Laserbasiertes Verfahren zur Herstellung kristalliner Siliziumschichten für die monolithische Integration von MEMS-Inertialsensoren

Laser-based Process for the Fabrication of Crystalline Silicon Layers for the Monolithic Integration of MEMS Inertial Sensors

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Florian Eberhard Fuchs

Berichter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Peter Loosen

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Christian Brecher

Tag der mündlichen Prüfung: 21.05.2024

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar.

Zusammenfassung

Mikroelektromechanische Systeme (MEMS) aus kristallinem Silizium werden in Kombination mit Anwendungsspezifischen integrierten Schaltkreisen (ASIC) für eine Vielzahl von Anwendungen eingesetzt — beispielsweise als Inertialsensoren in mobilen Nutzer-Endgeräten. Dieses Marktsegment ist geprägt von stetig steigenden Anforderungen an die Leistungsfähigkeit, Miniaturisierung und Energieeffizienz der MEMS-Sensorsysteme. Um mit diesen Anforderungen Schritt zu halten, spielt die Weiterentwicklung der Integrationstechnologie für die Kontaktierung von MEMS und ASIC eine Schlüsselrolle.
Die vertikale monolithische Integration, bei der das MEMS-Element durch Schichtabscheidung und Nachbearbeitung unmittelbar auf dem ASIC hergestellt wird, bietet das Potential, sowohl den Flächen- und Energiebedarf als auch parasitäre Störgrößen erheblich zu reduzieren. Ermöglicht wird dies durch die Stapelung von MEMS und ASIC. Dabei werden die mechanischen Ankerpunkte des MEMS für die elektrische Kontaktierung genutzt, wodurch konventionelle Verbindungselemente überflüssig werden. Allerdings ist mit den gegenwärtig verfügbaren Fertigungsverfahren eine direkte Schichtabscheidung von kristallinem Silizium auf bestehenden ASICs wegen der hohen Abscheidetemperaturen nicht möglich. Grund dafür sind die temperaturempfindlichen CMOS-Transistoren — den kleinsten Funktionseinheiten eines ASIC. Daher wird in dieser Arbeit ein laserbasierter Verfahrensansatz zur CMOS-kompatiblen Bereitstellung kristalliner Siliziumschichten für die monolithische MEMS-CMOS Integration untersucht. Dabei wird ausgenutzt, dass amorphes Silizium bei CMOS-kompatiblen Temperaturen abgeschieden werden kann. Allerdings weist amorphes Silizium nicht die für MEMS-Anwendungen erforderliche elektrische Leitfähigkeit auf. Um diese zu erreichen, muss die amorphe Siliziumschicht nach der Abscheidung durch eine thermische Nachbehandlung kristallisiert werden. Dabei wird die elektrische Leitfähigkeit der Siliziumschicht um bis zu vier Größenordnungen erhöht. Konventionelle Verfahren können dazu nicht genutzt werden, da die erforderlichen Prozesstemperaturen jenseits der thermischen Zerstörschwelle der CMOS-Transistoren liegen. Mittels des neu entwickelten Verfahrens kann die thermische Belastung des ASIC lokal und zeitlich reduziert werden.
Ein Schwerpunkt der durchgeführten Verfahrensentwicklung ist die Bestimmung der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften von amorphem Silizium. Auf dieser Basis wird mithilfe eines Simulationsmodells der Einfluss der gewählten Laserwellenlänge auf die erreichbare Kristallisationstiefe und die thermische Belastung des ASIC ermittelt. Anschließend werden die Simulationsergebnisse experimentell validiert und Verfahrensparameter identifiziert, mittels derer 10 µm dicke Siliziumschichten mit einem Flächenwiderstand von $R_{\square} \leq 50\ \Omega_{\square}$ CMOS-kompatibel bereitgestellt werden können. Zudem können aus dem laserkristallisierten Schichtmaterial funktionale Strukturen eines MEMS-Inertialsensors hergestellt werden. Damit wird mit dieser Arbeit ein vollkommen neues Verfahren für die monolithische MEMS-CMOS Integration aufgezeigt.

Abstract

Silicon-based micro-electromechanical systems (MEMS) combined with application specific integrated circuits (ASIC) are used for a wide range of applications. One example is the detection of acceleration in mobile devices. This market segment is characterized by steadily increasing demands on the performance, miniaturization, and energy efficiency of MEMS sensor systems. To keep pace with these requirements, the development of new integration technologies for contacting MEMS and ASIC play a key role.
Vertical monolithic integration in which the MEMS element is fabricated directly on the ASIC through layer deposition and post-processing, offers the potential to significantly reduce both footprint and power consumption, as well as parasitic interference of the sensor signals. This is achieved by stacking MEMS and ASIC. Mechanical anchor points are used for electrical contacting thereby eliminating the need for conventional interconnection elements. However, direct layer deposition of crystalline silicon on existing ASICs is not possible with the currently available fabrication processes due to high deposition temperatures as temperature-sensitive CMOS transistors are basic components of an ASIC.
In this work, a laser-based process to fabricate CMOS-compatible crystalline silicon films for monolithic MEMS-CMOS integration is developed. This process utilizes that amorphous silicon can be deposited at CMOS-compatible temperatures. However, amorphous silicon does not have the electrical conductivity required for MEMS applications. To achieve this, the amorphous silicon layer must be crystallized by thermal post-treatment after deposition. As a result, the electrical conductivity of the silicon layer is increased by up to four orders of magnitude. Conventional methods cannot be used for this, as the required process temperatures are beyond the thermal destruction threshold of the CMOS transistors. With the newly developed process the thermal load on the ASIC can be reduced locally and over time.
A key aspect of the process development is the determination of the temperature-dependent optical properties of amorphous silicon. On this basis, a simulation model is used to determine the main influences of the investigated process parameters on the achievable crystallization depth and the thermal load on the ASIC. The simulation results are then validated experimentally, and CMOS-compatible process parameters are identified which can be used to produce 10 µm thick silicon layers with a sheet resistance of $R_{\square} \leq 50\ \Omega_{\square}$. In addition, functional structures of a MEMS inertial sensor can be produced from the laser-crystallized layer material. This work thus demonstrates a novel process for monolithic MEMS-CMOS integration.

Danksagung

Diese Dissertation entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe Dünnschichtverfahren am Fraunhofer Institut für Lasertechnik.
Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. rer. nat. Peter Loosen für die Betreuung dieser Arbeit, sowie die stets positiven und motivierenden Gespräche. Darüber hinaus möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Christian Brecher und Herrn Prof. Dr.-Ing. Dirk Abel für die Übernahme des Korreferats bzw. des Prüfungsvorsitzes bedanken.
Bei Herrn Dr. Jochen Stollenwerk möchte ich mich für das kritische Gegenlesen der Arbeit, die zahlreichen fachlichen Diskussionen und die praktischen und pragmatischen Ratschläge bei der Anfertigung der Dissertation ganz herzlich bedanken. Besonders in der Schlussphase der Arbeit hatte die Korrektur der Arbeit, trotz großer Arbeitsbelastung, immer eine hohe Priorität. Vielen Dank dafür!
Herrn Dr. Christian Vedder danke ich für meine Aufnahme ins Dünnschicht-Team, die nette Bürogemeinschaft in 1317 und das große Interesse an meinem Promotionsthema – die intensiven fachlichen Diskussionen haben mich hier sehr weitergebracht.
Bei Frau Dr. Annika Bonhoff möchte ich mich für die Unterstützung bei der Nutzung Ihres Simulationsmodells danken, das mir bei der Interpretation der experimentellen Daten sehr geholfen hat.
Herrn Tobias Klerks danke ich für das stets offene Ohr während der gesamten Promotionszeit, das Gegenlesen der Arbeit und die vielen hilfreichen Hinweise.
Meiner Arbeitsgruppe am Fraunhofer ILT möchte ich mich für die spaßige Zeit, das geteilte Leid und unzählige schöne Stunden bei Kaffee- und Mittagspausen, Strategieseminaren, in Escape Rooms, beim Kegeln, Grillen, im Urlaub beim Überqueren der Alpen oder beim Zelten am Sorpesee danken.
Meinen Projektpartnern Herrn Jochen Quenzer und Dr. Amit Kulkarni vom Fraunhofer Institut für Siliziumtechnologie möchte ich für die intensive und motivierte Zusammenarbeit im Projekt MUSIC danken. Insbesondere die zahlreichen Gespräche mit Herrn Jochen Quenzer haben mir einen tiefen Einblick in die spannende Welt der Mikroelektronik eröffnet.
Ein großes Dankeschön richte ich an meine studentischen Hilfskräfte und die von mir betreuten Projekt-, Bachelor- und Masterarbeiter. Durch Eure Arbeit habt Ihr mich bei der Anfertigung der Dissertation sehr unterstützt.

Mein größter Dank gilt meiner Familie, meinen Eltern die mich in meinen Interessen gefördert und damit alles ermöglicht haben, und ganz besonders meiner Freundin Simone für Ihre Geduld, Ihre verständnisvollen Worte und dafür, dass Sie mir in Stunden tiefster Detailverlorenheit meinen Kompass wieder aufs Ziel ausgerichtet hat. Unserem Sohn Jakob danke ich für die von Ihm gesetzte zeitliche First, die ich – wenn auch nur knapp – einhalten konnte.

Aachen, Oktober 2024

Florian Fuchs

Inhalt

1	**Motivation, Zielsetzung und Vorgehensweise**	**1**
2	**Stand von Wissenschaft und Technik**	**5**
2.1	Thermische Belastungsgrenze von CMOS-Transistoren	6
2.2	Dünnschicht-Transistoren	7
2.3	Insulated-Gate Bipolar Transistors	14
2.4	Dünnschicht-Solarzellen	21
2.5	Thermisch induzierte Festphasenkristallisation von amorphem Silizium	23
2.6	Mikrostrukturabhängige thermophysikalische Eigenschaften von Silizium	29
2.7	Temperaturabhängige optische Eigenschaften von amorphem Silizium	30
2.8	Defizite im Stand der Technik und Vorgehensweise	33
3	**Bestimmung der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften von amorphem Silizium**	**37**
3.1	Interferenz im Mehrschichtsystem	38
3.2	Probenmaterial und Messaufbau	42
3.3	Modellbasierte Bestimmung der thermo-optischen Koeffizienten von amorphem Silizium	45
4	**Bestimmung thermo-physikalischer Eigenschaften von amorphem und laserkristallisiertem Silizium und Siliziumdioxid**	**55**
4.1	Bestimmung des Temperaturbereichs der Festphasenkristallisation in Abhängigkeit der Aufheizrate	55
4.2	Schmelztemperatur von Silizium in Abhängigkeit der Dotierstoffkonzentration	62
4.3	Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit mittels Time-Domain-Thermal-Reflectance-Methode	63
5	**Simulation der laserinduzierten örtlichen Temperaturverteilung**	**66**
5.1	Simulationsmodell	67
5.2	Experimentelle Vorversuche zur Parametereingrenzung	72

5.3	Einfluss der Versuchsparameter auf die maximale Kristallisationstiefe und thermische Substratbelastung	76
5.3.1	Einfluss der Laserwellenlänge auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe	77
5.3.2	Einfluss der Intensitätsverteilung auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe	83
5.3.3	Einfluss des Strahldurchmessers auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe	85
5.4	Zusammenfassung der Simulationsergebnisse	87
6	**Laserbasierte Festphasenkristallisation amorpher Siliziumschichten**	**88**
6.1	Einfluss der Laserwellenlänge auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe	88
6.2	Maximal erreichbare Kristallisationstiefe ohne Auftreten von Schmelze	94
6.2.1	Einlaufverhalten des Prozesses	94
6.2.2	Abhängigkeit von Strahldurchmesser und Vorheiztemperatur	96
6.3	Verfahrensentwicklung	98
6.3.1	Farbumschlag, Kristallstruktur und Dotierstoffaktivierung	99
6.3.2	Elektrischer Schichtwiderstand	104
6.4	Funktionalität der MEMS-Struktur und CMOS-Komptabilität	108
6.5	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	113
7	**Zusammenfassung und Ausblick**	**115**
8	**Abkürzungs- und Formelverzeichnis**	**120**
9	**Anhang**	**124**
9.1	Versuchsaufbau Laserkristallisationsversuche	124
9.2	Simulation Materialparameter	125
9.3	Dotierstoffaktivierung in Abhängigkeit der Vorheiztemperatur	128
10	**Literaturverzeichnis**	**129**

1 Motivation, Zielsetzung und Vorgehensweise

Mikroelektromechanische Systeme (MEMS) sind mikroskopisch kleine Energiewandler, die beispielsweise als Sensoren mechanische in elektrische Größen übersetzen [1]. Die Schnittstelle zwischen einem MEMS und dem übergeordneten elektronischen System wird typischerweise durch einen anwendungsspezifischen integrierten Schaltkreis (ASIC), basierend auf Complementary-Metal-Oxide-Semiconductor (CMOS) Transistoren als kleinster Funktionseinheit, realisiert [2, 3]. Neben der Funktion als Schnittstelle dient dieser auch zur Signalverarbeitung und kann dazu beispielsweise Funktionalitäten wie Signalverstärkung, -filterung oder Analog-Digital-Wandlung umfassen [1].

Eine Klasse der MEMS sind die kapazitiven MEMS-Inertialsensoren. Das Messprinzip dieser Sensoren zeichnet sich durch das Zusammenspiel zweier Elektroden aus, wobei eine Elektrode statisch gelagert und die zweite Elektrode beweglich an einem Feder-Masse-System aufgehängt ist. Erfährt das System eine Beschleunigung wird die beweglich gelagerte Masse aus der Ruhelage ausgelenkt und der Abstand der Elektroden verändert sich (Bild 1.1, rechts).

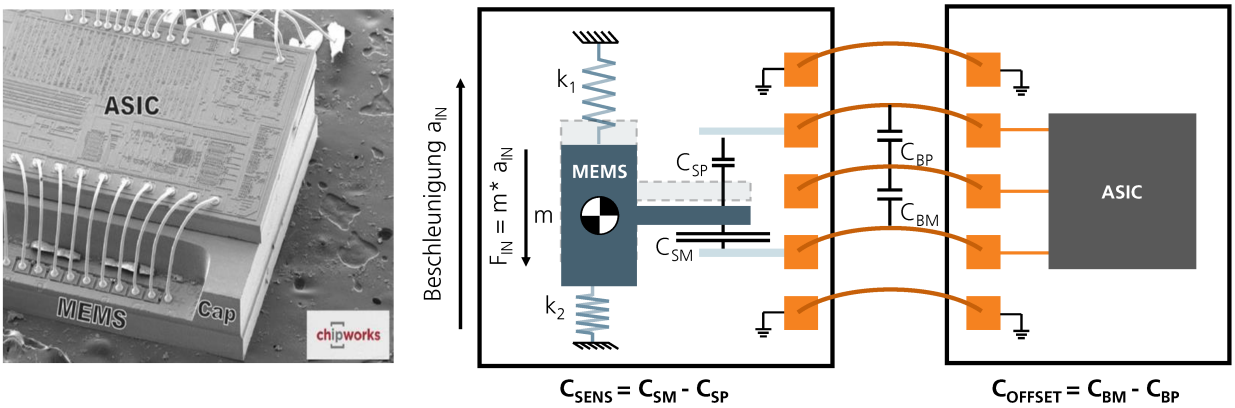


Bild 1.1: REM-Aufnahme eines entkapselten 3-Achs-Inertialsensors vom Typ STMicroelectronics LIS331DLH als Beispiel für die Integration von MEMS und ASIC im Multi-Chip-Ansatz (links) [4] und Ersatzschaltbild nach [5, 6] (rechts). Die Gehäuseabmessungen des eingekapselten Sensors betragen 3x3x1 mm³.

Die resultierende Änderung der Kapazität des Kondensatorsystems dient als Messgröße, mittels der die wirkende Beschleunigung bestimmt wird [2, 7]. Je nach Bauform kommen MEMS-Inertialsensoren zur Erfassung von translatorischen oder rotatorischen Beschleunigungen in zahlreichen Anwendungen in den Bereichen Automotive, Medizintechnik oder Consumer Electronics zum Einsatz. Prominente Anwendungsbeispiele aus dem Automobil-

Sektor sind der Aufpralldetektor zur Auslösung von Airbags in Unfallsituationen oder die elektronische Stabilitätskontrolle (ESC) zur Unterstützung der Fahrzeugsteuerung in kritischen Fahrsituationen [8]. Weitere Marktpotentiale liegen anspruchsvolleren Aufgaben wie der kurzzeitigen Navigation eines autonomen Fahrzeugs in Situationen, in denen der Kontakt zu einem globalen Navigationssatellitensystem abreißt – beispielsweise in Gebirgen, Tunnels oder zwischen Hochhäusern. Diese Anwendungen bleiben MEMS-Inertialsensoren aufgrund zu geringer Driftstabilitäten derzeit aber noch verwehrt [9].
Durch die vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten ist das Marktvolumen für MEMS-Inertialsensoren seit der Markteinführung des ersten kommerziellen Sensors im Jahr 1993 bis zum Jahr 2019 auf 3,19 Mrd.$ angewachsen [10]. Während dieses Zeitraums sind die wesentlichen Entwicklungstrends nahezu unverändert geblieben: Miniaturisierung, Performancesteigerung und Reduzierung der Fertigungskosten sowie des Energiebedarfs [3, 7, 10–12].

Ein wesentliches Potenzial, das alle genannten Entwicklungstrends adressiert, liegt in der Integrationstechnologie für die Kontaktierung zwischen MEMS und ASIC. Konventionell werden MEMS und ASIC separat im Multi-Chip-Ansatz gefertigt, hermetisch dicht eingehaust, auf ein Substrat aufgebracht und mittels Drahtbonds (Bild 1.1, links) oder Flip-Chip-Bonding elektrisch kontaktiert [8]. Dabei wird ein hoher Flächenbedarf bzw. eine hohe Systemdicke in Kauf genommen, was die erreichbaren Integrationsdichten und damit die Miniaturisierung des Systems limitiert [1]. Ein weiterer Nachteil liegt in den parasitären Störgrößen, verursacht durch die zur Kontaktierung benötigten Bonddrähte und -pads. Diese wirken sich als parasitäre Widerstände und Kapazitäten negativ auf den Energiebedarf und das Rauschverhalten des Sensors aus [2, 13]. Besonders problematisch ist dabei, dass die parasitären Störgrößen nicht konstant sind [14]. So verändert sich beispielsweise die parasitäre Kapazität infolge der Verformung der Bonddrähte durch thermomechanische Spannungen, oder durch eine Veränderung der Permittivität des Mediums zwischen den Bonddrähten durch eindringende Luftfeuchtigkeit [5]. Eine Veränderung der parasitären Kapazitäten verursacht bei den differenziell messenden Sensoren Abweichungen der Messgröße und wirkt damit negativ auf das Driftverhalten [2, 7]. Bereits eine Abstandsänderung zwischen den Bonddrähten von 1 µm, entsprechend 0,5 % der Nominaldistanz, führt bereits zu einem Drift von 1530 ppm des maximalen Beschleunigungssignals [5]. Der Drift sollte jedoch einen Wert von 500 ppm des maximalen Beschleunigungssignals nicht überschreiten [2].

Da die Performance-limitierenden parasitären Kapazitäten maßgeblich von den Bonddrähten und -pads resultieren, kann die monolithische Integration als alternative Integrationstechnologie die Funktionalität, Performance und Zuverlässigkeit steigern sowie zur Miniaturisierung des Systems beitragen [15–17]. Dabei sind zur Kontaktierung keine Drahtbonds notwendig. Stattdessen wird das MEMS-Element im MEMS-last-Ansatz direkt auf dem bereits

fertiggestellten ASIC-Schaltkreis fabriziert. Die Dimensionen der elektrischen Verbindungen zwischen MEMS und ASIC können erheblich verkleinert werden, was zu kleineren Störgrößen und schließlich zu einem geringeren Stromverbrauch und einer gesteigerten Sensorempfindlichkeit führt [18]. Darüber hinaus können Standard-CMOS-Foundries für die Herstellung der CMOS-Wafer verwendet werden, was die Komplexität des Prozesses gering hält, während die MEMS durch eine Erweiterung der CMOS-Fertigungslinie hergestellt werden können [1, 18]. Die Prozessabfolge für eine monolithische MEMS-Last Integration ist schematisch in Bild 1.2 dargestellt.

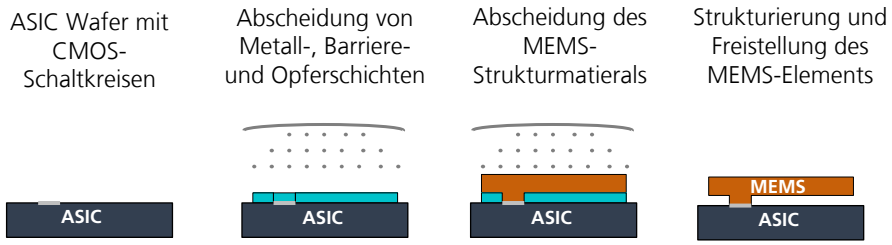


Bild 1.2: Schematische Darstellung des Prozessablaufs für die monolithische MEMS-Last Integration auf einem bestehenden ASIC-Schaltkreis

Dabei werden auf dem ASIC-Wafer zunächst Metallisierungs-, Barriere- und Opferschichten abgeschieden und strukturiert. Darauf folgt die Abscheidung des MEMS-Strukturmaterials, das anschließend strukturiert und durch Entfernen der Opferschicht freigestellt wird. Allerdings benötigen Standard-Prozesse für die Abscheidung von polykristallinem Silizium Temperaturen oberhalb von 600 °C für die Schichtabscheidung und oberhalb von 900 °C für die elektrische Aktivierung der Dotierstoffe und den Abbau von Schichtspannungen [8, 19–21]. Demgegenüber liegt die maximale thermische Belastungsgrenze von CMOS-Transistoren in einem Temperaturbereich von 400 °C bis 450 °C und damit deutlich unterhalb der für polykristallines Silizium benötigten Abscheidetemperaturen [21, 22]. Aufgrund des limitierten thermischen Budgets der CMOS-Transistoren kann polykristallines Silizium als Hochleistungswerkstoff für MEMS-Anwendungen daher derzeit nicht als MEMS-Strukturmaterial für die monolithische post-CMOS-Integration genutzt werden [1, 15, 16, 18, 23]. MEMS-Strukturmaterialien mit CMOS-kompatiblen Abscheidebedingungen wie SiGe-, oder Metalle-Oxide-Schichtsysteme werden zwar intensiv als Alternative zu Silizium untersucht [16, 24–27]. Allerdings führen die Unterschiede der thermischen Expansionskoeffizienten zwischen dem MEMS-Strukturmaterial und dem ASIC-Substrat aus kristallinem Silizium in Verbindung mit den durch Fertigungstoleranzen abweichenden Federkonstanten des MEMS-Elements zu einer temperaturabhängigen Auslenkung der Prüfmasse [6].

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist ein innovativer Lösungsansatz, um eine polykristalline Siliziumschicht als MEMS-Strukturmaterial mittels eines CMOS-kompatiblen, laserbasierten Verfahrens auf einem ASIC-Wafer bereitzustellen. Der untersuchte Verfahrensansatz ist schematisch in Bild 1.3 dargestellt.

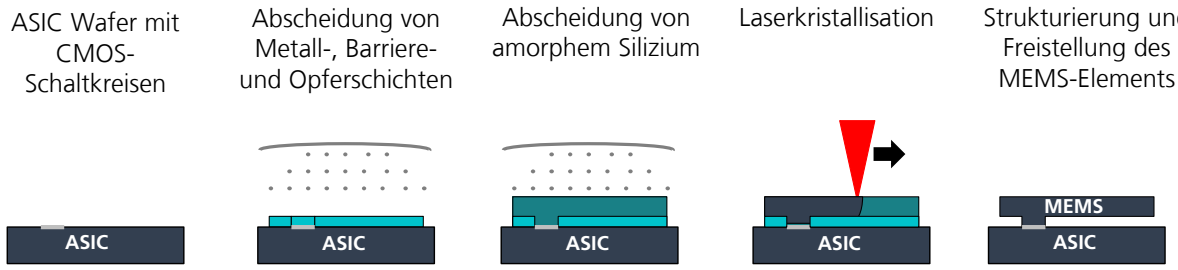


Bild 1.3: Schematische Darstellung des technologischen, laserbasierten Verfahrensansatzes für die CMOS-kompatible Bereitstellung kristalliner Siliziumschichten für die monolithische MEMS-Last Integration

Dabei wird anstelle einer polykristallinen zunächst eine amorphe Siliziumschicht auf dem ASIC-Wafer abgeschieden. Die Abscheidung amorpher Siliziumschichten ist bereits bei CMOS-kompatiblen Temperaturen < 450 °C möglich. Allerdings liegt der elektrische Widerstand mehrere Größenordnungen über dem für MEMS-Anwendung geforderten Wert, der erst durch Kristallisation der Siliziumschicht und Aktivierung der enthaltenen Dotierstoffe erreicht wird. Dies geschieht substratschonend durch die kurzzeitige, ortsselektive Erhitzung der amorphen Siliziumschicht mittels Laserstrahlung.

Die übergeordnete Zielsetzung besteht demnach in der Entwicklung eines laserbasierten Verfahrens zur CMOS-kompatiblen Bereitstellung kristalliner Siliziumschichten mit einer Dicke von 10 µm und einem elektrischen Flächenwiderstand von weniger als 50 $\Omega_{\square}$. Dies entspricht typischen Schichtanforderungen für die Nutzung als MEMS-Strukturmaterial [28–30]. Für das Entwicklungsziel gelten zwei wesentliche Randbedingungen:

1. Die Temperaturbelastung des Substrats soll die thermische Belastungsgrenze von CMOS-Schaltkreisen nicht überschreiten, um eine Schädigung der CMOS-Schaltkreise zu verhindern.

2. An der Schichtoberfläche soll die Schmelztemperatur nicht überschritten werden, um ein homogenes kristallines Gefüge mit minimalen Schichtspannungsgradienten zu erreichen, das als MEMS-Strukturmaterial geeignet ist.

Zur Erreichung der Zielsetzung werden zunächst auf Basis des derzeitigen Standes von Wissenschaft und Technik Defizite ermittelt, die der Lösung der gestellten Aufgabe im Wege stehen. Daraus werden wissenschaftliche Fragestellungen abgeleitet, eine Vorgehensweise für deren Beantwortung entwickelt und umgesetzt. Anschließend wird anhand der erzielten Schichtwiderstände, der Kristallisationstiefe sowie der CMOS-Kompatibilität das Anwendungspotential des entwickelten Laserkristallisationsverfahrens bewertet.

2 Stand von Wissenschaft und Technik

In den folgenden Abschnitten wird der derzeitige Stand von Wissenschaft und Technik bezüglich des vorgestellten Laserverfahrens dargestellt. In Bild 2.1 ist eine Übersicht über die für diese Arbeit relevanten Teilaspekte dargestellt.

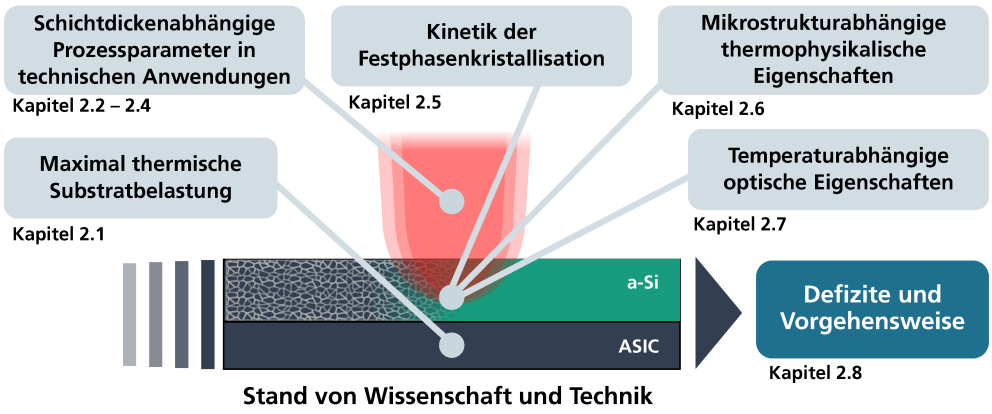


Bild 2.1: Übersicht über die für diese Arbeit relevanten Teilaspekte des aktuellen Standes von Wissenschaft und Technik und deren Eingliederung in die Kapitelstruktur

In den folgenden Abschnitten wird zunächst ein Überblick über die thermische Belastungsgrenze von CMOS-Transistoren (2.1) gegeben. Anschließend werden die Verfahren zur Laserkristallisation amorpher Siliziumschichten für die Herstellung von Dünnschicht- und Leistungstransistoren (2.2 & 2.3) sowie Dünnschicht-Solarzellen (2.4) in chronologischer Reihenfolge – und damit entsprechend des technischen Reifegrads - vorgestellt. Nach einer kurzen Einführung des Bauteils und der Motivation für den Einsatz der Laserstrahlung liegt der Fokus auf der Prozessführung, den wesentlichen Prozessgrößen und -fenstern sowie der erreichbaren Kristallisationstiefen und der thermischen Substratbelastung.

In den darauffolgenden Abschnitten wird die Festphasenkristallisation von amorphem Silizium als Alternative zur Flüssigphasenkristallisation betrachtet. Dabei werden zunächst die Kinetik der Festphasenkristallisation sowie die resultierende prozessparameterabhängige Mikrostruktur diskutiert (2.5). Anschließend wird auf die mikrostrukturabhängigen thermo-physikalischen Eigenschaften von Silizium eingegangen (2.6) und die temperaturabhängigen optischen Eigenschaften vorgestellt (2.7). Abschließend werden die wesentlichen Defizite und darauf aufbauend die Vorgehensweise zur Erreichung der übergeordneten Zielstellung aufgezeigt (2.8).

2.1 Thermische Belastungsgrenze von CMOS-Transistoren

CMOS Transistoren gehören zur Klasse der Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistors (MOSFET) und bestehen aus einer Kombination eines p-Kanal- und n-Kanal-MOSFET (PMOS & NMOS) die auf der Oberfläche eines kristallinen Siliziumwafers hergestellt werden [20]. PMOS- und NMOS-Transistoren unterscheiden sich im Wesentlichen durch die Anordnung der n- und p-dotierten Bereiche die in npn- bzw. pnp-Dotierstoffprofilen ausgeführt werden. Dazu werden die Dotierstoffe mittels Ionenimplantation in die Wafer-Oberfläche eingetragen und anschließend bei Temperaturen oberhalb von 900 °C in das Kristallgitter eingebaut und damit elektrisch aktiviert [20]. Darauffolgend wird über den CMOS-Transistoren durch einen Wechsel aus Isolations- und Metall-Schichten der ASIC realisiert. Dazu werden die Isolations- und Metall-Schichten strukturiert, um in der horizontalen Ebene Leiterbahnen zu formen und diese in vertikaler Richtung durch sog. Vias miteinander zu kontaktieren [20]. In Bild 2.2 ist ein CMOS-Schaltkreis vereinfacht, schematisch dargestellt.

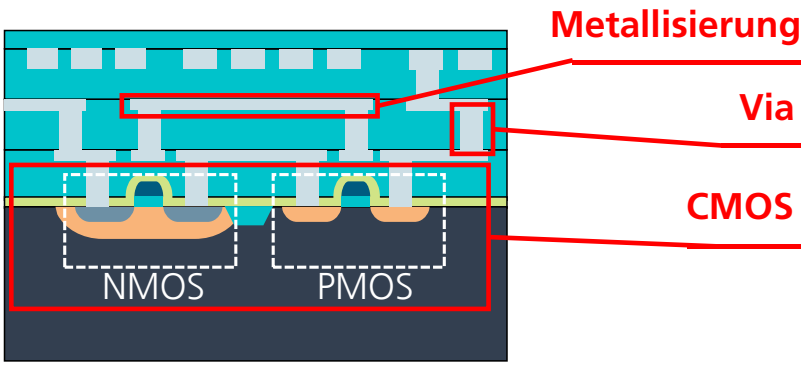


Bild 2.2: Vereinfachte, schematische Darstellung eines ASIC mit CMOS-Schaltkreisen nach [22, 24, 27, 31, 32] im Querschnitt

Die thermische Belastungsgrenze von CMOS-Transistoren wird in der Literatur typischerweise mit einem Temperaturbereich von T = 400 °C bis T = 450 °C angegeben [21, 22] und liegt damit unterhalb der für die Herstellung polykristalliner Siliziumschichten benötigten Temperaturen von T > 600 °C [8, 19–21]. Demgegenüber gibt es Untersuchungen, die eine höhere thermische Belastungsgrenze der CMOS-Transistoren in Zusammenhang mit kurzen Wechselwirkungszeiten von einigen Minuten oder Sekunden nahelegen [23, 33]. Dabei wurden die Effekte auf den CMOS-Transistor bzw. die darüberliegenden Metallisierungsebenen jeweils unabhängig voneinander untersucht.

In beiden Untersuchungen konnten für die betrachteten CMOS-Transistoren bei Temperaturbelastungen von T = 525 °C für t = 5600 s [33], bzw. von T = 600 °C für t = 1 s [23] keine signifikante Änderung in den Transistoreigenschaften festgestellt werden. Stattdessen wird die zulässige

thermische Belastung durch Widerstandsänderungen der Aluminium-Metallisierungen bzw. der Via-Kontakte limitiert [23, 33]. Die ermittelten Temperaturbelastungen mit den jeweils zulässigen Dauern, bei denen eine zulässige Widerstandsänderung von 10 % des Ausgangswiderstands nicht überschritten wird, sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Tabelle 2.1: Zeitabhängige maximale thermische Belastungsgrenze für CMOS-Transistoren [23]

Temperatur [°C]	Zeit [s]
550	1
475	1800
450	7200
425	21600

Die vorgestellten Daten beziehen sich auf CMOS-Transistoren mit Gate-Breiten von 0,35 µm [33] bzw. 0,25 µm [23]. Aufgrund der thermischen Belastungsgrenze der CMOS-basierten ASIC-Schaltkreise ist der Einsatz von kristallinem Silizium als MEMS-Strukturmaterial für eine monolithische MEMS-Last Integration (vgl. Bild 1.3) derzeit ausgeschlossen [1, 15, 16, 18, 23].

