut.

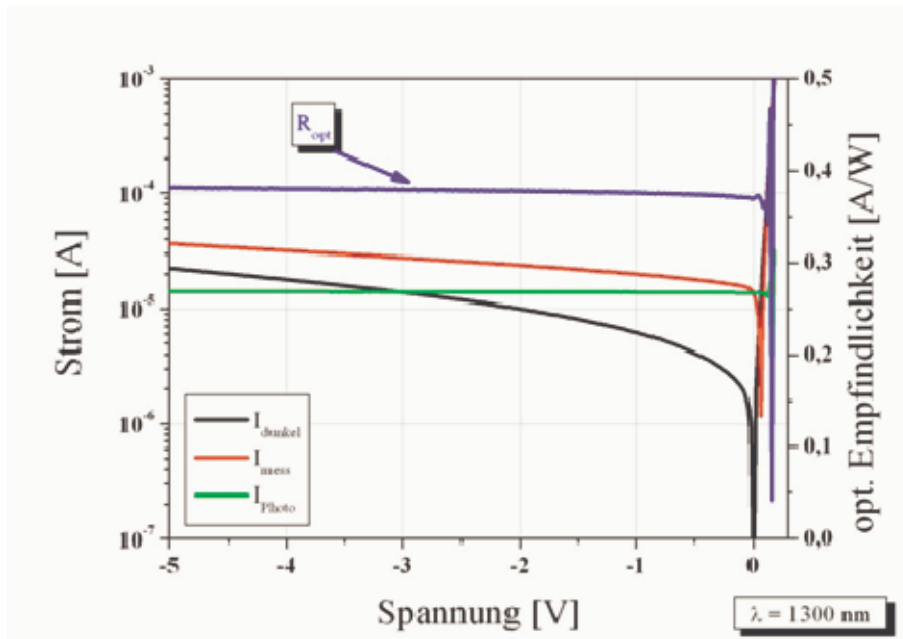


Fig.66 Messung des Detektorstromes in Abhängigkeit der angelegten Spannung unter Beleuchtung (I_{mess}) bei einer Wellenlänge von 1300 nm und des zugehörigen Dunkelstromes für einen Ge Detektor pin80. Die Differenz beider ergibt den Photostrom, aus dem die optische Empfindlichkeit R_{opt} des Detektors bei $\lambda = 1300$ nm in Abhängigkeit der Spannung bestimmt wird.

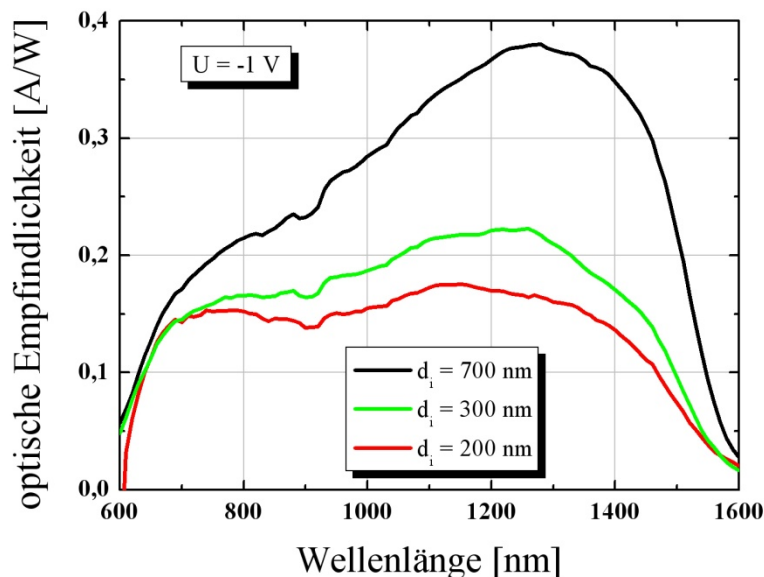


Fig.67 Spektrale optische Empfindlichkeit von Ge Detektoren auf SOI Substrat mit unterschiedlich dicker intrinsischer Zone bei einer Rückwärtsspannung von 1 V.

Eine typische Strom-Spannungscharakteristik bei Beleuchtung mit einer Wellenlänge von 1300 nm (rote Kurve) und dem zugehörigen Dunkelstrom (schwarze Kurve) zeigt die Fig.. Aus der Differenz beider Messungen ergibt sich der Photostrom (grüne Kurve). Der vermessene Ge Detektor zeigt bei 1300 nm in Rückwärtsrichtung einen konstanten

Photostrom. Aus diesem lässt sich anhand der Kalibrierung des Messplatzes die optische Empfindlichkeit (blaue Kurve) bestimmen, die ebenfalls in Rückwärtsrichtung unabhängig von der angelegten Spannung ist. Durch Änderung der Wellenlänge am Monochromator lässt sich nun der Detektor im gesamten spektralen Bereich zwischen 600 nm und 1800 nm vermessen. Dies zeigt die Fig. für verschieden dicke intrinsische Zonen.

Die Detektoren zeigen bei vertikalem Lichteinfall eine breitbandige Empfindlichkeit (700nm - 1500 nm). Damit besitzen die pin Strukturen auch bei horizontal einfallendem Licht eine breite spektrale Empfindlichkeit, so dass die Ge Wellenleiterdetektoren im Wellenlängenbereich zwischen 1100 nm und 1550 nm zur Detektion von Licht eingesetzt werden können.

Wellenlänge	$\lambda = 1300 \text{ nm}$			$\lambda = 1550 \text{ nm}$		
	t [μm]	b [μm]	d _i [nm]	t [μm]	b [μm]	d _i [nm]
f _{3dB,max} = 30 GHz	6,2	54,4	636	100,2	3,4	636
f _{3dB,max} = 40 GHz	6,2	30,6	478	100,2	1,9	478
f _{3dB,max} = 60 GHz	6,2	13,6	318	100,2	0,84	318
f _{3dB,max} = 80 GHz	6,2	7,6	239	100,2	0,47	239
f _{3dB,max} = 100 GHz	6,2	4,9	191	100,2	0,30	191

Tabelle 3: Zusammenstellung der Bauelementdimensionen für rechteckige Ge Wellenleiterphotodetektoren mit einer internen Quanteneffizienz von 99% in Abhängigkeit der 3dB Bandbreite für die zwei optischen Wellenlängen von 1300 nm und 1550 nm.

Ein Beispiel für die exakte Bauelementdimensionierung in Abhängigkeit der selektierten Wellenlänge (hier an den Beispielen von $\lambda = 1300 \text{ nm}$ und $\lambda = 1550 \text{ nm}$) zeigt die Tabelle 3. Die interne Quanteneffizienz der Detektoren soll hier 99% betragen. Damit ist die Tiefe t des rechteckigen Detektors definiert. In Abhängigkeit der gewünschten Maximalgeschwindigkeit ergibt sich die optimale Detektorfläche A und die benötigte Detektorbreite b (siehe Fig. 43 und Fig. 45). Die Fig. 43 zeigt weiterhin zur maximalen Bandbreite die zugehörige Dicke d_i der intrinsischen Schicht. Mit dieser Vorschrift lässt sich für jede Wellenlänge ein Detektor mit der gewünschten Geschwindigkeit und Quanteneffizienz dimensionieren.

II.1.4 AP 4 - Modulator Exploration

Die Arbeiten zur Modulator Exploration wurden vom IHT koordiniert.

AP 4.1 - Test der Photodetektoren in Flussrichtung

Photodetektoren werden üblicherweise in Rückwärtsrichtung betrieben. Hier ist das elektrische Feld groß genug, um die Elektron-Loch-Paare zu trennen und die Ladungsträger mit der Sättigungsgeschwindigkeit zu den Elektroden zu transportieren. Die Fig. 68 zeigt einen typischen Verlauf des Photostromes. Im Rückwärtsbereich ändert sich der Photostrom kaum, da die Raumladungszone komplett ausgeräumt ist. Im Vorwärtsbereich wird ab Spannungen größer 0,1 V eine deutliche Abnahme des Photostromes beobachtet. Dies liegt an dem Zusammenbrechen der Raumladungszone.

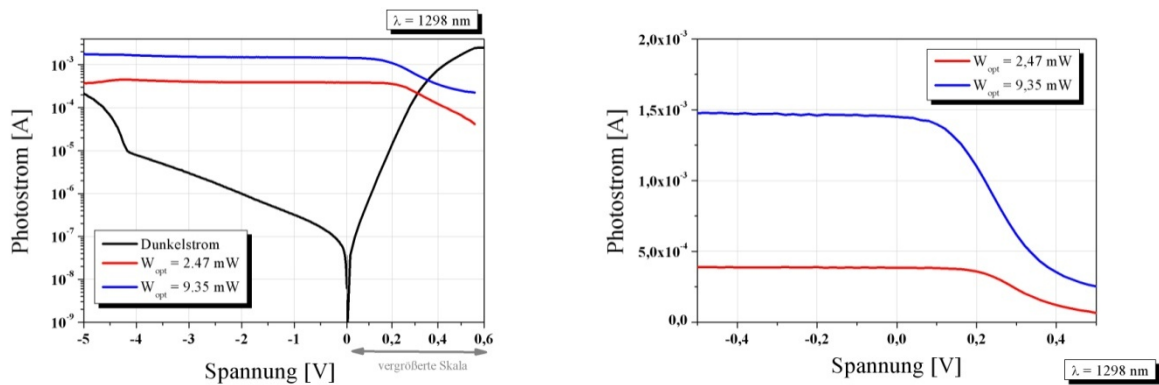


Fig.68 Photostrom in Abhängigkeit der Spannung, im rechten Bild wurde der Verlauf um den Nullpunkt vergrößert dargestellt.

Wenn die Ladungsträger hauptsächlich in der Raumladungszone generiert werden, d.h. es gibt keine langsamen Diffusionsanteile aus den anderen Bereichen des Detektors, sollte der Photostrom I_{ph} proportional zur Weite w der Raumladungszone sein:

$$I_{ph} = \text{const} \cdot w \quad \text{Gl. 13}$$

Zur Untersuchung dieser Annahme wurde ein einfaches Model aufgestellt (siehe Referenz [71]). Nach diesem Model ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen Photostrom und Spannung:

$$\left(\frac{I_{ph}}{I_{ph0}} \right)^2 = \frac{2 \cdot \epsilon}{q} \cdot \frac{1}{N_i \cdot w_i^2} \cdot (V_{bi} - V) \quad \text{Gl. 14}$$

Dabei ist I_{ph0} der Sättigungsphotostrom, ϵ die Elektrizitätskonstante, q die Elementarladung, N_i die Dotierkonzentration des intrinsischen Gebietes, w_i die Weite des intrinsischen Gebietes und V_{bi} die Diffusionsspannung.

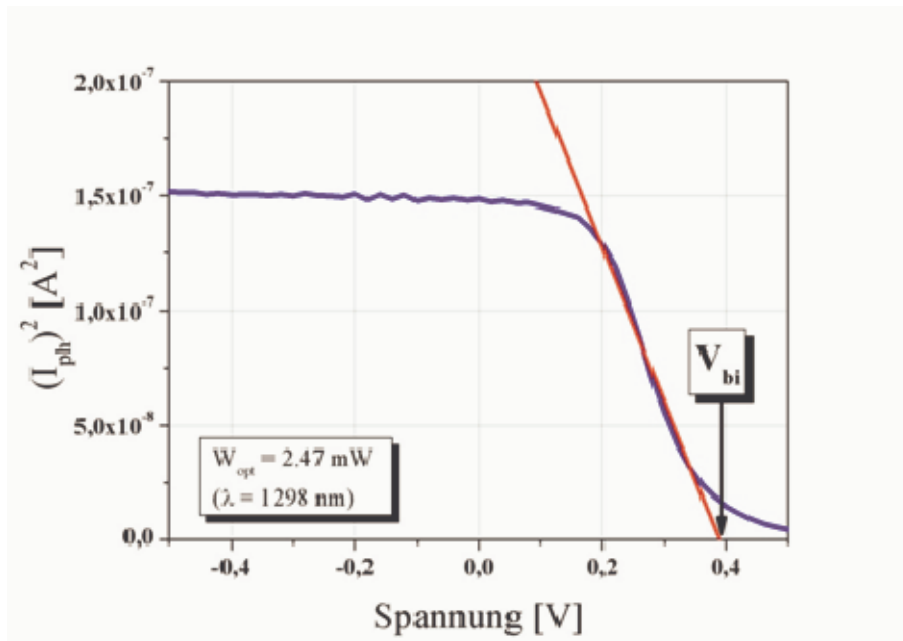


Fig.69 Das Quadrat des Photostroms zeigt ein Sättigungsverhalten in Rückwärtsbetrieb und bei kleinen Vorwärtsspannungen. Bei Spannungen größer $0,2 V$ zeigt sich dagegen ein linearer Abfall von I_{ph}^2 .

Das Quadrat des Photostromes in Abhängigkeit der Spannung aus Fig. 68 für eine optische Leistung von $2,47 \text{ mW}$ zeigt die Fig. 69. In Flussrichtung ist bei Spannungen zwischen $0,2 V$ und $0,4 V$ ein deutlicher linearer Abfall zu erkennen. Hier verkleinert sich die Weite der Raumladungszone und ist kleiner als die Weite des intrinsischen Gebietes. Dies zeigt, dass der Photostrom proportional zur Weite der Raumladungszone ist und damit der Hauptanteil des Photostromes in dieser generiert wird.

AP 4.2 - Funktion und Flächenbedarf eines Modulators basierend auf einer Detektorstruktur

Im Rahmen dieses Projektteils wurden vorhandene Modulatorkonzepte aus der Literatur auf ihre Verwendbarkeit in einem Integrationskonzept mit einem Wellenleiterphotodetektor untersucht. Prinzipiell existieren drei Modulatorkonzepte: der Mach-Zehnder Modulator, der Mikroring Resonator und der Absorptionsmodulator, der zum einen auf dem Franz-Keldysh Effekt bzw. auf dem Quantum confined Stark Effekt (QCSE) beruht.

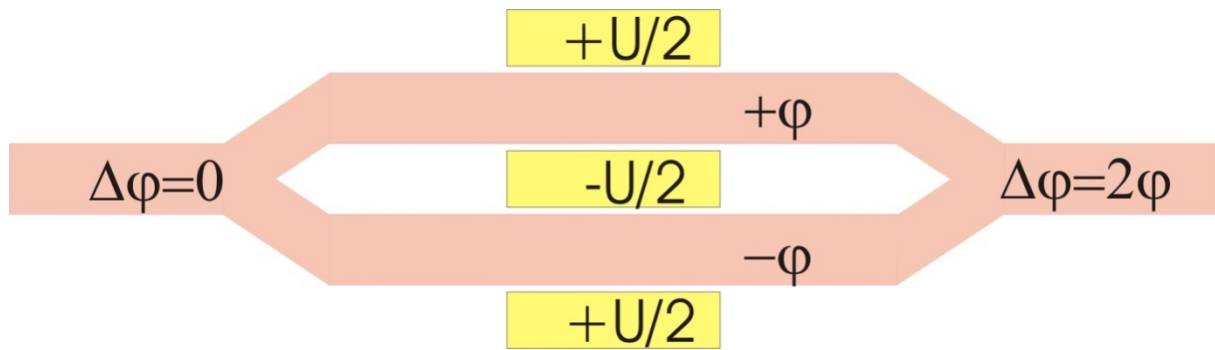


Fig.70 Übersichtsskizze eines Mach Zehnder Modulators

Der Mach-Zehnder Modulator ist ein elektrooptischer Modulator. Über ein elektrisches Signal werden die optischen Parameter einer Wellenleiterschicht verändert und so die gewünschte elektrische Information auf die optische Welle moduliert. Er besteht aus zwei parallel laufenden Zweigen der gleichen Länge (siehe Fig. 70). Das Anlegen einer definierten Spannung an einem Zweig führt zu einer Injektion von Ladungsträgern und damit zu einer Änderung des Brechungsindex im Wellenleiter. So wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der optischen Welle geändert, und eine Phasendifferenz φ zwischen den beiden Zweigen entsteht. Die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ hängt von der Länge der Zweige, der angelegten Spannung und der verwendeten Wellenlänge ab.

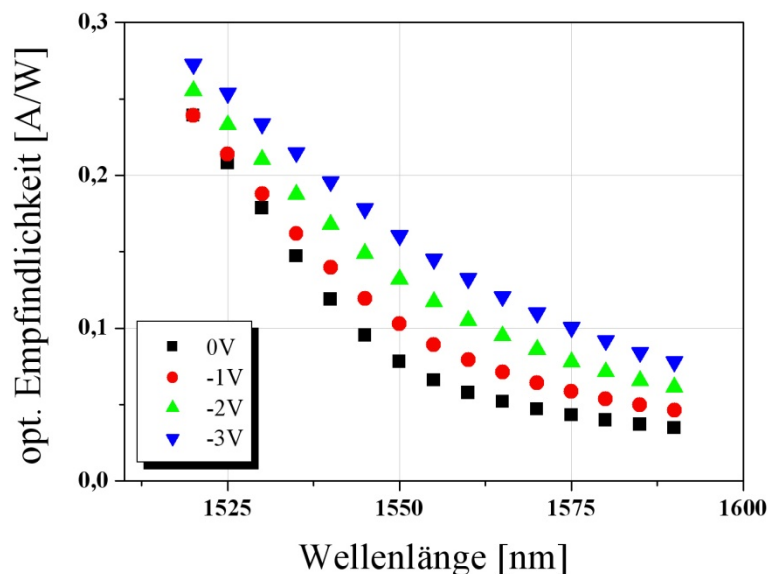


Fig.71 Modulationseigenschaften eines Ge Wellenleiterdetektors. Durch das Anlegen eines elektrischen Feldes lässt sich die optische Empfindlichkeit, und damit die Absorption, deutlich ändern.

Die Abmessung dieses Types von Modulator beträgt einige Millimeter. Im Vergleich zu den Wellenleitern und anderen optischen Bauelementen, die eine Größe von einigen Mikrometern besitzen, sind Mach Zehnder Modulatoren sehr groß. Ein weiterer Nachteil ist die enorme Leistungsaufnahme eines solchen Bauelementes.

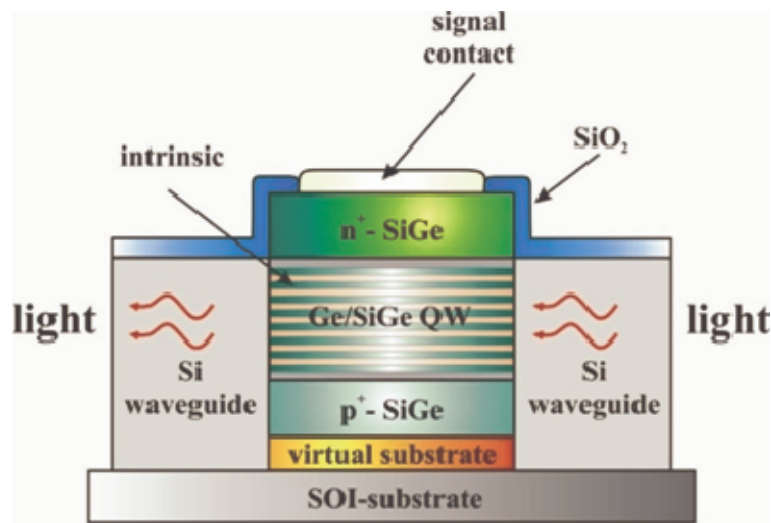


Fig.72 Schematische Darstellung eines Schichtstapel von einem Quantum-confined Stark Effekt Modulator

Als zweites wurden im Rahmen dieses Projektes die Grundzüge eines Absorptionsmodulators mit einer pin Modulatorstruktur, die den Franz-Keldysh ausnutzt, untersucht. Der Franz-Keldysh Effekt verschiebt die Absorptionskante bei hohen elektrischen Feldstärken, wie sie im Sperrbereich auftreten. Sehr interessant sind die Ergebnisse der optischen Gleichlichtmessung des Ge pin-Modulators. Die optische Empfindlichkeit an der Ge Bandkante zeigt die Fig. 71. Zum Beispiel lässt sich bei einer Wellenlänge von 1550 nm aufgrund des Franz-Keldysh Effekts die optische Empfindlichkeit von 0,08 A/W bei 0V auf 0,16 A/W bei -3 V ändern. Dies entspricht einer Änderung der Absorption um einen Faktor 2,5. Damit lassen sich die Wellenleitdetektoren in der Nähe der Ge Bandkante als Modulatoren einsetzen.

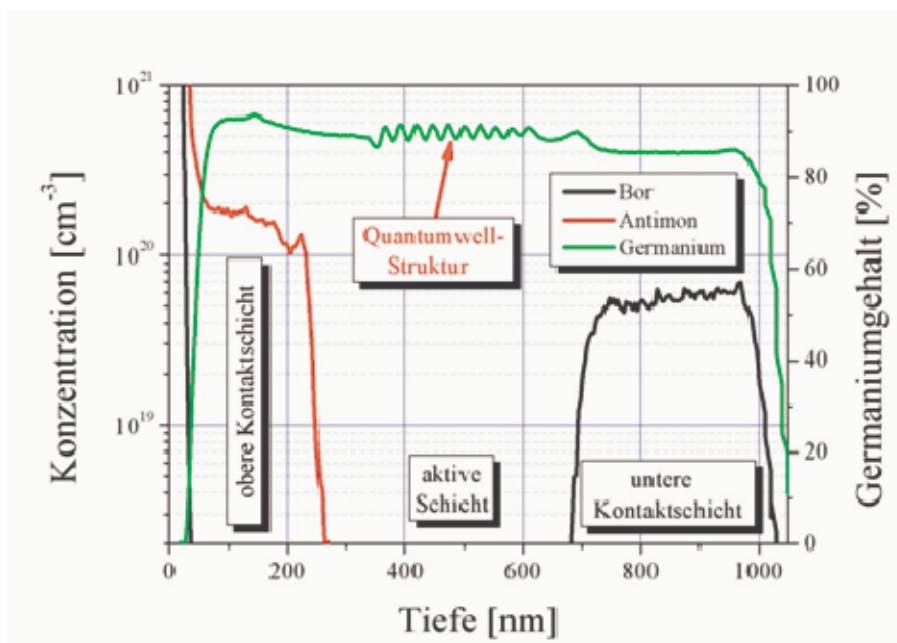


Fig.73 SIMS-Analyse der Modulatorstruktur, die Analyse zeigt deutlich den gewachsenen Quantentopfstruktur.

Neben der Demonstration des Absorptionsmodulators mit dem Franz-Keldysh-Effekt wurde auch der Quantum-confined Stark Effekt untersucht. Dieser Modulatortyp besteht aus einem Schichtstapel dünner Schichten, einer so genannten Multiquantentopf-Struktur (siehe Fig. 72). Die Quantentöpfe werden durch das abwechselnde Wachsen von Ge und SiGe Schichten mit Dicken von einigen nm realisiert. Die Schichtdicken werden so gewählt, dass die Energie der verwendeten optischen Welle nicht ausreicht die Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband zu heben. Wird an den Modulator eine definierte Rückwärtsspannung angelegt, verbiegen sich die Bandkanten und die benötigte Energie für den Bandübergang verringert sich. Die Absorptionskonstante des Modulators wird in der Folge größer und somit die Transmission durch den Modulator kleiner. Dieser Effekt kann durch eine größere angelegte Spannung und Modulatorlänge verbessert werden. Im Gegensatz zu Mach Zehnder Modulatoren besitzen QCSE Modulatoren deutlich kleinere Abmessungen mit Längen im Bereich von 10 – 400 μm . Ein Vorteil der QCSE Modulatoren ist die Ähnlichkeit im Aufbau zu den verwendeten Photodetektoren. Beide werden als pin Diode realisiert, so dass beide Bauteile gleichzeitig prozessiert werden können.



Fig.74 Rasterelektronenmikroskopie Aufnahme des MBE Schichtstapels. Aufgrund der unterschiedlichen Ge-Gehalte sind die Quantentöpfe sehr gut zu erkennen.

Die am Institut hergestellten Modulatoren sind nach dem Prinzip des Quantum confined Stark Effekt Modulator aufgebaut und werden mit dem Photodetektorprozess hergestellt. Die Masken für die einzelnen Prozessschritte sind identisch. Der Unterschied zu den Photodetektoren liegt in der Schichtstruktur. Das virtuelle Substrat besteht aus SiGe mit einem Ge-Gehalt von 90%. Nach der hochdotierten unteren Kontaktschicht (Bor $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) folgt die aktive Schicht. Sie besteht aus den dünnen Schichten, die den Quantentopfstruktur bilden. Für diesen Schichtstapel werden abwechselnd 12 nm dicke Schichten aus Ge und 20 nm dicke Schichten aus SiGe mit einem Ge-Gehalt von 90% gewachsen, bis jeweils 10 Schichten vorhanden sind. Hierbei ist das 90% Ge unverspannt und das pure Ge wird dagegen pseudomorph mit der Gitterkonstanten von $\text{Si}_{0,1}\text{Ge}_{0,9}$ aufgewachsen. Der gesamte Schichtstapel ist zwischen zwei 120 nm dicken intrinsischen SiGe Schichten eingefasst, so dass die gesamte Dicke der intrinsischen Schicht 560 nm beträgt. Als obere Kontaktschicht dient eine $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ Antimon dotierte SiGe-Schicht und eine Si-Deckschicht. Die Fig. zeigt die SIMS-Analyse der Modulatorstruktur. In der aktiven Schicht ist die Multiquantumwell-Struktur gut erkennbar. In einer Querbruchaufnahme mit einem Rasterelektronenmikroskop

sind die Multiquantumwell-Strukturen sehr gut zu erkennen (siehe Fig. 74). Dies liegt an der unterschiedlichen Ge-Konzentration.

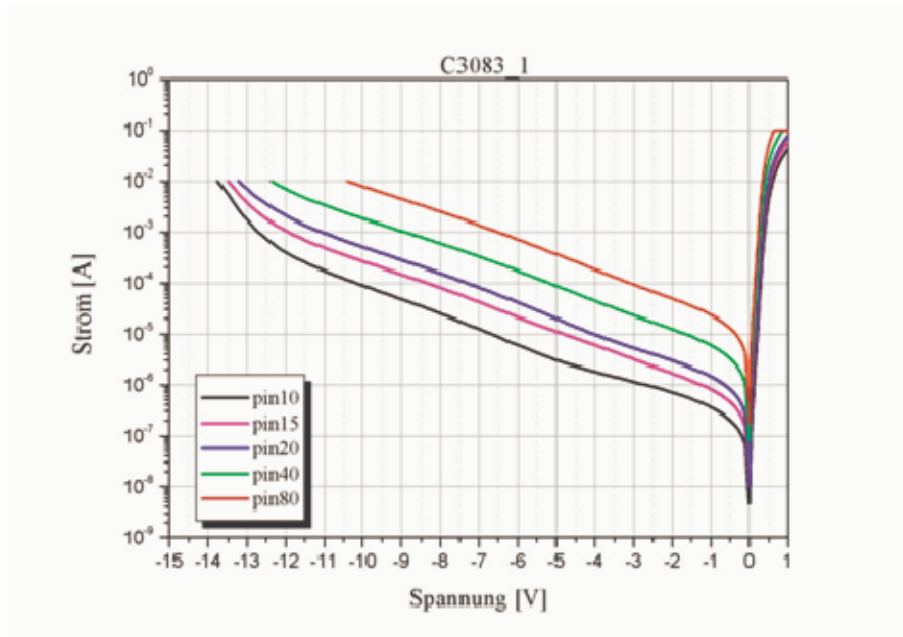


Fig.75 Strom-Spannungscharakteristik der Modulatorstruktur.

Nach der Prozessierung wurden die Modulatoren an einem on-wafer-Messplatz auf ihre Gleichstromeigenschaften untersucht. Die Strom-Spannungscharakteristika der Modulatoren in Fig. 75 zeigen vergleichbare Eigenschaften zu den Charakteristika der Photodetektoren. Für die optische Gleichlichtcharakterisierung wurden die Modulatoren wie die Detektoren in Standard Chipfassungen aufgebaut und unter senkrechtem Lichteinfall charakterisiert.