2.2 Dünnschicht-Transistoren

Mittels Laserstrahlung kristallisierte Siliziumschichten auf Glassubstraten sind das Ausgangsmaterial für die Herstellung von Dünnschichttransistoren (Thin Film Transistor: TFT) aus polykristallinem Silizium (poly-Si) als Basisbaustein der Ansteuerschaltkreise von Aktiv-Matrix-Flachbildschirmen (Flat Panel Display: FPD) [34]. Dieses laserbasierte Verfahren wird insbesondere in der Großserienfertigung für hochauflösende Bildschirme von mobilen Nutzerendgeräten eingesetzt, da hier konventionelle auf amorphem Silizium (a-Si) basierende TFTs nicht die notwendige Leistungsfähigkeit aufweisen [35–39]. Der wesentliche Vorteil der laserkristallisierten poly-Si-Schicht besteht in der im Vergleich zu a-Si um den Faktor 200 höheren Ladungsträgermobilität von typischerweise $\mu \approx 100$ cm²/Vs [37], die es erlaubt, die Strukturgröße der TFT zu verringern [36]. Dadurch lassen sich zum einen höhere Bildschirmauflösungen erreichen [36, 37, 40], zum anderen werden mit abnehmender Strukturgröße auch parasitäre Kapazitäten der Schaltkreise und damit deren Energiebedarf reduziert [37]. Darüber hinaus sind auch höhere Schaltfrequenzen möglich, was die Integration von Treiberschaltungen wie Schieberegister und Datenmultiplexer auf der Bildschirmfläche (System on Glas: SOG) erlaubt [34, 37, 38, 41, 42]. Dadurch können sowohl die Breite des Bildschirmrands als auch die Anzahl der Verbindungen reduziert werden, die zur Kontaktierung des Bildschirms notwendig sind [34, 43], was Fertigungsaufwand und -kosten senkt [38, 43, 44]. Aus laserkristallisiertem poly-Si können mittels etablierter Prozesse energiesparende CMOS-Transistoren hergestellt werden [37, 45]. Zudem unterstützen poly-Si-TFT aufgrund des geringen Drifts in den Transistoreigenschaften neben Flüssigkristallbildschirmen (Liquid Crystal Display:

LCD) auch die Ansteuerung von AMOLED Bildschirmen auf Basis organischer Leuchtdioden (Organic Light Emitting Diode: OLED) [36, 37, 40, 46].

Konventionelle Methoden zur Kristallisation von a-Si können aufgrund der Temperaturempfindlichkeit des Substrats nicht eingesetzt werden [47]: Die maximal zulässige Verarbeitungstemperatur für Glassubstrate in Bildschirmqualität liegt unterhalb von T = 600°C bis T = 650°C [34] und sollte idealerweise 450°C nicht übersteigen [35], da für eine wirtschaftliche Produktion die Nutzung günstiger Glassubstrate mit geringerer Temperaturbeständigkeit erforderlich ist [43]. Die gegenwärtig bevorzugte Methode zur temperaturschonenden Herstellung polykristalliner Siliziumschichten (Low-Temperature Poly-Silicon: LTPS) auf Glassubstraten ist das Excimer Laser Annealing (ELA) [35]. Mittels ELA können defektarme poly-Si-Schichten mit Kristallitgrößen d > 1 µm hergestellt werden, aus denen Komponenten gefertigt werden können, deren Leistungsfähigkeit an die aus konventionellem kristallinen Silizium gefertigten Komponenten heranreicht [48].

Der Prozessablauf für die Herstellung von LTPS-TFT ist schematisch in Bild 2.3 dargestellt.

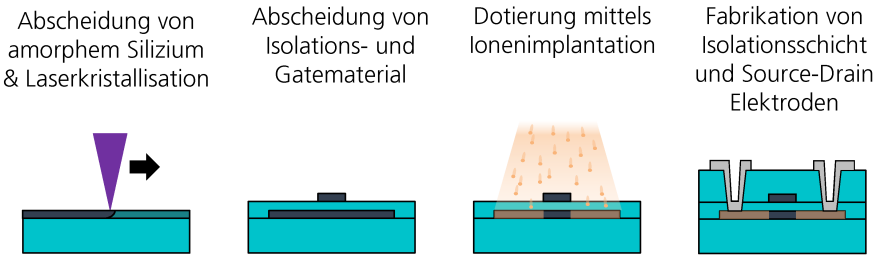


Bild 2.3: Schematische Darstellung des Prozessablauf für die Herstellung von LTPS TFT nach [37, 49]

Auf einem vorkompaktierten Glassubstrat mit einer typischen Dicke von d = 0,5 mm [35] wird zunächst eine d = 200 nm bis d = 250 nm dicke SiO_2-Schicht abgeschieden, die als Diffusionsbarriere zwischen Glassubstrat und der TFT-Struktur wirkt [37, 50].

Auf die Diffusionsbarriere wird anschließend mittels Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD) eine a-Si-Schicht mit einer Dicke von d = 40 nm bis d = 50 nm bei einer Temperatur von T = 350 °C abgeschieden [37, 38]. Der H_2-Gehalt der a-Si-Schicht wird vor der Laserkristallisation durch eine Temperaturbehandlung bei T = 400 °C bis T = 450 °C auf < 1 % reduziert, um einen Schichtabtrag durch explosionsartige Ausdehnung des während der Laserbestrahlung frei werdenden Wasserstoffs zu vermeiden [51]. Anschließend werden die a-Si-Schichten durch kurzzeitiges lokales Erhitzen mittels Laserstrahlung kristallisiert [35–38]. Schließlich werden aus dem Schichtsystem durch weitere mikroelektronische Fertigungsschritte, welche die Strukturierung,

Dotierung sowie Abscheidung weiterer Isolationsschichten oder Metallisierungen umfassen, die TFTs des Bildschirmschaltkreises hergestellt [37].

ELA - Prozess

Die für das ELA genutzten Excimer Laser sind Gaslaser, die abhängig von der Gasmischung gepulste Laserstrahlung bei Wellenlängen zwischen λ = 193 nm und λ = 351 nm emittieren. Für die Kristallisation von a-Si-Schichten mittels ELA werden aufgrund der Kompatibilität mit Strahlformungselementen vorzugsweise XeCl-Laser bei einer Emissionswellenlänge von λ = 308 nm eingesetzt [37]. Für das ELA von a-Si-Schichten für TFT-Anwendungen werden typischerweise Fluenzen von F = 350 mJ/cm² bis F = 600 mJ/cm² genutzt [37, 39]. Die Pulsdauer beträgt t = 24 ns bis t = 30 ns [35, 44, 52] bei einer maximalen Pulsfrequenz von f = 600 Hz [35, 36, 38, 52].

Die Laserkristallisation der a-Si-Schicht erfolgt mittels Flüssigphasenkristallisation. Dabei wird die a-Si-Schicht lokal durch einen Laserpuls aufgeschmolzen und erstarrt beim Abkühlen in kristalliner Form [35, 37]. Abhängig von der Höhe der Fluenz des Laserstrahls treten vier unterschiedliche Kristallisationsmechanismen auf:

- **Explosivkristallisation**: Reicht die Fluenz aus, um mindestens eine wenige Nanometer dünne Schicht der a-Si-Schicht aufzuschmelzen, breitet sich von dort eine Explosivkristallisationsfront mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von v = 10 m/s bis v = 20 m/s aus [48, 50, 53–55]. Aufgrund der Schmelzpunktdifferenz zwischen a-Si mit T = 1147 °C [56] und c-Si mit T = 1412 °C [53, 56] liegt das soeben aus dem amorphen Zustand aufgeschmolzene Material gegenüber c-Si als stark unterkühlte Schmelze vor. In diesem Zustand ist die Keimbildungsrate so hoch, dass die soeben aufgeschmolzene Schicht selbst während des noch laufenden Laserpulses zu polykristallinem Silizium mit Korngrößen von d = 10 nm erstarrt [55, 57]. Dies setzt wiederum die Kristallisationswärme von c-Si frei, welche über der Schmelzenthalpie von a-Si liegt und damit ausreicht, um an der Kristallisationsfront weiteres a-Si aufzuschmelzen und dadurch den Kristallisationsprozess bis zu einer Eindringtiefe von einigen 10 nm in Gang zu halten [53, 55, 57].

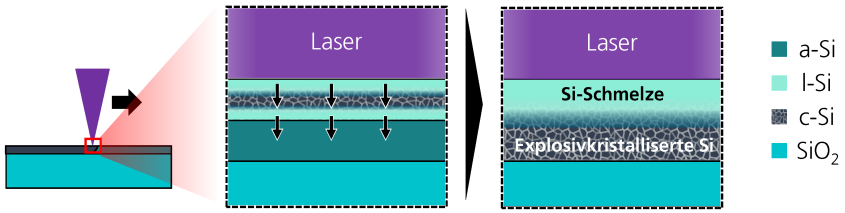


Bild 2.4: Schematische Darstellung des Probenquerschnitts bei der Explosivkristallisation von amorphem Silizium infolge von Laserbestrahlung nach [50]

Im weiteren Verlauf wird das explosivkristallisierte Silizium durch den noch anhaltenden Laserpuls erneut aufgeschmolzen (Bild 2.4, mitte). In Abhängigkeit der Fluenz ergeben sich dabei drei unterschiedliche Prozessregime, die sich darin unterscheiden, inwieweit die Siliziumschicht aufgeschmolzen wird [58]:

- **Teilweises Aufschmelzen:** Die Fluenz des Laserstrahls reicht nicht aus, um die a-Si-Schicht bis zur nächsten Grenzfläche vollständig aufzuschmelzen. Während der Abkühlung wachsen Kristallite ausgehend von der verbleibenden explosivkristallisierten Schicht kollumnar in Richtung Schichtoberfläche. Dabei entstehen Kristallite, deren Durchmesser zwischen d = 20 nm und der Schichtdicke liegt. [50]

- **Beinahe vollständiges Aufschmelzen:** Die Siliziumschicht wird beinahe vollständig bis auf wenige polykristalline Bereiche an der Grenzfläche zur SiO_2-Schicht aufgeschmolzen. Ausgehend von diesen Kristalliten beginnt bei der Abkühlung der Schmelze ein kollumnares und laterales Kornwachstum. Das Wachstum der Körner wird erst begrenzt, wenn diese mit Ihren Nachbarn zusammenstoßen, da von der amorphen SiO_2-Schicht kein kristallines Wachstum ausgeht. Die erreichbaren Korngrößen liegen hier deutlich über der Schichtdicke des Siliziums weswegen das Prozessregime als superlaterales Wachstum (Super Lateral Growth: SLG) bezeichnet wird. [34, 50]
  Bei der Bestrahlung mit einem einzelnen Laserpuls können bei Si-Schichtdicken von etwa d = 50 nm lokal Korngrößen von d = 1 µm bis d = 1,5 µm erreicht werden [34, 48, 59, 60].

- **Vollständiges Aufschmelzen:** Die Siliziumschicht ist bis zur Grenzfläche zur SiO_2-Schicht vollständig aufgeschmolzen. Da in der Schmelze keine Keime für ein Kristallwachstum vorliegen unterkühlt die Schmelze während des Abkühlens stark, wodurch es schließlich zu einer homogenen Keimbildung im gesamten Volumen kommt. Ausgehend von diesen Keimen wachsen die Kristallite und erreichen unabhängig von der Pulsenergie Korngrößen, die deutlich kleiner sind als die Schichtdicke. [50]

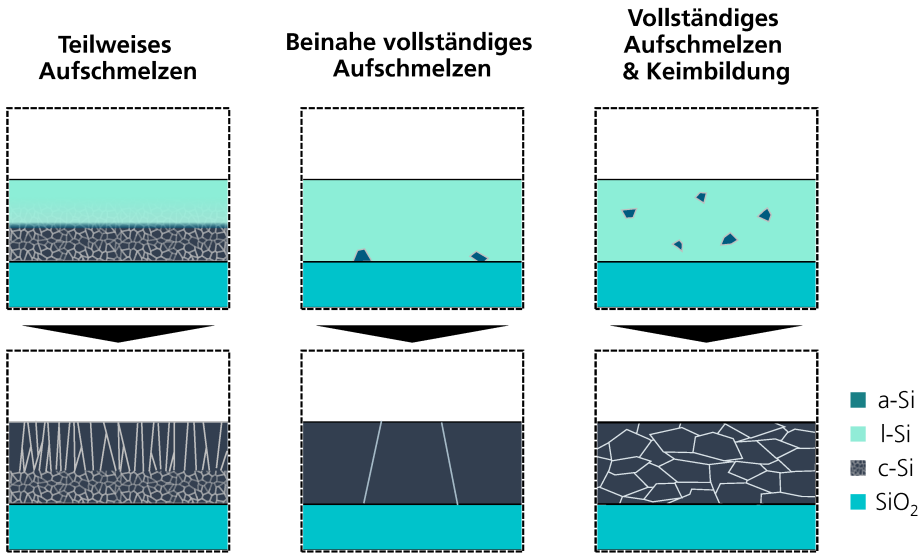


Bild 2.5: Schematische Darstellung des Probenquerschnitts bei der Flüssigphasen-kristallisation von Silizium unmittelbar nach Ende des Laserpulses in den drei fluenzabhängigen Prozessregimes „Teilweises Aufschmelzen“, „Beinahe vollständiges Aufschmelzen“ und „Vollständiges Aufschmelzen“ nach [50]

In Bild 2.6 ist exemplarisch das Ergebnis der Bestrahlung einer 50 nm dicken a-Si Schicht durch einen KrF-Excimer Laser bei einer Emissionswellenlänge von λ = 248 nm dargestellt.

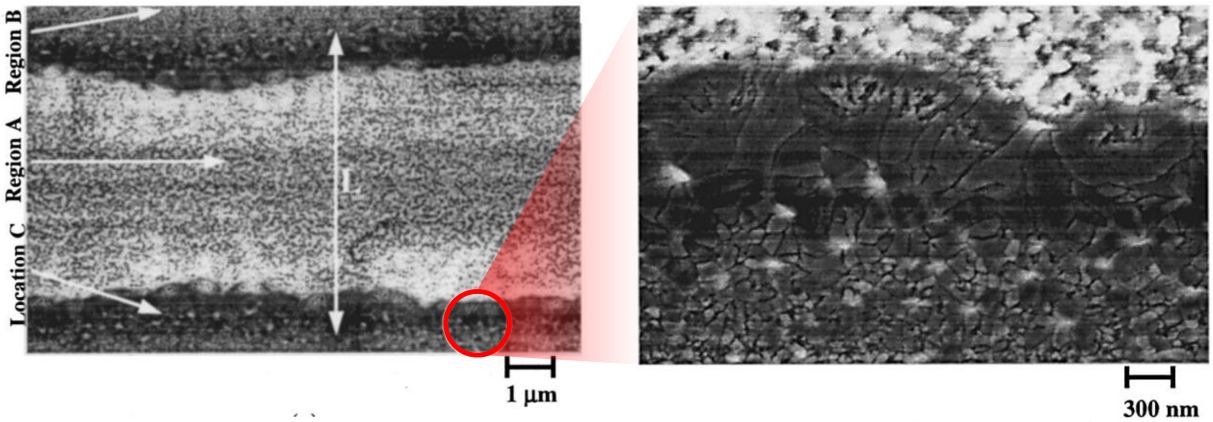


Bild 2.6: REM-Aufnahme einer 50 nm dicken Siliziumschicht nach ELA mit einem einzelnen Laserpuls bei einer linienförmigen Intensitätsverteilung mit einer Breite von 20 µm (Aufsicht auf Probenoberfläche). Je nach örtlicher Fluenz treten die Prozessregime „Vollständiges Aufschmelzen“ (A), „teilweises Aufschmelzen“ (B) oder „beinahe vollständiges Aufschmelzen“ (C) auf [60]

Da die Ausdehnung des Laserstrahls auf der Schichtoberfläche örtlich begrenzt ist und die Fluenz zum Rand des Laserstrahls hin abnimmt, können bei ausreichend hoher Fluenz alle drei Prozessregimes bei der Bestrahlung mit einem Laserpuls beobachtet werden.
In der in Bild 2.6 ausgewiesenen Region A wird ein vollständiges Aufschmelzen erreicht, wohingegen in Region B ein teilweises Aufschmelzen beobachtet wird.

In der dazwischenliegenden Region C wird durch beinahe vollständiges Aufschmelzen der a-Si-Schicht SLG initiiert und die Bildung großer Körner mit Durchmessern bis zu 1,5 µm beobachtet, die sich deutlich von den umgebenden feinkörnig kristallisierten Regionen A und B abheben (Bild 2.6, rechts). [60]

Großflächige Bearbeitung mittels ELA

Die laserkristallisierte Si-Schicht weist im SLG-Bereich aufgrund großer Kristallite die gewünschte hohe Ladungsträgermobilität auf [37]. Allerdings tritt der SLG-Bereich nur innerhalb eines schmalen Fluenzbereichs mit einer Ausdehnung von etwa 10 mJ/cm² bis 45 mJ/cm² auf [35, 37, 61, 62]. Dadurch reagiert der Prozess empfindlich auf Schwankungen in der Puls-zu-Puls-Stabilität des Lasers und der Dicke der a-Si-Schicht, sodass ein hoher Pulsüberlapp erforderlich ist um den Prozess zu stabilisieren und eine Ladungsträgermobilität von 100 cm²/Vs zu erzielen [37]. Für ein homogenes Kristallisationsergebnis ist ein Pulsüberlapp von über 90 % mit 10 bis 30 Belichtungen pro Punkt notwendig [35, 37, 63].

ELA – Systemtechnik

Neben der Strahlquelle besteht das ELA-System aus einem optischen System zur Strahlführung und -formung sowie einem System für die Positionierung der a-Si-beschichteten Glassubstrate [37, 39]. Ein ELA-System ist in Bild 2.7 schematisch dargestellt.

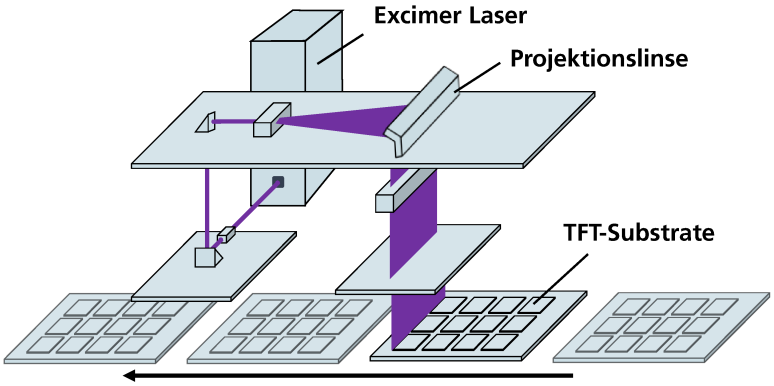


Bild 2.7: Schematische Darstellung einer ELA-Anlage zur Kristallisation amorpher Siliziumschichten für TFT-Anwendungen nach [49]

Das Intensitätsprofil des Laserstrahls ist linienförmig und weist sowohl für die kurze als auch die lange Strahlachse eine tophatförmige Intensitätsverteilung auf [37, 64]. Die kurze Achse des Intensitätsprofils liegt koaxial zur Vorschubrichtung des Substrats und hat eine Ausdehnung ,die typischerweise etwa 400 µm beträgt [36].
Daraus folgt für eine Linienbreite von 400 µm in Vorschubrichtung und einer Frequenz von 600 Hz ein maximaler Substratvorschub von 24 mm/s.

Kommerziell verfügbare Lasersysteme weisen Pulsenergien von bis 6 J [52] auf, wodurch Linienlängen von bis zu 1,5 m realisiert werden können [64].

Thermische Substratbelastung und Ansätze zur monolithische MEMS-last Integration

Die geringe thermische Substratbelastung bei der Laserkristallisation von a-Si-Schichten mittels ELA ergibt sich aus dem Zusammenspiel zweier Faktoren. Zum einen führt die geringe optische Eindringtiefe der Laserstrahlung, die für Wellenlängen von λ = 308 nm etwa 7,6 nm beträgt [35, 37], dazu dass keine direkte Erwärmung des Substrats durch Laserstrahlung erfolgt.
Zum anderen beträgt die thermische Diffusionslänge bei einer Pulsdauer von t = 30 ns und Fluenzen von F ≈ 100 mJ/cm² etwa 200 nm. Dies entspricht der Dicke der SiO_2-Diffusionsbarriere, wodurch das darunterliegende Glassubstrat vor unzulässig hohen Temperaturen geschützt wird. [35]

Bei der Kristallisation einer 30 nm dicken a-Si-Schicht auf einer 200 nm dicken SiO_2-Diffusionbarriere mit einer Fluenz von F = 210 mJ/cm² wird die a-Si Schicht vollständig aufgeschmolzen und erstarrt nach t = 80 ns in kristalliner Form. Dabei beträgt die maximale Substrattemperatur unterhalb der Diffusionsbarriere 380 °C und wird t = 100 ns nach Beginn des Laserpulses erreicht. Wird die Dicke der SiO_2-Diffusionsbarriere auf 800 nm erhöht, kann die Substrattemperatur auf T = 170 °C abgesenkt werden. [65]
Die geringe thermische Substratbelastung wird an dem Beispiel besonders deutlich, dass es mittels ELA auch möglich ist a-Si-Schichten auf Kunststoffsubstraten zu kristallisieren [37, 63, 65].

Aufgrund der geringen Substratbelastung unterhalb von T = 450 °C kann das ELA-Verfahren zur Herstellung kristalliner Siliziumschichten daher als CMOS-kompatibel betrachtet werden. Damit ist das ELA-Verfahren auch für die monolithische MEMS-CMOS Integration interessant (Bild 2.8). [22]

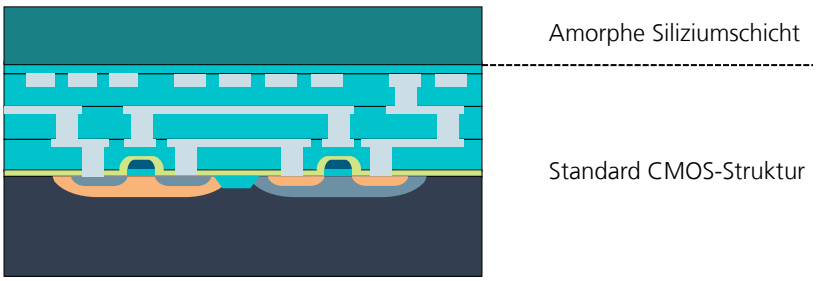


Bild 2.8: Schematische Darstellung des MEMS-Last Prozesses nach Schichtabscheidung des MEMS-Strukturmaterials auf den AISC-Wafer [22]

Aus dieser Motivation heraus wurden bereits erste Versuche zur Kristallisation einer mittels PECVD abgeschiedenen, Bor-dotierten a-Si:H-Schicht mittels eines KrF Excimer Lasers durchgeführt. Die untersuchte a-Si:H-Schicht weist eine Dicke von 1000 nm auf und wird durch eine ebenfalls 1000 nm dicke SiO_2-Schicht von einem 8“-Substratwafer getrennt. Durch die Laserbestrahlung mit

einer Fluenz von maximal F = 333 mJ/cm² konnten von der 1000 nm dicken a-Si:H-Schicht die oberen 200 nm aufgeschmolzen und kristallisiert werden. Dabei kann im Vergleich zum Ausgangswiderstand der elektrische Widerstand um bis zu 4 Größenordnungen reduziert werden. [22]

Obwohl das Verfahren grundsätzlich als CMOS-kompatibel betrachtet werden kann, sind die erreichbaren Kristallisationstiefen limitiert und erreichen nicht den geforderten Wert von 10 µm für die Anwendung als MEMS-Strukturmaterial zur Herstellung von Inertialsensoren.

2.3 Insulated-Gate Bipolar Transistors

Insulated-Gate Bipolar Transistors (IGBTs) sind elektrische Bauelemente der Leistungselektronik die als Leistungsschalter in vielfältigen Anwendungen eingesetzt werden [66]. Sie vereinen in vorteilhafter Weise die hohe Stromtragfähigkeit eines Bipolartransistors mit der kapazitiven, nahezu leistungslosen Ansteuerbarkeit eines MOSFET [67, 68].

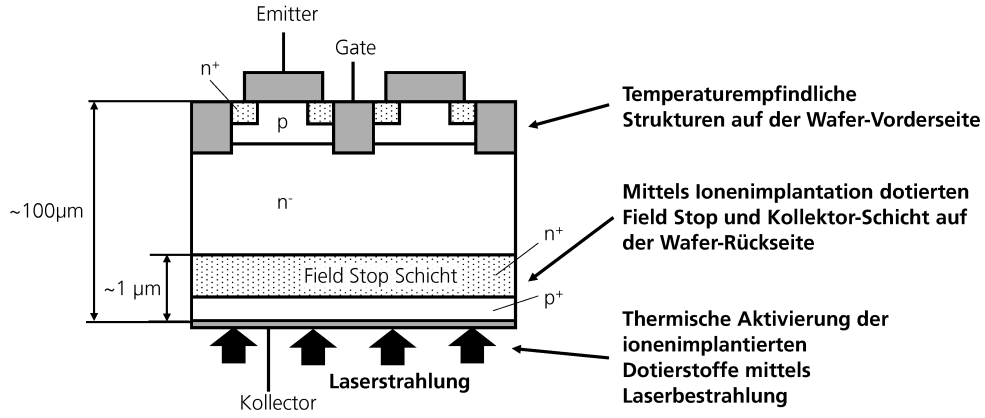


Bild 2.9: Schematische Darstellung des Schichtaufbaus eines Insulated-Gate Bipolar Transistors (IGBT) nach [69][67].

Einzelne IGBT sind vertikale Transistoren bei denen der Stromfluss von der Vorderseite des Bauteils zur Rückseite hin gerichtet ist [66, 70].
Trotz der nahezu leistungsfreien Ansteuerbarkeit des IGBT fallen bauartbedingt Leistungsverluste an, die sich grob in Leitungs- und Schaltverluste aufteilen. Beide Verluste werden durch die Dicke der n^--Driftschicht bestimmt. Eine reduzierte Waferdicke führt damit zu geringeren Schaltverlusten und höheren möglichen Schaltfrequenzen des IGBTs bei gleichzeitig gesteigerter Wärmeableitung [70–73]. Ein Hauptaugenmerk bei der Verringerung von Schalt- und Leitungsverlusten liegt daher auf der Reduktion der Bauteildicke hin zum sperrspannungsabhängigen Minimalwert, welcher für eine Spannung von 600 V bei 50 µm liegt [66].
Durch die kompaktere Bauweise ist eine zusätzliche hochdotierte n-Schicht (Field Stop) zwischen der n^--Driftschicht und p-dotierten Schicht auf der Kollektorseite notwendig, da das elektrische Feld innerhalb der n^--Driftschicht

abgebaut werden muss und in keinem Betriebszustand den Kollektor erreichen darf. Die so aufgebauten kompakten IGBTs werden als Field Stop IGBTs (FS-IGBTs) bezeichnet. [70, 73]
Die Herstellung von FS-IGBTs erfolgt auf Float Zone Wafern. Dabei werden zunächst die MOSFET-Strukturen auf der Vorderseite des Wafers gefertigt. In weiteren Bearbeitungsschritten wird der Wafer durch rückseitigen Abtrag auf die notwendige Dicke gebracht. Anschließend erfolgt die Dotierung für die n-dotierte FS-Schicht und die p-dotierte Kollektorschicht auf der Rückseite des Wafers mittels Ionenimplantation. [66, 71]
Durch die Ionenimplantation werden Fehlstellen innerhalb des Silizium-Kristallgitters erzeugt, was bei hohen Implantationsdosen zur Ausbildung einer a-Si-Schicht führt [20, 67, 74].
Da sich die ionenimplantierte Dotierstoffe zudem zumeist auf Zwischengitterplätzen anlagern, sind diese zunächst nicht elektrisch aktiv. Für die thermische Aktivierung der Dotierstoffe ist ein Temperaturschritt von 800°C bis 1000°C notwendig. [20, 72]
Die notwendige Dotierstoffaktivierung in den ionenimplantierten Bereichen der Waferrückseite ist ein Schlüsselprozess bei der IGBT-Fertigung [69, 71].

Eine wesentliche Herausforderung bei der Umsetzung des Temperaturschritts für die Dotierstoffaktivierung besteht darin, dass sich auf der Vorderseite des Wafers verschiedene temperaturempfindliche Strukturen befinden [69]. Je nach Prozessreihenfolge und Herstellungsverfahren werden die zulässigen Temperaturen auf der Vorderseite des Wafers durch die Metallisierungen des MOSFET auf 400-450°C [70, 71, 75], durch Folien zum Schutz der empfindlichen Strukturen bei der rückseitigen Bearbeitung oder durch Bondverbindungen zu Trägerwafern (T_{max} = 180°C) [76], die für die Handhabung und Bearbeitung von Wafern mit geringen Dicken notwendig sind, limitiert. Prozesse wie Rapid Thermal Annealing (RTA) oder Flashlamp weisen ein zu großes thermisches Budget, auf wodurch metallische Strukturen zerstört werden würden [70].

Ein laserbasierter Lösungsansatz für die Rekristallisation und Dotierstoffaktivierung der FS- und Kollektorschicht befindet sich bereits in der industriellen Anwendung [74, 76, 77].
Dabei werden Excimer- oder Festkörperlaser mit Emissionswellenlängen von λ = 307 nm bis λ = 527 nm eingesetzt, um die Dotierstoffe durch Bestrahlung mit Pulsdauern von t = 100 ns bis t = 1200 ns bei Fluenzen zwischen F = 1,8 J/cm² bis F = 10 J/cm² zu aktivieren. [66, 70, 72, 76–80]
Die industriell eingesetzten Lasersysteme weisen in der Bearbeitungsebene typischerweise ein linienförmiges Strahlprofil mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung in Vorschubrichtung mit Breiten von 30 µm bis 180 µm, bzw. eine rechteckige Intensitätsverteilung mit einer Länge von 1 mm – 7,5 mm orthogonal zur Vorschubrichtung auf [66, 69, 76, 78, 79].

Flüssigphasen-Aktivierung der Bor-dotierten Kollektorschicht

Die Bor-dotierte Kollektorschicht wird durch die Laserbestrahlung kurzzeitig aufgeschmolzen, da sich hierdurch besonders hohe Aktivierungsgrade nahe 100 % bei einmaliger Bearbeitung erzielen lassen [72].

Eine Zusammenfassung der erzielten Eindringtiefe des Schmelzbads für unterschiedliche Laserbearbeitungsparameter ist in Tabelle 2.2 dargestellt.

Tabelle 2.2: Eindringtiefe des Schmelzbads für unterschiedliche Laserwellenlängen, Fluenzen und Pulsdauern

Quelle	Wellenlänge [nm]	Fluenz [J/cm²]	Pulsdauer [ns]	Schmelztiefe [nm]
[72]	307	3,7 4	150	210 250
[70]	308	5 6 7	200	350 500 600
[80]	308	10	160	2380
[66]	515	3	300 600	320 260
[78]	515	5	900 1200	340 260

Die Eindringtiefe des Schmelzbads wird sowohl durch die Fluenz als auch die Pulsdauer beeinflusst, wobei kurze Pulsdauern bzw. höhere Fluenzen zu einem tieferen Eindringen des Schmelzbads führen [66]. So ergibt sich bei einer Pulsdauer von t = 200 ns und einer Fluenz von F = 5 J/cm² eine Schmelztiefe von 350 nm, die bei konstanter Pulsdauer und einer Fluenz von F = 6 J/cm² auf 500 nm, bzw. für eine Fluenz von F = 7 J/cm² auf 600 nm zunimmt [70]. Wird dagegen bei konstanter Fluenz von F = 5 J/cm² die Pulsdauer von t = 1200 ns auf t = 900 ns reduziert kann ebenfalls eine Zunahme der Schmelztiefe von 260 nm auf 340 nm erreicht werden [78].

Die Dotierstoffkonzentration des Bors bildet im aufgeschmolzenen Schichtbereich ein Plateau mit konstanter Ladungsträgerkonzentration aus [70, 72, 78]. Da der Diffusionskoeffizient für Bor für die Schmelzphase um den Faktor 10^6 größer ist als in der festen Phase wird die Diffusion von Bor in nicht aufgeschmolzene Bereiche unterdrückt [70]. Für den Fall, dass die Tiefe des aufgeschmolzenen Schichtbereichs die Tiefe des Bor-dotierten Schichtbereichs übersteigt, wird die Tiefe des pn-Übergangs nicht durch das initiale Dotierstoffprofil, sondern durch die Schmelztiefe bestimmt [78].

Festphasen-Aktivierung der Phosphor-dotierten Field Stop Schicht

Die Aktivierung der Phosphor-dotierten FS-Schicht (vgl. Bild 2.9) erfolgt im gleichen Laserbearbeitungsschritt wie die Aktivierung der Bor-dotierten Kollektorschicht. Allerdings muss die Aktivierung der Phosphor-dotierten FS-Schicht in der festen Phase durchgeführt werden, um eine Durchmischung der unterschiedlich dotierten Schichten zu verhindern [70]. Trotz dieser Limitierung

auf Temperaturen unterhalb des Schmelzpunkts ist auch für die Phosphor-dotierte FS-Schicht ein hoher Aktivierungsgrad und eine hohe Aktivierungstiefe gefordert, um hohe Durchschlagspannungen des IGBT zu realisieren [78, 80].

Die Bestimmung der Aktivierungstiefe erfolgt mittels der Spreading Resistance Profiling (SRP) Methode, anhand derer ein schichttiefenabhängiges Profil des elektrischen Widerstands sowie der Ladungsträgerkonzentration aufgezeichnet wird. Dazu wird das untersuchte Schichtsystem zunächst unter einem flachen Winkel angeschliffen. Anschließend werden mit konstanter Schrittweite Messungen des elektrischen Widerstands auf der angeschliffenen Fläche durchgeführt und so ein Tiefenprofil des elektrischen Schichtwiderstands aufgezeichnet. [81, 82]

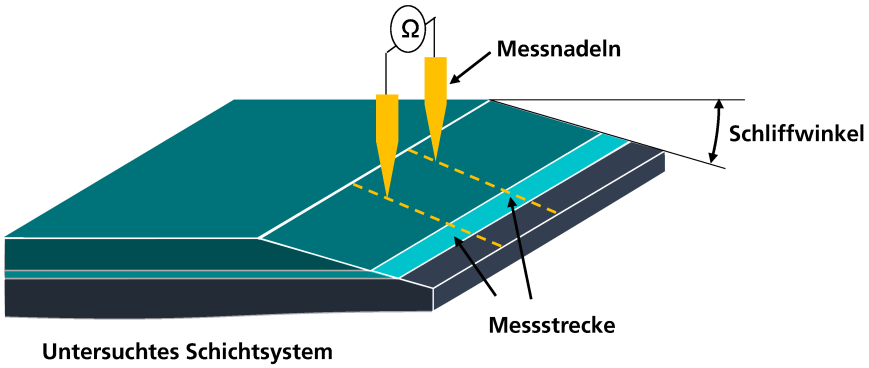


Bild 2.10: Schematische Darstellung der Spreading Resistance Profiling (SRP) Methode zur schichttiefen-abhängigen Messung des elektrischen Widerstands nach [82]

Ein Ansatz zur Vergrößerung der möglichen Aktivierungstiefe für die Phosphor-dotierte FS-Schicht liegt in der Nutzung längerer Pulsdauern bei der Laserbestrahlung der Schichtoberfläche. Im Vergleich führen längere Pulsdauern bei konstanter Fluenz – im Gegensatz zur dabei abnehmenden Eindringtiefe des Schmelzbads – zu einer Steigerung der Aktivierungstiefe der Phosphor-dotierten FS-Schicht [66, 78].

In Bild 2.11 sind exemplarische Ergebnisse für die Abhängigkeit der schichttiefenabhängigen Ladungsträgerkonzentration nach Laserbestrahlung mit unterschiedlichen Pulsdauern dargestellt.

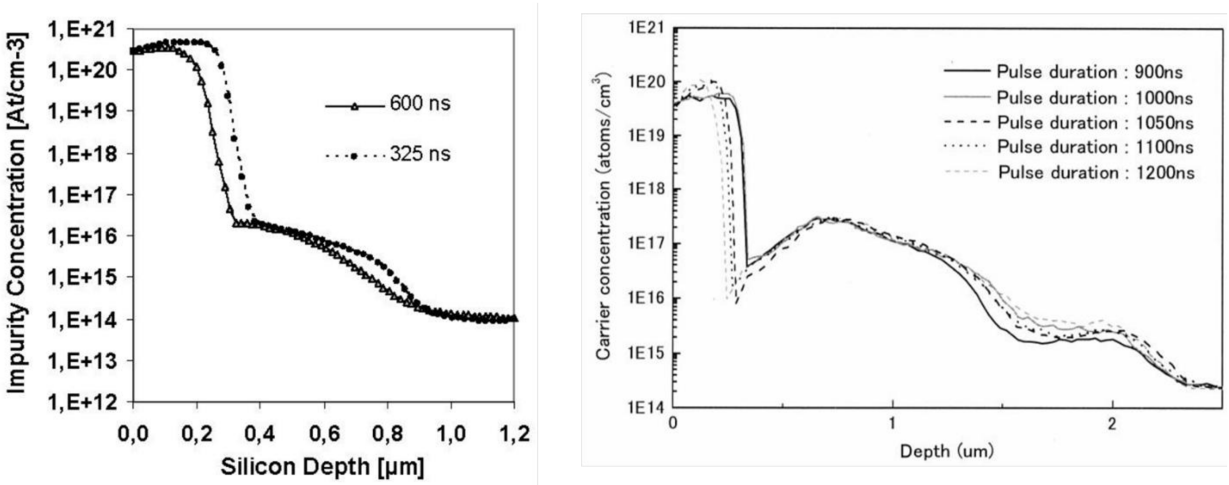


Bild 2.11: Schichttiefenabhängige Ladungsträgerkonzentration bestimmt mittels Spreading Resistance Profiling (SRP) nach Laserbestrahlung mit unterschiedlichen Pulsdauern [66, 78]

Mit einer Bearbeitungslaserwellenlänge von λ = 515 nm und einer Fluenz von F = 3 J/cm² kann durch eine Verlängerung der Pulsdauer von t = 325 ns auf t = 600 ns der Aktivierungsgrad für tieferliegende Schichtbereiche zwischen 0,6 µm und 0,8 µm erhöht werden [66].
Wird bei dem gleichen Lasersystem die Fluenz auf F = 5 J/cm² angehoben und die Pulsdauer auf t = 1200 ns verlängert, wird bei vergleichbarer Eindringtiefe des Schmelzbads von 260 nm (vgl. Tabelle 2.2) die Tiefe der Dotierstoffaktivierung auf bis zu 2,2 µm vergrößert. Allerdings fällt der Aktivierungsgrad von einer nahezu vollständigen Aktivierung bei einer Schichttiefe von 1,25 µm auf 10 % bei einer Schichttiefe von 1,7 µm ab. [78]

In einem alternativen Ansatz werden anstelle längerer Pulsdauern zwei Pulse mit Pulsabständen bis zu t = 500 ns genutzt. Dabei wird ein Laserbearbeitungssystem mit zwei Laserstrahlquellen mit einer Laserwellenlänge von λ = 527 nm eingesetzt, deren Pulse örtlich und zeitlich überlagert werden. Beide Pulse werden mit einer Fluenz von F = 1,8 J/cm² bei einer Pulsdauer von t = 100 ns abgegeben. Während bei gleichzeitiger Pulsabgabe eine Aktivierung des Phosphors bis in eine Tiefe von 1,1 µm beobachtet wird, kann diese durch einen Pulsabstand von t = 500 ns bis in eine Tiefe von 1,8 µm gesteigert werden. Die Eindringtiefe des Schmelzbads nimmt dabei, analog zum Verhalten bei längeren Pulsdauern um 60 nm von 310 nm auf 250 nm ab. Allerdings verringert sich auch hier der Aktivierungsgrad von einer nahezu vollständigen Aktivierung bei einer Schichttiefe von 1,1 µm auf 10 % bei 1,7 µm Schichttiefe. [79]
Eine nahezu vollständige Aktivierung des implantierten Phosphors ist bei Einzelpuls mit 5 J/cm² und einer Pulsdauer t = 1200 ns bzw. 2 Einzelpulsen mit einer Fluenz von je F = 1,8 J/cm², t = 100 ns Pulsdauer und t = 500 ns Pulsabstand bis zu einer Tiefe von 0,9-1 µm unterhalb der Eindringtiefe des Schmelzbads möglich. [78, 79]

Durch Einsatz einer zusätzlichen Vorheizung kann die Aktivierungstiefe unterhalb der Schmelzeindringtiefe weiter gesteigert werden. Dies geht aus einem Vergleich der Dotierstoffaktivierung eines Phosphor-dotierten Wafers bei Raumtemperatur und bei T = 350 °C mit identischen Laserbearbeitungsparametern hervor. [80]
Die Ergebnisse der jeweils mittels eines Excimer-Lasers bei einer Fluenz von F = 10 J/cm² und einer Pulsdauer von t = 160 ns erzielten Dotierstoffaktivierung sind in Bild 2.12 dargestellt. Zur Beurteilung des Aktivierungsgrads werden dabei die Dotierstoff- und Ladungsträgerkonzentration vor und nach Laserbestrahlung mit unterschiedlichen Vorheiztemperaturen einander gegenübergestellt.

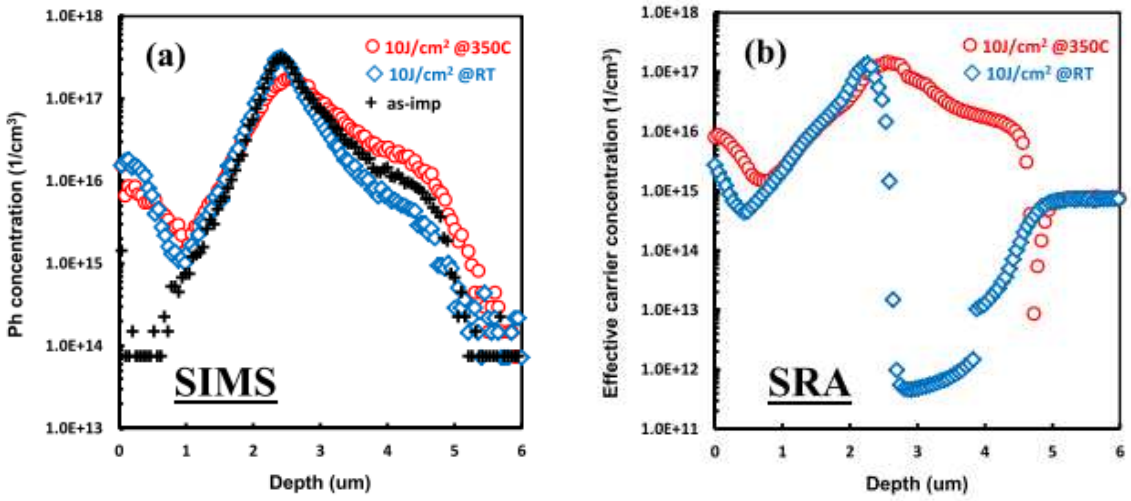


Bild 2.12: Gegenüberstellung der Dotierstoff- und Ladungsträger-konzentration vor und nach Laserbestrahlung mit unterschiedlichen Vorheiz-temperaturen [80]. SIMS:Sekundär-ionenmassen-spektrometrie, SRA: Spreading Resistance Analysis

Ohne Vorheizung wird die Schicht bis in eine Tiefe von 2,38 µm aufgeschmolzen, was in etwa der Tiefe mit nahezu 100 % Dotierstoffaktivierung entspricht. Bei einer zusätzlichen Vorheizung von 350 °C nimmt die Schmelztiefe um 50 nm auf 2,85 µm zu. Gleichzeitig kann der Bereich mit nahezu vollständiger Dotierstoffaktivierung auf 4,55 µm und damit bis zu 1,7 µm unterhalb der Schmelzeindringtiefe ausgedehnt werden. [80]

Thermische Substratbelastung

Die maximale thermische Substratbelastung ist durch temperaturempfindliche Strukturen auf der Vorderseite des Wafers limitiert.
Für Wafer mit einer Dicke von d = 100 µm werden bei einer Fluenz von F = 4 J/cm² und einer Pulsdauer von t = 150 ns – bei Schmelztiefen bis zu

250 nm – Temperaturen von T = 200 °C auf der Wafer-Rückseite nicht überschritten [72]. Bei einer Waferdicke von d = 150 µm beträgt die Temperatur auf der Wafer-Rückseite T = 70°C während bei der Bearbeitung mit einer Fluenz von F = 5 J/cm² und einer Pulsdauer von t = 1200 ns Schmelztiefen bis 340 nm erreicht werden [78].

Die thermische Substratbelastung direkt unterhalb der Aktivierungszone auf der Wafer-Rückseite wurde in den vorgestellten Quellen nicht betrachtet. Eine direkte Bewertung der möglichen Anwendbarkeit des Verfahrens für die monolithische MEMS-Last Integration hinsichtlich der thermischen Substratbelastung ist daher nicht möglich.

Limitierung der Aktivierungstiefe durch die Laserablationsschwelle

In Bild 2.13 sind Literaturwerte für die Ablationsschwelle in Abhängigkeit von Fluenz und Pulsdauer zusammengefasst.

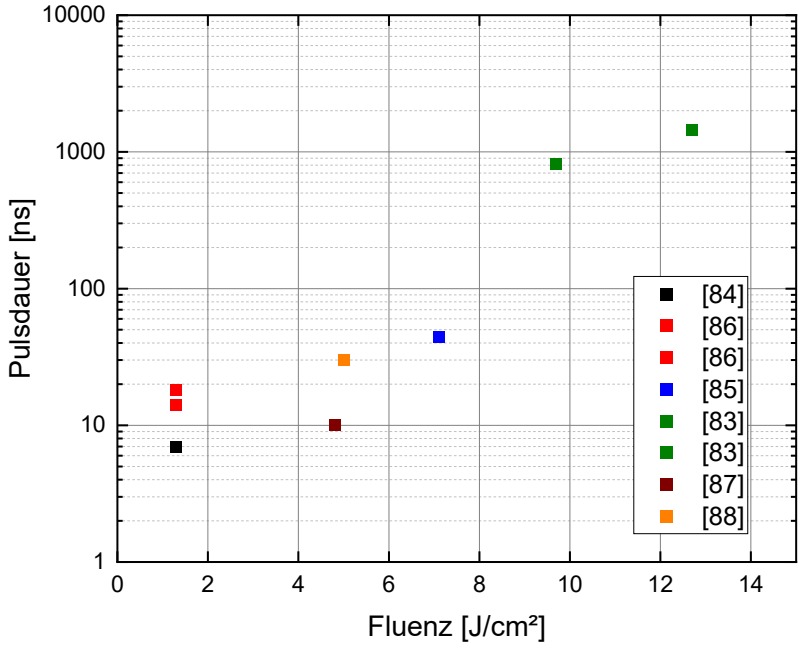


Bild 2.13: Laserablations-schwelle für kristallines Silizium in Abhängigkeit von Fluenz und Pulsdauer [83–88]

Die Laserablationsschwelle von Silizium beträgt F = 1,3 J/cm² für Pulsdauern zwischen t = 7 ns und t = 18 ns bei Laserwellenlängen zwischen λ = 193 nm und λ = 355 nm [87, 88]. Bei einer Pulsdauer von t = 18 ns und einer Fluenz von F = 1,5 J/cm² beträgt die Abtragsrate bereits 0,15 µm/Laserpuls und steigt auf 0,4 µm/Puls für eine Fluenz von F = 9,3 J/cm² [88]. Mit zunehmender Pulsdauer steigt auch die Laserablationsschwelle auf F = 9,7 J/cm² bzw. F = 12,7 J/cm² für Pulsdauern von t = 810 ns bzw. t = 1440 ns bei einer Laserwellenlänge von λ = 1064 nm [86].

Eine weitere Steigerung der Schmelztiefe bzw. der Aktivierungstiefe durch eine Anhebung der Fluenz wird für Pulsdauern im Nano-, bzw. Mikrosekundenbereich durch die Laserablationsschwelle von Silizium limitiert. Die Steigerung der Aktivierungstiefe auf 10 µm erfordert daher geringere Spitzenintensitäten bei längeren Wechselwirkungszeiten.

2.4 Dünnschicht-Solarzellen

Neben Anwendungen in der Mikroelektronik ist die Photovoltaik ein weiterer durch die Anwendung von Silizium geprägter Markt. Im Jahr 2021 beträgt der Marktanteil der auf kristallinen Siliziumwafern basierenden Solarzellen 95 % bezogen auf die global produzierte Modulleistung mit kommerziell verfügbaren Wirkungsgraden von ~ 20 % [89]. Allerdings führt der hohe Bedarf an Reinstsilizium bei der Herstellung waferbasierter Solarzellen zu hohen Materialkosten [90]. Auf die Herstellung des kristallinen Siliziumwafers entfallen etwa 50 % der Herstellungskosten eines Photovoltaik-Moduls [91].

Dünnschicht-Solarzellen basierend auf kristallinem Silizium haben das Potenzial die hohen Wirkungsgrade waferbasierter Solarzellen bei deutlich verringertem Materialeinsatz und damit geringeren Herstellungskosten bereitzustellen [92–97]. Während die Dicke der Photovoltaikwafer aufgrund der zunehmenden Fragilität derzeit nicht unter d = 180 µm reduziert werden kann [89, 98] beträgt die notwendige Schichtdicke für Dünnschicht-Solarzellen aus Silizium nur d = 5 µm bis d = 50 µm [99]. Als Trägermaterial der Dünnschicht-Solarzelle können kostengünstige, großflächige Glassubstrate genutzt werden [92, 99, 100]. Aufgrund der Temperaturempfindlichkeit dieser Glassubstrate ist jedoch weder die direkte Abscheidung von c-Si noch die Ofenkristallisation von a-Si anwendbar [55, 99].

Ein Ansatz, die gegenläufigen Temperaturanforderungen zwischen Schicht- und Substratmaterial zu erfüllen, besteht in der Nutzung laserbasierter Verfahren zur substratschonenden Kristallisation und Dotierstoffaktivierung von a-Si-Schichten auf Glas – analog zur Herstellung von TFT [55, 99]. Durch lokal begrenzte Temperaturbelastung bei der Laserkristallisation soll die Nutzung günstiger Glas-Substrate mit geringer Temperaturbeständigkeit ermöglicht werden [101]. Trotz intensiver Forschung haben Dünnschichtsolarzellen basierend auf c-Si bisher nicht den technischen Reifegrad erreicht, um sich im industriellen Umfeld durchzusetzen [102]. Aktuelle Forschungsansätze konzentrieren sich auf ein Verfahren zur Flüssigphasenkristallisation mittels Dioden-Laser im Dauerstrichbetrieb bei Emissionswellenlängen im Bereich von λ = 808 nm bis λ = 980 nm [101].
Das dabei untersuchte Schichtsystem besteht aus einer a-Si-Schicht mit einer Dicke im Bereich von d = 5 µm bis d = 10 µm, welche bei Temperaturen von T = 200 °C bis T = 300 °C auf ein mit einer Diffusionsbarriere beschichtetes

Glassubstrat abgeschieden wird. Ein typisches Substratmaterial ist Borosilicat mit einer Dicke von 3,3 mm und einer Diffusionsbarriere aus SiO_2 oder SiN_x mit einer Dicke von einigen 10 nm bis 200 nm. [97, 101, 103–106]

Für die anschließende Kristallisation werden Laserstrahl-Intensitäten von I = 1,9 kW/cm² bis I = 26 kW/cm² [96, 106, 107] und Vorschubgeschwindigkeiten zwischen v = 0,7 mm/s und v = 125 mm/s genutzt [104, 108]. Das Intensitätsprofil ist linienförmig mit einer Ausdehnung auf der Probenoberfläche von 60 µm bis 170 µm in Vorschubrichtung und 12 mm bis 30 mm orthogonal zur Vorschubrichtung [101, 103, 106, 109, 110]. Die Laserkristallisation erfolgt an Umgebungsatmosphäre, wobei das Schichtsystem auf T = 400 °C bis T = 700 °C vorgeheizt wird [101, 106]. Die a-Si-Schicht wird während der Laserbestrahlung aufgeschmolzen und erstarrt beim Abkühlen in kristalliner Form [97]. Typische Laserbearbeitungsparameter für die laserinduzierte Flüssigphasenkristallisation einer a-Si-Schicht auf Glassubstraten sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst.

Quelle	Wellenlänge [nm]	Substratdicke	a-Si-Schichtdicke [µm]	Intensität [kW/cm²]	Vorschub [mm/s]	Strahlprofil [mm²]	Vorheizung [°C]
[103]	808	3,3 mm Borosilicat-Glas + 80 nm SiN_x	0,2	22,6 17,2	60 33	13(TH)x0,08	630
[101]	808 980	3,3 mm Borosilicat-Glas + 80 nm SiN_x	5	13,1 17	20 10	30x0,11 12x0,06	400
[111]	808	3,3 mm Borosilicat-Glas + 80 nm SiN_x	5	10	10	30x0,11	580
[104]	808	3,3 mm Borosilicat-Glas	5	8,6 3,1	10 0,7	12x0,085	600
[109]	808	3mm Borosilicat-Glas + SiO_x/SiN_x	10	20	6,7-16,7	12x0,17 FWHM	>500
[97]	806	3,3 mm Borosilicat-Glas + SiO_x/SiN_x	10	14	3-17	11,7x0,3	500-600
[105]	808	3,3 mm Borosilicat-Glas + 100 nm SiN_x	10	9,7-15	6,7	12x1,7	650
[106]	808	Corning Eagle XG + 200 nm SiOx	10	1,9-2,07	3-15	31(TH)x0,17 7	700

Tabelle 2.3: Typische Bearbeitungsparameter für die laserinduzierte Flüssigphasenkristallisation amorpher Siliziumschichten auf Glassubstraten für Photovoltaikanwendungen

Bei konstanter Schichtdicke nimmt die notwendige Bestrahlungsintensität bei höheren Vorheiztemperaturen ab. Darüber hinaus erweist sich das Ableiten genereller Aussagen aus den in Tabelle 2.3 zusammengefassten

Bearbeitungsparametern als schwierig, da zwischen den einzelnen Untersuchungen stets mehr als ein Parameter variiert wird.

Eine wesentliche Herausforderung der Laserkristallisation von a-Si-Schichten auf Glassubstraten stellt die Rissbildung dar [105]. Ursache dafür sind thermische Spannungen in der kristallisierten Siliziumschicht, die beim Abkühlen auf Vorheiztemperatur infolge hoher Temperaturgradienten hervorgerufen werden [104]. Der Temperaturgradient kann zwar durch Vorheizung des Probenmaterials reduziert werden, allerdings sind für eine wirksame Unterdrückung der Rissbildung Vorheiztemperaturen um T = 700 °C notwendig [104]. Bereits bei Vorheiztemperaturen T < 650 °C kommt es zur Rissbildung in der kristallisierten Siliziumschicht [106], die sich bei Vorheiztemperaturen T < 600 °C im Substrat fortsetzt [110]. Die derzeit notwendigen hohen Vorheiztemperaturen für die Flüssigphasenkristallisation der a-Si-Schicht sind, insbesondere mit Hinblick auf die geringe Temperaturbelastbarkeit kostengünstiger Glassubstrate, problematisch. Darüber hinaus liegt bereits die notwendige Vorheiztemperatur von mindestens T = 600 °C über der maximalen thermischen Belastungsschwelle eines CMOS-Schaltkreises, was die Anwendung dieses Verfahrensansatzes für die monolithische MEMS-Last Integration ausschließt.

2.5 Thermisch induzierte Festphasenkristallisation von amorphem Silizium

Neben der zuvor betrachteten Flüssigphasenkristallisation ist in a-Si auch eine Phasenumwandlung mittels Festphasenkristallisation möglich. Als Element der vierten Hauptgruppe ist die Mikrostruktur von Silizium durch kovalente Bindungen der vier Valenzelektronen geprägt. Im festen Zustand und unter Normalbedingungen weist Silizium eine minimale freie Enthalpie bei tetraedrischer Anordnung der kovalenten Bindungen – in Diamantstruktur – auf [112]. Dabei kann die Mikrostruktur von Silizium unterschiedliche Formen annehmen:

- Einkristallin: Der makroskopische Siliziumkristall weist ein durchgehend homogenes Kristallgitter auf.

- Polykristallin: Der makroskopische Siliziumkristall besteht aus vielen Kristalliten, die durch Korngrenzen voneinander getrennt sind. Je nach Größe der Kristallite wird dieser Zustand weiter, z.B. in mikrokristallin und nanokristallin unterteilt.

- Amorph: Aufgrund des ausgeprägten Minimums der freien Enthalpie für die Ausbildung tetraedrischer Bindungswinkel weisen die einzelnen Atome noch eine Nahordnung zu ihren nächsten Nachbaratomen auf, diese reicht aber maximal einige Atomabstände weit [112].

Die fehlende Fernordnung der Atome in a-Si führt – wie auch im Bereich der Korngrenzen in polykristallinem Silizium - zu Verzerrungen der Bindungswinkel gegenüber der tetraedrischen Anordnung in kristallinem Silizium. Die Verzerrung der Bindungswinkel in a-Si gegenüber dem energetisch günstigsten kristallinen Zustand geht mit einem Anstieg der freien Enthalpie einher. Diese Differenz der freien Enthalpie zwischen amorphem und kristallinem Zustand ist die Ursache für die Neigung des amorphen Materials zur Kristallisation. [112]

Klassische Keimbildungstheorie

Ausgangspunkt für die Festphasenkristallisation ist die Bildung von Nukleationskeimen, einer kleinen kristallin geordneten Ansammlung einiger Atome innerhalb der amorphen Matrix. Die Bildung der Nukleationskeime geschieht zufällig, aufgrund von Wärmebewegungen einzelner Atome. [112] Allerdings läuft der Kristallisationsprozess nicht ungehemmt ab. a-Si befindet sich gegenüber kristallinem Silizium in einem metastabilen Zustand [113]. Der metastabile amorphe Zustand ist vom stabilen kristallinen Zustand durch eine Energiebarriere – der Keimbildungsbarriere – getrennt [114].

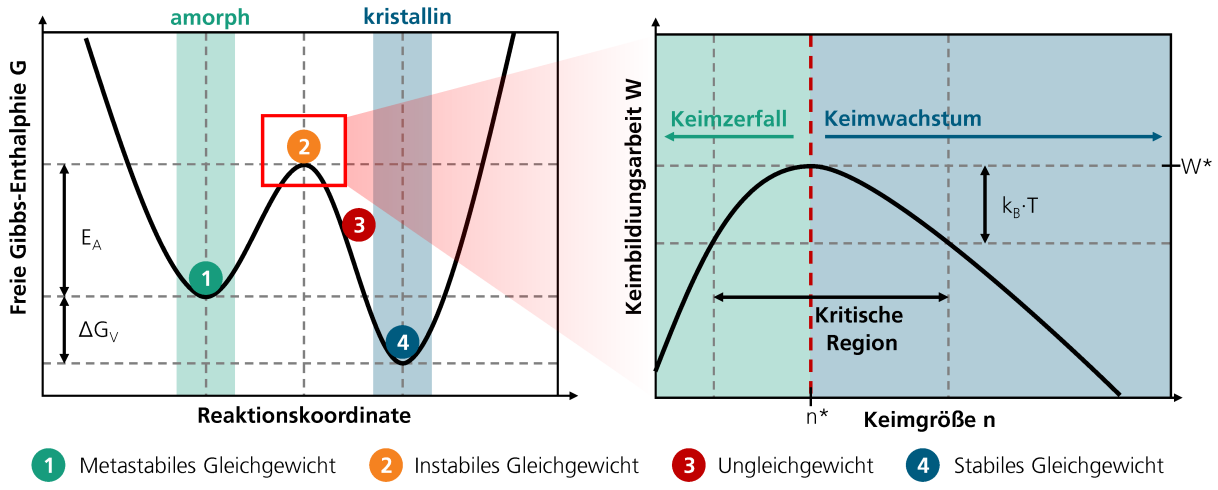


Bild 2.14: Schematische Darstellung der freien Gibbs-Enthalpie für amorphes und kristallines Silizium sowie der dazwischenliegenden Keimbildungsbarriere nach [114, 115].

Die Keimbildungsbarriere stellt den Zustand eines instabilen Gleichgewichts beim Wachstum der Nukleationskeime dar und ist durch zwei entgegenwirkende Effekte geprägt.
Zum einen nimmt die freie Enthalpie durch hinzukommende Atome ab, da die Bindungswinkelverzerrung durch deren geordnete Angliederung an den Nukleationskeim zurückgeht. Zum anderen kann an der Oberfläche der Nukleationskeime jedoch der Fall auftreten, dass die freie Enthalpie eines neu

angelagerten Atoms – durch Zunahme der Bindungswinkelverzerrungen zu Atomen der umgebenden Matrix – ansteigt. [112]

Die Bilanz dieser entgegenwirkenden Mechanismen beschreibt die Keimbildungsarbeit ΔG_n [114].

2.1

$$\Delta G_n(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \Delta G_v + 4\pi r^2 \sigma$$

ΔG_n: Keimbildungsarbeit, r: Keimradius, ΔG_v: Freie Enthalpie, σ: Oberflächenenergie

Der erste Term der Keimbildungsarbeit (**2.1**) ist ein Volumenterm, der die Differenz der freien Enthalpie zwischen Anfangs- und Endzustand des Kristallisationsprozesses ΔG_v, der thermodynamisch treibenden Kraft, beschreibt. Der zweite Term ist ein Oberflächenterm, der den Energieaufwand für die Bildung einer Oberfläche zwischen Nukleationskeim und umgebender Matrix repräsentiert. Für thermodynamisch begünstigte Prozesse ist die Differenz der freien Enthalpie zwischen Anfangs- und Endzustand ΔG_v negativ. Die Oberflächenenergie σ ist dagegen stets positiv. [114]
Während der Volumenterm für große Radien überwiegt, wird für kleine Radien der Oberflächenterm dominant. Es ergibt sich ein kritischer Keimradius r^*, für den sich beide Kräfte die Waage halten und die Keimbildungsarbeit ein Maximum – die Keimbildungsbarriere – erreicht (**2.2**).

2.2

$$r^* = \frac{2\sigma}{|\Delta G_v|}$$

r^*: kritischer Keimradius, ΔG_v: Freie Enthalpie, σ: Oberflächenenergie

Unterhalb des kritischen Keimradius r^* ist die Änderungsrate der Keimbildungsarbeit positiv, sodass die Abgabe von Atomen energetisch günstiger ist als ein weiteres Keimwachstum. Erst bei Überschreiten der kritischen Keimgröße wird die Änderungsrate der Keimbildungsarbeit negativ und damit das weitere Wachstum begünstigt. [114, 116]

Das Keimwachstum setzt sich in diesem Fall, begleitet von weiterer Keimbildung solange fort, bis die Grenzflächen der einzelnen Kristallite aneinanderstoßen und sich Korngrenzen ausbilden (Bild 2.15) [112].

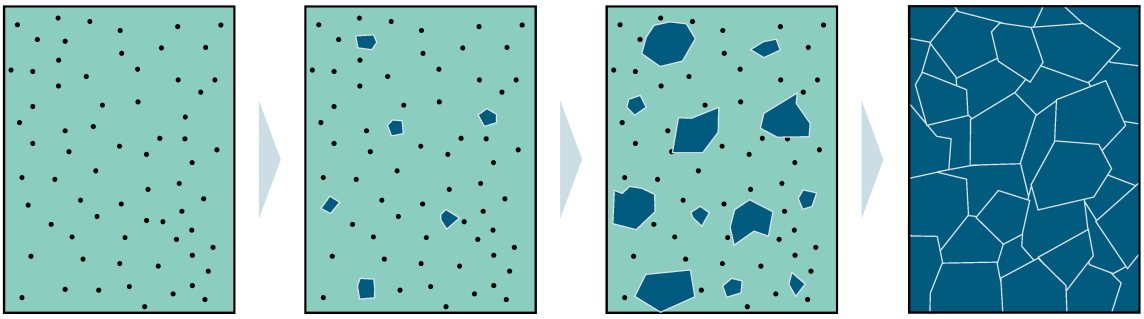


Bild 2.15: Schematische Darstellung des Festphasen-kristallisations-prozesses von amorphem Silizium nach [112]

Da die Keimbildung auf der zufälligen Wärmebewegung einzelner Atome beruht, steigt mit der Temperatur und der damit einhergehenden Zunahme der Wärmebewegungen auch die Wahrscheinlichkeit, dass der kritische Keimbildungsradius überschritten wird. Daher wird die zur Überwindung der Keimbildungsbarriere notwendige Aktivierungsenergie typischerweise als thermische Energie zugeführt [117].

Kinetik der Festphasenkristallisation von amorphem Silizium

Die Kristallisationskinetik der Festphasenkristallisation von a-Si ist abhängig von der Temperatur [112, 113, 116, 118]. Für eine umfassende Beschreibung der Kristallisationskinetik ist die Berücksichtigung der Keimverzögerungszeit sowie der Keimbildungs- und Keimwachstumsrate erforderlich, die jeweils ein temperaturabhängiges Arrhenius-Verhalten aufweisen [113, 119]. Eine vereinfachende Betrachtung der Kristallisationskinetik beruht auf der Definition einer charakteristischen Kristallisationszeit τ, für die eine Umwandlung eines Volumenanteils von 63 % in die kristalline Phase erfolgt ist [112, 119].
Die charakteristische Kristallisationszeit τ, weist ebenfalls ein Arrhenius-Verhalten auf (**2.3**). [119]

2.3

$$\tau = \tau_0 \cdot e^{\frac{E_A}{k_B T}}$$

τ: Kristallisationszeit, τ_0: Zeitkonstante, E_A: Aktivierungsenergie, k_B: Bolzmannkonstante, T: Temperatur

Für eine quantitative Analyse der kinetischen Parameter aus den Messdaten ist ein isothermer Ablauf des Kristallisationsvorgangs notwendig [113]. Dazu werden Schichten aus a-Si zunächst mittels Ofen [118, 120–122], RTA [119, 120] oder Laserstrahlung [112, 113] auf die Untersuchungstemperatur aufgeheizt. Bei der daraufhin einsetzenden Festphasenkristallisation wird die zeit- und temperaturabhängige Änderung des kristallinen Volumenanteils beobachtet. Dies kann In-situ mittels zeitaufgelöster Reflektometrie [112, 113,

120] oder durch Messung der elektrischen Leitfähigkeit [122, 123] erfolgen. Diese sind allerdings nur für Änderungen des kristallisierten Volumenanteils sensitiv und beinhalten keine unabhängige Information über die Dichte und Größenverteilung der Kristallite [119]. Alternativ zur In-situ-Prozessbeobachtung kann der Kristallisationsvorgang in bestimmten Zeitintervallen abgebrochen werden, um den kristallinen Volumenanteil zu diesen Zeitpunkten mittels Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) [116, 119, 121] oder Raman-Spektroskopie [118] zu bestimmen.
Durch die Analyse von TEM-Aufnahmen können zudem die Dichte und Größenverteilung der Kristallite bestimmt und Informationen zur Keimbildungs- und Keimwachstumsrate abgeleitet werden [119].

In Bild 2.16 sind aus der Literatur entnommene Werte der charakteristischen Kristallisationszeit τ in Zusammenhang mit der entsprechenden Temperatur zusammengefasst und dem maximalen Temperaturbudget der CMOS-Schaltkreise (vgl. Tabelle 2.1) gegenübergestellt.