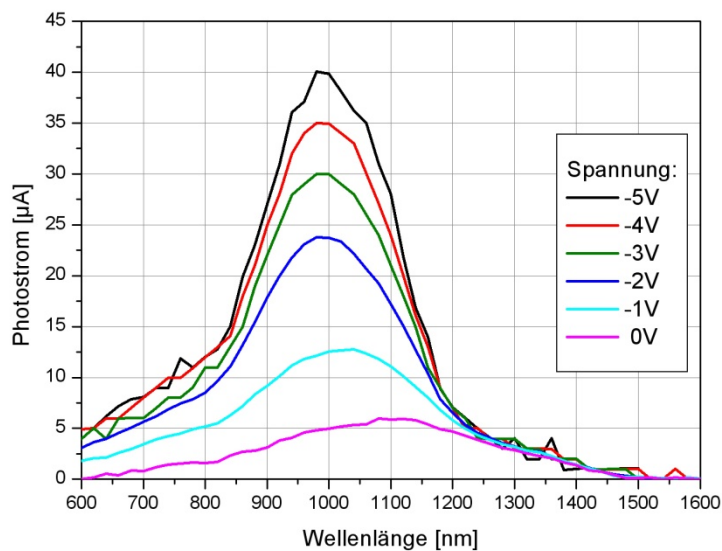


Fig.76 Spektrale Gleichlichtanalyse der Modulatorstruktur. Im Bereich der Bandkante (bei etwa 1400 nm sind Änderungen der Absorption infolge des angelegten elektrischen Feldes nicht erkennbar. Jedoch ändert sich der Photostrom bei einer Wellenlänge von 1000 nm um fast einen Faktor 10 zwischen 0 V und 5 V Rückwärtsspannung.

Die optische Gleichlichtanalyse der Modulator-Struktur zeigt die Fig. 76. Durch die Quantentopfstruktur lässt sich der Photostrom bei Wellenlängen kleiner 1200 nm durch ein Anlegen einer Spannung deutlich erhöhen. Im Maximum bei 1000 nm beträgt dies sogar fast eine Größenordnung, wenn die Rückwärtsspannung von 0 V auf -5 V geändert wird. Für Wellenlängen größer gleich 1200 nm verhält sich die Struktur wie ein typischer SiGe Photodetektor mit einem Ge-Gehalt von 90%. Jedoch ist die Änderung der Absorption auf Grund des Quantum-confined Stark Effekts nicht nachweisbar. Dies liegt vermutlich an dem senkrechten Lichteinfall und der damit verbundenen sehr dünnen Absorptionslänge gegenüber der horizontalen Einstrahlung.

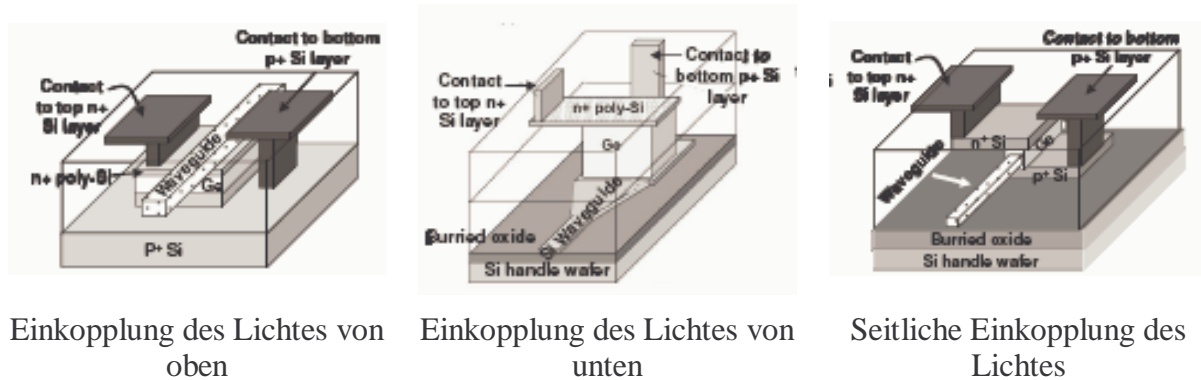
Die Multiquantentopfstruktur zeigt ein deutlich anderes Verhalten gegenüber den Detektoren und Modulatoren mit Legierungsstruktur sowohl in der Wellenlänge als auch über der angelegten Spannung. Der Effekt der extremen Erhöhung des Photostromes im Bereich der Wellenlänge von 1000 nm konnte im Rahmen dieses Projektes nicht endgültig geklärt werden.

II.1.5 AP 5 - Integrationskonzept

AP 5.1 - Auswertung vorhandener Konzepte

Es gibt im Bereich der Photonik der 4. Hauptgruppe zwei hochkarätige internationale Konferenzen, die jährlich statt finden. Dies ist zum einen die IEEE Konferenz der Gruppe 4 Photonik (GFP) und zum anderen die SPIE Konferenz. Die SPIE Konferenz wurde als Plattform für Veröffentlichungen vom IHP und MPI genutzt und die IEEE Konferenz GFP wurde vom IHT adressiert.

Auf der 4. IEEE Konferenz der Gruppe 4 Photonik in Japan 2007 wurden unter der Überschrift Detektoren verschiedene Konzepte zur Integration von auf Ge basierenden aktiven Bauelementen für die Si Photonik vorgestellt. Eines davon stellte die Gruppe von Liu vor [72]. Dabei wurden zunächst 3 unterschiedliche Methoden zur Lichteinkopplung aus einem Wellenleiter in einen Detektor vorgestellt (siehe Fig. 78). Bei der Lichteinkopplung von unten wird der Wellenleiter aus dem einkristallinen Si des SOI Wafers gefertigt. Zur Erhöhung der Koppelleffizienz wird eine Taperstruktur ausgebildet, auf der dann der eigentliche Detektor aufgebracht wird. Dagegen besteht der Wellenleiter bei den beiden anderen Konzepten aus Si, SiN oder SiON.



Einkopplung des Lichtes von oben

Einkopplung des Lichtes von unten

Seitliche Einkopplung des Lichtes

Fig.77 .Schematische Darstellung der Lichteinkopplung aus einem Wellenleiter in einen Detektor

Die Gruppe von Liu stellte daneben noch ein Systemkonzept für die Integration von einem Germanium basierenden Wellenleiterdetektors und einem Elektroabsorptions- (EA) Modulators vor. Dabei wird die seitliche Einkopplung des Lichtes über den Wellenleiter favorisiert.

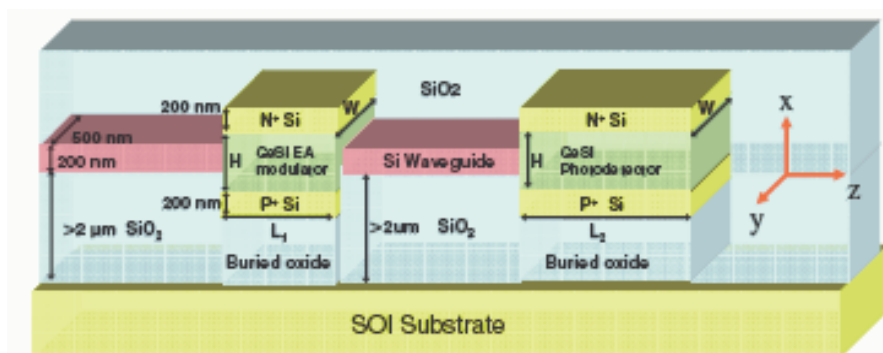


Fig.78 Schematische Darstellung eines GeSi EA Modulators und eines Photodetektors auf der SOI Plattform nach Liu [72].

Ein zweites Konzept besteht in der Verwendung von Metall-Halbleiter-Metall (MSM) Photodetektoren. Die Gruppe von Vivien [73] benutzt für den Wellenleiter einen Rippenwellenleiter auf einen SOI Substrat. Das Licht wird unterhalb der Rippe transportiert.

Die Rippe selber ist 1 μm breit und 70 nm hoch. Der MSM Detektor wird dabei durch leichtes Ätzen in den Wellenleiter integriert.

Ausgehend von den Beiträgen auf der SPIE-Konferenz (Photonics West), die jährlich in den USA stattfindet und auf der in den letzten Jahren Symposien zu „Silicon Photonics“ abgehalten wurden, lässt sich einschätzen, dass in den USA in letzter Zeit erhebliche Fortschritte bei der Entwicklung von CMOS-kompatiblen photonischen Einzelkomponenten und ihrer technologischen Integration erzielt wurden. Dabei werden die Komponenten in SOI integriert. Lediglich für den Lichtemitter ist zur Zeit noch eine Hybridlösung erforderlich. Es darf wohl davon ausgegangen werden, dass die optische Datenübertragung auf dem Chip in absehbarer Zeit Realität werden wird. Dabei ist herauszustreichen, dass Unternehmen (wie z.B. Luxtera) bereits 2008 darüber berichtet haben, dass die entscheidenden photonischen Komponenten auf dem Chip demonstriert wurden. Dabei wurde eine 0.13 μm SOI-CMOS-Technologie mit integriertem Ge-Modul verwendet. Lediglich die benutzte Lichtquelle ist noch als Hybridlösung ausgeführt. Das Design für die optischen Komponenten wurde dabei in das Prozess Design Kit von ‚Cadence‘ integriert, d.h. Entwurf und Prozesse für die elektrischen und optischen Komponenten sind aufeinander abgestimmt.

Auch auf dem „International Symposium on Advanced Science and Technology of Silicon Materials“, das im November 2008 von japanischen Wissenschaftlern organisiert wurde, gab es Sitzungen zur Si-Photonik, auf denen neben der japanischen Industrie (wie z.B. NTT) auch führende japanische Forschungseinrichtungen Berichte zum Stand der Si-Photonik gegeben haben. Die Informationen decken sich in weiten Bereichen mit der SPIE-Konferenz und setzen auf eine Integration der Photonik in SOI.

AP 5.2 - Neue Ansätze

Das Konsortium schlägt die in Fig. 79 dargestellte Übertragungsstrecke als technische Lösung zur On-Chip Signalübertragung vor. Das gesamte System wird auf SOI-Substraten aufgebaut, damit das Licht in Rippenwellenleitern aus Si geführt werden kann, da Si im infraroten Wellenlängenbereich nicht absorbiert. Die Schichtstrukturen der aktiven Bauelemente werden mit Hilfe des Verfahrens der differentiellen Epitaxie gewachsen. Da jedoch die Ankopplung des Wellenleiters an die Bauelemente seitlich erfolgen soll, wurde ein Bauelementdesign mit vergrabenen Strukturen entwickelt.

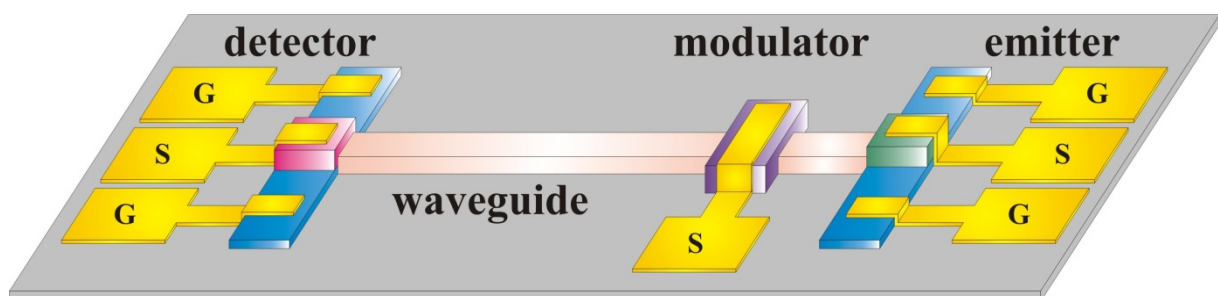


Fig.79 Schematische Darstellung einer kompletten integrierten Übertragungsstrecke, bestehend aus einem Lichtemitter, einem EA-Modulator, einem Germanium-Photodetektor und einem Si-Rippenwellenleiter auf einem SOI Substrat.

Das Konzept zur Herstellung der vergrabenen MBE-Strukturen auf einem SOI Substrat sieht folgende Arbeitsschritte vor (siehe Fig. 80):

1. Auf einem SOI-Wafer wird eine SiO_2 -Schicht (Opferschicht) abgeschieden

2. Durch einen Photolithographieschritt und einem folgenden Trockenätzschritt wird eine Wanne bis in das SOI – Substrat geätzt (Wannenätzung). In dieser Wanne soll das aktive Bauelement (z.B. der Photodetektor) abgeschieden werden. Die Ätztiefe wird durch die später benötigte Bauteilhöhe bestimmt.
3. Die aktiven Schichten des Bauelementes werden mittels differentieller Epitaxie durch das Verfahren der MBE aufgewachsen. Dabei wachsen in der Wanne durch den einkristallinen Boden die MBE Schichten auch einkristallin. Dagegen wird auf der SiO₂-Oberfläche nur polykristallines Material abgeschieden, da hier die Information über die Kristallorientierung fehlt.
4. Durch einen chemisch-mechanischen Poliervorgang (CMP) wird die polykristalline Schicht auf dem SiO₂ entfernt, sodass nur noch die einkristalline Bauelementstruktur in der geätzten Wanne zurück bleibt.
5. Mit einem abschließenden HF-Dip wird die SiO₂ – Opferschicht abgeätzt. Das Bauelement und die Substratoberfläche bilden danach eine planare Ebene.

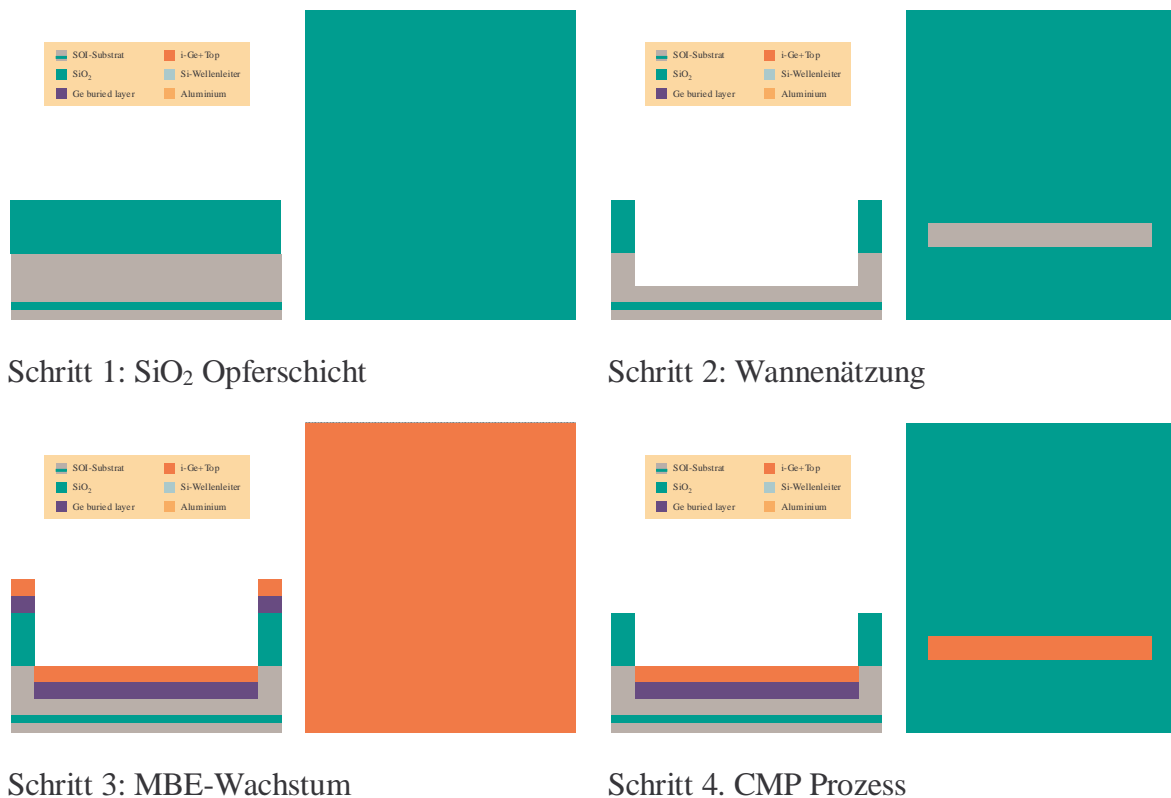


Fig.80 Schematische Darstellung zur Herstellung der vergrabenen Bauelementstrukturen mittels differentieller Epitaxie

Für die Umsetzung des obigen Konzeptes muss zunächst die Frage geklärt werden, ob nach dem Trockenätzschritt der Boden der Wanne ausreichend glatt bleibt, so dass darauf 2 dimensionales defektfreies epitaktisches Wachstum möglich ist. Eine AFM (atomic force microscopy) – Analyse zeigte eine durchschnittliche Rauigkeit von 3 nm (rms-Wert) nach einer Ätztiefe von etwa 1 µm. Dies ist ein vertretbarer Wert.

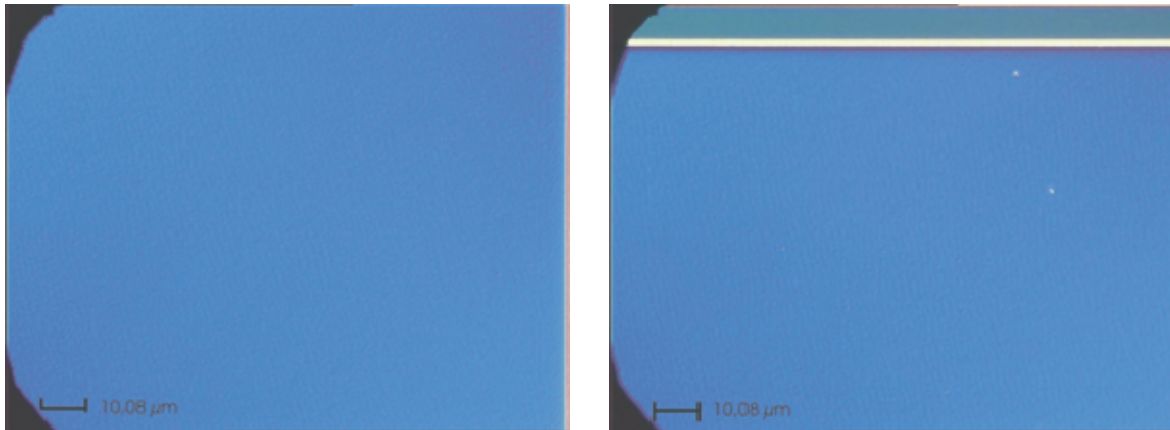


Fig.81 Mikroskopaufnahmen der mit Schimmellösung geätzten Si Schicht. Die linke Abbildung zeigt die Mitte der Wannenstruktur, $EPD \sim 10^3 \text{ cm}^{-2}$. Die rechte Darstellung zeigt dessen Randbereich, wo einige Defekte mehr zu beobachten sind.

Zur Klärung der Qualität der einkristallinen epitaktischen Schicht im Wannenbereich wurde eine Defektanalyse durchgeführt. Dies erfolgte mit dem Verfahren des Defektätzens mit einer Schimmellösung an einer 300 nm Si Schicht, die nach der Ätzung mit der MBE abgeschieden wurde. Fig. 81 zeigt die Mikroskopaufnahmen der geätzten Si Schicht im Zentrums (linkes Bild), wie auch im Randbereich (rechtes Bild) der Wanne. Im Zentrum beträgt die gemessene Defektdichte 10^3 cm^{-2} . Zum Rand hin nimmt dieser Wert nur marginal zu. Die niedrige Defektdichte bzw. Rauigkeit erlaubt dieses Integrationskonzept weiter zu verfolgen, da in den geätzten Gebieten die nötige Schichtqualität für die optoelektronischen Bauteile erreicht wird.

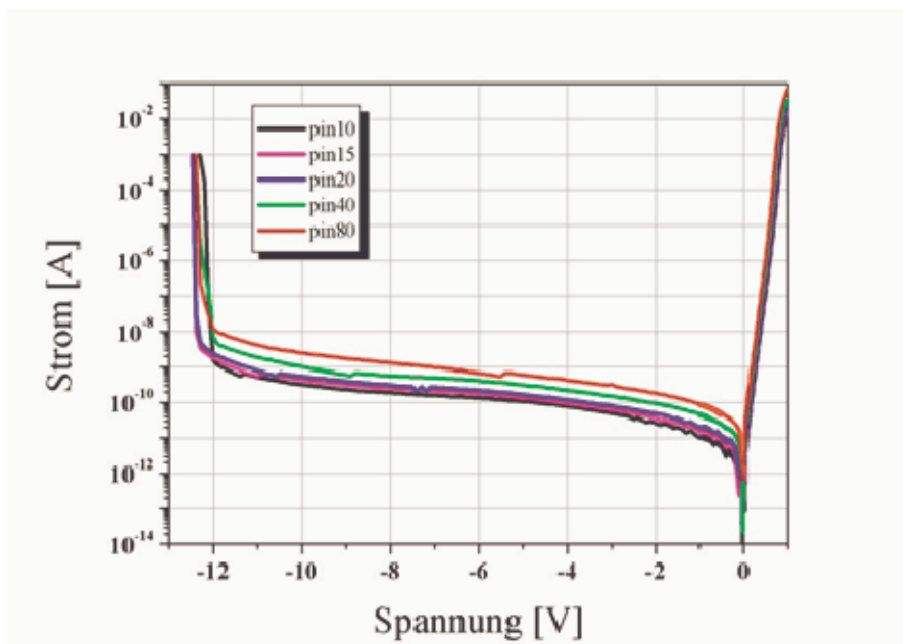


Fig.82 Kennlinienfeld einer Si-Referenzdiode, die mit dem Verfahren der differentiellen Epitaxie hergestellt wurde.

Der nächste Schritt zur Einführung des Konzeptes der vergrabenen Bauelementstruktur ist die Herstellung einer typischen Si Standard Diode. Das erste Bauelement, das mit dieser Technik hergestellt wurde, war eine Si p-i-n Referenzdiode auf einem Si-Wafer. Fig. 82 zeigt die Strom-Spannungs-Charakteristik von Dioden mit unterschiedlichen Durchmessern. Die Serienwiderstände dieser Bauelemente liegen im Bereich zwischen 8Ω für die kleinste Diode

und 2Ω für die größte Diode. Die hier erzielten Ergebnisse sind absolut vergleichbar mit dem im Standardprozess am IHT hergestellten Bauelementen.

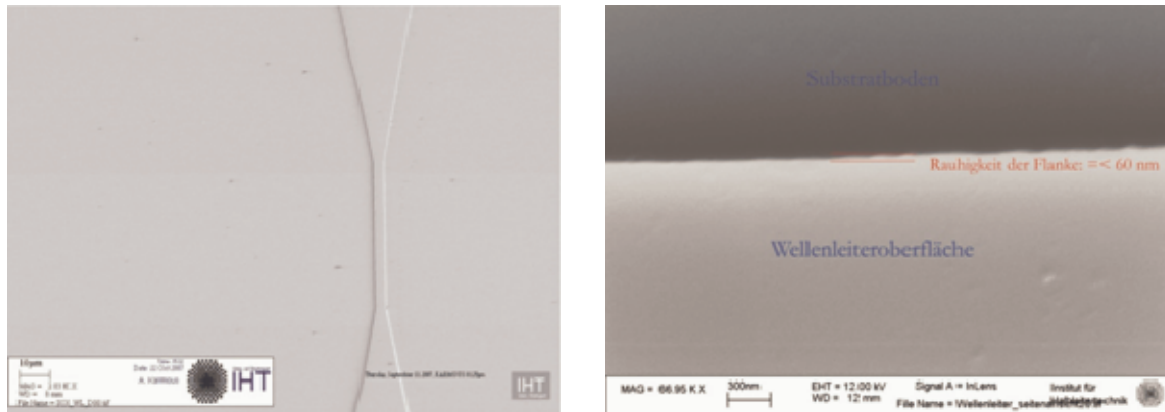


Fig.83 REM Aufnahmen von Si Wellenleiterstrukturen. Die Taper-Strukturen in der linken Abbildung sind für erste Lichteinkopplungsexperimente vorgesehen. In der rechten Abbildung erfolgt eine Abschätzung der Rauigkeit der geätzten Wellenleiterkante mit kleiner gleich 60 nm.

Für die optische Lichtführung zwischen den aktiven Bauelementen wird ein Rippenwellenleiter aus einkristallinem Si verwendet. Dieses Konzept zeichnet sich durch folgende Vorteile aus:

- Eine niedrige Profilhöhe, die eine einfache RIE Ätzung erlaubt (500-600 nm).
- Das Licht wird größtenteils unterhalb der Rippe geführt, so dass leichte Abweichungen des Rippenprofils (schräge Flanken) keinen nennenswerten Einfluss auf die Lichtführung besitzen.

Um hohe Streuverluste während der Lichtleitung und somit Leistungsverluste zu vermeiden, muss die Rauigkeit der Wellenleiteroberfläche klein zur geführten Wellen sein, d.h. die mittlere Rauigkeit des Leiters darf ca. $1/20$ der Lichtwellenlänge nicht überschreiten. Die Abschätzung der Rauigkeit konnte mit REM-Bilder durchgeführt werden (Fig. 83 rechts). Eine senkrechte Aufnahme mit hoher Vergrößerung erlaubt eine Abschätzung der Rauigkeitsamplitude der Flanken nach oben. Die Obergrenzen der Unebenheiten der Wellenleiteroberfläche (Seitenflächen) beträgt für die Höhe ≤ 60 nm und die laterale Ausdehnung: ≤ 80 nm (durch gekippte Proben bestimmt, 45°). Mit diesen Werten bleiben wir unter den $1/20$ -Verhältnis zur Wellenlänge bezogen ($\lambda=1330$ nm bzw. $\lambda=1550$ nm). Die linke Abbildung in Fig. 83 zeigt eine Übersicht von einem Wellenleiter mit Taper-Strukturen an beiden Enden. Diese Strukturen dienen zur Analyse der Einkoppelverluste.

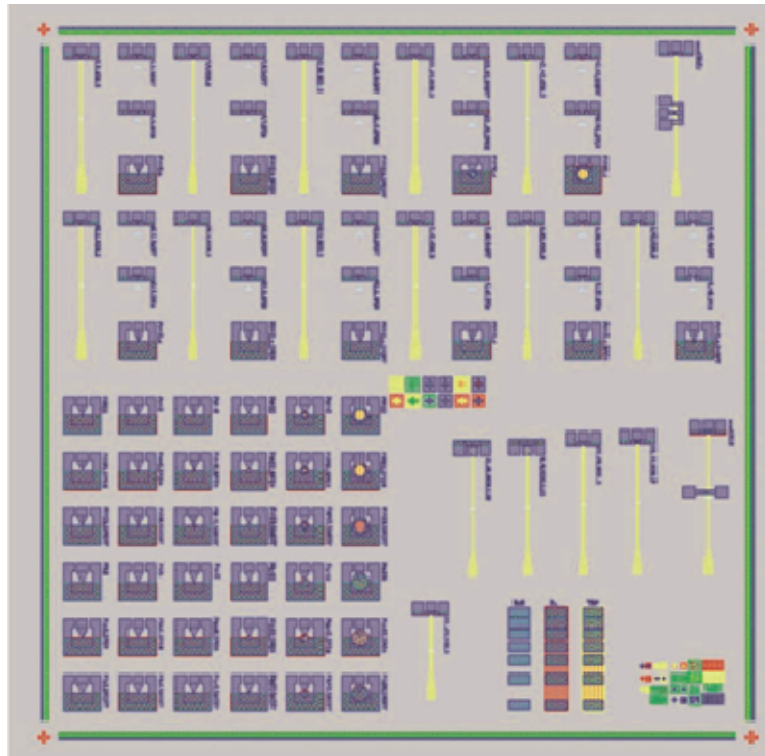


Fig.84 Maskenlayout eines 6 x 6 mm Feldes mit allen Maskenebenen und Bauelementstrukturen.