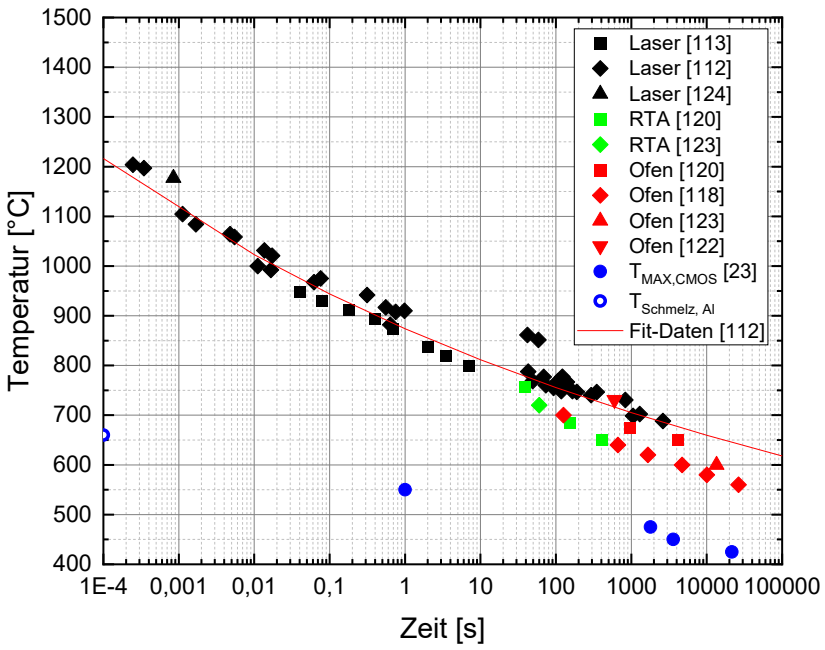


Bild 2.16: Gegenüberstellung der notwendigen Prozesstemperaturen und -zeiten für die Festphasen-kristallisaiton von amorphem Silizium mit der maximalen thermischen Belastungsgrenze von CMOS-Schaltkreisen (vgl. Tabelle 2.1). [23, 112, 113, 118, 120, 122–124]

Fit-Daten:
E_A = 3,96 eV
τ_0 = 4E^{-18}

Während die Keimbildungs- und Keimwachstumsrate mit der Temperatur zunehmen, nimmt die Keimverzögerungszeit mit der Temperatur ab [113]. In der Folge sinkt die zur Phasenumwandlung benötigte Kristallisationszeit. Während die Festphasenkristallisation bei einer Temperatur von T = 600 °C noch mehr als t > 1000 s dauert, beträgt die Kristallisationszeit bei einer Temperatur von T = 800 °C noch t = 1 s und bei einer Temperatur von T = 1100 °C noch t = 0,001 s. Ausgehend von einer Temperatur von T = 600 C° nimmt die Kristallisationszeit bei einen Tempertaturanstieg um T = 500 °C um 6 Größenordnungen ab. Die für die Festphasenkristallisation

notwendigen Temperaturen sind abhängig von deren Haltezeit und liegen für den gesamten betrachteten Zeitbereich oberhalb des maximalen Temperaturbudgets der CMOS-Schaltkreise.

Da Keimbildungs- und Keimwachstumsrate nicht in gleichem Maße mit der Kristallisationstemperatur zunehmen, beeinflusst die Kristallisationstemperatur nicht nur die Kristallisationszeit, sondern auch die Mikrostruktur der kristallisierten Siliziumschicht. Während die Keimwachstumsrate bei einem Temperaturanstieg von $\Delta T = 100$ °C um etwa eine Größenordnung zunimmt, nimmt die Keimbildungsrate um etwa zwei Größenordnungen zu [113]. In der Folge nimmt die resultierende Kristallitgröße bei steigender Kristallisationstemperatur ab [118]. Die in der Literatur verfügbaren Werte für die Abhängigkeit der Kristallitgröße von der Kristallisationstemperatur sind in Bild 2.17 zusammenfassend dargestellt.

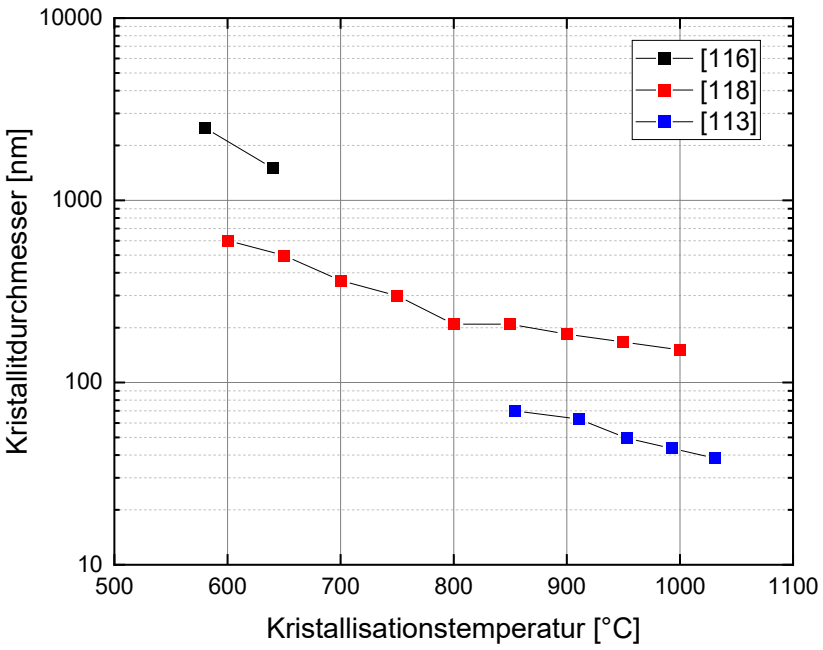


Bild 2.17: Kristallitdurchmesser in Abhängigkeit der Kristallisations-temperatur. [113, 116, 118]

Von *Hong et al.* wird für den Temperaturbereich von T = 600 °C bis T = 1000 °C eine Abnahme der Kristallitgröße von d = 600 nm auf d = 150 nm beobachtet. Allerdings muss hier die thermische Trägheit des für die Probenaufheizung genutzten Rohrofens berücksichtigt werden. Dieser Effekt wird von den Autoren bereits selbst erwähnt und charakterisiert: Für eine Temperatur von T = 650°C wird im Ofen ein Temperaturgleichgewicht erst nach 4 Minuten erreicht und liegt damit schon in der Größenordnung der Kristallisationszeit (vgl. Bild 2.17). [118]
Von *Schmidt* wird für den Temperaturbereich von T = 850 °C bis T = 1030 °C eine Abnahme der Kristallitgröße von d = 70 nm auf d = 39 nm beobachtet. Die Probenaufheizung erfolgte dabei mittels Laserstrahlung innerhalb weniger

Millisekunden. Im Gegensatz zu den Messungen von *Hong et al.* kann damit eine vorzeitige Kristallisation bereits während der Aufheizphase auch für den Temperaturbereich oberhalb von T = 650 °C unterdrückt werden. [113] Insgesamt geht der ermittelte Kristallitdurchmesser für den Temperaturbereich von T = 600 °C bis T = 1000 °C von d = 600 nm auf d = 40 nm zurück.

2.6 Mikrostrukturabhängige thermophysikalische Eigenschaften von Silizium

Die thermodynamischen Eigenschaften von Silizium sind von der Mikrostruktur abhängig. In Tabelle 2.4 sind die Raumtemperaturwerte für Wärmekapazität, Wärmeleitung und Dichte von amorphem und einkristallinem Silizium gegenübergestellt.

Tabelle 2.4: Wärmekapazität, -leitfähigkeit und Dichte für amorphes und einkristallines Silizium bei 293 K [125]

	a-Si	c-Si	a-Si / c-Si
Wärmekapazität c_P [$J \cdot kg^{-1}K^{-1}$]	745	767	1,03
Wärmeleitfähigkeit k [$W \cdot m^{-1}K^{-1}$]	1,79	144	80,45
Dichte ρ [kg/m^3]	2200	2320	1,06

Die Werte von einkristallinem und amorphem Silizium unterscheiden sich für die Wärmekapazität und die Dichte nur geringfügig um den Faktor 1,03 bzw. 1,06. Die Wärmeleitfähigkeit unterscheidet sich dagegen deutlich stärker um den Faktor 80. In Bild 2.18 sind die Literaturwerte für die Wärmleitfähigkeit von Silizium in Abhängigkeit der Kristallitgröße zusammengefasst dargestellt.

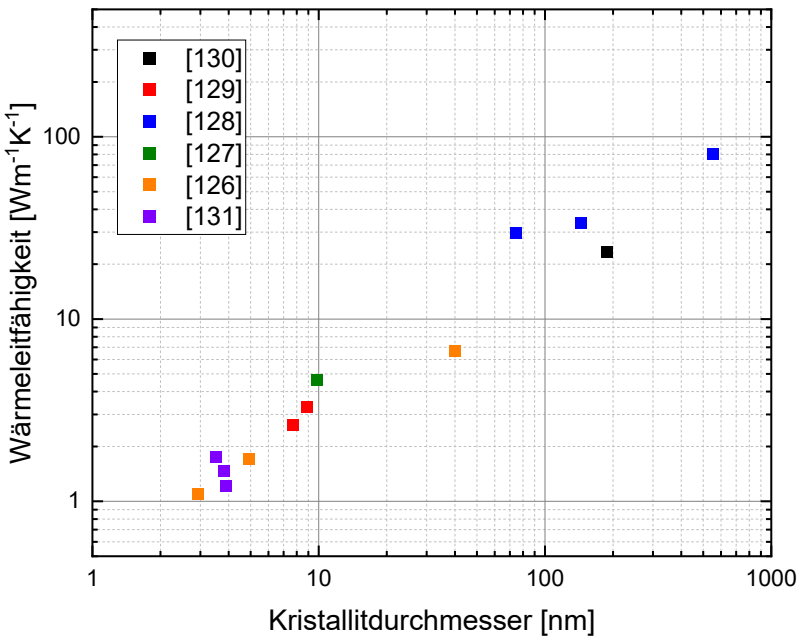


Bild 2.18: Wärmeleitfähigkeit von Silizium bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von der Kristallitgröße. [126–131]

Für Kristallitgrößen unterhalb von d = 5 nm liegen die beobachteten Werte für die Wärmeleitfähigkeit innerhalb des für a-Si beschriebenen Bereichs von k = 1,21–2,2 $Wm^{-1}K^{-1}$ [125, 131–133]. Mit ansteigender Kristallitgröße nimmt die Wärmeleitfähigkeit zu und nähert sich dem Wert für einkristallines Silizium von k = 144 $W{\cdot}m^{-1}K^{-1}$ [125] an.

Neben der Kristallitgröße ist die Wärmeleitfähigkeit von Silizium auch von der Temperatur abhängig [134].

2.7 Temperaturabhängige optische Eigenschaften von amorphem Silizium

Die Kenntnis der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften von a-Si ist aufgrund des unmittelbaren Zusammenhangs zum Energieeintrag bei der Laserbestrahlung für die Entwicklung des Laserkristallisationsverfahrens von fundamentaler Bedeutung. Allerdings wird die Bestimmung der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften von a-Si durch dessen metastabilen Materialzustand erschwert.

In a-Si kann aufgrund des metastabilen Materialzustands ein thermisch induzierter Phasenwechsel – die Festphasenkristallisation – auftreten. Die Festphasenkristallisation erfolgt mit einer temperaturabhängigen Verzögerungszeit und Rate und läuft bei höherer Temperatur beschleunigt ab (vgl. 2.5). Da die optischen Eigenschaften von a-Si nur zugänglich sind bevor die Festphasenkristallisation einsetzt, muss deren Bestimmung innerhalb eines begrenzten Zeitfensters mit temperaturabhängiger Dauer erfolgen. Während die Festphasenkristallisation bei Temperaturen um T = 550 °C erst nach einigen Stunden abgeschlossen ist, ist dies bei T = 800 °C bereits in unter t = 10 s und bei T = 1000 °C in weniger als t = 10 ms der Fall (vgl. Bild 2.16). Daher muss die Messung umso schneller durchgeführt werden, je höher die maximale Messtemperatur gewählt wird. Für kristallines Silizium besteht diese Problematik nicht und es liegen bereits zahlreiche Publikationen mit Daten für dessen temperaturabhängige optische Eigenschaften über weite Spektral- und Temperaturbereiche vor [135–142].
Demgegenüber gibt es für die temperaturabhängigen optischen Eigenschaften von a-Si nur wenige Untersuchungen für diskrete Wellenlängen.

Für kristallines Silizium nehmen, innerhalb des Wellenlängenbereichs von λ = 450 nm bis λ = 1600 nm, ausgehend von Raumtemperatur sowohl der Real- als auch der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex mit der Temperatur zu [135]. Dabei wird für den Realteil ein linearer und für den Imaginärteil ein exponentieller Anstieg beschrieben [135–138, 142]. Der beschriebene Zusammenhang des temperaturabhängigen komplexen Brechungsindex von c-Si ist in (**2.4**) wiedergegeben.

2.4

$$n(T,\lambda) = n_0(\lambda) + C_n(\lambda) * (T - T_0) \qquad k(T,\lambda) = k_0(\lambda) * e^{C_k(\lambda)*(T-T_0)}$$

$n(T,\lambda)$: Realteil des Brechungsindex, $n_0(\lambda)$: Realteil des Brechungsindex bei Raumtemperatur, $k(T,\lambda)$: Imaginärteil des Brechungsindex, $k_0(\lambda)$: Imaginärteil des Brechungsindex bei Raumtemperatur, $C_n(\lambda)$: thermo-optischer Koeffizient für den Realteil des Brechungsindex, $C_k(\lambda)$: thermo-optischer Koeffizient für den Imaginärteil des Brechungsindex, T: Temperatur, T_0: Raumtemperatur

Analog dazu hat sich für das temperaturabhängige Verhalten des komplexen Brechungsindex von a-Si folgender Ausdruck etabliert (**2.5**) [143, 144].

2.5

$$n(T,\lambda) = n_0(\lambda) + \frac{C_n(\lambda) * (T - T_0)}{2n_0(\lambda)} \qquad k(T,\lambda) = k_0(\lambda) * e^{C_k(\lambda)*(T-T_0)}$$

$n(T,\lambda)$: Realteil des Brechungsindex, $n_0(\lambda)$: Realteil des Brechungsindex bei Raumtemperatur, $k(T,\lambda)$: Imaginärteil des Brechungsindex, $k_0(\lambda)$: Imaginärteil des Brechungsindex bei Raumtemperatur, $C_n(\lambda)$: thermo-optischer Koeffizient für den Realteil des Brechungsindex, $C_k(\lambda)$: thermo-optischer Koeffizient für den Imaginärteil des Brechungsindex, T: Temperatur, T_0: Raumtemperatur

Die Bestimmung der materialspezifischen wellenlängenabhängigen thermo-optischen Koeffizienten C_n und C_k für a-Si erfolgt durch Messung und Auswertung des temperaturabhängigen Transmissions- oder Reflexionsgrads für diskrete Laserwellenlängen [143–146]. Dazu wird ein Laserstrahl auf die zu charakterisierende Probe gerichtet und das Transmissions- bzw. Reflexionssignal mithilfe einer Foto-Diode [144–146] oder eines thermischen Leistungsmesssystems [143] erfasst. Gleichzeitig wird die Probe mittels eines temperaturgeregelten Heizelements [143, 145, 146] oder durch einen zusätzlichen Laserstrahl [144] aufgeheizt. Die Auswertung der temperaturabhängigen Messsignale erfolgt durch ein Iterationsprogramm, basierend auf der Anpassung eines optischen Modells des Mehrschichtsystems [143–146].

In Bild 2.19 sind die Ergebnisse verschiedener Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten von a-Si für den Wellenlängenbereich von λ = 752 nm bis λ = 820 nm gegenübergestellt.

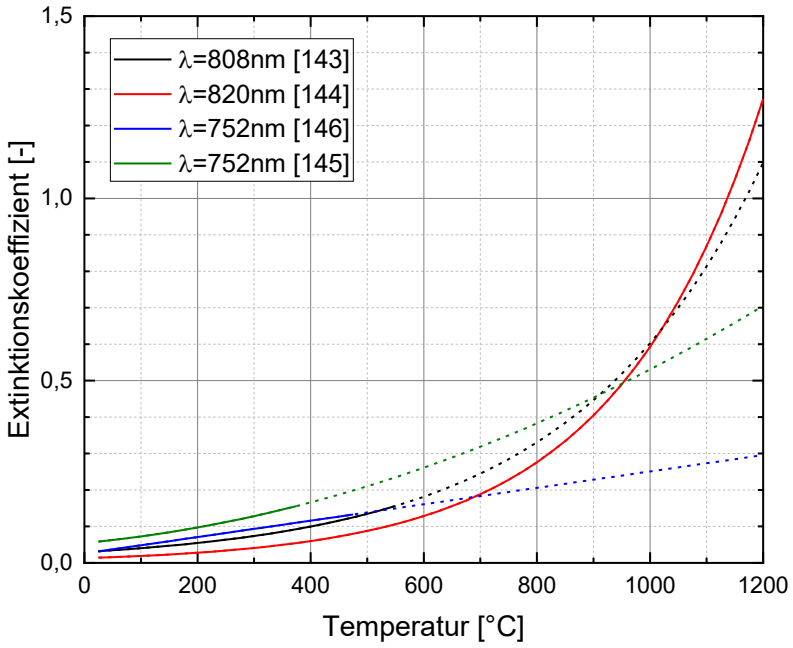


Bild 2.19: Temperaturabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten von amorphem Silizium für Wellenlängen zwischen λ = 752 nm und λ = 820 nm für Temperaturen bis T = 1200 °C. Messdaten sind als durchgezogene, aus den angegebenen Anpassungsfunktionen extrapolierte Werte als gestrichelte Linie dargestellt. [143–146]

Während übereinstimmend ein linearer Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex und der Temperatur beschrieben wird, weichen die Aussagen zur Temperaturabhängigkeit des Extinktionskoeffizenten voneinander ab [143–146].
Bei einer Wellenlänge von λ = 752 nm und einem Temperaturmessbereich bis T = 360 °C bzw. bis T = 475 °C berichten *Do et al.* von einem quadratischen, *Yavas et al*. dagegen von einem linearen Anstieg des Extinktionskoeffizenten mit der Temperatur [145, 146]. Demgegenüber berichten *Bergmann et al.* und *Hoyland et al.* für die Wellenlängen λ = 808 nm und λ = 820 nm bei Messbereichen bis T = 540 °C, bzw. bis T = 1200 °C übereinstimmend von einer exponentiellen Zunahme des Extinktionskoeffizienten mit der Temperatur [143, 144]. Der Temperaturmessbereich sowie die Wahl der Anpassungsfunktion haben demnach einen großen Einfluss auf die Bestimmung des Extinktionskoeffizienten für Temperaturen oberhalb von T = 600 °C.

Die Literaturangaben der materialspezifischen wellenlängenabhängigen Konstanten C_n und C_k für a-Si sind in Tabelle 2.5 unter Angabe der Messwellenlänge, der maximalen Messtemperatur sowie des eingesetzten Heizsystems zusammengefasst.

Tabelle 2.5: Temperatur-abhängige optische Eigenschaften von amorphem Silizium

Quelle	Wellenlänge [nm]	T_{MAX} [°C]	C_n [K^{-1}]	C_k [K^{-1}]	Probenheizung
[146]	632,8	475	-1,2 E-3	-	Heizelement
	752	475	2,1 E-3	-	
[145]	752	360	1,0 E-3	-	Heizelement
	1150	360	1,0 E-3	-	
[143]	808	540	2,85 E-3	3,82E-3	Heizelement
[144]	820	1200	4,0±0,2 E-3	3,0±0,3E-3	Laser
[147]	1550	33	1,3E-3	-	Heizelement
[148]	1550	187	1,7E-3	-	Heizelement

Insbesondere für den Wellenlängenbereich zwischen λ = 1000 nm und λ = 2000 nm liegen in der Literatur keine Daten für die Temperaturabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten von a-Si für Temperaturen oberhalb von T = 360 °C vor.

Neben der Temperatur ist der komplexe Brechungsindex zudem von anderen Faktoren wie Dotierstoffkonzentration [149] oder den Prozessparametern bei der Schichtabscheidung [145, 150] abhängig.

2.8 Defizite im Stand der Technik und Vorgehensweise

Die chronologische Reihenfolge bei der Vorstellung der Verfahren zur Laserkristallisation von a-Si-Schichten spiegelt sich in deren technischen Reifegrad wider. Während das Laserkristallisations-Verfahren für TFT-Anwendungen industriell eingesetzt wird und ein sehr definiertes Prozessfenster aufweist, befindet sich das Verfahren für Fotovoltaik-Anwendungen noch auf einer niedrigeren Entwicklungsstufe ohne etabliertes Prozessfenster.

Die vorgestellten Verfahren zur Laserkristallisation von a-Si-Schichten weisen drei wesentliche Gemeinsamkeiten auf:

- Die Kristallisation des Schichtmaterials erfolgt als Flüssigphasenkristallisation durch Abkühlen aus der Schmelzphase. Ausnahme ist hier die FS-Schicht der IGBT, deren Aktivierung in Festphasenkristallisation ausgeführt wird, um eine Durchmischung der Dotierstoffe der aneinandergrenzenden Kollektor- und FS-Schicht zu verhindern.

- Es kommen linienförmige Intensitätsprofile zur Maximierung der erzielbaren Flächenraten zum Einsatz.

- Der Kristallisationsprozess wird an Umgebungsatmosphäre durchgeführt.

Die wesentlichen Unterschiede der Verfahren liegen in der Dicke der bearbeiteten a-Si-Schicht, der Wechselwirkungszeit, dem Substrat und den Vorheizbedingungen:

- Für Dünnschicht-Transistoren beträgt die a-Si-Schichtdicke bis zu d = 50 nm auf Glassubstrat und wird mit Fluenzen von F = 350 mJ/cm² bis 600 mJ/cm² bei Pulsdauern bis zu t = 30 ns ohne Vorheizung kristallisiert.

- Für IGBT beträgt die a-Si-Schichtdicke bis zu d = 2 µm auf einem Wafer und wird mit Fluenz von F = 3 J/cm² bis F = 10 J/cm² bei Pulsdauer von t = 150 ns bis t = 1200 ns ohne Verheizung kristallisiert.

- Bei Dünnschichtsolarzellen beträgt die a-Si-Schichtdicke bis zu d = 10µm auf Glas und wird bei Intensitäten ~ I = 10 kW/cm² und Wechselwirkungszeiten t = 10 ms bis t = 250 ms ab T = 600°C Vorheizung rissfrei kristallisiert.

Zusammenfassend werden die Anforderungen zur CMOS-kompatiblen Herstellung einer 10µm dicken kristallinen Siliziumschicht für die monolithischen MEMS-Last Integration von keinem der betrachteten Verfahren erfüllt.

Als alternativer Ansatz zur Flüssigphasenkristallisation kann a-Si auch ohne Aufschmelzen mittels Festphasenkristallisation in c-Si umgewandelt werden. Dies geschieht mit einer temperaturabhängigen Verzögerungszeit und Umwandlungsrate. Allerdings liegen die für die Festphasenkristallisation notwendigen Temperaturen oberhalb der thermischen Belastungsschwelle der CMOS-Transistoren, was konventionelle Verfahrensansätze wie RTA oder Ofen-Prozesse für die CMOS-kompatible Kristallisation ebenfalls ausschließt.

Defizite und Herausforderungen für die Erreichung der Zielstellung

Für die Entwicklung des laserbasierten Festphasenkristallisations-Verfahrens für die CMOS-kompatible Bereitstellung einer 10 µm dicken kristallinen Siliziumschicht (vgl. Bild 1.3) bestehen zudem zwei wesentliche Defizite:

1. Bisher existieren Grundlagenuntersuchungen zur laserbasierten Festphasenkristallisation von a-Si-Schichten. Diese dienen der Analyse der Kristallisationskinetik für Kristallisationstemperaturen und -zeiten, die mit konventionellen Verfahren nicht umsetzbar sind. Untersuchungen zur technischen Nutzung der laserinduzierten Festphasenkristallisation von a-Si für die monolithische Integration von MEMS-Sensoren und CMOS-Schaltkreisen sind nicht bekannt.

2. Die temperaturabhängigen optischen Eigenschaften von a-Si sind insbesondere für den Wellenlängenbereich von λ = 1000 nm bis λ = 2000 nm nur für wenige diskrete Wellenlängen für Temperaturen bis zu T = 360 °C bekannt. Die Kenntnis der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften ist jedoch für das fundamentale Prozessverständnis und die Auswahl einer geeigneten Laserstrahlquelle essenziell. Daher stellt dies ein wesentliches Defizit für die Entwicklung eines laserbasierten Verfahrens für die CMOS-kompatible Kristallisation bis zu 10 µm dicker a-Si -Schichten dar.

Darüber hinaus gibt es weitere Herausforderungen:

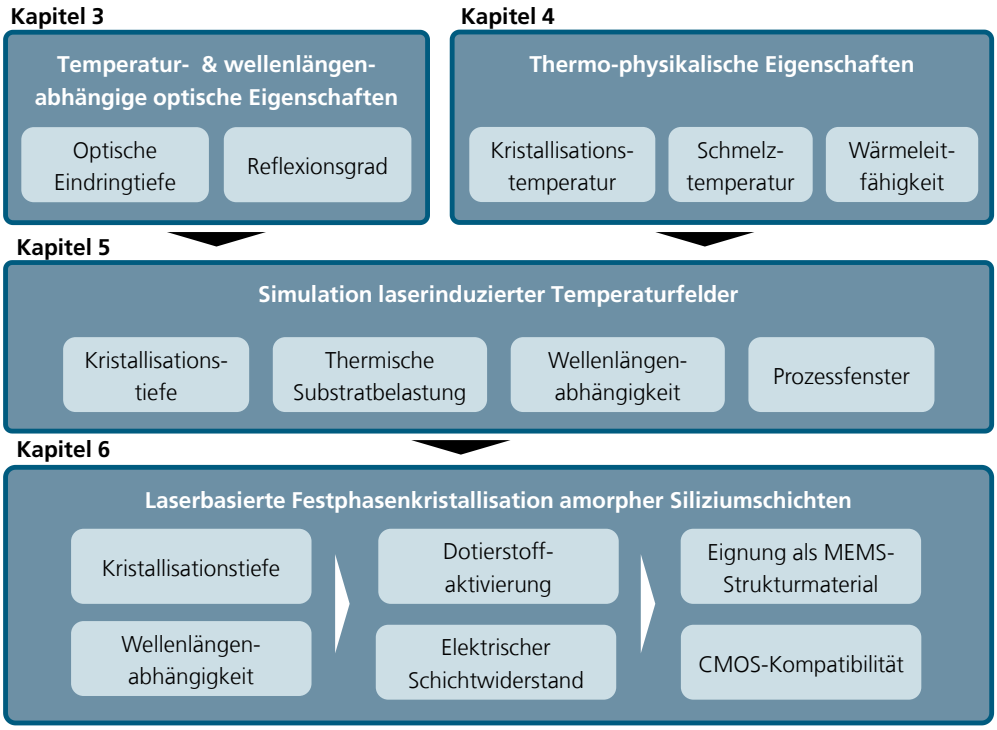
1. Eine geeignete Methode für die InSitu-Temperaturmessung im Bereich der besonders sensitiven Metallisierungsebenen der Transistoren, während der Laserkistallisation einer darüberliegenden a-Si-Schicht ist nicht bekannt. Eine mögliche thermische Überlastung der Transistoren kann daher experimentell nur durch einen Vergleich der Transistorkennlinien vor und nach der Laserbearbeitung bestimmt werden.

2. Für eine modellbasierte Analyse des untersuchten Verfahrens sind neben den temperaturabhängigen optischen Eigenschaften auch die thermo-physikalischen Eigenschaften der untersuchten a-Si-Schicht relevant. Allerdings sind die thermo-physikalischen Materialeigenschaften der a-Si-Schicht von den Herstellungsbedingungen abhängig. Zusätzlich beeinflusst die Kristallisationstemperatur bei der Festphasenkristallisation der a-Si-Schicht die entstehende Kristallitgröße, was sich wiederum auf die kristallitgrößenabhängigen thermo-physikalischen Eigenschaften auswirkt. Besonders ausgeprägt ist der Effekt auf die Wärmeleitfähigkeit, die ausgehend vom amorphen Zustand mit zunehmender Kristallitgröße um den Faktor 80 ansteigt.

Vorgehensweise zur Zielerreichung

Die genannten Defizite und Herausforderungen werden in der vorliegenden Arbeit behandelt, um die übergeordnete Zielstellung (vgl. Abschnitt 1) zu erfüllen. Die systematische Adressierung der genannten Defizite und Herausforderungen spiegelt sich in der Gliederung der vorliegenden Arbeit wider (Bild 2.20).

Bild 2.20: Inhaltlicher Struktur der Arbeit



Zunächst werden in **Kapitel 3** die temperatur- und wellenlängenabhängigen optischen Eigenschaften sowie in **Kapitel 4** die thermophysikalischen Eigenschaften des Schichtmaterials bestimmt. Dies ist die Voraussetzung für die simulationsbasierte Analyse der thermischen Belastung der ASIC-Schaltkreise während der Laserkristallisation. Mithilfe des Simulationsmodells werden in **Kapitel 5** die wesentlichen Einflüsse der untersuchten Verfahrensparameter auf die erreichbare Kristallisationstiefe und die thermische Substratbelastung ermittelt. Der Fokus liegt dabei auf der Betrachtung mehrerer Laserwellenlängen mit unterschiedlicher optischer Eindringtiefe, um wellenlängenabhängige Effekte auf die erreichbare Kristallisationstiefe zu untersuchen. Die anhand der Simulationsergebnisse abgeleiteten Thesen werden anschließend in **Kapitel 6** zunächst experimentell validiert. Darauf aufbauend erfolgt die Verfahrensentwicklung durch eine systematische Anpassung der Verfahrensparameter hinsichtlich der zu erreichenden Zielgrößen der Kristallisationstiefe und des elektrischen Schichtwiderstands. Abschließend wird die Eignung des entwickelten Verfahrens zur Herstellung kristalliner Siliziumschichten für die monolithische CMOS-MEMS Integration demonstriert.

3 Bestimmung der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften von amorphem Silizium

Für die Laserkristallisation von amorphem Silizium stellt die Kenntnis der temperatur- und wellenlängenabhängigen optischen Eigenschaften eine zentrale Voraussetzung für die Auswahl einer geeigneten Laserstrahlquelle dar [151]. Die temperatur- und wellenlängenabhängigen optischen Eigenschaften werden allgemein durch die thermo-optischen Koeffizienten C_n und $C_k(\lambda)$ beschrieben (**2.4**). Allerdings liegen für amorphes Silizium, insbesondere für den Wellenlängenbereich von λ = 1000 nm bis λ = 2000 nm, nur Daten für einzelne Wellenlängen und einen begrenzten Temperaturbereich bis maximal T = 360 °C vor (vgl. Tabelle 2.5).

Die übergeordnete Zielsetzung dieses Abschnitts ist daher die Bestimmung der thermo-optischen Koeffizienten von amorphem Silizium für den Wellenlängenbereich von λ = 1000 nm bis λ = 2000 nm. Das dazu gewählte Vorgehen ist in Bild 3.1 schematisch dargestellt.[1]

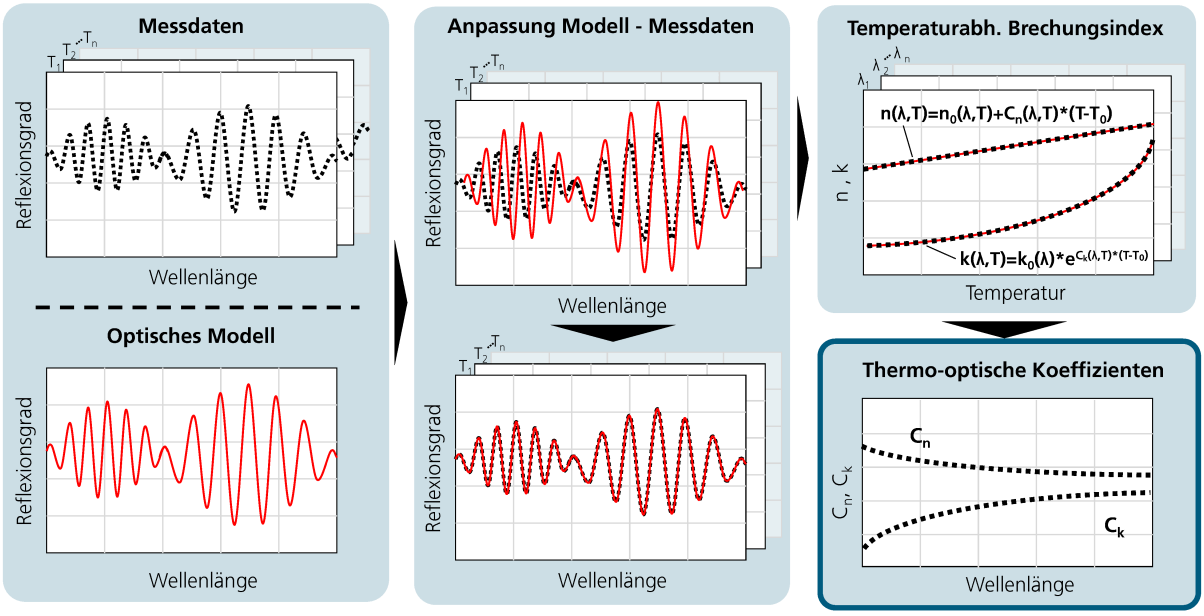


Bild 3.1: Vorgehen zur Bestimmung der thermo-optischen Koeffizienten von amorphem Silizium

[1] Teilaspekte dieses Kapitels wurden vom Verfasser bereits veröffentlicht [152].

Auf Basis der optischen Grundlagen zu Interferenzeffekten in Dünnschichtsystemen wird zunächst ein Verfahren entwickelt, das die Messung von Reflexionsspektren mit einer Aufnahmerate von f = 100 Hz für Temperaturen bis zu T = 800 °C erlaubt. Anschließend wird ein parametrisiertes optisches Modell des untersuchten Schichtsystems erstellt. Durch Variation der freien Parameter wird das Modell an jeden Temperaturschritt der aufgezeichneten Messdaten angepasst. Aus dem für die einzelnen Temperaturschritten angepassten Modell wird der komplexe Brechungsindex ermittelt und dessen temperaturabhängiges Verhalten schließlich durch die thermo-optischen Koeffizienten beschrieben. Die einzelnen Schritte werden in den folgenden Abschnitten erläutert

3.1 Interferenz im Mehrschichtsystem

Die optischen Eigenschaften eines Mediums werden über den komplexen Brechungsindex N (**3.1**) beschrieben und sind sowohl wellenlängen- (Dispersion) als auch temperaturabhängig [153].

3.1
$$N(\lambda,T) = n(\lambda,T) + i \cdot K(\lambda,T)$$

$N(\lambda,T)$: komplexer Brechungsindex; $n(\lambda,T)$: Realteil des Brechungsindex; $K(\lambda,T)$: Extinktionskoeffizient; λ: Wellenlänge; T: Temperatur

Der komplexe Brechungsindex N dient zur Beschreibung der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem Medium. Dabei wird die Phasenverschiebung der elektromagnetischen Welle durch den Realteil des Brechungsindex n und die Dämpfung deren Amplitude E_0 durch den Imaginärteil des Brechungsindex K beschrieben (**3.2**).