Für die Integration der Bauteile mit dem Wellenleiter wird eine direkte seitliche Einkopplung des Lichtes an die Bauelemente gewählt. Damit entfallen die Verluste, die bei einem senkrechten Lichteinfall auftreten (z.B. Reflexion an der Oxidschicht, Absorptionsverluste in der Deckschicht). Das vorgeschlagene Konzept der Herstellung der aktiven Bauelemente mit differentieller Epitaxie in vergrabenen Strukturen und die Herstellung des Rippenwellenleiters funktionieren erfolgreich. Es wurde ein neuer Maskensatz für die Integration eines Ge Wellenleiterphotodetektors und einer Si Rippenwellenleiterstruktur entworfen um diese beiden Elemente zu verbinden. Die Fig. 84 zeigt dieses Layout. Neben den Wellenleiterstrukturen befinden sich auch verschiedene Teststrukturen auf der Maske.

Die erste Maskenebene wird für die Wannenätzung benutzt. Hier werden nach der Oxidabscheidung die Wannenstrukturen für die differentielle Epitaxie hergestellt (siehe roter Bereich in der linken Abbildung in Fig. 85). Eine weitere Neuheit im Maskendesign ist die Anbindung des Wellenleiters an den Detektorstapel in einem Ätzschritt. In der rechten Abbildung von Fig. 85 ist die kleine Mesa des Detektors und die Rippe des Wellenleiters gelb dargestellt. Um eine möglichst große Detektorfläche zu beleuchten, wird noch eine Taperstruktur zwischen Detektor und Wellenleiter eingefügt.

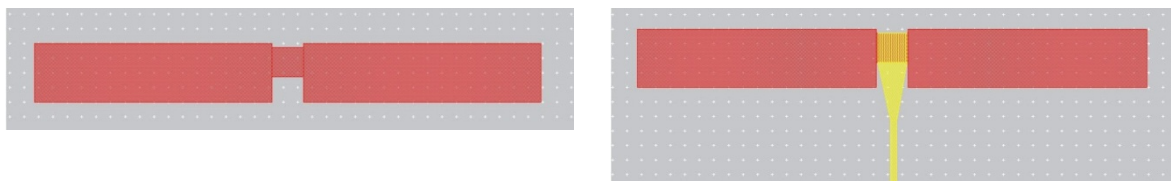


Fig.85 Maskenlayout für den Wellenleiterphotodetektor. In der linken Abbildung ist die erste Maskenebene (roter Bereich), in der die Wanne definiert wird, dargestellt. Die rechte Abbildung zeigt die zweite Maskenebene (gelber Bereich), in der neben der kleinen Mesastruktur des Detektors auch die Rippe des Wellenleiters ausgebildet wird.

Eine Übersicht über einen kompletten Wellenleiterdetektor mit zugehörigem Si Wellenleiter und Taper für die Einkopplung des Lichtes zeigt die linke Darstellung in Fig. 86. Auf der Maske wurde neben unterschiedlichen Abmessungen für Wellenleiterdetektoren und Wellenleitern auch ein integrierter Aufbau von Detektor und Absorptionsmodulator aufgenommen. Dies zeigt die rechte Abbildung in Fig. 86.

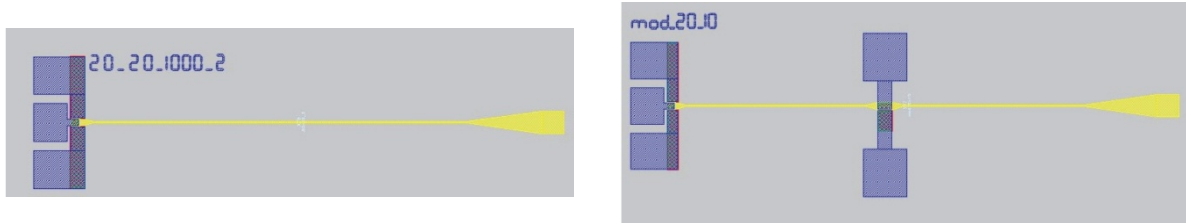


Fig.86 Maskenlayout für einen integrierten Wellenleiterdetektor mit Wellenleiter und Tapern zeigt die linke Darstellung. Rechts ist in den Si Wellenleiter zusätzlich ein Absorptionsmodulator eingebaut.

Das erste Integrationsexperiment mit dem neuen Maskensatz erfolgte mit einer Si pin-Struktur. Die prozessierten Detektorstrukturen zeigen die REM Aufnahmen in Fig. 87. Die rechte Darstellung zeigt die Ankopplung der Rippe an den Detektor durch einen Taper. Die elektrischen Anschlüsse für den Detektor sind in der GSG Konfiguration für die Hochfrequenzanalyse ausgeführt.

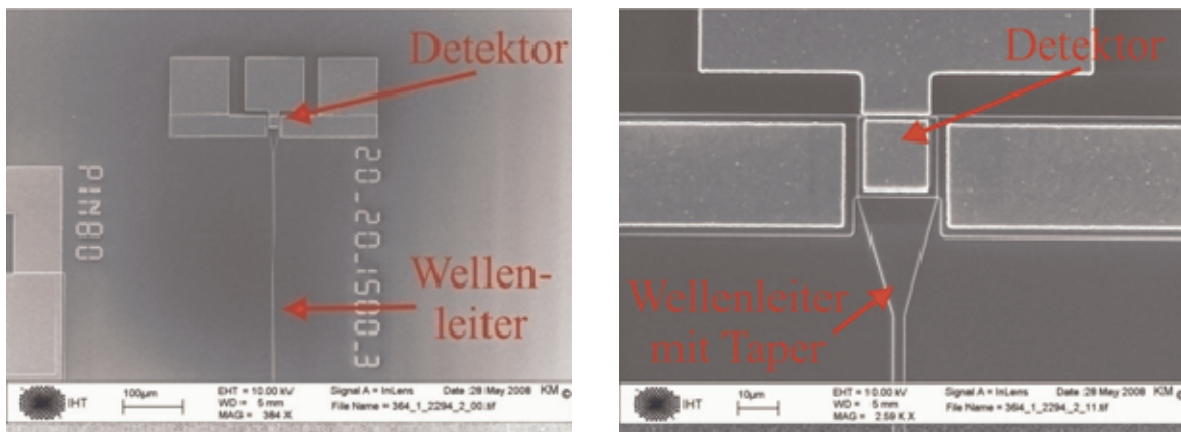


Fig.87 Rasterelektronenmikroskop Aufnahmen des Wellenleiterdetektors und des Wellenleiters mit einem Taper.

Die Fig. 88 zeigt die REM Aufnahme einer Absorptionsmodulatorstruktur. Das Licht wird hier ebenfalls über Taperstrukturen in den Modulator eingekoppelt und auch wieder in den Si Wellenleiter ausgekoppelt. Die elektrischen Anschlüsse sind noch nicht in der GSG Konfiguration ausgeführt. Dies erfolgt erst in einer späteren Ausbaustufe, nachdem die prinzipielle Funktionalität nachgewiesen werden konnte.

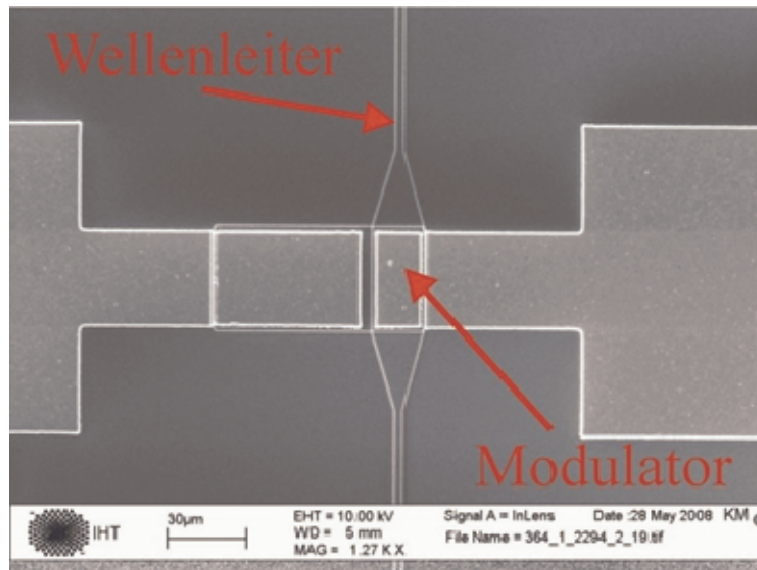


Fig.88 Rasterelektronenmikroskop Aufnahmen des in eine Si Wellenleiterstruktur eingebauten Absorptionsmodulators. Das Licht wird über Taperstrukturen in den Modulator ein- aber auch wieder aus dem Modulator ausgekoppelt. Die elektrischen Anschlüsse sind hier noch nicht in der Hochfrequenzausführung (GSG-Konfiguration) erfolgt.

Es erfolgten bereits erste Experimente zur differentiellen Epitaxie von Ge Schichten. Problematisch erweist sich hier noch das Entfernen des polykristallinen Ge auf der Oxid Schicht. Die Fig. 89 zeigt eine REM Aufnahme eines Querbruchs eines fertigen Ge Detektors. Die unterschiedlichen Kontraste zeigen die verschiedenen Materialien. Die Ge Schicht ist im SOI Substrat versenkt und schließt mit dessen Oberfläche ab.

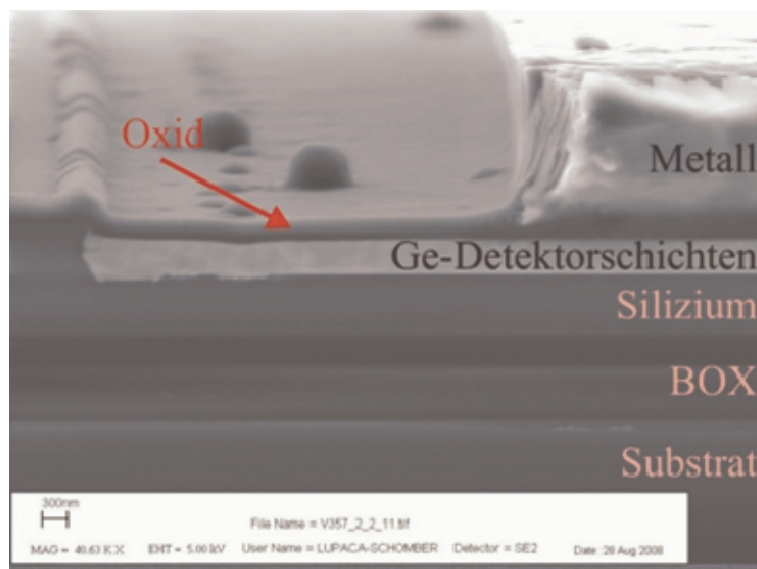


Fig.89 REM-Aufnahme eines Querbruchs einer Ge-Detektorstruktur die mit differentieller Epitaxie in eine Wanne auf einem SOI Substrat hergestellt wurde

Die ersten Versuche zur Integration von Wellenleiterdetektor und Wellenleiter sind erfolgversprechend. Es müssen jedoch noch einige Prozessabläufe, insbesondere der CMP Schritt zur Entfernung der polykristallinen Ge optimiert werden.

Der zweite Hauptpunkt im Integrationskonzept betrifft die Emitterseite. Für den Nachweis der prinzipiellen Tauglichkeit des vorgeschlagenen Konzeptes wurden aus dem Material der

Partner MPI und IHP mit der IHT-Detektortechnologie Emittter hergestellt. In Tabelle 4 sind die einzelnen Schichtparameter der prozessierten Emittter zusammen gefasst. Der Unterschied zwischen beiden Proben besteht in einer Kontaktimplantation auf der Probe S6.

	S5 (alias #5)	S6 (alias #6)
Kontakt Implantation	Flache Implantation (B)	Keine
p-dotierte Si - Epischicht	400 nm $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (B)	400nm $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (B)
Substrat n dotiert	$1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (P)	$1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (P)

Tabelle 4: Zusammenstellung der Schichtparameter der prozessierten Emittter

Die Herstellung der Dioden erfolgt über einen einfachen Mesaprozess. Der untere Kontakt wird auf der Rückseite des Substrates gebildet. Die gesamte Struktur zeigt die linke Abbildung in Fig. 90. Es wurden runde Dioden mit verschiedenen Durchmessern von $6 \mu\text{m}$ bis $160 \mu\text{m}$ hergestellt. Das rechte Bild in Fig. 90 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahme einer fertig prozessierten Diode mit einem Durchmesser der geätzten Mesastruktur von $80 \mu\text{m}$. Das optische Fenster besitzt einen Durchmesser von $20 \mu\text{m}$.

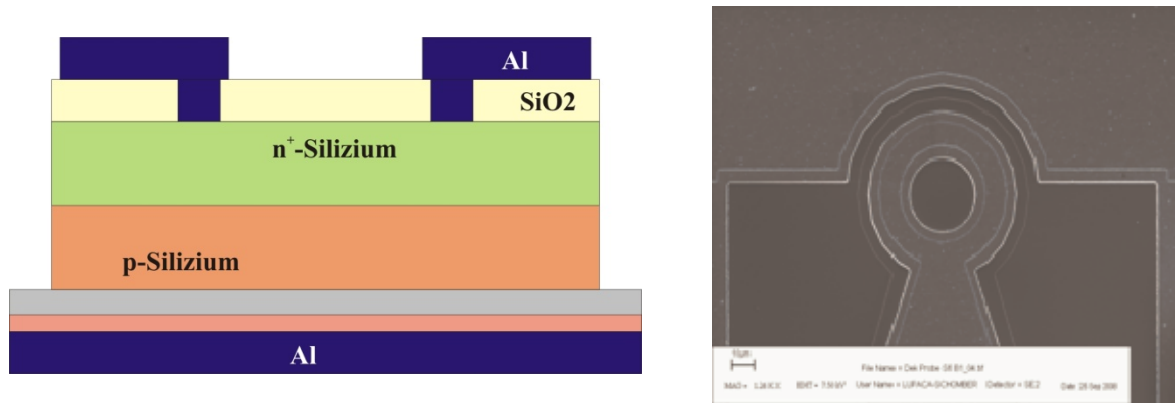


Fig.90 Schematische Darstellung des Aufbaus des Emitters (links) und REM-Aufnahme nach der Herstellung mit der IHT Technologie (rechts).

Probe	Kontaktwiderstand $\rho_c [\Omega\text{cm}^2]$	Schichtwiderstand $\rho_{sh} [\Omega\text{cm}]$	Dotierkonzentration $[\text{cm}^{-3}]$
S5	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$1,06 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{20}$
S6	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{19}$

Tabelle 5: Zusammenstellung der TLM Ergebnisse für den oberen Kontakt

Die Auswertung der elektrischen Messungen der TLM Strukturen des oberen Kontaktes zeigt die Tabelle 5. Die zusätzliche Kontaktimplantation spiegelt sich in dem Schichtwiderstand wieder. Die Messung am unteren Kontakt war durch die kleine Substratdotierung nicht möglich.

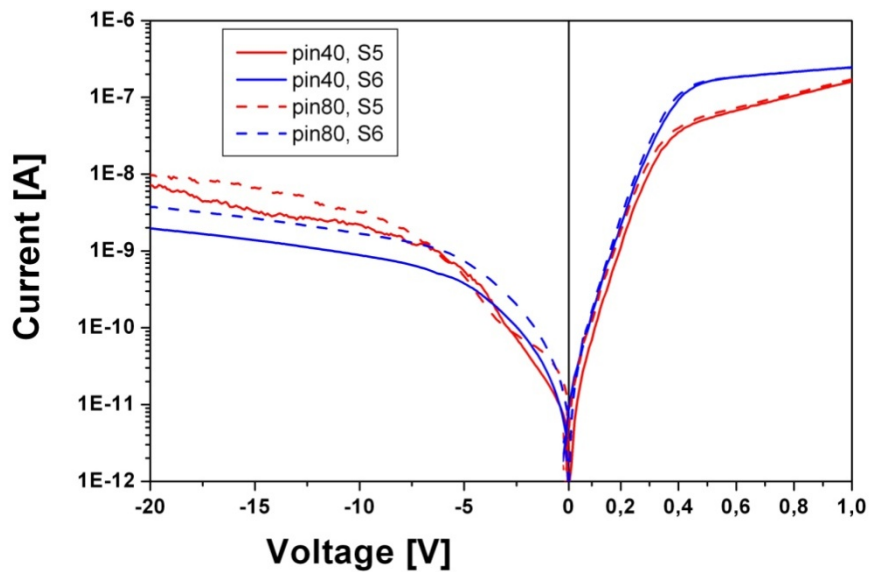


Fig.91 Strom-Spannungs-Charakteristik der hergestellten Emitterstrukturen. Durch den Rückseitenkontakt und die sehr tiefe Dotierung des Substrates ist der Serienwiderstand des Bauelementes im Bereich zwischen 500 k Ω und 2 M Ω .

Die Fig. 91 zeigt die Strom-Spannungscharakteristik für die beiden Proben S5 und S6 bei zwei verschieden großen Diodenstrukturen. Es fällt sofort der sehr hohe Serienwiderstand der Dioden auf. Dies liegt an der Rückseitenkontaktierung, da der Strom durch das sehr tief dotierte Substrat fließen muss.

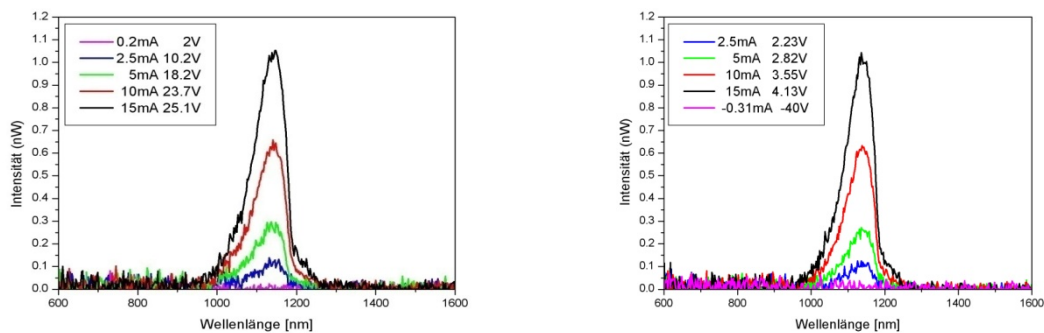


Fig.92 Spektrale optische Emission der Dioden S5 (links) und S6 (rechts) für verschiedene elektrische Leistungen.

Für die optische Charakterisierung wurden die Dioden in einem Standard Chipgehäuse aufgebaut. In einem speziellen Messplatz wurde das erzeugte Licht in eine Glasfaser eingekoppelt und mit einem Spektrometer analysiert. Fig. 92 zeigt die gemessenen Spektrometerkurven für beide Schichtsysteme.

Oben in AP 2.2 haben wir darüber berichtet, dass wir den Stark-Effekt für die D1-Linie entdeckt haben, dass also die spektrale Position der Lumineszenz-Linie der Versetzungen durch das elektrische Feld verschoben wird. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, Emitter und Modulator in einem Si-Bauelement zu kombinieren. Dies würde z.B. zu einer erheblichen Absenkung des Flächenverbrauches führen, da die zur Zeit intensiv erforschten Mach-Zehnder-Modulatoren einen großen Platzbedarf besitzen, um die erforderliche Phasenverschiebung des Lichtes erzielen zu können.

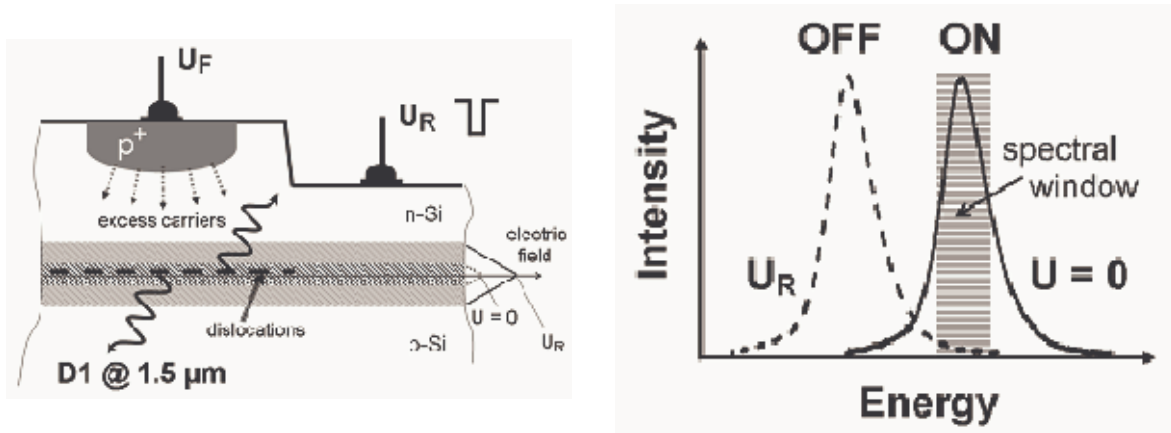


Fig.93 Konzept zur Kombination von Lichtemitter und Modular in einem Si-Bauelement. Schematische Darstellung des neuartigen Bauelementes (links) mit Versetzungsnetzwerk innerhalb der Sperrschicht des pn-Übergangs-1 und zusätzlichem Übergang-2 zum elektrischen Pumpen von Überschuss-Ladungsträgern. Rechts: Verschiebung der emittierten D1-Linie durch eine Sperrspannung an Übergang-1. Das spektrale Fenster, in dem die Lichtintensität moduliert wird, wird durch ein Filter (nicht dargestellt) realisiert.

Fig. 93 zeigt schematisch das von uns vorgeschlagene neuartige Bauelement, in dem der versetzungs-basierte Lichtemitter und der Modular vereint sind. Das Versetzungsnetzwerk befindet sich in der Sperrschicht eines pn-Überganges und kann durch Bonden von p- und n-Si-Wafer mit der erforderlichen Fehlorientierung hergestellt werden. Die für die Lumineszenz erforderlichen Überschuss-Ladungsträger lassen z.B. durch einen in der Nachbarschaft befindlichen pn-Übergang durch Flusspolung elektrisch pumpen. Durch Anlegen einer Sperrspannung an den Übergang, der das Licht-emittierende Netzwerk enthält, kann das elektrische Feld schnell verändert/erhöht werden. Dies bewirkt, dass sich durch den Stark-Effekt die energetische Lage der emittierten D1-Linie zu kleineren Energien verschiebt, und zwar mit der Geschwindigkeit mit der sich das Feld ändert. Dieser Effekt ist ebenfalls schematisch in der Abbildung gezeigt. Die Nutzung eines Filters (nicht dargestellt) führt dabei für eine feste Energie bzw. Wellenlänge zur Veränderung/Modulation der Intensität des D1-Lichtes. Als Filter ließe sich beispielsweise ein Ring-Resonator einsetzen, der entweder hinter dem kombinierten Emitter-Modulator-Bauelement oder vor dem Detektor angeordnet wird. Welche Detailfragen sich ergeben, ein solches Bauelement in SOI zu integrieren und welche Modulationsfrequenzen sich dabei erzielen lassen, muss Gegenstand künftiger Untersuchungen bleiben.

II.2 Schutzrechte

a) Einzelne Komponenten

Patentanmeldung Deutschland, Aktenzeichen 10 2006 047 071.0
„Versetzungsbasierter Lichtemitter mit MIS-Struktur“

Patentanmeldung Deutschland, Aktenzeichen 10 2007 031 132.1
PCT/EP2008/057801
„Defektbasierte Silizium-Laserstruktur“

b) Integrationskonzept

Patentanmeldung Deutschland, Aktenzeichen 10 2008 051 625.2,
„Bauelement mit optischem Koppelfenster und Verfahren zum Herstellen eines solchen Bauelementes“

III. Berichte und Workshops

III.1 Berichte

Die Antragsteller haben folgende Zwischenberichte an den Projektträger geliefert:

1. Zwischenbericht für Berichtszeitraum: 01.08.2006 – 31.12.2006
2. Zwischenbericht für Berichtszeitraum: 01.01.2007 – 30.06.2007
3. Zwischenbericht für Berichtszeitraum: 01.07.2007 – 31.12.2007
4. Zwischenbericht für Berichtszeitraum: 01.01.2008 – 30.06.2008

III.2 Workshops

Im Rahmen des SILEM Projektes wurde am 1. bis 2. April 2008 der Workshop „Integrationsfähige Siliziumemitter und Detektoren für die optische, CMOS kompatible On-Chip Signalübertragung“ veranstaltet. Dieser dauerte zwei Tage, wobei am ersten Tag der öffentliche Teil mit Vorträgen und am zweiten Tag ein projektinternes Arbeitstreffen abgehalten wurde. Der Workshop wurde von Prof. M. Kittler, Dr. M. Reiche und Prof. E. Kasper veranstaltet und fand am Institut für Halbleitertechnik an der Universität Stuttgart statt. Die Vorträge (siehe Tabelle) wurden von Mitarbeitern der Projektpartner gehalten und die Inhalte spiegeln die Forschungsergebnisse und Fortschritte des SILEM Projektes wieder.

Programm des öffentlichen Teils des SILEM Workshops am 1. und 2. April 2008

Uhrzeit	Vortrag
11.00 – 11.30	Begrüßung und Einführung:
	„Optische Datenübertragung On Chip: Motivation und Trends“
11.30 – 13.00	Übersicht zu den Themen:
	Auf Versetzungsnetzwerken basierende Lichtemitter
	Lumineszenz an implantationsinduzierten Defekten in Si
	Technologie und Design von Si Lichtdetektorstrukturen
14.00 – 15.00	Prof Yu, Chinese Academy of Sciences: “Recent Progress of Si-Based Photonics”
15.00 – 15.30	Herstellung definierter Versetzungsnetzwerke in Si und deren Charakterisierung
15.30 – 16.00	Kontrollierte Versetzungslumineszenz in Si
16.30 – 17.00	Herstellung von Si-LED's
17.00 – 17.30	Elektrolumineszenz an Si-LED's
17.30 – 18.00	Technologie von ultra schnellen SiGe Heterostrukturdetektoren
18.00 - 18.30	Elektrische und optische Charakterisierung von Germanium Photodetektoren
18.30 – 18.45	Integrationskonzept - Ausblick

Für den öffentlichen Teil wurden Mitarbeiter von Firmen und Instituten, deren Bereich sich mit der SILEM Thematik überschneidet, eingeladen, so dass ein fachkundiges und interessiertes Publikum an dem Workshop teilnahm:

- Firmenliste: Agilent, AIM, Alcatel-Lucent, AMD, Atmel, Daimler, Euris GmbH, Semikron Elektronik GmbH, Sentech GmbH, Siltronic AG, Soliton GmbH
- Institutionsliste: Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, Fraunhofer IZM (Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration), IHP, Technische Universität Wien Institut für Elektrische Mess- und Schaltungstechnik, TU Berlin, FG Hochfrequenztechnik

Die Resonanz der Teilnehmer war überwiegend positiv und es wurde in nachfolgenden Diskussionen ein großes Interesse an den Ergebnissen des SILEM Projektes bekundet.

IV. Erfolgte und geplante Veröffentlichungen des Ergebnisses

Auf Grund der engen Zusammenarbeit zu den Lichtemittern wurden Publikationen von MPI und IHP möglichst gemeinsam veröffentlicht.