3.2
$$E(z) = E_0 e^{i(k\cdot z)} = E_0 e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}\cdot N\cdot z\right)} = E_0 e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}\cdot (n+i\cdot K)\cdot z\right)} = E_0 e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}\cdot n\cdot z\right)-\left(\frac{2\pi}{\lambda}\cdot K\cdot z\right)}$$

$E(z)$: elektrische Feldstärke, E_0: Amplitude der elektromagnetischen Welle, k: Wellenvektor, N: komplexer Brechungsindex, n: Realteil Brechungsindex, K: Imaginärteil Brechungsindex

Darüber hinaus bestimmt der komplexe Brechungsindex auch das Verhalten elektromagnetischer Wellen bei deren Auftreffen auf Grenzflächen zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen komplexen Brechungsindizes $N_1 \neq N_2$. Dabei wird der Zusammenhang zwischen Einfalls- und Brechungswinkel θ_1 und θ_2 über das Snelliussche Brechungsgesetz (**3.3**) bestimmt.

3.3
$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{sin\theta_1}{sin\theta_2}$$

N_1: komplexer Brechungsindex Medium 1; N_2: komplexer Brechungsindex Medium 2; θ_1: Einfallswinkel Medium 1; θ_2: Brechungswinkel Medium 2.

Das Verhältnis der Amplituden der reflektierten zur einfallenden elektromagnetischen Welle wird als Reflexionskoeffizient r bezeichnet und durch die Fresnelschen Formeln (**3.4**) beschrieben.

3.4

$$r_{s,12} = \left(\frac{E^{(r)}}{E^{(i)}}\right)_s = \frac{N_1 \cdot cos\theta_1 - N_2 \cdot cos\theta_2}{N_1 \cdot cos\theta_1 + N_2 \cdot cos\theta_2},$$

$$r_{p,12} = \left(\frac{E^{(r)}}{E^{(i)}}\right)_p = \frac{N_2 \cdot cos\theta_1 - N_1 \cdot cos\theta_2}{N_2 \cdot cos\theta_1 + N_1 \cdot cos\theta_2}$$

$r_{s,12}$: Reflexionskoeffizient Grenzfläche 12 (senkrecht polarisiert); $r_{p,12}$: Reflexionskoeffizient Grenzfläche 12 (parallel polarisiert); N_1: komplexer Brechungsindex Medium 1; N_2: komplexer Brechungsindex Medium 2; θ_1: Einfallswinkel Medium 1; θ_2: Brechungswinkel Medium 2

Für Einfallswinkel $\theta_1 \neq 0°$ zur Oberflächennormalen der Grenzfläche wird bei der Bestimmung des Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten zudem zwischen den — in Bezug zur Einfallsebene — unterschiedlich polarisierten Strahlanteilen unterschieden.

Dünnschichtinterferenz für Ein- und Mehrschichtsysteme

In Bild 3.2 ist die Mehrfachreflexion einer elektromagnetischen Welle an einer dünnen Schicht schematisch dargestellt.

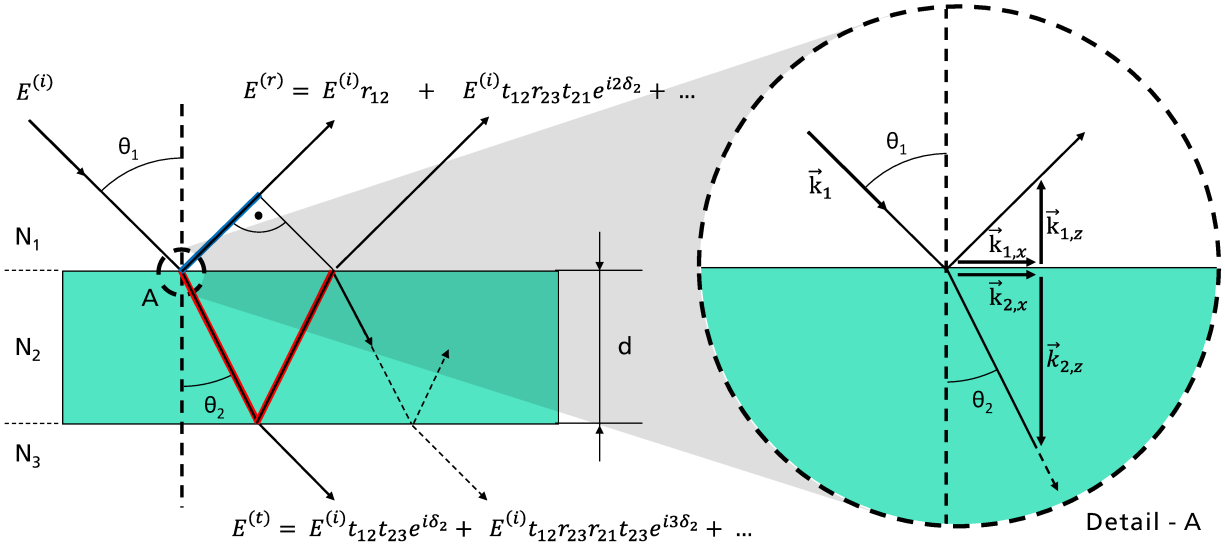


Bild 3.2: Schematische Darstellung der Mehrfachreflexion eines Lichtstrahls in einem Dünnschichtsystem (links) sowie der Lichtbrechung (rechts). Die Differenz der optischen Weglänge zwischen den reflektierten Teilstrahlen (links exemplarisch rot bzw. blau hervorgehoben) führt zu einer Phasenverschiebung.

Die einfallende elektromagnetische Welle mit der Amplitude $E^{(i)}$ wird an der ersten Grenzfläche zwischen den Medien mit den komplexen Brechungsindizes $N_1 \neq N_2$ in zwei Anteile aufgeteilt. Ein Anteil mit der Amplitude $E^{(i)}*r_{12}$ wird an der Grenzfläche reflektiert, der Anteil mit der Amplitude $E^{(i)}*t_{12}$ durch die Grenzfläche transmittiert. Diese Aufspaltung in zwei Strahlanteile erfährt der transmittierte Strahlanteil nun bei jedem weiteren Wechselwirkung mit einer der beiden Grenzflächen. Der Reflexionskoeffizient der Schicht r_{123} ergibt sich nun durch das Aufsummieren aller Strahlanteile, deren Ausbreitungsrichtung gleich der des zuerst reflektierten Strahlanteils ist (**3.5**).

3.5

$$r_{123} = \frac{E^{(r)}}{E^{(i)}} = r_{12} + t_{12} r_{23} t_{21} e^{i2\delta_2} + t_{12} r_{23} r_{21} r_{23} t_{21} e^{i4\delta_2} + \cdots.$$

r_{123}: Reflexionskoeffizient der Schicht mit den Grenzflächen 12 & 23; $E^{(r)}$: Amplitude des reflektierten Anteils der elektromagnetischen Welle; $E^{(i)}$: Amplitude der elektromagnetischen Welle; r_{12}: Reflexionskoeffizient Grenzfläche 12; r_{23}: Reflexionskoeffizient Grenzfläche 23; t_{12} Transmissionskoeffizient Grenzfläche 12; t_{21}: Transmissionskoeffizient Grenzfläche 21

Durch Anwendung der geometrischen Reihe und der Stokes Beziehungen ergibt sich daraus der in Gl. **3.6** dargestellte Ausdruck für den Reflexionskoeffizienten der Schicht [154].

3.6

$$r_{123} = \frac{E_R}{E_0} = \frac{r_{12} + r_{23} e^{i2\delta_2}}{1 + r_{12} r_{23} e^{i2\delta_2}}$$

r_{123}: Reflexionskoeffizient der Schicht mit den Grenzflächen 12 & 23; r_{12} Reflexionskoeffizient Grenzfläche 12; r_{23}: Reflexionskoeffizient Grenzfläche 23; δ_2: Phasenverschiebung und Dämpfung

Dabei entspricht der Exponent δ_2 der Phasenverschiebung und der Dämpfung der elektromagnetischen Welle beim einfachen Durchlauf durch die Schicht [154]. Für Phasenverschiebung und Dämpfung der elektromagnetischen Welle pro Hin- und Rücklauf durch die Schicht ergibt sich der in Gl. **3.7** dargestellte Ausdruck.

3.7

$$2 \cdot \delta_2 = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot d \cdot N_2 \cdot \cos \Theta_2 = 2 \cdot k_{2,z}$$

δ_2: Phasenverschiebung und Dämpfung, d: Schichtdicke, N_2: komplexer Brechungsindex Medium, θ_2: Brechungswinkel Medium 2, $k_{2,z}$: Normalkomponente des Wellenvektors im Medium 2

Damit sind sowohl die Phasenverschiebung als auch die Dämpfung der Amplitude der elektromagnetischen Welle nur von der Normal-Komponente des Wellenvektors (vgl. Bild 3.2, rechts) bezogen auf die Grenzfläche abhängig (**3.8**).

3.8

$$e^{i2\delta_2} = e^{i\left(\frac{4\pi}{\lambda}\cdot d_2\cdot n_2\cdot\cos\Theta_2\right)-\left(\frac{4\pi}{\lambda}\cdot d_2\cdot K_2\cdot\cos\Theta_2\right)}$$

δ_2: Phasenverschiebung und Dämpfung; d_2: Schichtdicke; θ_2: Brechungswinkel Medium 2; n_2: Realteil Brechungsindex Medium 2; K_2: Imaginärteil Brechungsindex Medium 2

Für Dünnschichtsysteme mit zwei aufeinanderfolgenden Schichten und drei Grenzflächen wird der Reflexionskoeffizient r_{234} analog zu r_{123} im Einschichtsystem aus der Summe der aus Medium 3 in das Medium 2 zurückgeworfenen Strahlanteile bestimmt. Der Reflexionskoeffizient für das Zweischichtsystem r_{1234} (**3.9**) ergibt sich aus einer Kombination der Reflexionskoeffizienten r_{123} (**3.6**) und r_{234}.

3.9

$$r_{1234} = \frac{r_{12} + r_{234}e^{i2\delta_2}}{1 + r_{12}r_{234}e^{i2\delta_2}}$$

R_{1234}: Reflexionskoeffizient des Zweischichtsystems; r_{12} Reflexionskoeffizient Grenzfläche 12; r_{234}: Reflexionskoeffizient Grenzfläche 234; δ_2: Phasenverschiebung und Dämpfung in Medium 2

Aus den vorgestellten Zusammenhängen wird deutlich, dass Änderungen des Brechungsindex n_2 bzw. des Extinktionskoeffizienten k_2 unabhängige Auswirkungen auf den Reflexionskoeffizienten r_{1234} haben:

1. Bei ansteigendem Brechungsindex n_2 kommt es zu einer Phasenverschiebung zwischen den reflektierten Teilstrahlen. Dies führt im Wechsel zu konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz der reflektierten Teilstrahlen, sodass der Reflexionskoeffizient r_{1234} um den Wert des Reflexionskoeffizienten der ersten Grenzfläche r_{12} oszilliert. Die Amplitude dieses Interferenzeffekts entspricht dabei dem Reflexionskoeffizienten der zweiten Grenzfläche r_{23} bzw. r_{234}.

2. Ein Anstieg der Schichtdicke d infolge thermischer Ausdehnung hat einen vergleichbaren Effekt wie der Anstieg des Brechungsindex n_2.

3. Bei ansteigendem Extinktionskoeffizienten k_2 wird die Amplitude der Oszillation zunehmend gedämpft und der Reflexionskoeffizient des Gesamtschichtsystems r_{1234} konvergiert gegen den Reflexionskoeffizient der ersten Grenzfläche r_{12}.

Der Reflexionsgrad wird aus dem Betragsquadrat der Reflexionskoeffizienten für die s- und p-polarisierten Strahlanteile gebildet. Für unpolarisierte Strahlung gehen die s- bzw. die p-polarisierte Strahlanteil jeweils zur Hälfte in den Reflexionsgrad ein (**3.10**).

3.10

$$R = \frac{|r_p|^2 + |r_s|^2}{2}$$

R: Reflexionsgrad; r_p: Reflexionskoeffizient (parallele Polarisation); r_s: Reflexionskoeffizient (senkrechte Polarisation)

Auf Basis dieser Zusammenhänge kann über die Position der Interferenzmaxima und -minima bzw. über die Dämpfung der Interferenzamplitude sowohl die temperaturabhängige Änderung des Brechungsindex n_2 als auch des Extinktionskoeffizienten k_2 bestimmt werden.

3.2 Probenmaterial und Messaufbau

Die Bestimmung der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften von a-Si wird an einem Schichtsystem mit der Schichtabfolge 5 µm a-Si auf 2,5 µm SiO_2 durchgeführt. Das Schichtsystem befindet sich auf einem einkristallinen Siliziumwafer mit einer Dicke von d = 750 µm. Die Abscheidung der a-Si-Schicht auf dem thermisch oxidierten Wafer erfolgt mittels PECVD bei einer Temperatur von T = 400 °C.

Für die Messung der Reflexionsspektren wird die Probe mit Weißlicht beleuchtet und der reflektierte Anteil mit einem Spektrometer erfasst. Gleichzeitig wird die Probe mittels Laserstrahlung erhitzt und die Temperatur pyrometrisch aufgezeichnet. In Bild 3.3 sind der Versuchsaufbau zur Bestimmung der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften sowie eine Schnittansicht des Probenmaterials schematisch dargestellt.

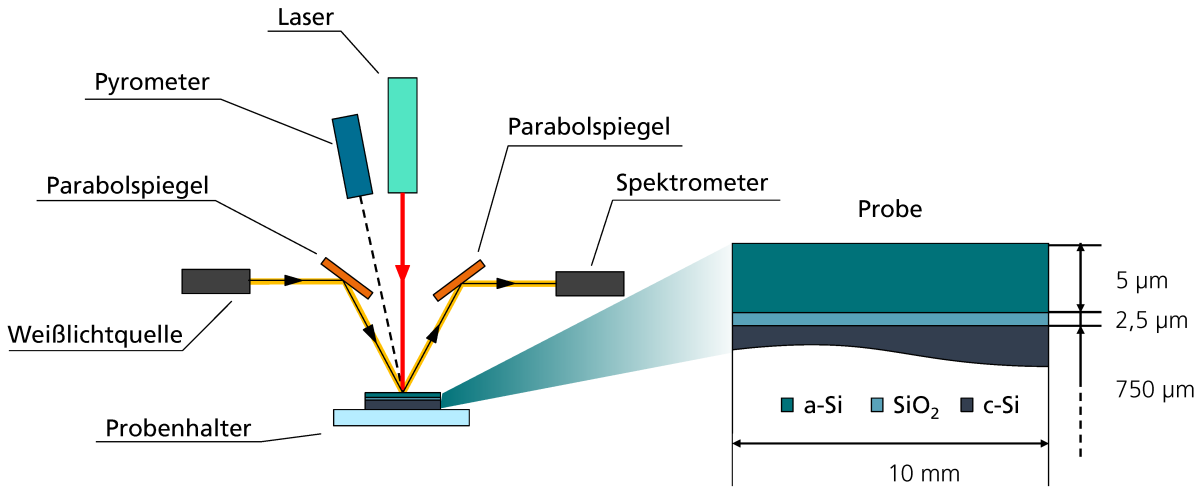


Bild 3.3: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften von amorphem Silizium und einer Schnittansicht des Probenmaterials

Der Messstrahl wird mittels einer Weißlichtquelle vom Typ HL-200-FHSA, Ocean Optics, Florida, USA, bereitgestellt, durch einen ersten Parabolspiegel kollimiert

und anschließend mittels eines weiteren Parabolspiegels auf die Probe fokussiert, sodass ein Messbereich mit einem Durchmesser von d = 2 mm in der Probenebene beleuchtet wird. Das Probenmaterial befindet sich während der Messung auf einem Probenhalter aus Quarzglas, welches zum einen eine geringe Wärmeleitfähigkeit und zum anderen einen hohen Transmissionsgrad für den Messstrahl sowie die Laserstrahlung aufweist. Der Messstrahl wird während der Messung teilweise an der Probenoberfläche reflektiert und mittels eines symmetrischen optischen Aufbaus in ein Spektrometer vom Typ NIRQuest-512 2.2, Ocean Optics, Florida, USA, eingekoppelt. Dieses Spektrometer deckt einen spektralen Bereich von λ = 900 nm bis λ = 2200 nm mit einer Auflösung von $\Delta\lambda$ = 2,3 nm, einer minimalen Integrationszeit von t = 1 ms und einer maximalen Aufnahmefrequenz von f = 100 Hz ab. Während der Messung wird das Probenstück mittels eines Laserstrahls aufgeheizt. Das dazu genutzte Lasersystem vom Typ DILAS Compact Evolution, DILAS Diodenlaser GmbH, emittiert Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von λ = 980 nm und einer maximalen Ausgangsleistung von P = 450 W. Der Querschnitt des Laserstrahl beträgt in der Probenebene 4x4 mm². Die Temperatur der Probe wird mittels zweier Pyrometer aufgezeichnet. Für Temperaturen unterhalb von T = 200°C kommt ein Pyrometer vom Typ KT19.82 II der Firma Heitronics Infrarotmesstechnik GmbH zum Einsatz. Temperaturen oberhalb von T = 200°C werden durch ein Pyrometer vom Typ EP60P des Herstellers Dr. Mergenthaler GmbH & Co. KG erfasst.

In Bild 3.4 sind exemplarisch die erfassten Reflexionsspektren zu Messbeginn bzw. -ende für eine Messung bei einer Aufheizrate von 2334 °K/s und einer Messdauer von t = 0,35 s dargestellt.

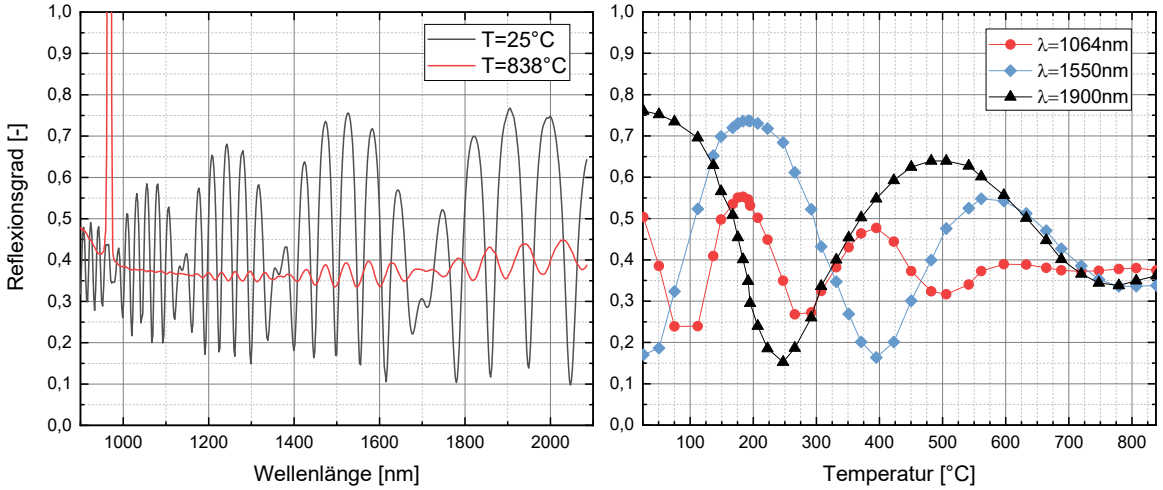


Bild 3.4: Darstellung des wellenlängenabhängigen Reflexionssignals bei T = 25°C und T = 838°C (links) und des temperaturabhängigen Reflexionssignals für die Wellenlängen λ = 1064 nm, λ = 1550 nm und λ = 1900 nm (rechts). Die Versuchsdauer beträgt t = 0,35 s bei einer Aufheizrate von 2334 K/s.

Die schwarze Messkurve in Bild 3.4, links, stellt den detektierten Reflexionsgrad im Ausgangszustand bei einer Temperatur von T = 25°C für den betrachteten Wellenlängenbereich dar. Charakteristisch für das Signal ist das Interferenzmuster mit sanft gekrümmten Maxima und spitz zulaufenden Minima, dessen Amplitude eine Hüllkurve mit mehreren Knotenpunkten aufweist. Dies ist auf die Überlagerung von zwei Interferenzmustern zurückzuführen, die Ihren Ursprung jeweils in der a-Si-Schicht bzw. SiO_2-Schicht haben. Die Wechselwirkung des Messstrahls mit verschiedenen Schichten des Schichtsystems und die Ausbildung des beobachteten Interferenzmusters sind schematisch in Bild 3.5 dargestellt.

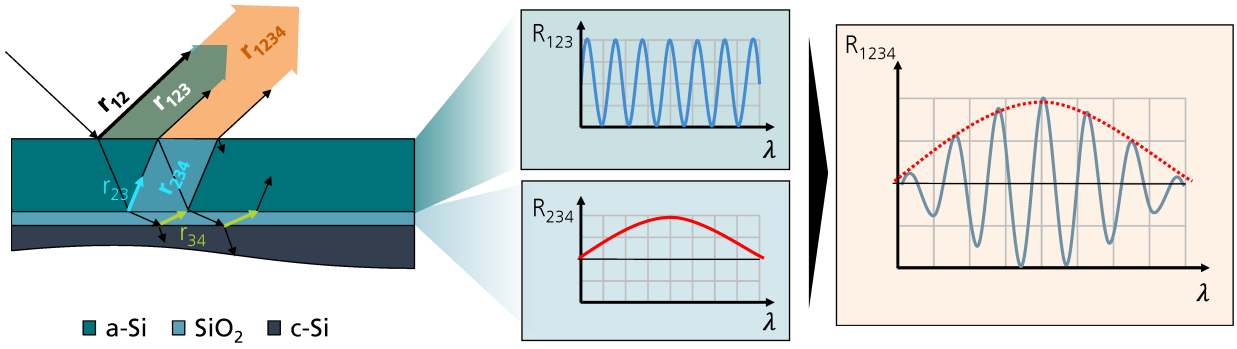


Bild 3.5: Schematische Darstellung der interferierenden Teilstrahlen und deren Superposition zu dem beobachteten Interferenzmuster

Bei senkrechtem Strahleinfall ist die vom Messtrahl zurückgelegte optische Weglänge in der a-Si-Schicht um den Faktor 5 größer im Vergleich zur SiO_2 Schicht. Dies entspricht nach **3.7** dem Verhältnis der Periodenanzahl der Interferenzmuster in einem definierten Wellenlängenintervall. Demnach kann die einhüllende Kurve der Interferenz innerhalb der SiO_2-Schicht zugeordnet werden. Zwischen zwei Knotenpunkten der einhüllenden Kurve liegen fünf Perioden des in der a-Si-Schicht erzeugten Interferenzmusters.

Bei Erwärmung der Probe tritt im Spektrum ein Maximum bei einer Wellenlänge von λ = 980 nm auf, was auf die Streustrahlung des zum Heizen verwendeten Lasers zurückzuführen ist. Diese ist ausreichend intensiv um den Detektor bei der Wellenlänge von λ = 980 nm zu sättigen, sodass das Reflexionsspektrum bei dieser Wellenlänge unzugänglich ist. Mit zunehmender Temperatur wird die Amplitude des Interferenzmusters abgeschwächt, sodass sich die Einhüllende verengt. Gleichzeitig mit der Abschwächung durchläuft das Reflexionssignal bei diskreten Wellenlängen abwechselnd Minima und Maxima mit abnehmender Amplitude, wie rechts in Bild 3.4, exemplarisch für drei typische Laserwellenlängen dargestellt. Im Spektrum (Bild 3.4, links) zeigt sich dies als eine Verschiebung der Extrempunkte zu höheren Wellenlängen bei steigenden Temperaturen.

3.3 Modellbasierte Bestimmung der thermo-optischen Koeffizienten von amorphem Silizium

Die optischen Eigenschaften eines Materials werden durch den komplexen Brechungsindex N charakterisiert (**3.1**). Der komplexe Brechungsindex ist mit der dielektrischen Funktion $\boldsymbol{\varepsilon}_r$ und der magnetischen Permeabilität μ_r verknüpft (**3.11**).

3.11

$$N = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$$

N: komplexer Brechungsindex; ε_r: dielektrische Funktion; μ_r: magnetische Permeabilität

Die dielektrische Funktion und die magnetische Permeabilität beschreiben die Polarisations- bzw. Magnetisierungsfähigkeit eines Materials in einem äußeren elektrischen Feld und damit dessen Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung. Für nicht-magnetische Materialien ($\mu_r \approx 1$) reduziert sich die Abhängigkeit des komplexen Brechungsindex für homogene und isotrope Medien auf die dielektrische Funktion $\boldsymbol{\varepsilon}_r(\boldsymbol{\omega})$. In der dielektrischen Funktion werden die zur Polarisationsfähigkeit des Materials beitragenden Mechanismen durch die elektrische Suszeptibilität repräsentiert (**3.12**).

3.12

$$\varepsilon_r = 1 + \chi_e = 1 + \sum_i \chi_i$$

$\varepsilon_r(\omega)$: Dielektrische Funktion; χ_e: Elektrische Suszeptibilität; χ_i: Beitrag zur elektrischen Suszeptibilität

Dabei kann die elektrische Suszeptibilität als Summe verschiedener Beiträge χ_i formuliert werden [155]. Die Beiträge der unterschiedlichen Wirkmechanismen zur elektrischen Suszeptibilität können auf Basis theoretischer Modelle analytisch beschrieben werden. Für das optische Modell der a-Si-Schicht werden die im Folgenden beschriebenen beiden Teilmodelle genutzt.

<u>O'Leary-Johnson-Lim Modell</u>

Mit dem von O´Leary, Johnson und Lim entwickelten Model (OJL-Modell) wird der Interbandübergang eines Valenzelektrons ins Leitungsband für amorphe Halbleiter beschrieben [156]. In kristallinen Halbleitern wird die Zustandsdichte über parabolische Bänder beschrieben, die an der Bandlücke enden. Für amorphe Halbleiter wird dieses Model um Zustände in der Bandlücke erweitert, die von den jeweiligen Bändern exponentiell in die Bandlücke abfallen (Bild 3.6).

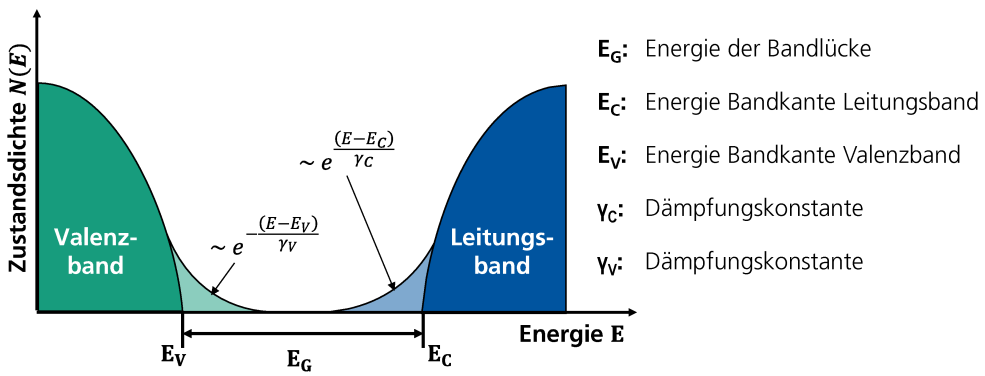


Bild 3.6: Darstellung der modifizierten Zustandsdichte des OJL-Modells nach [157]

Die optischen Eigenschaften des Materials sind gemäß des OJL-Modells von der kombinierten Zustandsdichte (**3.13**) abhängig [156].

3.13

$$J(\hbar\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} N_C(E) \cdot N_V(E - \hbar\omega) dE$$

J: Kombinierte Zustandsdichte; N_C: Zustandsdichte des Leitungsbandes; N_V: Zustandsdichte des Valenzbandes

Aus der kombinierten Zustandsdichte J(ħω) kann durch Anwendung der optischen Übertragungsmatrix $D^2(\hbar\omega)$ der Absorptionskoeffizient bestimmt werden [156] der unmittelbar mit dem Imaginärteil des Brechungsindex verknüpft ist (**3.14**).

3.14

$$\alpha(\hbar\omega) = D^2(\hbar\omega) \cdot J(\hbar\omega); \qquad k = \alpha(\hbar\omega) \cdot \frac{\lambda}{4\pi}$$

α : Absorptionskoeffizient für den Interbandübergang; D^2: Optische Übertragungsmatrix;
J: Kombinierte Zustandsdichte; k: Imaginärteil des Brechungsindex; λ: Wellenlänge

Aus dem Imaginärteil des Brechungsindex geht der Imaginärteil der elektrischen Suszeptibilität hervor, woraus sich mittels der Kramers-Kronig-Relation auch der Realteil der elektrischen Suszeptibilität berechnen lässt [158, 159].

Dielektrischer Hintergrund

Der dielektrische Hintergrund wird für Wellenlängen λ mit der Energie E_P verwendet, die nicht im Bereich der Energie der Bandlücke E_g liegen. Der Beitrag zur dielektrischen Funktion wird durch eine komplexe Konstante ε_{DB} beschrieben.

Anpassung des Modells an die spektrometrische Messung

Das iterative Vorgehen zur Anpassung des parametrisierten optischen Modells an die spektrometrische Messung ist in Bild 3.7 dargestellt.

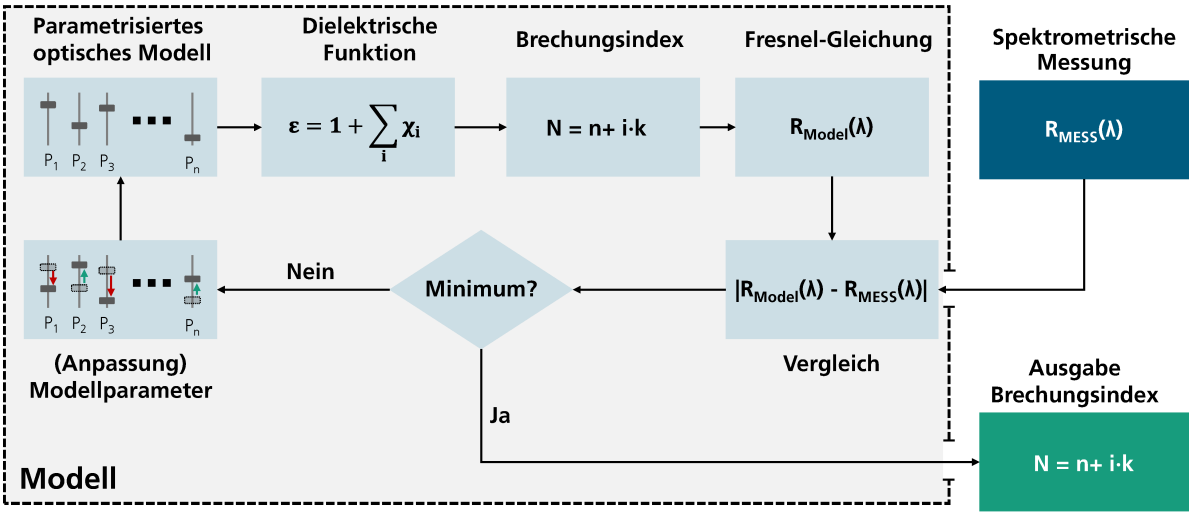


Bild 3.7: Iteratives Verfahren zur Bestimmung des komplexen Brechungsindex der a-Si-Schicht für einen Temperaturschritt

Zunächst wird auf Basis der eingegebenen Modellparameter der jeweilige Beitrag der Teilmodelle zur elektrischen Suszeptibilität bestimmt und über die dielektrische Funktion ε_r der komplexe Brechungsindex N modellbasiert ermittelt. Auf Basis des modellbasiert bestimmten komplexen Brechungsindex N wird anhand der Fresnelschen Gleichungen (**3.4**) der wellenlängenabhängige Reflexionsgrad des untersuchten Schichtsystems berechnet. Anschließend wird die mittlere quadratische Abweichung des modellbasiert bestimmten und des gemessenen Reflexionsspektrum ermittelt. Nach Herstellerangaben der für die Modellierung eingesetzten kommerziellen Software SCOUT 3.97 wird die Güte der Anpassung für Abweichungen unterhalb von 0,001 als akzeptabel bewertet [160]. Der Vorgang wird unter Anpassung der Modellparameter so lange wiederholt, bis für die mittlere quadratische Abweichung ein Wert unterhalb von 0,001 erreicht wird.

Dieses Verfahren wird für jeden aufgezeichneten Temperaturschritt durchgeführt, wobei als Ausgangspunkt der Anpassung jeweils die Modellparameter des vorangegangen Temperaturschritts genutzt werden. Als Resultat dieses Vorgehens wird der wellenlängen- und temperaturabhängige komplexen Brechungsindex N von a-Si ermittelt. Auf dieser Datenbasis werden schließlich die wellenlängenabhängigen thermo-optischen Koeffizienten für den Real- und Imaginärteil des komplexen Brechungsindex bestimmt.

In Bild 3.8 sind exemplarisch die Reflexionsspektren aus Messung und dem jeweils angepasstem optischem Modell für die Temperaturen T = 25 °C, T = 630 °C und T = 834 °C gegenübergestellt. Zusätzlich ist der für den jeweiligen Temperaturschritt aus dem optischen Modell extrahierte komplexe Brechungsindex N dargestellt.