IHP Frankfurt (Oder):

Publikationen in Fachzeitschriften

- M. Kittler, T. Mchedlidze, T. Arguirov, W. Seifert, M. Reiche, T. Wilhelm, "Silicon based IR light emitters", *physica status solidi (c)*, **6**, 707 (2009) (8 pages)
- M. Kittler, M. Reiche, "Dislocations as Active Components in Novel Silicon Devices", *Advanced Engineering Materials*, in press, available online (2009)
- G. Jia, W. Seifert, T. Mchedlidze, T. Arguirov, M. Kittler, T. Wilhelm, M. Reiche, "EBIC/PL investigations of dislocation network produced by silicon wafer direct bonding", *Superlattices and Microstructures*, in press, available online (2009)
- T. Arguirov, T. Mchedlidze, M. Kittler, M. Reiche, T. Wilhelm, T. Hoang, J. Holleman, J. Schmitz, "Silicon based light emitters utilizing radiation from dislocations; electric field induced shift of the dislocation-related luminescence", *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, in press, available online (2008)
- T. Wilhelm, T. Mchedlidze, X. Yu, T. Arguirov, M. Kittler, M. Reiche, "Regular Dislocation Networks in Silicon. Part I: Structure", *Solid State Phenomena*, **131-133**, 571 (2008) (8 pages)
- T. Mchedlidze, T. Wilhelm, X. Yu, T. Arguirov, G. Jia, M. Reiche, M. Kittler, "Regular Dislocation Networks in Si. Part II: Luminescence", *Solid State Phenomena*, **131-133**, 503 (2008) (8 pages)
- T. Mchedlidze, T. Arguirov, M. Kittler, T. Hoang, J. Holleman, P. LeMinh, J. Schmitz, "Engineering of Dislocation-Loops for Light Emission from Silicon Diodes", *Solid State Phenomena*, **131-133**, 303 (2008) (6 pages)

- M. Kittler, M. Reiche, T. Arguirov, T. Mchedlidze, W. Seifert, O.F. Vyvenko, T. Wilhelm, X. Yu, “Dislocations in Silicon as a Tool to Be Used in Optics, Electronics and Biology“, *Solid State Phenomena*, **131-133**, 289 (2008) (4 pages)
- X. Yu, W. Seifert, O. F. Vyvenko, M. Kittler, T. Wilhelm, and M. Reiche, “A pure 1.5 μm electroluminescence from metal-oxide-silicon tunneling diode using dislocation network“, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 041108 (2008) (3 pages)
- G. Jia, W. Seifert, T. Arguirov, M. Kittler, “Infrared light emission from porous silicon“, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, **19**, 9 (2008) (5 pages)
- M. Reiche, M. Kittler, T. Wilhelm, T. Arguirov, W. Seifert, X. Yu, “Light Emission by Dislocations in Silicon“, *Optical MEMS and Their Applications, IEEE/LEOS Proceedings*, 110 (2008)
- M. Kittler, M. Reiche, T. Mchedlidze, T. Arguirov, G.. Jia, W. Seifert, S. Suckow, and T. Wilhelm, “Stark effect at dislocations in silicon for modulation of a 1.5 μm light emitter“, *Proceedings of SPIE* **6898**, 68980G1 (2008) (7 pages)
- M. Kittler, T. Arguirov, T. Mchedlidze, M. Reiche, W. Seifert, M. Trushin, T. Wilhelm, X. Yu, “Dislocation Engineering for a Silicon-Based Light Emitter at 1.5 μm “, *Proc. 5th International Symposium on Advanced Science and Technology of Silicon Materials*, JSPS, 55 (2008)
- X. Yu, O.F. Vyvenko, M. Reiche, M. Kittler, “Enhancement of IR emission from a dislocation network in Si due to an external bias voltage“, *Materials Science and Engineering: C*, **134**, 1026 (2007) (5 pages)
- T. Mchedlidze, T. Arguirov, G. Jia, M. Kittler, “Signatures of distinct structures related to rod-like defects in silicon detected by various measurement methods“, *physica status solidi (a)*, **204**, 2229 (2007) (8 pages)
- M. Ratzke, O. Vyvenko, X. Yu, J. Reif, M. Kittler, M. Reiche, “Scanning probe studies of the electrical activity at interfaces formed by silicon wafer direct bonding“, *physica status solidi (c)*, **4**, 2893 (2007) (4 pages)
- X. Yu, M. Kittler, O. F. Vyvenko, W. Seifert, T. Arguirov, T. Wilhelm, M. Reiche, “Luminescence of dislocation network in directly bonded silicon wafers“, *physica status solidi (c)*, **4**, 3025 (2007) (5 pages)
- M. Kittler, X. Yu, T. Mchedlidze, T. Arguirov, O. F. Vyvenko, W. Seifert, M. Reiche, T. Wilhelm, M. Seibt, O. Voß, A. Wolff, W. Fritzsche, “Regular Dislocation Networks in Silicon as a Tool for Nanostructure Devices used in Optics, Biology, and Electronics“, *Small*, **3**, 964 (2007) (10 pages)
- H. Tu, J. Holleman, LeMinh Phuong, J. Schmitz, T. Mchedlidze, T. Arguirov, M. Kittler, “Influence of Dislocation Loops on the Near-Infrared Light Emission From Silicon Diodes“, *IEEE Transactions on Electron Devices*, **54**, 1860 (2007) (6 pages)
- X. Yu, O. Vyvenko, M. Kittler, W. Seifert, T. Mchedlidze, T. Arguirov, and M. Reiche, “Combined CL/EBIC/DLTS investigation of a regular dislocation network formed by Si wafer direct bonding“, *Semiconductors*, **41**, 458 (2007) (4 pages)
- T. Mchedlidze, T. Arguirov, and M. Kittler, “Influence of electric field on spectral positions of dislocation-related luminescence peaks in silicon: Stark effect“, *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 201113 (2007) (3 pages)

- M. Kittler, M. Reiche, W. Seifert, X. Yu, T. Arguirov, O. Vyvenko, T. Mchedlidze, and T. Wilhelm, "Regular Dislocation Networks in Silicon as a Tool for Novel Device Application", *ECS Trans.* **3** (4), 429 (2006)
- M. Reiche, M. Kittler, T. Wilhelm, T. Arguirov, W. Seifert, X. Yu, and T. Mchedlidze, "Dislocation-Induced Light Emission", *ECS Trans.* **3** (6), 311 (2006)
- M. Kittler, M. Reiche, X. Yu, T. Arguirov, O.F. Vyvenko, W. Seifert, T. Mchedlidze, G. Jia, T. Wilhelm, "1.5 μm Emission from a Silicon MOS-LED Based on a Dislocation Network", *IEDM Technical Digest*, 845 (2006) (4 pages)

Eingeladene Vorträge

- M. Kittler et al., "Dislocation Engineering for a Silicon-Based Light Emitter at 1.5 μm ", 5th International Symposium on Advanced Science and Technology of Silicon Materials, JSPS, Hawaii, USA (2008)
- M. Kittler, M. Reiche, "Dislocations to be Used as Active Components in Novel Silicon Devices", MSE08-Kongress, Nürnberg, Germany (2008)
- M. Kittler, T. Mchedlidze, T. Arguirov, W. Seifert, M. Reiche, T. Wilhelm, "Silicon based IR light emitters", 3rd Sino-German Symposium, Hangzhou, China (2008)
- M. Kittler, M. Reiche, "Silicon-based Light Emitters", International Workshop "Silicon to Light & Light to Silicon - Materials, Characterization and Applications", Halle, Germany (2007)
- M. Kittler, M. Reiche, T. Arguirov, T. Mchedlidze, W. Seifert, O.F. Vyvenko, T. Wilhelm, X. Yu, "Dislocations in Silicon as a Tool to be used in Optics, Electronics and Biology", Gettering and Defect Engineering in Semiconductor Technology (GADEST), Erice, Italy, October (2007)
- T. Mchedlidze, T. Arguirov, G. Jia, M. Kittler, "Rod-like Defects in Silicon: Signatures of Distinct RLD Structures Detected by Various Measurement Methods", EDS Conference, Halle, Germany (2006)
- M. Kittler, M. Reiche, W. Seifert, X. Yu, T. Arguirov, O. Vyvenko, T. Mchedlidze, and T. Wilhelm, "Regular dislocation networks in silicon as a tool for novel device application", 210th ECS Meeting, Cancun, Mexico (2006)
- M. Kittler, "IR-Emitter auf Si-Basis", ISF Hameln, Institutsseminar, Hameln, Germany (2006)

Vorträge

- T. Mchedlidze, T. Mchedlidze, T. Wilhelm, T. Arguirov, M. Trushin, M. Reiche, M. Kittler, "Correlation of electrical and luminescence properties of dislocation networks with its microscopic structure", EDS Conference, Poitiers, France September (2008)
- T. Arguirov, T. Mchedlidze, M. Kittler, M. Reiche, T. Wilhelm, T. Hoang, J. Holleman, J. Schmitz, "Silicon based light emitters utilizing radiation from dislocations; Electric field induced shift of the dislocation-related luminescence", E-MRS Spring Meeting, Strasbourg, France, May (2008)

- M. Kittler, M. Reiche, T. Mchedlidze, T. Arguirov, G. Jia, W. Seifert, S. Suckow, and T. Wilhelm, "Stark effect at dislocations in silicon for modulation of a 1.5 μm light emitter", Silicon Photonics III, Photonics West, San Jose, USA, January (2008)
- T. Mchedlidze, T. Arguirov, M. Kittler, T. Hoang, J. Holleman, P. LeMinh, J. Schmitz, "Engineering of Dislocation-Loops for Light Emission from Silicon Diodes", Gettering and Defect Engineering in Semiconductor Technology (GADEST), Erice, Italy, October (2007)
- T. Mchedlidze, T. Wilhelm, X. Yu, T. Arguirov, G. Jia, M. Reiche, M. Kittler, "Regular Dislocation Networks in Si. Part II: Luminescenc", Gettering and Defect Engineering in Semiconductor Technology (GADEST), Erice, Italy, October (2007)
- M. Trushin, "Silicon light-emitting diodes based on regular dislocation network" DEDIS Graduate School, Cottbus, Germany, September (2007)
- M. Kittler, M. Reiche, W. Seifert, T. Arguirov, T. Wilhelm, Y. Yu, T. Mchedlidze „Silicon-Based Light Emitters for Nanooptics", 2nd IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems (NEMS 2007), Bangkok, Thailand, January (2007)
- M. Reiche, M. Kittler, T. Wilhelm, W. Seifert, T. Arguirov, X. Yu, O.F. Vyvenko, T. Mchedlidze, „Self-Organized Pattern Formation on Silicon Surfaces", 2nd IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems (NEMS 2007), Bangkok, Thailand, January (2007)
- M. Kittler, M. Reiche, X. Yu, T. Arguirov, O.F. Vyvenko, W. Seifert, T. Mchedlidze, G. Jia, T. Wilhelm, "1.5 μm Emission from a Silicon MOS-LED Based on a Dislocation Network", IEEE International Electron Device Meeting, San Francisco, USA, December (2006)
- T. Mchedlidze, "Electro- and photoluminescence from B and Si implanted p-n junctions", Seminar Uni Twente, Dept. Semiconductor Components, Enschede, The Netherlands, October (2006)
- X. Yu, M. Kittler, T. Arguirov, W. Seifert, M. Ratzke, M. Reiche, "Investigation of Dislocation Networks Formed by Si Wafer Direct Bonding", Int. Conf. Extended Defects in Semiconductors 2006 (EDS), Halle, Germany, September (2006)
- M. Ratzke, O. Vyvenko, X. Yu, J. Reif, M. Kittler, M. Reiche, "Scanning Probe Based Electrical Characterization of Dislocation Networks Formed by Wafer Direct Bonding" Int. Conf. Extended Defects in Semiconductors 2006 (EDS), Halle, Germany, September (2006)

Buchbeiträge

- V. Kveder and M. Kittler, "Dislocations in Silicon and D-Band Luminescence for Infrared Light Emitters ", *Materials Science Forum*, **590**, 29 (2008) (28 pages), Herausgeber: B. Monemar, M. Kittler, H.G. Grimmeiss

Studien-, Diplom- und Doktorarbeiten

- Doktorarbeit von T. Arguirov "Elektro-optische Eigenschaften von Versetzungen in Silizium und deren mögliche Anwendung für Licht-Emitter", BTU Cottbus (2008)

Universität Stuttgart:

Publikationen in Fachzeitschriften

- M. Oehme, J. Werner, E. Kasper, M. Jutzi, and M. Berroth, "High bandwidth Ge *p-i-n* photodetector integrated on Si", *Appl. Phys. Lett.* **89**, 071117 (2006) (3 pages)
- M. Morschbach, M. Oehme, E. Kasper, "Visible Light Emission by a Reverse-Biased Integrated Silicon Diode", *IEEE Transactions on Electron Devices* **54** No 5 pp.1091-1094 (2007)
- M. Oehme, J. Werner, E. Kasper, S. Klinger and M. Berroth, "Photocurrent analysis of a fast Ge *p-i-n* detector on Si", *Appl. Phys. Lett.* **91**, (2007) 051108
- E. Kasper, "Integrated Si/Ge photodetectors for the visible to the near infrared", *4th IEEE International Conference on Group IV Photonics*, Tokyo, Japan 19-21 Sept. (2007) pp. 282-284
- E. Kasper and M. Oehme, "High speed germanium detectors on Si", *phys. stat. sol. (c)* **5**, No. 9 (2008) pp.3144–3149
- M. Oehme, J. Werner, O. Kirfel and E. Kasper, "MBE growth of SiGe with high Ge content for optical applications", *Appl. Surf. Sci.*, **254** (2008) pp. 6238-6241
- E. Kasper and M. Oehme, "High speed germanium detectors on Si", *phys. stat. sol. (c)* **5**, No. 9 (2008) pp.3144–3149
- M. Oehme, J. Werner, M. Kaschel, O. Kirfel and E. Kasper, "Germanium Waveguide Photodetectors Integrated on Silicon with MBE" *Thin Solid Films* (accepted for publication)

Eingeladene Vorträge

- E. Kasper „Silicon based photodetectors for high-speed integrated optical receivers“ auf dem 1. International Optence Workshop on Silicon Photonics, Mainz (2006)
- M. Oehme „Analyse von Silizium-Germanium Schichten mittels spektroskopischer Ellipsometry“ auf SENTECH Seminar „Messen von dünnen Schichten“, Berlin (2006)
- E. Kasper, M. Oehme „Fast Silicon Based Optoelectronics“, Taiwan (2006)
- E. Kasper, M. Oehme, "Ge/Si Heterostructure Based Near Infrared Systems", EMRS (2007)
- E. Kasper, "Integrated Si/Ge photodetectors for the visible to the near infrared", IEEE/LEOS Tokyo, Japan (2007)
- E. Kasper and M. Oehme, "High speed germanium detectors on Si", The 34th International Symposium on Compound Semiconductors (iscs2007), Kyoto, Japan (2007)
- M. Oehme, J. Werner, O. Kirfel and E. Kasper, "MBE growth of SiGe with high Ge content for optical applications", 5th International Symposium on Control of Semiconductor Interfaces-for Next Generation ULSI Process Integrations-(ISCSI-V), Tokyo, Japan (2007)