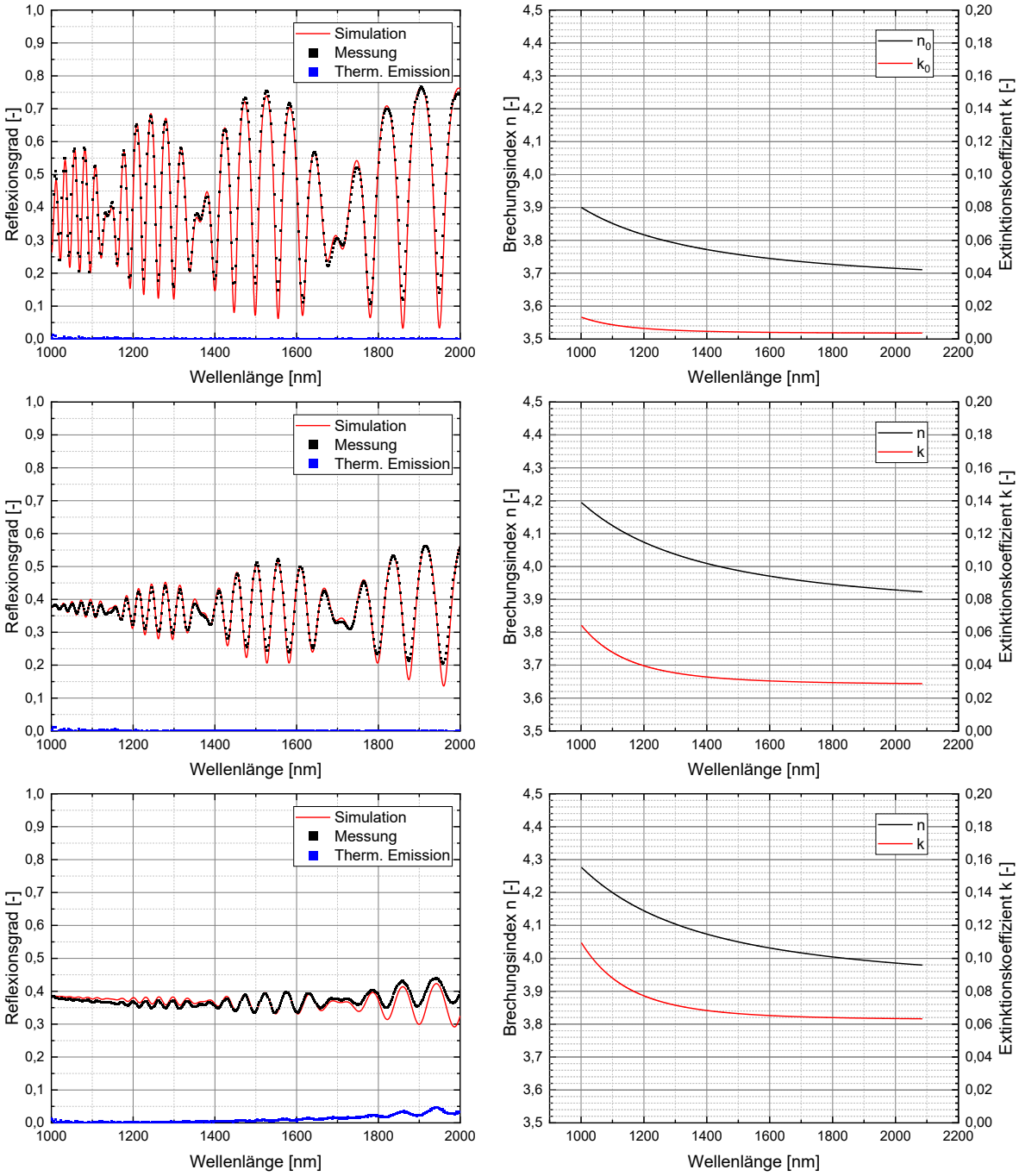


Bild 3.8: Exemplarischer Vergleich von Messergebnis und Simulation sowie des jeweils ermittelten komplexen Brechungsindex für Temperaturen von 25°C (oben), 630°C (mitte) und 834 °C (unten)

Die Anpassung des optischen Modells an die Messdaten für die einzelnen Temperaturschritte wird durch die Variation zweier Modellparameter erreicht –

der Bandlückenenergie des OJL-Modells sowie des Imaginärteils des dielektrischen Hintergrunds. Die übrigen Modellparameter werden konstant gehalten. Aus der Anpassung des Modells ergibt sich für das Raumtemperaturspektrum eine Bandlückenenergie von E_G = 1,6 eV. Entsprechend der Modellanpassung an weitere Temperaturschritte sinkt die Bandlückenenergie mit zunehmender Temperatur linear mit einer Rate von $-4{,}0 \cdot 10^{-4}$ eV/K. Die ermittelte Bandlückenenergie und deren Temperaturkoeffizient decken sich mit Literaturwerten für Phosphor-dotiertes a-Si, die mit einer Bandlückenenergie von E_G = 1,76 eV und einer Änderungsrate von $4{,}2 \cdot 10^{-4}$ eV/K angegeben werden [149]. Für alle Temperaturschritte wurde zudem eine Güte der Anpassung mit einer mittleren quadratischen Abweichung kleiner 0,001 erreicht.

Abweichungen im Spektrum zwischen Mess- und Modelldaten

Dennoch fällt beim Vergleich der Reflexionsspektren aus Messung und dem angepassten optischen Modell auf, dass insbesondere im Bereich der spitz zulaufenden Minima des Interferenzmusters Abweichungen auftreten (Bild 3.9).

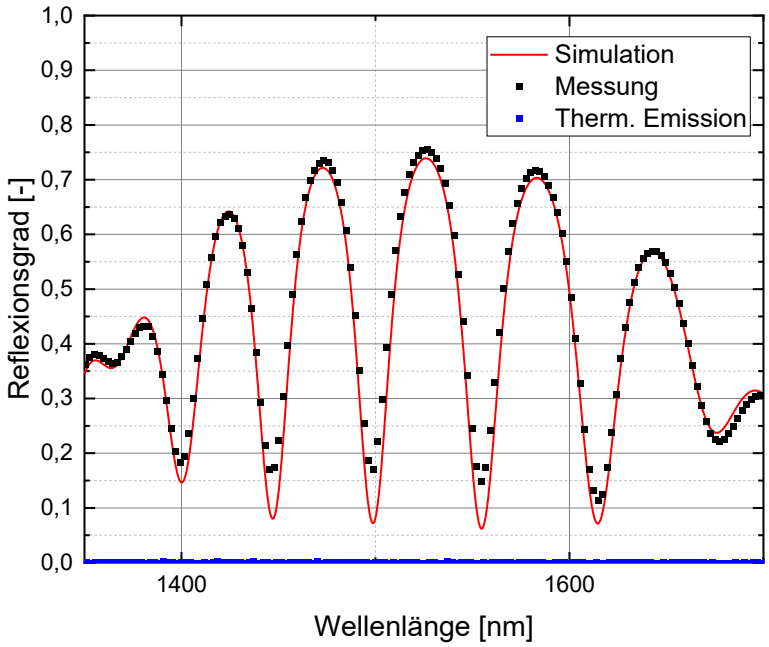


Bild 3.9: Detailansicht des Vergleichs der Reflexionsspektren aus Messung und optischem Modell: Insbesondere im Bereich der spitz zulaufenden Minima des Interferenzmusters treten Abweichungen zwischen Mess- und Modelldaten auf.

Als Ursache der beobachteten Abweichungen kommen verschiedene Mittelungseffekte infrage:

- Limitierte spektrale Auflösung des Spektrometers: Die limitierte spektrale Auflösung des Spektrometers wirkt wie ein gleitender

Mittelwert auf das gemessene Spektrum. Der Mittelungseffekt wirkt auf die spitz zulaufenden Minima stärker als auf die schwächer gekrümmten Maxima des Interferenzmusters.

- Winkelverteilung des Messstrahls: Der Messstrahl wird mittels Parabolspiegel auf die Probenoberfläche fokussiert. Aufgrund der Fokussierung liegt kein einheitlicher Reflexionswinkel, sondern eine Winkelverteilung vor. Der Reflexionswinkel wirkt sich auf die Phasenverschiebung der interferierenden Teilstrahlen aus (vgl. **3.7**). Dies führt für die unterschiedlichen Winkelanteile des Messtrahls zu einer Verschiebung der Interferenzmuster und in der Folge zu einem Mittelungseffekt über den gesamten Winkelbereich.

- Temperaturgradient innerhalb des Messbereichs: Ein Temperaturgradient innerhalb des Messbereichs auf der Probenoberfläche führt durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex zu einem Brechungsindexgradienten und nach (**3.7**) ebenfalls zu einer Phasenverschiebung und damit zu einem Mittelungseffekt über den auftretenden Temperaturbereich. Dieser Effekt kann allerdings für die Raumtemperaturmessung ausgeschlossen werden.

Trotz Berücksichtigung aller genannten Mittelungseffekte bleibt eine Abweichung zwischen Mess- und Modelldaten bestehen.

Die verbleibenden Abweichungen zwischen Mess- und Modelldaten erscheint wie eine Dämpfung der Interferenzamplitude. Dies ist besonders für die Bestimmung des Extinktionskoeffizienten K relevant, da dieser ebenfalls eine dämpfende Wirkung auf die Interferenzamplitude hat (vgl. **3.8**). Allerdings gibt es zwischen dem Extinktionskoeffizienten K und dem Mittelungseffekt einen wesentlichen Unterschied in der Dämpfungswirkung: Während die Dämpfung durch den Extinktionskoeffizienten K Maxima und Minima des Interferenzmusters in gleichem Maße betrifft, wirkt die Dämpfung durch den Mittelungseffekt verstärkt auf die spitz zulaufenden Minima. Daher wurden bei der Anpassung der Modellfunktion größere Abweichungen zwischen Mess- und Modelldaten im Bereich der Interferenzminima zugunsten kleinerer Abweichungen im Bereich der Interferenzmaxima zugelassen.

Eine weitere Abweichung zwischen Mess- und Modelldaten wird im Zusammenhang mit hohen Messtemperaturen festgestellt, wenn die Probe zu glühen beginnt und dabei Wärmestrahlung emittiert. Mit steigender Messtemperatur erfasst das Spektrometer nicht nur den reflektierten Anteil des Messstrahls, sondern auch einen zunehmenden Anteil der thermischen Emission des Probenmaterials. Entsprechend des Wienschen Verschiebungsgesetz (**3.15**) liegt das globale Intensitätsmaximum des

Wärmestrahlungsspektrums für den untersuchten Temperaturbereich oberhalb von λ = 2000 nm.

3.15

$$\lambda_{Max}(T) = 2987{,}8 \cdot 10^3\ nm \cdot \frac{1\ K}{T}$$

λ_{MAX}: Wellenlänge des spektralen Intensitätsmaximums

Damit liegt das Intensitätsmaximum der emittierten Wärmestrahlung im betrachteten Wellenlängenbereich bei einer Wellenlänge von λ = 2000 nm. Der Anteil der thermischen Emission im Messsignal kann mittels einer zusätzlichen Dunkelmessung bei ausgeschaltetem Messstrahl quantifiziert werden (Bild 3.8, unten, blau). Für Temperaturen oberhalb von T = 770 °C führt die erfasste thermische Emission zu einem Anstieg des Messsignals von 1 % bei einer Wellenlänge von λ = 2000 nm. Bei der maximalen Messtemperatur beträgt der Anstieg des Messsignals infolge thermischer Emission bereits 1 % bei einer Wellenlänge von λ = 1700 nm und 3 % bei einer Wellenlänge von 2000 nm. Auf Basis der Ergebnisse der Dunkelmessung wird daher angenommen, dass die Abweichungen zwischen Mess- und Modelldaten für Wellenlängen oberhalb von λ = 1700 nm und Temperaturen oberhalb von T = 770 °C maßgeblich durch die zusätzlich erfasste Wärmestrahlung verursacht wird.

Bestimmung des komplexen Brechungsindex

Aus dem an die Messdaten angepassten Modell kann nun für jeden Temperaturschritt der komplexe Brechungsindex N bestimmt werden (Bild 3.8). Erwartungsgemäß nehmen sowohl Real- als auch Imaginärteil des komplexen Brechungsindex N mit der Temperatur zu (vgl. 2.7). In Bild 3.10 ist die temperaturabhängige Änderung des komplexen Brechungsindex N für die Wellenlänge λ = 1500 nm exemplarisch dargestellt.

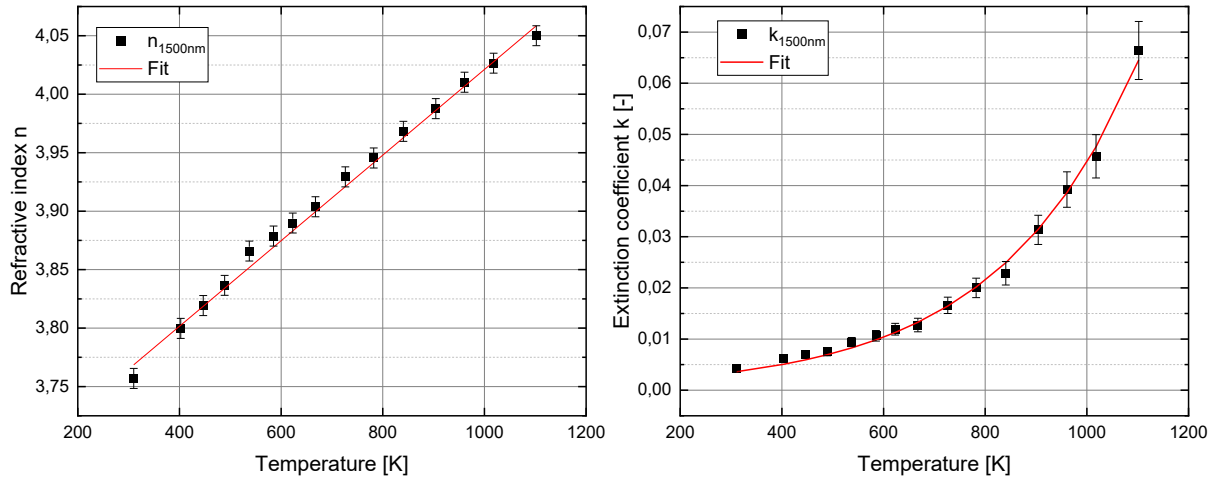


Bild 3.10: Temperaturabhängiger Brechungsindex (links) und Extinktionskoeffizient (rechts) bei einer Wellenlänge von 1500 nm

Der Brechungsindex steigt linear und der Extinktionskoeffizient exponentiell mit zunehmender Temperatur entsprechend **2.5**.

Diese Beobachtung ist charakteristisch für den betrachteten Wellenlängenbereich und konsistent mit früheren Untersuchungen [143, 144]. Durch Anpassung der Funktionen für die Temperaturabhängigkeit des komplexen Brechungsindex N (**2.5**) an die aus dem Modell gewonnenen Werte können die thermo-optischen Koeffizienten C_N und C_K in Abhängigkeit der Wellenlänge gewonnen werden (Bild 3.11).

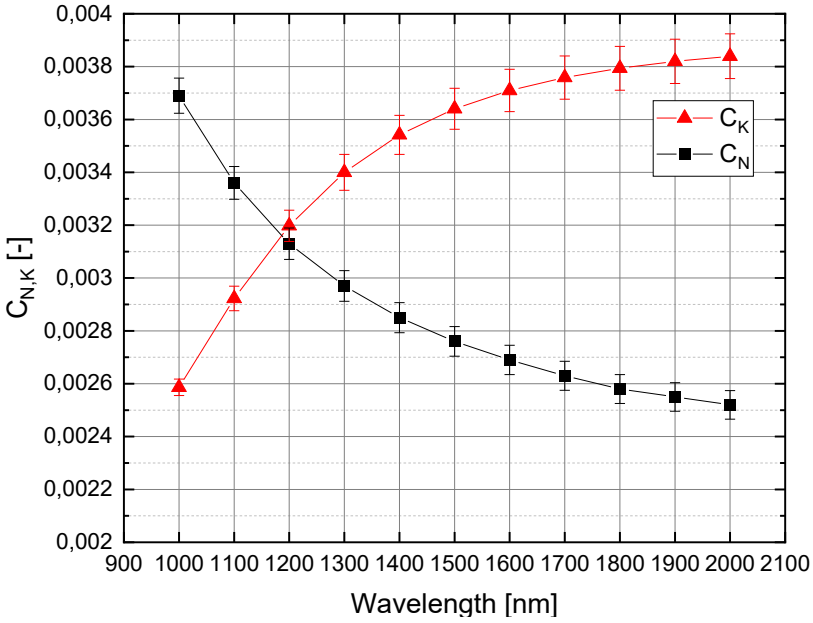


Bild 3.11: Thermo-optische Koeffizienten C_N und C_K für den betrachteten Wellenlängenbereich von 1000 nm bis 2000 nm

Der thermo-optische Koeffizient des Realteils des Brechungsindex nimmt im betrachteten spektralen Bereich mit steigender Wellenlänge von $C_N(\lambda) = 3{,}7\times10^{-3}\ K^{-1}$ auf $C_N(\lambda) = 2{,}5\times10^{-3}\ K^{-1}$ ab. Dieses wellenlängenabhängige Verhalten für den thermo-optische Koeffizient $C_N(\lambda)$ stimmt qualitativ mit Ergebnissen für kristallines Silizium überein [135]. Im Vergleich mit Ergebnissen für diskrete Wellenlängen für amorphes Silizium (vgl. Tabelle 2.5) liegen die hier ermittelten in der gleichen Größenordnung [143, 144, 147, 148]. Der thermo-optische Koeffizient für den Imaginärteil des Brechungsindex weist ein gegenläufiges Verhalten zum thermo-optischen Koeffizient des Realteils $C_N(\lambda)$ auf und nimmt mit der Wellenlänge von $C_K(\lambda) = 2{,}5\times10^{-3}\ K^{-1}$ auf $C_K(\lambda) = 3{,}9\times10^{-3}\ K^{-1}$ zu. Vergleichswerte innerhalb des untersuchten Spektrums liegen für den thermo-optische Koeffizient des Imaginärteils $C_K(\lambda)$ für amorphes Silizium nicht vor. Allerdings liegen Literaturwerte für unmittelbar benachbarte Wellenlängenbereiche bei λ = 808 nm [143] und λ = 820 nm [144] ebenfalls in der gleichen Größenordnung wie die hier ermittelten Werte (vgl. Tabelle 2.5).

Da der Wärmeausdehnungskoeffizient von a-Si mit $4{,}5 \times 10^{-6}\ K^{-1}$ [161] um drei Größenordnungen geringer ist als die thermo-optischen Koeffizienten kann der Einfluss der Wärmeausdehnung bei der Bestimmung der thermo-optischen Eigenschaften vernachlässigt werden.

Temperatur- und wellenlängenabhängige optische Eindringtiefe

Aus den ermittelten Daten für den komplexen Brechungsindex und die thermo-optischen Koeffizienten $C_N(\lambda)$ und $C_K(\lambda)$ kann die temperatur- und wellenlängenabhängige optische Eindringtiefe δ_{OPT} für a-Si berechnet werden (**3.16**).

3.16

$$\delta_{OPT}(\lambda, T) = \left(\frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot K(\lambda, T)\right)^{-1}$$

$\delta_{OPT}(\lambda,T)$: Optische Eindringtiefe; λ: Wellenlänge; K: Extinktionskoeffizient

In Bild 3.12 ist die temperatur- und wellenlängenabhängige optische Eindringtiefe δ_{OPT} für den Temperaturbereich von T = 25 °C bis T = 1200 °C dargestellt. In dem betrachteten Spektralbereich sinkt die optische Eindringtiefe mit abnehmender Wellenlänge und zunehmender Temperatur.

Die maximale optische Eindringtiefe δ_{OPT} wird dabei jeweils bei der größten betrachteten Wellenlänge von λ = 2000 nm erreicht. Hier liegt die optische Eindringtiefe für Raumtemperatur bei δ_{OPT} = 43,7 µm und sinkt für Temperaturen ab T = 425 °C unter 10 µm und für Temperaturen ab T = 1025 °C unter δ_{OPT} = 1 µm. Mit zunehmender Temperatur findet zudem eine Annäherung der wellenlängenabhängigen Werte für die optische Eindringtiefe δ_{OPT} statt. Die maximale Differenz der wellenlängenabhängigen Werte für die optische Eindringtiefe δ_{OPT} beträgt bei Raumtemperatur noch δ_{OPT} = 37 µm und sinkt für Temperaturen oberhalb von T = 1025 °C auf δ_{OPT} = 0,5 µm. Für Temperaturen oberhalb von T = 1200 °C liegt die optische Eindringtiefe δ_{OPT} über den gesamten betrachteten Spektralbereich zwischen δ_{OPT} = 0,33 µm und δ_{OPT} = 0,5 µm.

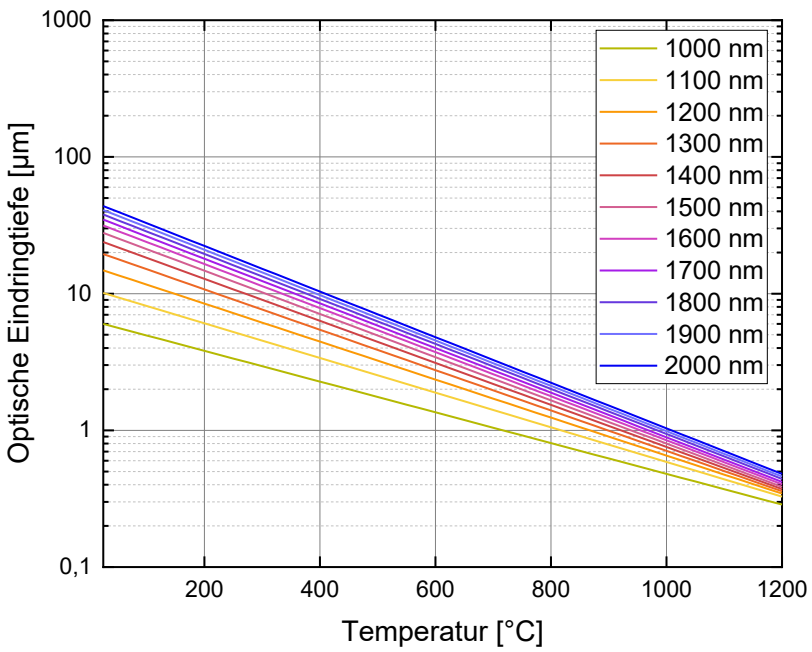


Bild 3.12:
Temperatur- und wellenlängen-abhängige optische Eindringtiefe für das Spektrum von 1000 nm bis 2000 nm und den Temperaturbereich von 25 °C bis 1200 °C

Demgegenüber beträgt die optische Eindringtiefe bei einer Wellenlänge von λ = 532 nm bereits bei Raumtemperatur nicht mehr als δ_{OPT} = 0,05 µm [162].

Diese Daten dienen als Basis für die Auswahl geeigneter Laserstrahlquellen und zur Simulation der zeitlichen und räumlichen Temperaturfelder in dem untersuchten Schichtsystem während der Laserkristallisation.

4 Bestimmung thermo-physikalischer Eigenschaften von amorphem und laserkristallisiertem Silizium und Siliziumdioxid

Neben den temperaturabhängigen optischen Eigenschaften ist für die Entwicklung eines tiefergehenden Prozessverständnisses die Kenntnis der thermo-physikalischen Materialeigenschaften von zentraler Bedeutung. Für das Material Silizium steht hierbei der Temperaturbereich der Festphasenkristallisation im Fokus. Von dem Temperaturbereich, in dem die Festphasenkristallisation ausgeführt wird, hängen unmittelbar die resultierende Mikrostrukur und Wärmeleitfähigkeit ab (vgl. Abschnitt 2.5 - 2.7). Der Temperaturbereich für die Festphasenkristallisation erstreckt sich von etwa T = 550 °C bis unmittelbar unterhalb der Schmelztemperatur. Dabei erstreckt sich der Wertebereich, den die Wärmleitfähigkeit annehmen kann, über zwei Größenordnungen. Damit besteht eine hohe Abhängigkeit zwischen der Prozessführung und den thermo-physikalischen Eigenschaften des laserkristallisierten Siliziums.

In diesem Abschnitt werden Verfahren zur Ermittlung des aufheizratenabhängigen Temperaturbereichs der Festphasenkristallisation von amorphem Silizium sowie der Wärmeleitfähigkeit des Materials vorgestellt. Die erhobenen Daten werden diskutiert und bilden die Basis für die nachfolgende Modellbildung zur simulativen Analyse des Laserkristallisationsverfahrens.

4.1 Bestimmung des Temperaturbereichs der Festphasenkristallisation in Abhängigkeit der Aufheizrate

Ein wesentlicher Modellparameter für die Bestimmung der erreichten Kristallisationstiefe ist die haltezeitabhängige Kristallisationstemperatur (vgl. Bild 2.16). Neben der Haltezeit gibt es weitere Abhängigkeiten der Kristallisationstemperatur, beispielsweise von den Prozessbedingungen bei der Schichtabscheidung oder der Dotierstoffkonzentration [118, 123, 163]. Aus diesem Grund wird nachfolgend der Temperaturbereich der Festphasenkristallisation in Abhängigkeit der Aufheizrate für die vorliegende Phosphor-dotierte a-Si-Schicht betrachtet.

Dazu wird der Aufbau für die Bestimmung der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften (Bild 3.3) modifiziert.

- Die Weißlichtquelle wird durch einen Diodenlaser vom Typ SFL1550P, Thorlabs GmbH, mit einer Emissionswellenlänge von λ = 1550 nm ersetzt.

- Das Spektrometer wird durch eine Photodiode vom Typ DET10D/M, Thorlabs GmbH in Kombination mit einem Bandpassfilter vom Typ FB1550-12, Thorlabs GmbH und einem Oszilloskop vom Typ DPO7104C, Tektronix zur Signalaufzeichnung ersetzt.

- Der Querschnitt des Laserstrahls in der Probenebene wird durch eine Anpassung des optischen Systems von 4x4 mm² auf 2,6x2,6mm² reduziert. Bei gleicher maximaler Laserleistung führt dies zu einer um den Faktor 2,4 höheren Spitzenintensität von I = 6,25 kW/cm² und ermöglich damit höhere Aufheizraten.

- Das Probenmaterial wird für die Untersuchung auf T = 400 °C vorgeheizt.

Anstelle eines Spektrums wird mit dem modifizierten Aufbau das Reflexionssignal bei einer diskreten Wellenlänge aufgenommen. Während durch das Spektrometer die Messfrequenz auf f = 100 Hz beschränkt ist, kann das Reflexionssignal nun mit einer deutlich erhöhten Messfrequenz von bis zu f = 1 GHz aufgezeichnet werden. Dies erlaubt die Untersuchung von Kristallisationsvorgängen mit einer Gesamtdauer von wenigen Millisekunden. Das aufgezeichnete Reflexionssignal dient sowohl der Temperaturbestimmung als auch als Indikator für das Einsetzen der Festphasenkristallisation. Dabei wird der lineare Zusammenhang zwischen Temperatur und Brechungsindex n von a-Si ausgenutzt, woraus nach **2.5** und **3.7**-**3.9** bei konstanter Wellenlänge eine konstante Temperaturdifferenz zwischen den Extremstellen des Interferenzmusters folgt.

In Bild 4.1 ist das Reflexionssignal während der Laserbestrahlung mit einer Intensität von I = 1,25 kW/cm² und einer Bestrahlungsdauer von t = 250 ms in Form der aufgezeichneten Diodenspannung dargestellt. Dabei bildet sich das charakteristische Interferenzmuster mit Reflexionsmaxima und -minima aus (vgl. Bild 3.4). Die konstante Temperaturdifferenz zwischen den Extremstellen des Interferenzmusters wird in einem Vorversuch zu ΔT=104 °C ± 6°C bestimmt.

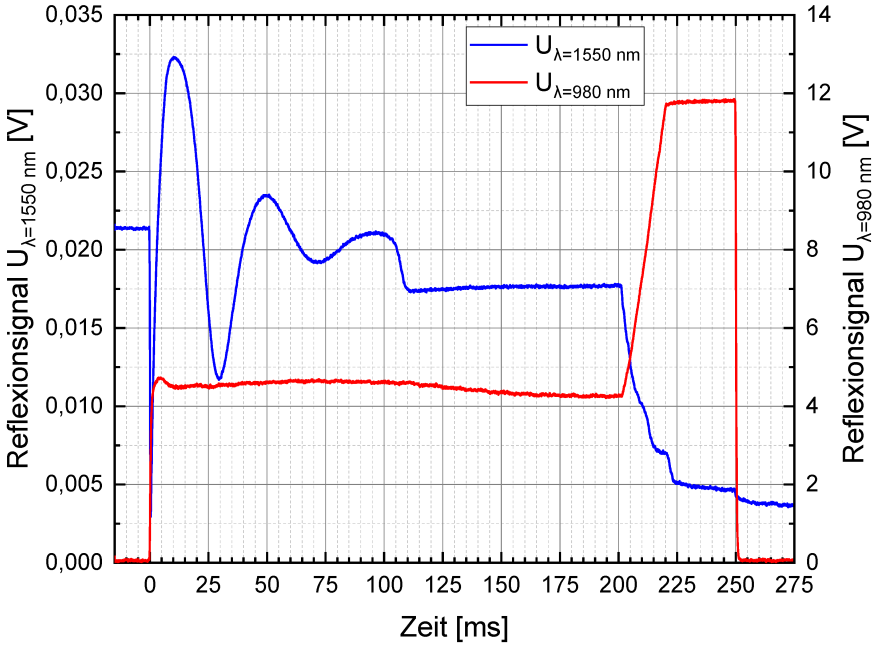


Bild 4.1: Temperatur-abhängiges Reflexionssignal bei einer Wellenlänge von λ = 1550 nm mit dem charakteristischen Interferenzmuster bei einer Bestrahlungs-intensität von I = 1,25 kW/cm².

Bei zunehmender Bestrahlungsdauer durchläuft das Reflexionssignal bei der Wellenlänge λ = 1550 nm im Wechsel Minima und Maxima, wobei die Interferenzamplitude zunehmend gedämpft wird. Ab einer Bestrahlungsdauer von t = 105 ms wird innerhalb eines Intervalls von t = 5 ms ein Abfallen des Reflexionssignals und anschließend ein Übergang auf ein konstantes Plateau ohne weitere Interferenzerscheinungen beobachtet. Bei einer Bestrahlungsdauer von t = 200 ms bricht das Reflexionssignal ein weiteres Mal ein, bevor die Bestrahlung der Probe bei t = 250 ms endet.

Für eine weitergehende Untersuchung wurde der Versuch mehrfach wiederholt und zu unterschiedlichen Zeitpunkten abgebrochen. Für die unterschiedlichen Bestrahlungsdauern sind lichtmikroskopische Aufnahmen der Probenoberfläche in Bild 4.2 dargestellt.

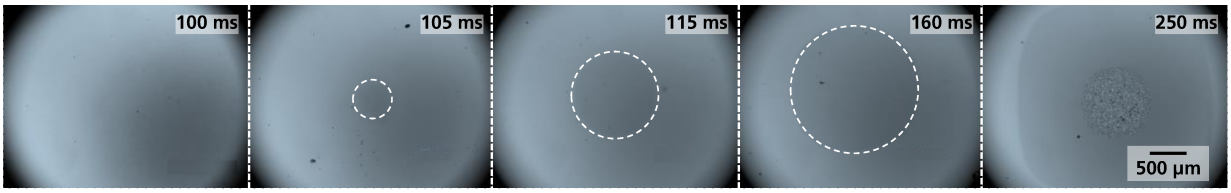


Bild 4.2: Mikroskopaufnahmen der Probenoberfläche nach Bestrahlung mit einer Intensität von I = 1,25 kW/cm² mit unterschliedlicher Bestrahlungsdauer. Probenbereiche mit Farbumschlag nach Laserbestrahlung sind mit gestrichelter Linie hervorgehoben.

Bis zu einer Bestrahlungsdauer von t = 105 ms, unmittelbar vor dem ersten Abfall des Reflexionssignals, werden keine Veränderungen auf der Probenoberfläche festgestellt. Unmittelbar nach dem Signalabfall bei einer Bestrahlungsdauer von t = 115 ms zeichnet sich ein Bereich mit einem

Farbumschlag im Zentrum der bestrahlten Fläche ab, der sich mit zunehmender Bestrahlungsdauer weiter ausdehnt. Ab einer Bestrahlungsdauer von t = 200 ms bildet sich ein weiterer, durch lokale Schichtabplatzungen geprägter Bereich im Zentrum der bestrahlten Fläche. Durch die Abplatzungen wird die Probenoberfläche aufgeraut, sodass infolge der zunehmenden Streuung des Messtrahls an der rauen Oberfläche das Reflexionssignal abnimmt.

Die Untersuchung der Probenstücke mittels Röntgendiffraktometrie (XRD) gibt zudem einen Einblick in die Veränderung der Kristallstruktur mit zunehmender Bestrahlungsdauer. Für die Messungen wird das XRD-Messgerät D8 Advance for XRD des Herstellers Bruker, USA, mit einer Röntgenwellenlänge von λ = 0,154 nm eingesetzt. Dabei wird die Probe unter Variation des Einfallswinkels mit Röntgenstrahlung bestrahlt und auftretende Beugungsreflexe durch einen Detektor erfasst, der bezogen auf die bestrahlte Fläche symmetrisch zur Röntgenquelle angeordnet ist. Für kristalline Materialien treten dabei winkel- und materialabhängige spezifische Beugungsreflexe auf, die unterschiedlichen Kristallorientierungen zugeordnet werden. Die Beugungsreflexe werden zur Analyse in einem Diffraktogramm aufgetragen. In Bild 4.3 sind die Diffraktogramme der unterschiedlich lang mit Laserstrahlung beaufschlagten Proben dargestellt.

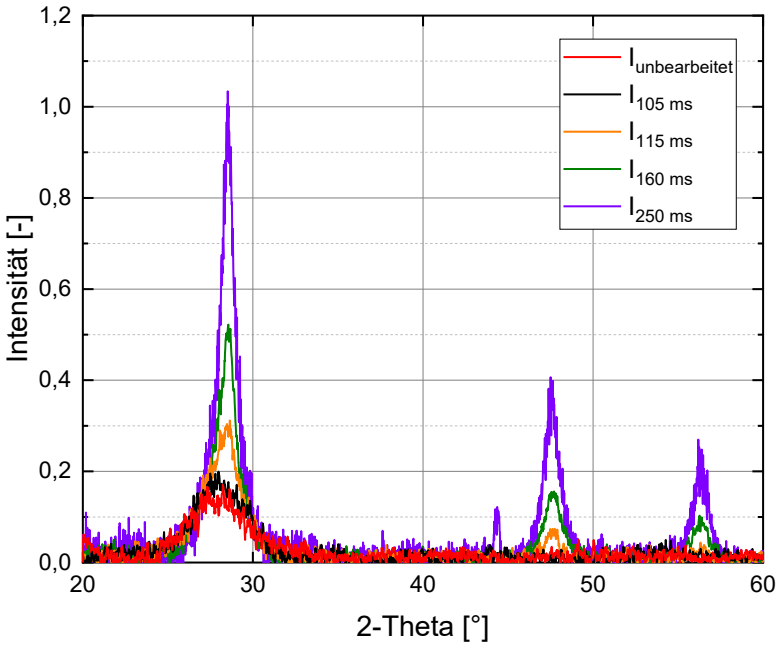


Bild 4.3: Diffraktogramm einer unbearbeiteten und der laserbestrahlten Proben für unterschiedliche Bestrahlungsdauern von 100 ms, 105 ms, 115 ms, 160 ms und 250 ms

In a-Si treten aufgrund der fehlenden kristallinen Struktur keine Beugungsreflexe, sondern ein einzelnes breites für amorphe Materialien typisches Maximum im Winkelbereich zwischen 25° bis 30° auf. Für Bestrahlungsdauern bis zu t = 105 ms gibt es keinen signifikanten Unterschied

der aufgezeichneten Diffraktogramme im Vergleich zum unbearbeiteten Zustand. Ab einer Bestrahlungsdauer von t = 115 ms bilden sich bei den Winkeln 28,5°, 47,5° und 56,5° spezifische Beugungsreflexe aus, deren Intensität mit der Bearbeitungsdauer zunimmt. Demnach können für Bearbeitungsdauern ab t = 115 ms kristalline Anteile in der bestrahlten Schicht nachgewiesen werden. Darüber hinaus kann die Phasenumwandlung von amorph nach kristallin dem lichtmikroskopisch beobachteten Farbumschlag (Bild 4.2) sowie dem Abfallen des Reflexionssignals zwischen t = 105 ms und t = 110 ms Bestrahlungsdauer (Bild 4.1) zugeordnet werden.