- **Plenary Talk:** E. Kasper, “Current Topics of SiGe Heterodevices”, 5th International Symposium on Control of Semiconductor Interfaces-for Next Generation ULSI Process Integrations-(ISCSI-V), Tokyo (Japan) 2007
- M. Oehme, “Schnelle IR-empfindliche Germanium Detektoren auf Silizium”, IHP Seminar 2007, Frankfurt (Oder)
- E. Kasper, M. Oehme, M. Kaschel, “High Germanium Content Devices“, Short Course auf der 4th International SiGe Technology and Device Meeting, Hsinchu Taiwan (2008)
- E. Kasper, M. Oehme, J. Yu, “Silicon based optoelectronics”, 2nd Workshop on low Dimensional Structures, Aveiro Portugal (2008)
- E. Kasper and M. Oehme, “Optoelectronic Application of Si/Ge Heterostructures“, 3rd Sino-German Symposium, The Silicon Age, Hangzhou China (2008)

Vorträge

- M. Oehme, J. Werner, E. Kasper, „Schnelle IR-empfindliche Germaniumdetektoren auf Silizium“, Deutscher MBE Workshop, Hamburg Oktober (2006)
- M. Oehme, J. Werner, M. Kaschel, O. Kirfel and E. Kasper “MBE growth of Germanium Waveguide Photodetectors Integrated on Silicon“, ICSI5, Marseille, (2007)
- J. Werner, M. Oehme, O. Kirfel, K. Lyutovich, E. Kasper “MBE growth of low-defect Si layers highly doped with Sb”, ICSI-5, Marseille (2007)
- J. Werner, M. Oehme E. Kasper, „MBE Wachstum von hochdotierten Si-Schichten mit geringer Defektdichte“, Deutscher MBE Workshop, Jülich 1.-2. Oktober (2007)
- M. Kaschel, M. Oehme, O. Kirfel, J. Lupaca-Schomber, M. Morschbach, E. Kasper, “MBE Growth of Germanium Waveguide Photodetectors Integrated on Silicon”, auf der 4th International SiGe Technology and Device Meeting, Hsinchu Taiwan (2008)
- M. Oehme, J. Werner, O. Kirfel, E. Kasper, „MBE von hoch Antimon dotiertem Germanium auf Silizium“ Deutscher MBE Workshop, Zürich, Schweiz, 1.-2. September (2008)

Buchbeiträge

- E. Kasper “Alternative Ge Applications” in Germanium based Technologies: From Materials to devices, edited by C. Claeys and E. Simoen, Elsevier, Amsterdam (2007) pp. 387 – 415

Studien- und Diplomarbeiten

- Diplomarbeit von Herrn M. Kaschel, „Elektrische und optische Charakterisierung von p-i-n Photodioden aus Germanium“
- Studienarbeit von Herrn Mohamed A. Bouattour, „Herstellung und Charakterisierung eines Silizium/Germanium Photodetektors“
- Studienarbeit von Herrn Chen Zhang, „110 GHz Ersatzschaltbild für SiGe p-i-n Photodetektoren“
- Studienarbeit von Herrn Andreas Bäurle, „Optischer Gleichlichtmessplatz“

Literaturverzeichnis

- [1] 3rd Optoelectronic and Photonic Winter School, Trento/Italy, Febr.-March 2005
- [2] Photonics West, SPIE-Conference # 5327 "Optoelectronic integration on silicon II", San Jose/USA, Jan. 2004
- [3] M. Kittler, M. Reiche, T. Arguirov, W. Seifert, X. Yu, IEDM Tech. Digest (2005) 1027
- [4] A. Liu et al., Nature 427 (2005) 615
- [5] J. Chevrier et al., Solid-State Phenom. 32&33 (1993) 39
- [6] M.E. Castagna et al., Proc. ESSDERC (2002) 439
- [7] W.L. Ng et al., Nature 410 (2001) 192
- [8] V. Kveder et al., Appl. Phys. Lett. 84 (2004) 2106
- [9] D. F. Edwards; Silicon (Si), Handbook of Optical Constants of Solids; Academic Press, New York (1985) 547
- [10] R. F. Potter; Germanium (Ge), Handbook of Optical Constants of Solids II; Academic Press, New York (1985) 465
- [11] E. Kasper, K. Lyutovich, M. Bauer, M. Oehme, Thin Solid Films 336 (1998) 319
- [12] K. Lyutovich, E. Kasper, F. Ernst, M. Bauer, M. Oehme, Mat. Sci. Eng. B71 (2000) 14
- [13] M. Bauer, C. Schöllhorn, K. Lyutovich, E. Kasper, M. Jutzi, M. Berroth, Materials Science and Engineering B89 (2002) 77
- [14] K. Lyutovich, M. Bauer, E. Kasper, H.-J. Herzog, T. Perova, R. Maurice, C. Hofer, C. Teichert, Mat. Sci. Eng. B89 (2002) 341
- [15] L. M. Giovane, H.-C. Luan, A. M. Agarwal, L. C. Kimerling, Appl. Phys. Lett. 78 (2001) 541
- [16] B. Jalali, A. F. J. Levi, F. Ross, E. A. Fitzgerald, Electronic Letters 28 (1992) 269
- [17] A. Splett, T. Zinke, K. Petermann, E. Kasper, H. Kibbel, H.-J. Herzog, H. Presting, IEEE Photonics Technology Letters 6 (1994) 59
- [18] G. Dehlinger, S. J. Koester, J. D. Schaub, J. O. Chu, Q. C. Ouyang, A. Grill, IEEE Phot. Technol. Lett. 16 (2004) 2547
- [19] O. I. Dosunmu, D. D. Cannon, M. K. Emsley, L. C. Kimerling, M. S. Unlu, IEEE Phot. Technol. Lett. 17 (2005) 175
- [20] J.F. Justo, M.de Koning, W. Cai, and V.V. Bulatov: Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 2172
- [21] R.W. Nunes, J. Bennetto, and D. Vanderbilt: Phys. Rev. B 57 (1998) 10388
- [22] J.R.K. Bigger et al. Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2224
- [23] B. Joos, Q. Ren, and M.S. Duesbery: Phys. Rev. B 50 (1994) 5890
- [24] I.L.F. Ray and D.J.H Cokayne: Proc. Royal Soc. London A 325 (1971) 543
- [25] L.B. Hansen, K. Stokbro, B.I. Lundqvist, K.W. Jacobsen, and D.M. Deaven: Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 4444
- [26] P.B. Hirsch: J. Phys., Paris: 40 (1979) C6-27
- [27] M. Heggie and R. Jones: Phil. Mag. B: 48 (1983) 365
- [28] J. Benetto, R.W. Nunes, and D. Vanderbilt: Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 245
- [29] W. Schröter and H. Cerva: Solid-State Phenom. 85-86 (2002) 67
- [30] N.A. Drozdov, A.A. Patrin, and V.D. Tkachev: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 23 (1976) 651, JETP Lett. 27 (1977) 248 bzw. Phys. Stat. Sol. (b) 83 (1977) K137
- [31] V. Kveder and M. Kittler: Mater. Sci. Forum 590 (2008) 29
- [32] Q.-Y. Tong, E. Schmidt, U. Gösele, M. Reiche, Hydrophobic Silicon Wafer Bonding, Appl. Phys. Lett., 64 (1994) 625
- [33] Q.-Y. Tong, U. Gösele: Semiconductor Wafer Bonding: Science and Technology, John Wiley and Sons, Inc., New York (1999) p.106

- [34] Q.-Y. Tong, T.-H. Lee, U. Gösele, M. Reiche, J. Ramm, E. Beck: *J. Electrochem. Soc.* 144 (1997) 384
- [35] M. Reiche, *Materials Science Forum* 590 , p 57-78 (2008)
- [36] M. Benamara, A. Rocher, A. Laporte, G. Sarabayrouse, L. Lescouzeres, A. PeyreLavigne, M. Fnaiech, and A. Claverie: *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 378 (1995) 863
- [37] H. Föll and D. Ast: *Phil. Mag. A* 40 (1979) 589
- [38] L Pavesi, *J. Phys.: Condens. Matter* 15 (2003) R1169
- [39] N. A. Drozdov, A. A. Patrin, and V. D. Tkachev, *Zh. eksper. teor. Fiz., Pisma* 23 (1976) 651
- [40] M. Kittler, M. Reiche, W. Seifert, X. Yu, T. Arguirov, O.F. Vyvenko, T. Mchedlidze, T. Wilhelm, *ECS Transactions* 3 (4) (2006) 429
- [41] M. Reiche , M. Kittler, T. Wilhelm, T. Arguirov, W. Seifert, X. Yu, T. Mchedlidze, *ECS Transactions* 3 (7) (2006) 311
- [42] T. Hoang, J. Hollemann, P. LeMimnh, J. Schmitz, T. Mchedlidze, T. Arguirov, M. Kittler, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 54 (2007) 1860
- [43] V. Kveder, M. Kittler, *Materials Science Forum* 590 (2008) 29
- [44] M. Kittler, M. Reiche, T. Arguirov, W. Seifert, X. Yu, *IEDM Tech. Digest* (2005) 1027
- [45] T. Arguirov, *Electro-optical properties of dislocations in silicon and their possible application for light emitters*, PhD thesis, Brandenburg University of Technology, Cottbus (2007)
- [46] T. Mchedlidze, T. Arguirov, M. Kittler, T. Hoang, J. Holleman, P. LeMinh, J. Schmitz, *Solid State Phenomena* 131-133 (2008) 303
- [47] A. Castaldini, D. Cavalcoli, A. Cavallini, S. Pizzini, *Phys. Rev. Let.* 95 (2005) 076401
- [48] W. Schröter and H. Cerva, in *Defect Interaction and Clustering*, edited by S. Pizzini (Trans Tech., Zürich, 2001), 1st ed., p. 67, and literature therein.
- [49] T. Mchedlidze, T. Wilhelm, T. Arguirov, M. Trushin, M. Reiche, M. Kittler, *Phys. Stat. Sol. (b)* in press
- [50] M. Kittler, X. Yu, T. Mchedlidze, T. Arguirov, O. F. Vyvenko, W. Seifert, M. Reiche, T. Wilhelm, M. Seibt, O. Voß, A. Wolff, and W. Fritzsche, *Small* 3 (6) (2007) 964
- [51] O. Hollricher, M. Kolbe, H. Gottschalk, H. Alexander, *Springer Proceedings in Physics* 14 (1989) 89
- [52] M. Kittler, J. Lärz, G. Morgenstern, W. Seifert, *Journal de Physique IV* (1991) C6-173
- [53] M. Kittler, M. Reiche, T. Arguirov, T. Mchedlidze, W. Seifert, O.F. Vyvenko, T. Wilhelm, X. Yu, *Solid State Phenomena* 131-133 (2008) 289
- [54] Y. Ishikawa, Ch. Yamamoto, M. Tabe, *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006) 073112
- [55] T. Arguirov, M. Kittler, W. Seifert, X. Yu, *Materials Science and Engineering B* 134 (2006) 109
- [56] T. Mchedlidze, T. Wilhelm, X. Yu, T. Arguirov, G. Jia, M. Reiche, M. Kittler, *Solid State Phenomena* 131-133 (2008) 503
- [57] M. Kittler, T. Arguirov, A. Fischer, W. Seifert, *Optical Materials* 27 (2005) 967
- [58] M. Kittler, M. Reiche, T. Mchedlidze, T. Arguirov, G. Jia, W. Seifert, S. Suckow, T. Wilhelm, *Proc. SPIE* 6898 (2008) 68980G
- [59] K. Jones, S. Prussin, E. Weber, *Appl. Phys. A* 45 (1988) 1
- [60] S. Takeda, *Jpn. J. Appl. Phys.* 30 (1991) L639
- [61] M. Kohyama and S. Takeda, *Phys. Rev. B* 46 (1992) 12305
- [62] T. Mchedlidze, T. Arguirov, G. Jia, M. Kittler, *Phys. Stat. Sol.*, 204 (2007) 2229
- [63] T. Trupke, M. A. Green, P. Würfel, P. P. Altermatt, A. Wang, J. Zhao, and R. Corkish, *J. Appl. Phys.* 94 (2003) 4930
- [64] R. Braunstein, A. R. Moore, F. Herman, *Phys. Rev.* 109 (1958) 695

- [65] C. Morhain, T. Bretagnon, P. Lefebvre, X. Tang, P. Valvin, T. Guillet, B. Gil, T. Taliercio, M. Teisseire-Doninelli, B. Vinter¹ and C. Deparis, *Phys. Rev. B*, 72 (2005) 241305
- [66] S. Kalliakos, P. Lefebvre, and T. Taliercio, *Phys. Rev. B*, 67 (2003) 205307
- [67] T. Mchedlidze, T. Arguirov, M. Kittler, T. Hoang, J. Holleman, J. Schmitz, *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007) 201113
- [68] T. Arguirov, T. Mchedlidze, M. Kittler, M. Reiche, T. Wilhelm, T. Hoang, J. Holleman, J. Schmitz, *Physica E*, in press
- [69] M. Kittler, T. Mchedlidze, T. Arguirov, W. Seifert, M. Reiche, T. Wilhelm, *Phys. Status Solidi C* 6 (2009) 707
- [70] M. Oehme and E. Kasper, *MBE Growth Techniques*, in: *Silicon Heterostructure Handbook: Materials, Fabrication, Devices, Circuits, and Applications of SiGe and Si Strained-Layer Epitaxy*; edited by John D. Cressler, CRC PRESS, 2000 NW Corporate Blvd., Boca Raton, FL 33431-9868, USA (2006) pp. 85-94
- [71] M. Oehme, J. Werner, E. Kasper, S. Klinger and M. Berroth, "Photocurrent analysis of a fast Ge *p-i-n* detector on Si", *Appl. Phys. Lett.* **91**, (2007) 051108
- [72] J. Liu, D. Ahn, S. Jongthammanurak, D. Pan, C. Hong, M. Beals, L.C. Kimmerling, J. Michel, *4th IEEE International Conference on Group IV Photonics*, Tokyo, Japan 19-21 Sept. (2007) pp. 279-281
- [73] L. Vivien, M. Rouvière, D. Marris-Morini, J. Mangeney, P. Crozat, E. Cassan, X. Le Roux, S. Laval L. El Melhaoui, J-F. Damlencourt and J-M. Fédéli, *4th IEEE International Conference on Group IV Photonics*, Tokyo, Japan 19-21 Sept. (2007) pp. 285-287