Bestimmung der aufheizratenabhängigen Kristallisationstemperatur

Über die zuvor bestimmte konstante Temperaturdifferenz zwischen den Extremstellen des Interferenzmusters von ΔT=104 °C kann den einzelnen Extremstellen ein relativer Temperaturwert zugeordnet werden. Um die Temperaturen auch absolut zu bestimmen, muss jedoch zunächst der ersten auftretenden Extremstelle ein absoluter Temperaturwert zugeordnet werden.

Die Temperaturzuordnung der ersten auftretenden Extremstelle wird durch eine pyrometrische Temperaturmessung realisiert. Dazu wird das eingesetzte Pyrometer vom Typ EP60P des Herstellers Dr. Mergenthaler GmbH & Co. KG zunächst für das Probenmaterial kalibriert. Bei Bestrahlung der Probenoberfläche mit der maximal zur Verfügung stehenden Intensität wird die Kristallisation bereits nach einer Dauer von etwa t = 2 ms initiiert. Aufgrund der begrenzten Messfrequenz des Pyrometers von f = 10 kHz werden in diesem Zeitraum allerdings nur 20 Messpunkte aufgezeichnet, was die Zuordnung einer absoluten Temperatur für die erste Extremstelle nicht zulässt.
Um der ersten Extremstelle dennoch einen verlässlichen Temperaturwert zuzuordnen, wird eine zusätzliche Messung durchgeführt. Dabei wird das Probenmaterial für t = 10 ms mit einer geringeren Intensität bestrahlt, sodass sich das Probenmaterial gerade so weit erwärmt, dass die erste Extremstelle nach etwa t = 2 ms durchlaufen wird. Damit ist die Messfrequenz des Pyrometers für diesen reversiblen Prozess ausreichend, um der Extremstelle einen Temperaturwert zuzuordnen. Anschließend kühlt die Probe auf die Ausgangstemperatur ab, bevor diese in dem nachfolgenden Versuch durch erneute Bestrahlung bis zum Abschluss der Kristallisation erwärmt wird. Beide Messungen sind exemplarisch in Bild 4.4 dargestellt.

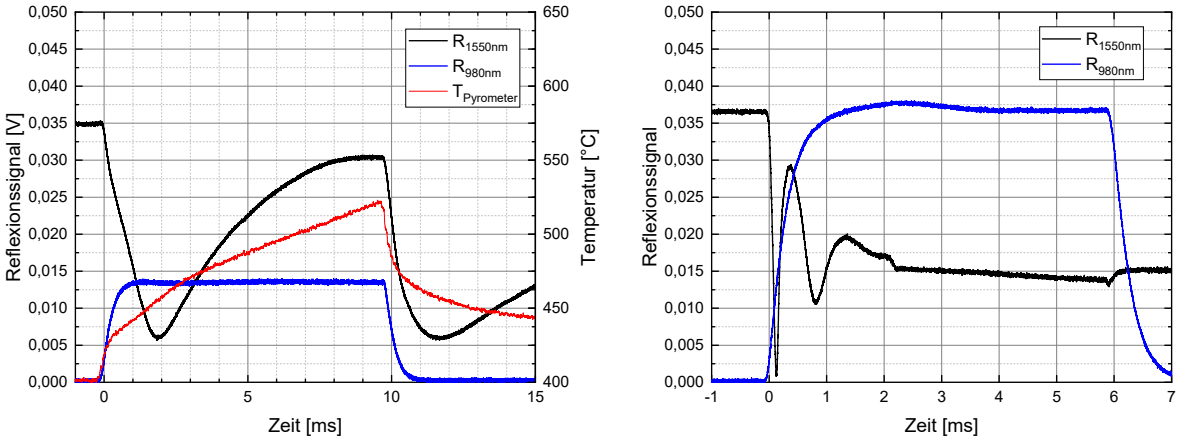


Bild 4.4: Vorversuch bei 40 % der maximalen Leistung des Heizlasers (λ = 980 nm) zur pyrometrischen Bestimmung der Absoluttemperatur der ersten auftretenden Extremstelle des Interferenzmusters (hier ein Reflexionsminimum) bei einer Wellenlänge von λ = 1550 nm (links). Anschließend wird die Probe bei maximaler Leistung des Heizlasers (λ = 980 nm) bis zum Eintritt der Kristallisation bei t = 2,1 ms und darüber hinaus erhitzt (rechts).

Der beschriebene Versuch wird für unterschiedliche Leistungen des zur Probenaufheizung genutzten Laserstrahls durchgeführt, sodass sich verschiedene Heizraten und Kristallisationszeiten ergeben. Aus den Temperaturwerten wird durch Anpassung einer Funktion entsprechend **4.1** der zeitabhängige Temperaturanstieg ermittelt.

4.1

$$T = T_0 + C \cdot |t - t_c|^p$$

T: Temperatur; T_0: Referenztemperatur; C: Koeffizient; t: Zeit; t_c: Zeitkonstante; p: Koeffizient

Die Koeffizienten der Anpassungsfunktion sind für die betrachteten Laserleistungen P_L in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Koeffizienten und Konstanten der Anpassungsfunktion

Laserleistung P_L [W]	Intensität [kW/cm²]	$T_0[°C]$	$C\ [°C/ms]$	$t_c\ [ms]$	$p\ [-]$
450	6,25	400	301,613	0,00017	0,727 ± 0,017
180	2,50	400,76	40,758	-0,00711	0,814 ± 0,003
135	1,88	400,57	27,305	0	0,764 ± 0,001

Die mittels der Extremstellen bestimmten Temperaturwerte dieser Versuche sind in Bild 4.5 gemeinsam mit der Anpassungsfunktion und den daraus bestimmten Kristallisationstemperaturen zusammengefasst dargestellt.

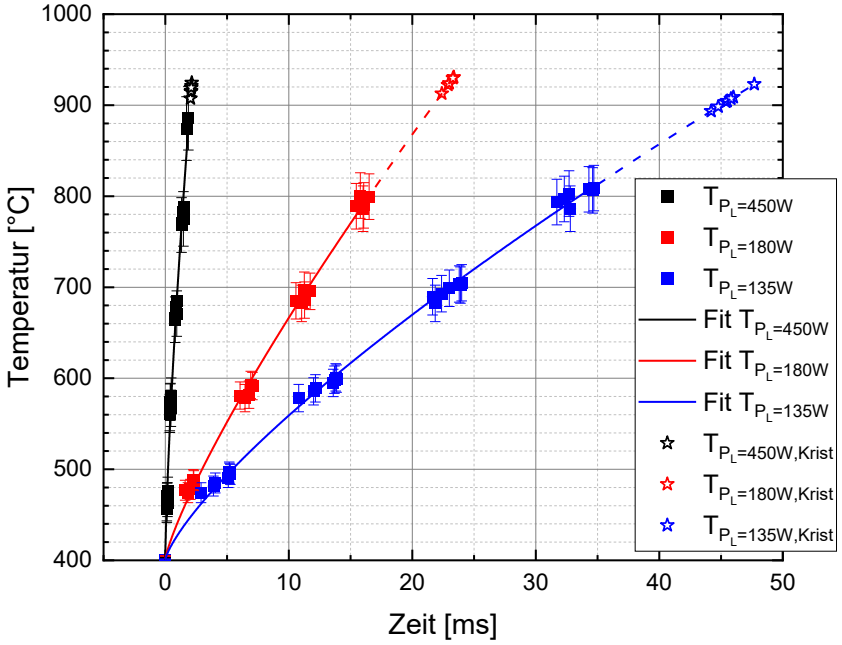


Bild 4.5: Aufheizraten der laserbestrahlten Proben für unterschiedliche Laserleistungen bestimmt durch Temperatur-zuordnung an Extremstellen des Interferenzmusters

Die Temperaturbestimmung anhand der Extremstellen des Interferenzmusters beruht auf der Phasenverschiebung zwischen den interferierenden Teilstrahlen. Diese wird verursacht durch eine Differenz der optischen Weglänge. Liegt innerhalb der Schicht ein Temperaturgradient und damit infolge des linearen Zusammenhangs ein Brechungsindexgradient vor, führt dies bezogen auf die Phasenverschiebung zu einem Mittelungseffekt (**4.2**).

4.2

$$\bar{n} \cdot d_{Schicht} = \int n(z) \cdot dz$$

$\bar{n}$: Mittlerer Brechungsindex der Schicht; $d_{Schicht}$: Schichtdicke; $n(z)$: Schichttiefenabhängiger Brechungsindex

Die beobachtete Phasenverschiebung bezieht sich damit auf den mittleren Brechungsindex der Schicht. Daher entspricht die über den mittleren Brechungsindex bestimmte Temperatur der mittleren Schichttemperatur. Für die Festphasenkristallisation ist jedoch die Maximaltemperatur an der Schichtoberfläche entscheidend.
Auf Basis der mittleren Schichttemperatur kann mithilfe der 1-dimensionalen Wärmeleitungsgleichung (**4.3**) die maximale Temperatur an der Schichtoberfläche abgeschätzt werden.

4.3

$$\frac{P_{Laser}}{A} \cdot \alpha = I \cdot \alpha = \lambda \cdot \frac{dT}{dz}$$

P_{Laser}: Laserleistung; A: bestrahlte Fläche; α: Absorptionsgrad; I: Intensität; λ: Wärmeleitfähigkeit, T: Temperatur; z: Koordinate

Anhand der zuvor ermittelten temperaturabhängigen optischen Eigenschaften wird der Absorptionsgrad für die Wellenlänge λ = 980 nm unmittelbar vor der Kristallisation zu α = 62 % angenommen (vgl. Bild 3.8, unten links).

Die für die unterschiedlichen Aufheizraten ermittelten mittleren und maximalen Kristallisationstemperaturen sowie die entsprechenden Kristallisationszeiten sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Tabelle 4.2: Kristallisations-temperaturen und -zeiten unter Berücksichtigung des Temperatur-gradienten in der a-Si-Schicht

Laser-Leistung P_L [W]	Intensität [kW/cm²]	$\frac{dT}{dz}\Big\vert_{5\mu m}$ [°C]	$\bar{T}_{Krist}$ [°C]	$T_{Krist,max}$ [°C]	t_{Krist} [ms]
450	6,25	51	917 ± 6	**967**	2,1
180	2,50	20	923 ± 8	**943**	23,0 ± 0,4
135	1,88	15	905 ± 9	**920**	45,6 ± 1,1

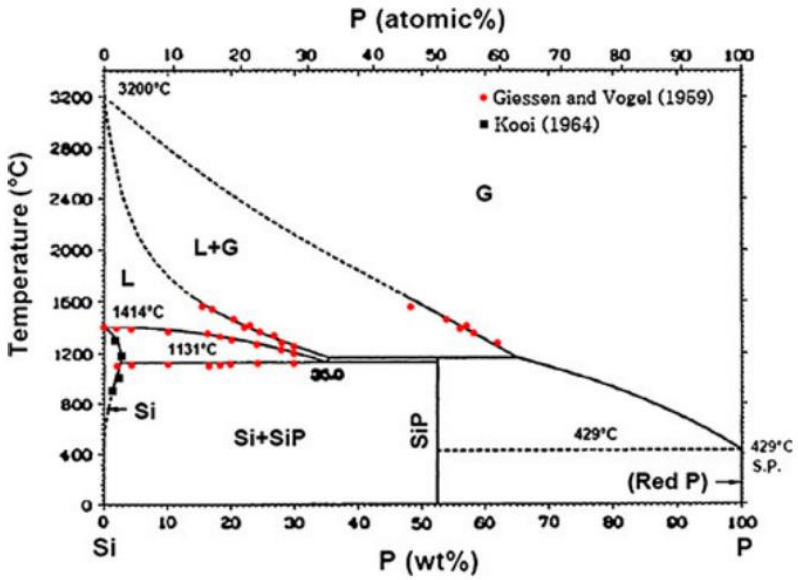
Die ermittelten mittleren Temperaturen zum Zeitpunkt der eintretenden Kristallisation stimmen im Rahmen der Standardabweichung überein. Demgegenüber steigt die für den Ablauf der Festphasenkristallisation relevante maximale Schichttemperatur $T_{Krist,max}$ unter Berücksichtigung des Temperaturgradienten innerhalb der bestrahlen a-Si-Schicht von T = 920 °C für eine Kristallisationsdauer von t_{Krist} = 45,6 ms auf T = 967 °C für eine Kristallisationsdauer von t_{Krist} = 2 ms. Dieses Verhalten stimmt qualitativ mit Literaturangaben überein (vgl. Bild 2.16).

4.2 Schmelztemperatur von Silizium in Abhängigkeit der Dotierstoffkonzentration

Während der Laserkristallisation der a-Si-Schicht soll die Schmelztemperatur im Schichtmaterial nicht überschritten werden. Zum einen führt ein teilweises Aufschmelzen der a-Si-Schicht zu einem inhomogenen Kristallgefüge (vgl. Bild 2.5, links). Daraus können Schichtspannungsgradienten resultieren, die zu einer unzulässigen Verformung von freistehenden Sensorstrukturen führen. Zum anderen sollen Rauheiten und Unebenheiten durch Materialumverteilung vermieden werden. Die maximal zulässige Temperatur wird dabei durch die Schmelztemperatur der laserkristallisierten Siliziumschicht vorgegeben. Für reines kristallines Silizium wird der Schmelzpunkt als diskreter Wert mit T = 1414 °C [164, 165] angegeben.
Demgegenüber liegt für phosphordotiertes kristallines Silizium ein Mischkristall vor für den der Schmelzvorgang in einem Temperaturintervall stattfindet, dessen Ausdehnung von der Stoffzusammensetzung abhängt. Dabei wird die Grenze, die den Bereich mit vollständig festen Phasen von dem Bereich mit fester und flüssiger Phase trennt, als Solidus-Linie bezeichnet.

Das Phasendiagramm für Mischphasen aus Silizium und Phosphor ist in Bild 4.6 dargestellt.

Bild 4.6
Phasendiagramm für Si-P Mischkristalle [164].



Für Silizium-Phosphor (SI-P) Mischkristalle beginnt die Solidus-Linie bei T = 1414 °C für reines Silizium und fällt bei steigender Phosphor-Massenanteil bis 2 % auf T = 1131 °C ab. Von dort aus verläuft die Solidus-Linie bei konstanter Temperatur bis zu einem Phosphor-Massenanteil von 52 %.

Der Phosphorgehalt der betrachteten a-Si-Schicht wird mittels energiedispersiver Röntgenspektroskopie (energy dispersive X-ray spectroscopy: EDX) zu 4,8 % ± 0,4 % bestimmt. Daher ist ab dem Überschreiten einer Temperatur von T = 1131 °C mit dem Auftreten einer schmelzflüssigen Phase zu rechnen.

4.3 Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit mittels Time-Domain-Thermal-Reflectance-Methode

Für Silizium ändern sich beim Phasenübergang von amorph zu kristallin die Dichte bzw. die Wärmekapizität nur um wenige Prozentpunkte. Dagegen kann die Wärmeleitfähigkeit je nach erreichter Kristallitgröße um den Faktor 80 zunehmen (vgl. Tabelle 2.4). Dies hat einen wesentlichen Einfluss auf die hervorgerufenen Temperaturgradienten in dem laserbestrahlten Schichtsystem. Dabei sind die Temperaturgradienten, unter der vereinfachenden Annahme eines 1-dimensionalen, stationären Wärmeleitungsproblems, umgekehrt proportional zur Wärmeleitfähigkeit, des Schichtmaterials (**4.3**).

Damit ist die Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit für die unterschiedlichen Materialzustände vor und nach erfolgter Laserkristallisation von hoher Relevanz für die modellbasierte Simulation der laserinduzierten Temperaturfelder.

Eine geeignete Methode zur Bestimmung der Wärmleitfähigkeit für Materialien in Dünnschichtsystemen stellt die Time-Domain-Thermo-Reflectance-Methode (TDTR) dar. Mittels TDTR kann die Wärmeleitfähigkeit einer Festkörperprobe senkrecht zur Probenoberfläche bestimmt werden. Die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit der Siliziumschicht im amorphen und laserkristallisierten Zustand sowie der darunterliegenden SiO_2-Schicht wurde im Auftrag am Fraunhofer IPM durchgeführt. Der dazu genutzte Versuchsaufbau ist schematisch in Bild 4.7 dargestellt. Dabei wird ein gepulster Laserstrahl mit einer Pulsdauer von t < 500 fs durch einen Strahlteiler in einen Pump- und einen Messstrahl aufgeteilt.

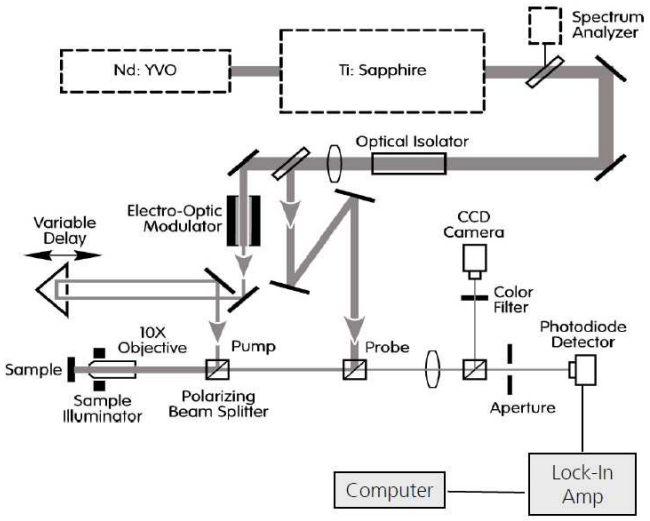


Bild 4.7: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit nach der Time-Domain-Thermal-Reflectance-Methode am Fraunhofer IPM [166]

Durch eine variable Differenz der optischen Weglänge kann nach anschließender Zusammenführung der beiden Teilstrahlen ein zeitlicher Abstand zwischen den Laserpulsen im zusammengeführten Strahl von t = 0 ps bis t = 4000 ps eingestellt werden. Anschließend werden beide Teilstrahlen wieder zusammengeführt und durch ein Mikroskopobjektiv auf die Probenoberfläche fokussiert. Für die Messung wird die Probenoberfläche mit einer d = 70 nm dicken Aluminiumschicht beschichtet, deren temperaturabhängiger Reflexionsgrad für die Wellenlänge des eingesetzten Lasers bekannt ist. Während der Messung trifft zunächst der Puls des Pumpstrahls auf die Probenoberfläche, was einen sprunghaften Temperaturanstieg von etwa 3 K zur Folge hat. Anschließend folgt der Puls des Messstrahls mit einer definierten Verzögerung. An der Probenoberfläche wird ein temperaturabhängiger Anteil des Messtrahls reflektiert und anschließend mittels einer Photodiode erfasst. Durch eine Variation der zeitlichen Differenz

zwischen Pump- und Messtrahl kann damit eine zeitabhängige Abkühlkurve aufgenommen werden. Anhand des Abkühlverhaltens der Probenoberfläche kann durch Anpassung eines thermischen Modells auf die Wärmeleitfähigkeit des Schichtmaterials geschlossen werden. [166, 167]

Die Messergebnisse zur Wärmeleitfähigkeit der Siliziumschicht im amorphen und laserkristallisierten (lc-Si) Zustand, sowie der SiO_2-Schicht sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Tabelle 4.3: Ermittelte Wärmeleitfähigkeit für a-Si, SiO_2 und lc-Si.

Material	Wärmeleitfähigkeit [$W \cdot m^{-1} K^{-1}$]
a-Si	1,8 ± 0,2
SiO_2	1,3 ± 0,1
lc-Si	3,8 ± 0,4

Dies entspricht nach den Daten in Bild 2.18 einem Kristallitdurchmesser von d = 10 nm bis d = 20 nm für die laserkristallisierte Siliziumschicht.

5 Simulation der laserinduzierten örtlichen Temperaturverteilung

Entwicklungsziel für das Laserkristallisationsverfahren ist das Erreichen möglichst großer Kristallisationstiefen unter Einhaltung zweier Randbedingungen:

1. Die Temperaturbelastung des Substrats soll die thermische Belastungsgrenze von CMOS-Schaltkreisen nicht überschreiten, um eine Schädigung der CMOS-Schaltkreise zu verhindern.

2. An der Schichtoberfläche soll die Schmelztemperatur nicht überschritten werden, um ein homogenes kristallines Gefüge mit minimalen Schichtspannungsgradienten zu erreichen, das als MEMS-Strukturmaterial geeignet ist.

Das Schichtsystem und die relevanten Prozesstemperaturen sowie die genannten Randbedingungen sind in Bild 5.1 schematisch dargestellt.

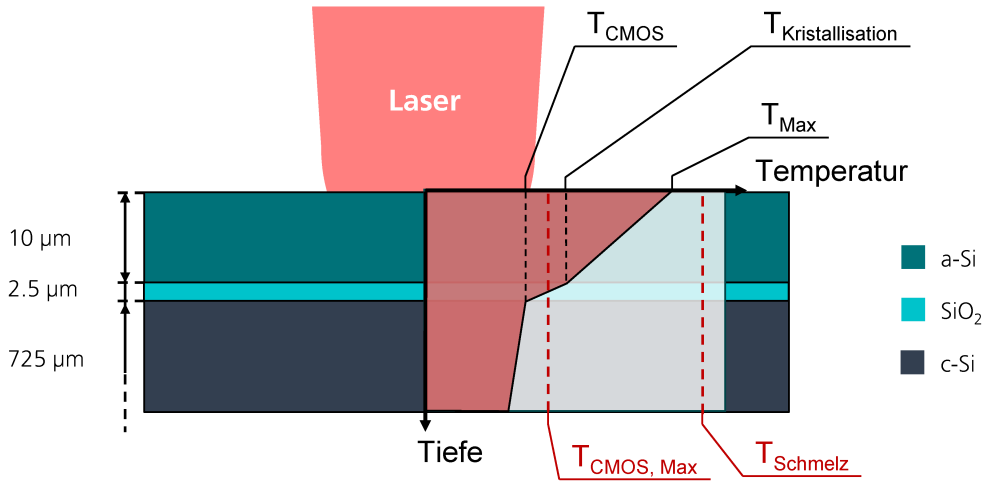


Bild 5.1: Schematische Darstellung des untersuchten Schichtsystems und der relevanten Prozesstemperaturen für den Fall einer vollständigen Kristallisation der a-Si-Schicht über die gesamte Schichtdicke

Eine wesentliche Herausforderung für die Entwicklung eines CMOS-kompatiblen Laserkristallisationsverfahrens für amorphe Siliziumschichten ist die Bestimmung der Temperaturbelastung an der Grenzfläche zwischen Opferschicht und den CMOS-Metallisierungsebenen. Diese Grenzfläche liegt innerhalb des bearbeiteten Schichtsystems und ist daher für eine Temperaturmessung unzugänglich. Aus diesem Grund werden die durch die Laserkristallisation der a-Si-Schicht hervorgerufenen Temperaturverteilung simulationsbasiert orts- und zeitaufgelöst berechnet. Dazu wird ein von *Völl* am Lehrstuhl für Technologie Optischer Systeme der *RWTH Aachen University*

entwickeltes Simulationsmodell genutzt [168]. Mithilfe des Simulationsmodells wird der Einfluss verschiedener Verfahrensparameter auf das resultierende Temperaturfeld untersucht. Dabei liegt der Fokus auf folgenden Verfahrensparametern: Laserwellenlänge, Vorheiztemperatur, Laserleistung, Strahldurchmesser und Vorschubgeschwindigkeit.

5.1 Simulationsmodell

Die Berechnung der laserinduzierten örtlichen und zeitlichen Temperaturverteilung erfolgt innerhalb des Simulationsmodells durch numerische Lösung der Wärmeleitungsgleichung (**5.1**).

5.1

$$\rho(T) \cdot c_p(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = Q(\mathrm{x,y,z},t,\mathrm{T}) + \rho(T) \cdot c_p(T) \cdot \vec{v}\nabla T + \nabla(\lambda_W(T)\nabla T)$$

ρ: Dichte; c_p: spezifische Wärmekapazität; T: Temperatur; t: Zeit; $\vec{v}$: Geschwindigkeit; Q: Quellterm; λ_W: Wärmeleitfähigkeit

Demnach ergibt sich die Temperaturänderung des Kontrollvolumens aus der Bilanz der mittels Laserstrahlung zugeführten Energie und der Nettoenergieflüsse via Enthalpiestrom und Wärmeleitung. Energieflüsse durch Wärmestrahlung und atmosphärische Konvektion sind darin nicht abgebildet. Die Berechnung der Temperaturverteilung erfolgt im mitbewegten Koordinatensystem der Energiequelle, die dem über die Probenoberfläche geführten Laserstrahl entspricht.

Die in das Kontrollvolumen eingetragene Laserleistung wird durch den Quellterm (**5.2**) als Volumenwärmequelle mit einer wellenlängen- und temperaturabhängigen Eindringtiefe beschrieben [169].

5.2

$$\begin{aligned} Q(\mathrm{x,y,z},t,\lambda,\mathrm{T}) &= \alpha(\lambda,T) \cdot \frac{dI(\mathrm{x,y,z},t)}{dz} \\ &= (1-\mathrm{R}(\lambda,T)) \cdot I_0(\mathrm{x,y,t}) \cdot \frac{d(e^{-\alpha_{abs}(\lambda,T)\cdot z})}{dz} \end{aligned}$$

α: Absorption, R: Reflexion,· I_0: Intensität an der Schichtoberfläche, α_{abs}: Absorptionskoeffizient

Die Dimensionen des Kontrollvolumens sind schematisch in Bild 5.2 dargestellt.

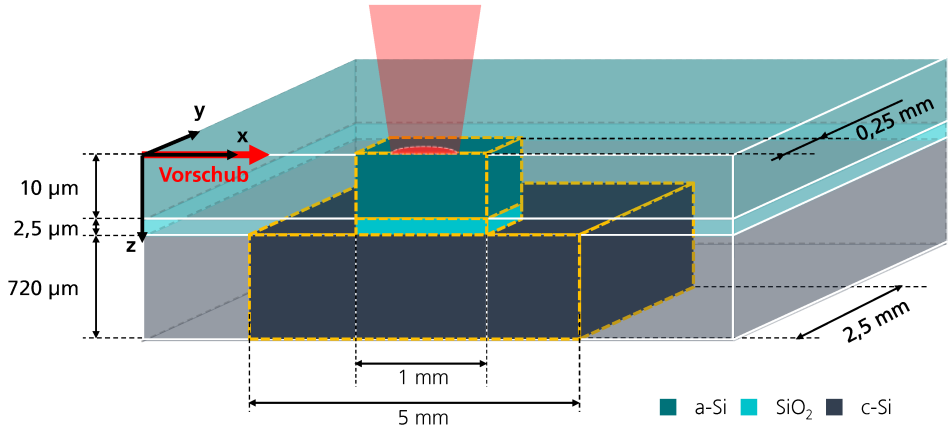


Bild 5.2: Schematische Darstellung des Kontrollvolumens (gelb) innerhalb des ausgehend von der Symmetrieebene halbunendlich ausgedehnten Schichtsystems.

Darüber hinaus liegen dem Modell folgende Annahmen zugrunde:

- Das FEM-Netz ist über drei aufeinanderliegende quaderförmige Volumenelemente aufgespannt, deren Ausdehnung in z-Richtung der Dicke der einzelnen Schichten des untersuchten Schichtsystems entspricht.
- Das Schichtsystem wird in positiver x-Richtung durch das Kontrollvolumen bewegt.
- Der Ursprung des Koordinatensystems wird durch den Schnittpunkt der Mittelachse des Laserstrahls mit der bestrahlten Oberfläche definiert.
- Für die Simulation zeitunabhängiger Probleme wird die Temperatur an allen Flächen des Kontrollvolumens, deren Normalenvektor in negative x-Richtung zeigt, durch eine Dirichlet-Randbedingungen gleich der Vorheiztemperatur gesetzt. Die verbleibenden Flächen des Kontrollvolumens werden als isoliert betrachtet, wobei der Wärmefluss durch Wärmeleitung mittels einer Neumann-Randbedingung zu Null gesetzt wird.
- Die Symmetrie des Wärmeleitungsproblems wird ausgenutzt und das Modell an der Symmetrieeben (x-z-Ebene) halbiert.

Die räumliche Diskretisierung des FEM-Netzes unterscheidet sich für die drei Materialschichten des untersuchten Schichtsystems, ist aber innerhalb jeder Einzelschicht konstant. Die gewählten räumlichen Diskretisierungen für die Einzelschichten sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Tabelle 5.1: Diskretisierung des FEM-Modells

Material	Δx [µm]	Δy [µm]	Δz [µm]
a-Si	6,25	10	0,4
SiO_2	6,25	10	1,25
c-Si	25	50	72

Temperaturabhängige Materialeigenschaften und Phasenumwandlung

In dem Simulationsmodell werden die temperaturabhängigen optischen und thermo-physikalischen Eigenschaften der einzelnen Schichtmaterialien berücksichtigt. Temperaturabhängige Materialparameter sind der Reflexionsgrad, der Absorptionskoeffizient, die Wärmeleitfähigkeit und die Wärmekapazität. Die Dichte wird vereinfachend als temperaturunabhängig angenommen. Die dem Simulationsmodell zugrunde gelegten Materialdaten sind im Anhang 9.2 zusammengefasst.
Für das Simulationsmodell wird in vier Materialklassen unterschieden: Amorphes Silizium, laserkristallisiertes Silizium, einkristallines Silizium und SiO_2.

Für jede Materialklasse werden die temperaturabhängigen Materialparameter in Listen mit Datenpaaren aus Temperatur und der jeweiligen Materialeigenschaft hinterlegt. Dazu werden vorhandene experimentell ermittelte Daten und ergänzend Literaturwerte genutzt. Temperaturwerte, die nicht in den Datenlisten aufgeführt sind, werden mittels linearer Interpolation bestimmt.

Wärmequelle

Die temperaturabhängigen optischen Eigenschaften sind für die Modellierung der Wärmequelle notwendig. Dabei wird die in das Kontrollvolumen eintretende Leistung durch einen temperatur- und wellenlängenabhängigen Reflexionsgrad für die äußere Grenzfläche der a-Si-Schicht beschrieben (vgl. **5.2** und Bild 5.2). Der Reflexionsgrad fasst die Reflexionseigenschaften des gesamten Schichtsystems zusammen. Die Energie wird jedoch nicht ausschließlich an der Grenzfläche der a-Si-Schicht, sondern entsprechend eines material-, temperatur- und wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten, auch im Inneren des Kontrollvolumens in das Wärmeleitungsmodell eingekoppelt. Der nichtabsorbierte Anteil der Laserstrahlung tritt an der unteren Grenzfläche des Modells aus dem Schichtsystem aus.

Festphasenkristallisation

Die Festphasenkristallisation wird in dem Simulationsmodell rein energetisch berücksichtigt – als temperaturinduzierte Phasenumwandlung innerhalb eines definierten Temperaturbereichs. Es erfolgt keine Simulation der Kristallisationskinetik. Stattdessen wird die Änderung der Materialeigenschaften infolge der Kristallisation in den temperaturabhängigen Materialdaten der Si-

Schicht berücksichtigt (Bild 5.3). Der Temperaturbereich innerhalb dessen die Phasenumwandlung stattfindet wird für die Simulation auf ΔT_{FPK} = 10 K festgelegt, um eine für den gesamten betrachteten Parameterraum stabil laufende Simulation zu gewährleisten.

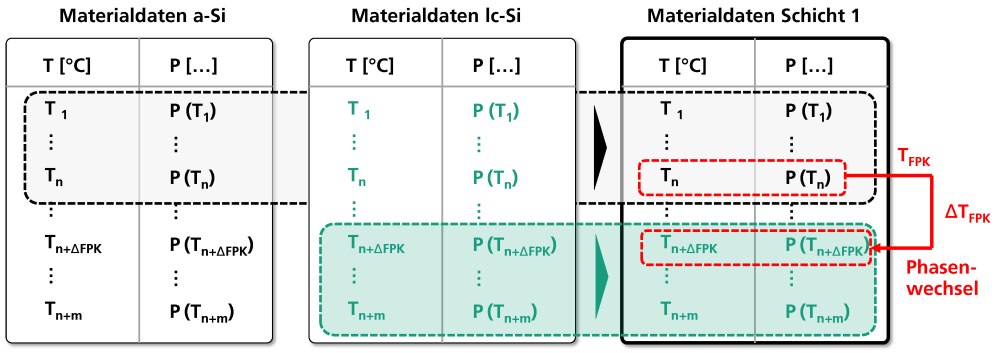


Bild 5.3: Vorgehen zur Berücksichtigung der Festphasen-kristallisation in Form von temperatur-abhängigen Materialdaten durch Kombination der Materialdaten für die Zustände vor und nach der Festphasen-kristallisation

Die Berücksichtigung der Festphasenkristallisation in der a-Si-Schicht erfolgt durch eine Kombination der temperaturabhängigen Materialdaten von a-Si und lc-Si. Unterhalb der Temperatur, bei der die Festphasenkristallisation initiiert wird, werden die Materialdaten von a-Si genutzt. Ab dem Temperaturwert für den die Festphasenkristallisation als abgeschlossen angenommen wird, werden die Materialdaten der a-Si-Schicht durch die Materialdaten für laserkristallisiertes Silizium ersetzt. Für Temperaturen zwischen Beginn und Abschluss der Festphasenkristallisation werden die Materialdaten linear interpoliert.

Dieser Ansatz hat zur Folge, dass die Festphasenkristallisation, entgegen dem realen Prozess, im Simulationsmodell als reversibler Prozess implementiert ist. Das bedeutet, dass die Materialdaten beim Abkühlen unter die für die Festphasenkristallisation notwendige Temperatur wieder den Materialdaten des Ausgangsmaterials entsprechen. Diese Vereinfachung wird auf folgende Argumente gestützt:

- Für Material, das die Kristallisationstemperatur nicht erreicht, entspricht die Reversibilität der Materialeigenschaften dem realen Materialverhalten.
- Unter der Annahme, dass laserkristallisiertes Material erst dann unter die Kristallisationstemperatur abkühlt, sobald es den laserbestrahlten Bereich verlassen hat, kann die Reversibilität der optischen Materialeigenschaften vernachlässigt werden.
- Aufgrund der ohnehin geringen Differenz der Wärmekapazität und der Dichte zwischen dem amorphen und dem kristallinen Zustand von

Silizium von wenigen Prozentpunkten (vgl. Tabelle 2.4) wird die Reversibilität für diese Parameter als vernachlässigbar betrachtet.

Damit verbleibt allein die Wärmeleitfähigkeit, die aufgrund der Reversibilität der Materialparameter — für den Fall, dass laserkristallisiertes Material unter die Kristallisationstemperatur abkühlt — um etwa 50 % unterschätzt wird. Dies muss bei der Interpretation der Simulationsdaten bezüglich des Abkühlverhaltens berücksichtigt werden.

Beitrag der Kristallisationswärme zum Energieeintrag in das Schichtsystem

Die Flächenleistungsdichte durch freiwerdende Kristallisationswärme kann aus dem Produkt aus der Phasenfrontgeschwindigkeit v_{ak}, der Kristallisationsenthalpie Δg_{ak} und der Anzahldichte der Siliziumatome nach **5.3** bestimmt werden [113].

5.3

$$I_{ak} = \frac{v_{ak} \cdot \Delta g_{ak} \cdot \rho_{Si}}{M_{Si}}$$

I_{ak}: Flächenleistungsdichte durch freiwerdende Kristallisationswärme; v_{ak}: Phasenfrontgeschwindigkeit; Δg_{ak}: Kristallisationswärme; M_{Si}: Molare Masse von Si; ρ_{Si}: Dichte von Si

Die Phasenfrontgeschwindigkeit der Grenzfläche zwischen laserkristallisiertem und amorphem Silizium weist ein Arrhenius-Verhalten auf (**5.4**) und nimmt mit der Temperatur zu [56, 112].

5.4

$$v_{ak} = v_0 \cdot e^{-\frac{E_A}{k_B \cdot T}}$$

v_{ak}: Phasenfrontgeschwindigkeit; v_0: Geschwindigkeitskonstante; E_A: Aktivierungsenergie; k_B: Bolzmannkonstante; T: Temperatur

Für $v_0 = 1{,}77 * 10^{-14}$ cm/s [56] und $E_A = 2{,}24$ eV [56] beträgt die Phasenfrontgeschwindigkeit bei einer Temperatur von T = 1200 °C etwa v = 0,039 cm/s. Daraus ergibt sich für eine Kristallisationsenthalpie von Δg_{ak} = 11,9 kJ/cm² [56], einer Dichte von ρ_{Si} = 2,32g/cm³ [125] und einer molaren Masse von M_{Si} = 28 g/mol eine freiwerdende Kristallisationswärme mit einer Flächenleistungsdichte von I_{ak} = 31,6 W/cm². Damit ist der Energieeintrag durch die freiwerdende Kristallisationswärme um zwei bis drei Größenordnungen geringer als Intensität der Laserstrahlung (vgl. Tabelle 2.3) und wird im weiteren Verlauf vernachlässigt.

Zudem werden Schmelzvorgänge nicht berücksichtigt, sondern das Erreichen der Schmelztemperatur als Indikator für das Überschreiten des zulässigen Prozessfensters definiert.

5.2 Experimentelle Vorversuche zur Parametereingrenzung

Zur initialen Kalibrierung des Simulationsmodells wird eine Versuchsreihe des Simulationsplans zunächst experimentell betrachtet. Dies ist notwendig, da insbesondere die Schmelztemperatur der phosphordotierten Siliziumschicht noch unbekannt ist. Die Schmelztemperatur ist jedoch stark von der Phosphorkonzentration abhängig und sinkt von 1414 °C für eine Phosphorkonzentration von 0% auf 1131 °C für eine Phosphorkonzentration von 1 %[164].

Die Schmelztemperatur ist ein kritischer Prozessparameter, da eine Aufrauhung der Oberfläche durch Schmelzspuren auf der Schichtoberfläche für nachfolgende mikroelektronische Fertigungsschritte nicht tolerierbar ist. Zudem wird zur Verhinderung von Schichtspannungsgradienten ein homogenes Gefüge in der laserkristallisierten Schicht angestrebt.

In Bild 5.4 ist der Versuchsaufbau für die Durchführung der Vorversuche schematisch dargestellt.

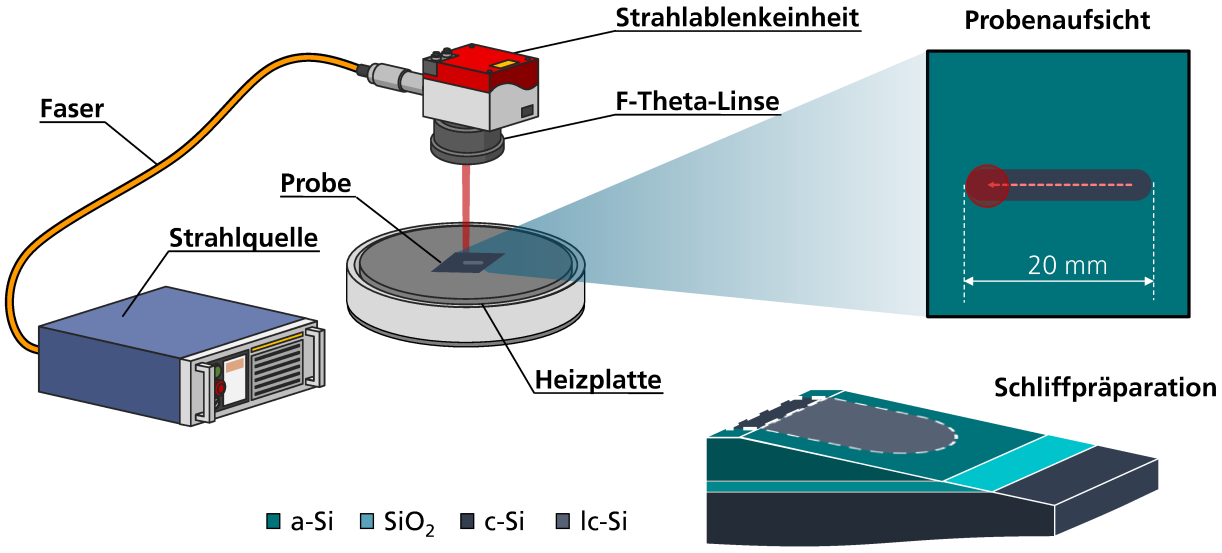


Bild 5.4: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die Durchführung der Vorversuche, der Probenaufsicht sowie der Schliffpräparation zur Bestimmung der erreichten Kristallisationstiefe.

Dabei wird die Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von λ = 1070 nm durch einen Faserlaser, IPG YLR-200-MM-AC-Y11, IPG Laser GmbH mit Tophat-förmiger Intensitätsverteilung und einer maximal abrufbaren Laserleistung von P = 200 W im Dauerstrichbetrieb bereitgestellt. Die Laserstrahlung wird durch eine Optik mit einer Brennweite von f = 100 mm auf die Probenoberfläche fokussiert. Der Strahldurchmesser auf der Probenoberfläche beträgt

d = 330 µm. Der Laserstrahl wird mittels einer Strahlablenkeinheit mit einer Vorschubgeschwindigkeit von v_{scan} = 100 mm/s über die Probenoberfläche geführt. Während der Versuche wird das Probenmaterial mittels einer Heizplatte auf T_V = 300 °C vorgeheizt. Für die Versuche werden Einzellinien mit 20 mm Länge unter variabler Laserleistung bearbeitet. Anschließend werden die Proben unter einem flachen Winkel angeschliffen, sodass die Kristallisations- und Schmelztiefe durch die geometrische Skalierung lichtmikroskopisch bestimmt werden kann (Bild 5.4, unten). In Bild 5.5 sind exemplarisch die Mikroskopaufnahmen der angeschliffenen Proben für die Bestrahlungsintensitäten von I = 11,4 kW/cm², I = 13,2 kW/cm² und I = 15,0 kW/cm² dargestellt.

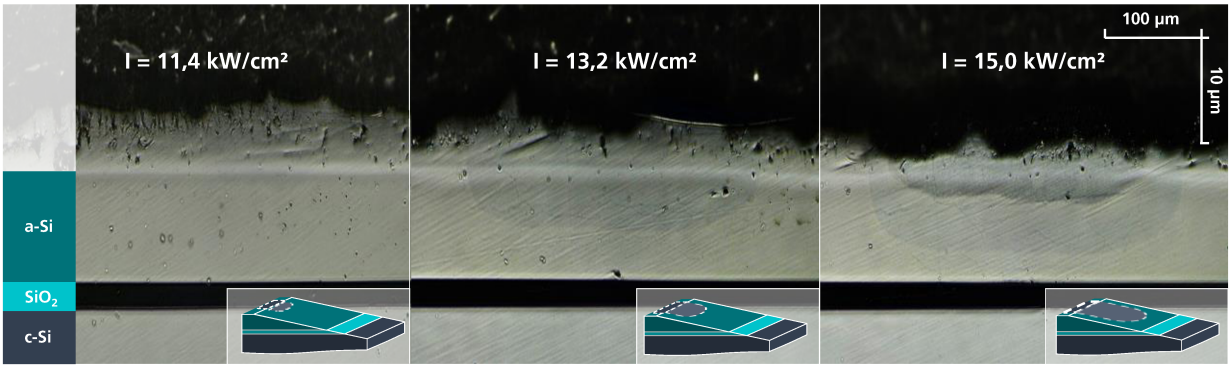


Bild 5.5: Lichtmikroskopische Aufsicht auf angeschliffenen Probenoberflächen zur Bestimmung der erreichten Kristallisationstiefe in Abhängigkeit der Laserstrahlintensität (der vertikale Maßstab ist auf die Schichtdicke skaliert).

Ab einer Intensität von I = 11,4 kW/cm² wird ein Farbumschlag auf der Probenoberfläche beobachtet, der sich mit zunehmender Intensität in Richtung der SiO_2-Schicht ausbreitet. Der Farbumschlag kann, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, mit einer Phasenumwandlung durch Festphasenkristallisation assoziiert werden (vgl. Bild 4.2). Bei weiterer Erhöhung tritt ab einer Intensität von I = 13,6 kW/cm² im Zusammenhang mit ersten Schmelzspuren auf der Schichtoberfläche ein weiterer Farbumschlag auf, der sich mit zunehmender Intensität ebenfalls in Richtung der SiO_2-Schicht ausbreitet und der Schmelztiefe entspricht (vgl. Bild 5.5, rechts).

Anhand der Versuchsdaten werden die freien Simulationsparameter angepasst, um eine möglichst hohe Übereinstimmung zwischen den Messdaten und den Simulationsergebnissen zu erreichen. Die freien Simulationsparameter umfassen die Kristallisationstemperatur der a-Si-Schicht sowie die Schmelztemperatur und die temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit der laserkristallisierten Schicht.

Dabei wird wie folgt vorgegangen:

1. Für die Anpassung des Simulationsmodells an die Messdaten werden zunächst auf Basis der experimentellen Versuchsparameter

Simulationen unter Vernachlässigung der Festphasenkristallisation durchgeführt. Anschließend werden die Temperaturgradienten im Schichtquerschnitt betrachtet (vgl. Bild 5.1) und der Temperaturwert in der Schichttiefe ermittelt, die der experimentell bestimmten Kristallisationstiefe entspricht.

2. Die Anpassung der freien Modellparameter erfolgt unter der Zielsetzung, dass bei allen zuvor experimentell bestimmten Kristallisationstiefen im jeweils entsprechenden Simulationsergebnis der gleiche Temperaturwert vorliegen muss. Diese Bedingung muss für alle Versuchs- bzw. Simulationsparameter durch den gleichen Satz an freien Modellparametern erfüllt sein.

3. Im nachfolgenden Schritt wird die Kristallisationstemperatur in das Simulationsmodell implementiert und die Simulationen erneut unter Variation der Schmelztemperatur sowie der Wärmeleitfähigkeit des laserkristallisierten Schichtbereichs durchgeführt. Zielbedingung dabei ist, dass die Schmelztemperatur genau für den Parameter zuerst erreicht wird, bei dem auch experimentell die ersten Schmelzspuren auftreten.

Die genannten Bedingungen sind für die folgenden Werte der freien Simulationsparameter erfüllt:

- Kristallisationstemperatur amorphes Silizium: 980 °C (vgl. Kapitel 4.1)
- Schmelztemperatur laserkristallisiertes Silizium: 1131 °C (vgl. Kapitel 4.2)
- Wärmeleitung laserkristallisiertes Silizium: 3,4 $W \cdot m^{-1} K^{-1}$ (vgl. Kapitel 4.3)

Die Simulationsergebnisse der Temperaturgradienten über die Schichttiefe sind für unterschiedliche Bestrahlungsintensitäten exemplarisch in Bild 5.6 dargestellt.

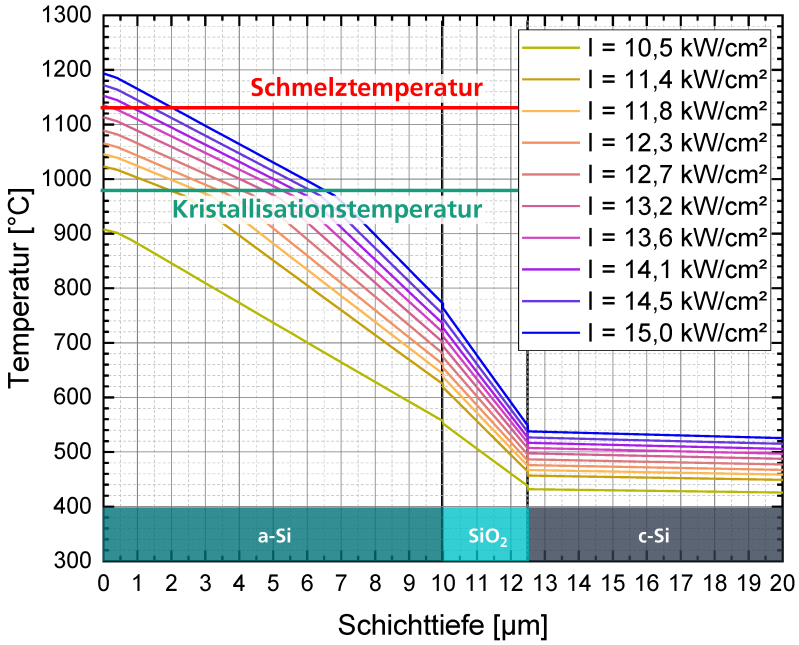


Bild 5.6: Simulationsergebnisse für die Temperaturgradienten über die Schichttiefe für unterschiedliche Bestrahlungsintensitäten

Simulationsparameter:

λ: 1064 nm
d: 330 µm (Tophat)
v_{Scan}: 100 mm/s
T_{FPK}: 980 °C
$T_{Schmelz}$: 1131 °C
$\lambda_{W,lc}$: 3,4 $W \cdot m^{-1} K^{-1}$

Ausgehend von der Maximaltemperatur an der Schichtoberfläche sinkt die Temperatur mit einem Gradienten, der von der Intensität der Laserstrahlung und der Wärmeleitfähigkeit der Materialien in den unterschiedlichen Schichtbereichen abhängt. Da die Schmelzenthalpie in dem Simulationsmodell nicht berücksichtigt ist, nimmt die Oberflächentemperatur nach Erreichen des Schmelzpunktes mit zunehmender Intensität weiter zu. Daher kann nach Überschreiten des Schmelzpunktes keine verlässliche Aussage über den Anstieg der Oberflächentemperatur aus den Simulationsdaten abgeleitet werden.

Die maximale Kristallisationstiefe, bei der die Schmelztemperatur an der Schichtoberfläche gerade nicht überschritten wird, liegt nach den Simulationsergebnissen bei z_{FPK} = 4,8 µm bei einer Bestrahlungsintensität von I = 13,4 kW/cm². Bei der maximalen betrachteten Intensität von I = 15,0 kW/cm², bei der im Simulationsergebnis eine Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 6,4 µm erreicht wird, beträgt der Simulationswert für die Temperatur in der c-Si-Schicht T = 537 °C. Dieser Wert liegt unterhalb des maximal zulässigen Wertes von T = 550 °C (1 s Belastungsdauer) für einen CMOS-Transistor (vgl. Tabelle 2.1). Demnach legen die Simulationsergebnisse eine CMOS-Kompatibilität des Laserverfahrens für den untersuchten Parameterbereich nahe.

Anhand der Schnittpunkte der Temperaturgradienten mit der Kristallisations- und Schmelztemperatur werden die Kristallisations- und Schmelztiefen für die untersuchten Parameter bestimmt. Die ermittelten Simulationsdaten sind den entsprechenden Messwerten in Bild 5.7 gegenübergestellt.

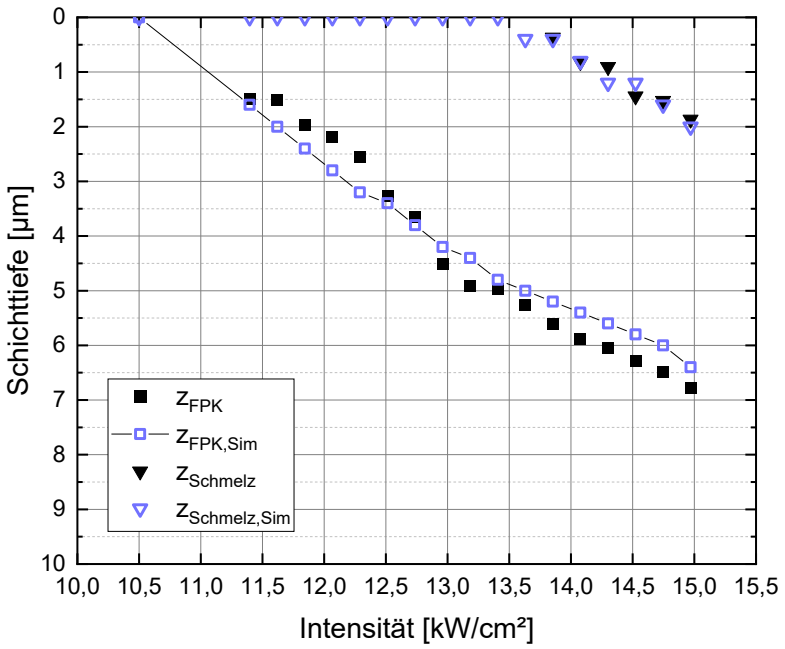


Bild 5.7: Vergleich der mittels lichtmikroskopischer Aufnahmen bestimmtne Kristallisationstiefe sowie der Simulations-ergebnisse in Abhängigkeit der Laserstrahl-intensität. Ab einer Laserstrahlintensität von I = 13,6 kW/cm² sind Schmelzspuren auf der Probenoberfläche sichtbar.

Simulations-parameter:

λ: 1064 nm
d: 330 µm (Tophat)
v_{Scan}: 100 mm/s
T_{FPK}: 980 °C
$T_{Schmelz}$: 1131 °C
$\lambda_{W,lc}$: 3,4 $W \cdot m^{-1} K^{-1}$

Die simulativ ermittelte Kristallisationstiefe stimmt qualitativ mit den experimentell ermittelten Werten überein. Bemerkenswert ist, dass auch die Schmelztiefe nur geringe Abweichung zwischen Simulations- und Messdaten von weniger als 0,5 µm aufweist, obwohl die Schmelzenthalpie in dem Simulationsmodell nicht berücksichtigt ist.

5.3 Einfluss der Versuchsparameter auf die maximale Kristallisationstiefe und thermische Substratbelastung

Für eine vollständige Laserkristallisation der a-Si-Schicht ohne Aufschmelzen der Oberfläche müssen innerhalb der a-Si-Schicht zwei Kriterien erfüllt sein:

1. $Maximaltemperatur < Schmelztemperatur$
2. $Minimaltemperatur \geqq Kristallisationstemperatur$

Diese Kriterien stellen die Randbedingungen für den Temperaturgradienten innerhalb der a-Si-Schicht dar. Da der Temperaturgradient für den 1-dimensionalen, stationären Fall proportional zum Quotienten aus Intensität und Wärmeleitfähigkeit ist (**4.3**), sind die Möglichkeiten zur Einflussnahme auf dessen Steigung begrenzt. Mit der Intensität steigt zwar die Maximaltemperatur an der Schichtoberfläche, aber auch der Betrag des

Temperaturgradienten nimmt zu (vgl. Bild 5.7). Im Hinblick auf die gestellten Randbedingungen wirkt dies limitierend auf die erreichbare Kristallisationstiefe.

Für den untersuchten 3-dimensionalen, stationären Fall mit bewegter Wärmequelle kann der Temperaturgradient zusätzlich zur Bestrahlungsintensität durch die gewählte Laserwellenlänge, die Vorheiztemperatur, das Intensitätsprofil und den Strahldurchmesser sowie die Vorschubgeschwindigkeit beeinflusst werden.

5.3.1 Einfluss der Laserwellenlänge auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe

Im vereinfachenden Fall der stationären, 1-dimensionalen Wärmeleitung innerhalb eines homogenen, isotropen Mediums können in Abhängigkeit der optischen Eindringtiefe der Laserstrahlung zwei Fälle für den Energieeintrag in das Schichtsystem unterschieden werden.

- Fall 1: Oberflächenwärmequelle: $\delta_{OPT} \ll Schichtdicke$:

  Der Temperaturgradient bleibt innerhalb des Mediums konstant ($\frac{d^2T}{dz^2} = 0$), der Energietransport erfolgt rein über Wärmeleitung.

- Fall 2: Volumenwärmequelle: $\delta_{OPT} \approx Schichtdicke$:

  Der Temperaturgradient innerhalb des Mediums nimmt ab ($\frac{d^2T}{dz^2} < 0$), der Energietransport erfolgt neben Wärmeleitung auch durch die in das Volumen eindringende und dort absorbierte Laserstrahlung. Mit zunehmender Tiefe im Schichtsystem muss daher ein zunehmend größerer Energiebetrag mittels Wärmleitung transportiert werden, was einen betragsmäßig größeren Temperaturgradienten erfordert. Ist eine Schichttiefe erreicht, zu der keine Laserstrahlung mehr vordringt, konvergiert der Temperaturgradient schließlich gegen den Wert in Fall 1.

Die beiden beschriebenen Fälle der Energieeinkopplung sind in Bild 5.8 exemplarisch für die Laserwellenlängen λ = 532 nm, λ = 1064 nm und λ = 1567 nm anhand von 3D-Simulationsergebnissen dargestellt. Dabei wird die Laserstrahlung mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung und einem Strahldurchmesser von d = 420 µm mit einer Vorschubgeschwindigkeit von v_{SCAN} = 100mm/s über die Probenoberfläche geführt.

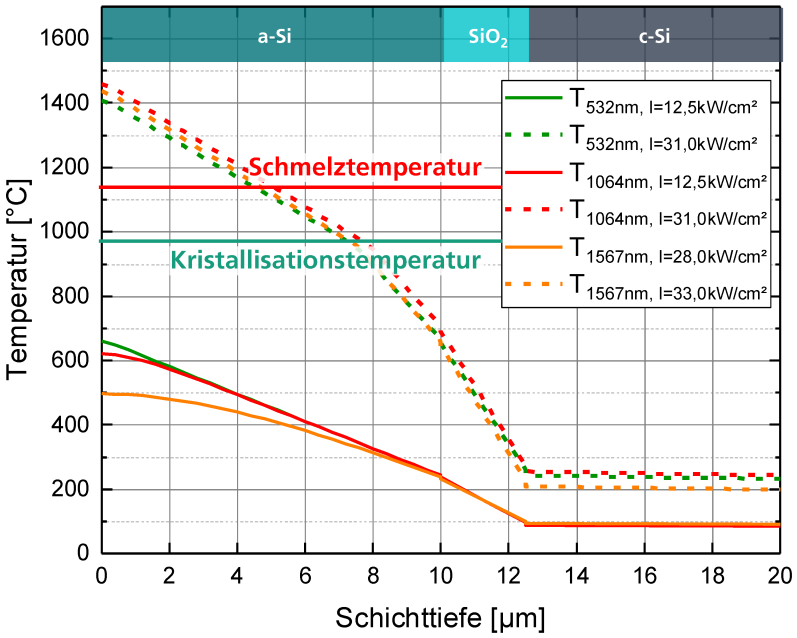


Bild 5.8: Vergleich der Temperatur-gradienten im Schichtsystem für die Laserwellenlängen λ = 532 nm, λ = 1064 nm und λ = 1567 nm bei vergleichbarer Temperatur an der Grenzfläche zwischen a-Si- und SiO_2-Schicht.

Simulations-parameter:

d: 420 µm (Gauß)
v_{Scan}: 100 mm/s
T_{PH}: 25°C
T_{FPK}: 980 °C
$T_{Schmelz}$: 1131 °C
$\lambda_{W,Ic}$: 3,4 $W \cdot m^{-1} K^{-1}$

Die Simulationsparameter sind dabei so gewählt, dass die erreichten Maximaltemperaturen einmal oberhalb und einmal unterhalb der Kristallisationstemperatur liegen und die erreichten Temperaturen an der Grenzfläche zwischen a-Si- und SiO_2-Schicht für den jeweiligen Fall vergleichbar sind.

- Fall 1: Maximaltemperatur < Kristallisationstemperatur

  Für den Fall, dass die erreichte Maximaltemperatur unterhalb der Kristallisationstemperatur liegt, wird der Effekt der unterschiedlichen optischen Eindringtiefe der betrachteten Laserwellenlängen auf den Temperaturgradienten deutlich. Während die optische Eindringtiefe bei einer Wellenlänge von λ = 532 nm bei Raumtemperatur bereits weniger als 100 nm beträgt [170], beträgt diese bei einer Wellenlänge von λ = 1567 nm selbst bei einer Temperatur von 500 °C noch einige Mikrometer (vgl. Bild 3.12).

  Die beobachtete Temperaturdifferenz zwischen der Schichtoberfläche und der Grenzfläche zwischen der a-Si und der SiO_2-Schicht nimmt mit zunehmender optischer Eindringtiefe der gewählten Laserwellenlänge ab. Bei einer vergleichbaren Temperatur an der Grenzfläche zwischen a-Si- und SiO2-Schicht von T = 509 °C bis T = 511 °C liegt die Temperaturdifferenz bei einer Laserwellenlänge von λ = 532 nm bei ΔT = 424 °C, für λ = 1064 nm bei ΔT = 377 °C und für λ = 1567 nm bei ΔT = 258 °C. Für Temperaturen unterhalb der Kristallisationstemperatur ist es also möglich, durch die Wahl einer

Laserwellenlänge mit einer optischen Eindringtiefe in der Größenordnung der Schichtdicke den Temperaturgradienten zu reduzieren.

Bemerkenswert ist, dass bei einer Laserwellenlänge von λ = 1567 nm für das Erreichen einer vergleichbaren Grenzflächentemperatur von T = 509-511 °C eine Intensität von I = 28,0 kW/cm² notwendig ist, die um den Faktor 2,2 größer ist als die notwendige Intensität für die Laserwellenlängen von λ = 532 nm und λ = 1064 nm. Dieser Unterschied ist auf eine durch Interferenzeffekte bedingte Variation der absorbierten Laserleistung zurückzuführen (vgl. Bild 3.4, rechts).

- Fall 2: Maximaltemperatur > Kristallisationstemperatur

  Für den Fall, dass die erreichte Maximaltemperatur oberhalb der Kristallisationstemperatur liegt, unterscheiden sich die Temperaturgradienten für die unterschiedlichen Laserwellenlängen nur geringfügig. Grund dafür ist die geringe Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionsgrads und der optischen Eindringtiefe für das laserkristallisierte Material. Für Temperaturen oberhalb der Kristallisationstemperatur ist es daher innerhalb des untersuchten Parameterbereichs nicht möglich, durch die Wahl einer Laserwellenlänge mit einer optischen Eindringtiefe in der Größenordnung der Schichtdicke den Temperaturgradienten zu reduzieren.

Zur näheren Betrachtung der Wellenlängenunabhängigkeit des Temperaturgradienten für Temperaturen oberhalb der Kristallisationstemperatur sind die Simulationsergebnisse der erzielten Maximaltemperaturen an der Oberfläche des Schichtsystems in Abhängigkeit der Laserwellenlänge und der Bestrahlungsintensität in Bild 5.9 gegenübergestellt.

Für die Laserwellenlängen von λ = 532 nm und λ = 1064 nm ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Maximaltemperatur und der Bestrahlungsintensität. Die Maximaltemperatur nimmt dabei für den Temperaturbereich unterhalb der Kristallisationstemperatur mit einer Rate von 51 K·(kW/cm²)$^{-1}$ und darüber mit einer Rate von 32 K·(kW/cm²)$^{-1}$ zu.

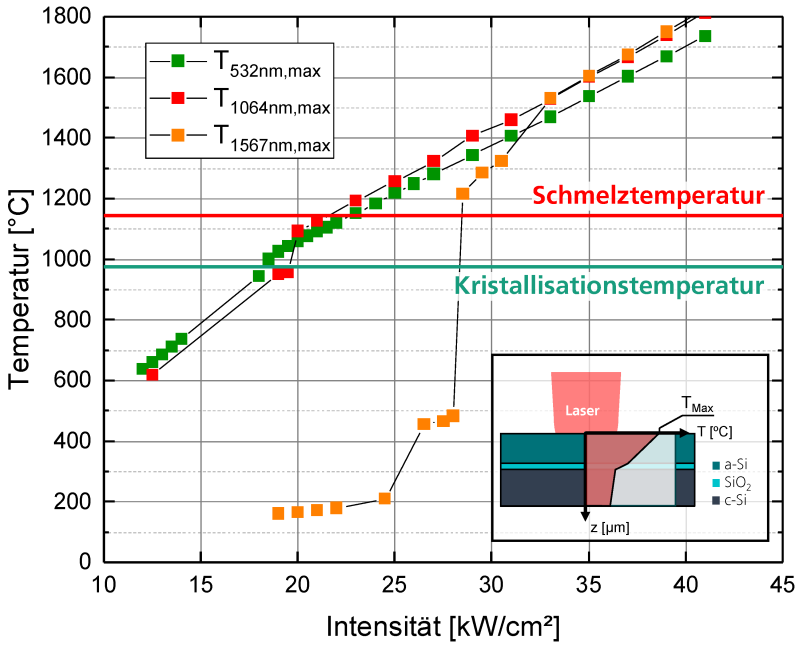


Bild 5.9: Vergleich der Maximaltemperatur an der Oberfläche des Schichtsystems in Abhängigkeit der Laserwellenlänge und der Intensität.

Simulations-parameter:

d: 420 µm (Gauß)
v_{Scan}: 100 mm/s
T_{PH}: 25°C
T_{FPK}: 980 °C
$T_{Schmelz}$: 1131 °C
$\lambda_{W,lc}$: 3,4 $W \cdot m^{-1} K^{-1}$

Dabei wird ein Prozessfenster zwischen Kristallisations- und Schmelztemperatur aufgespannt, innerhalb dessen eine Kristallisation ohne Aufschmelzen der Schichtoberfläche möglich ist.

Im Gegensatz dazu verläuft die intensitätsabhängige Zunahme der Maximaltemperatur bei einer Laserwellenlänge von λ = 1567 nm stufenförmig. Bis zu einer Bestrahlungsintensität von I = 24,5 kWcm² steigt die Maximaltemperatur auf T = 210 °C an. Bei dem gleichen Intensitätswert wird bei einer Laserwellenlänge von λ = 532 nm bereits die Schmelztemperatur überschritten. Bei weiterer Zunahme der Bestrahlungsintensität wird zwischen I = 26,5 kW/cm² und I = 28 kW/cm² ein Temperaturplateau mit einem Maximum von T = 495 °C erreicht. Von dort aus steigt die Maximaltemperatur für einen weiteren Intensitätsschritt auf I = 28,5 kW/cm² sprunghaft auf T = 1217 °C an, wobei Kristallisations- und Schmelztemperatur überschritten werden. Ab einer Intensität von I = 33 kW/cm² stellt sich ebenfalls ein intensitätsabhängiger Temperaturanstieg mit einer Rate von 32 K/(kW/cm²) ein. Die Ursache für den stufenförmigen Verlauf der intensitätsabhängigen Zunahme der Maximaltemperatur liegt in Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Dünnschichtsystem. Dabei treten Interferenzeffekte auf, die bei Temperaturänderungen zu einem periodischen Wechsel zwischen Reflexionsmaxima und -minima führen (vgl. Bild 3.4, rechts). Dies führt zu einer temperaturabhängigen Schwankung der in das Schichtsystem eintretenden Leistung, sodass die absorbierten Laserleistung ebenfalls periodisch Maxima und Minima durchläuft. Demnach führt eine Temperaturzunahme, ausgehend

von einem Absorptionsmaximum, zu einer Abnahme der absorbierten Laserleistung. Dabei kann ein Gleichgewichtszustand eintreten, der eine weitere Temperaturzunahme zunächst verhindert. Sobald die notwendige Leistungsschwelle erreicht ist, um das auf das Absorptionsmaximum folgende Absorptionsminimum zu überwinden, steigt die Temperatur sprunghaft an, bis das nächste Absorptionsmaximum erreicht ist. Dort kann sich der Vorgang wiederholen.

In der Konsequenz ist, basierend auf den Simulationsergebnissen, bei einer Laserwellenlänge von λ = 1567 nm innerhalb des untersuchten Prozessfensters keine kontrollierbare Kristallisation unterhalb der Schmelztemperatur möglich.

Einfluss von Laserwellenlänge und Vorheiztemperatur auf die erreichbare Kristallisationstiefe

In Bild 5.10 sind die Simulationsergebnisse für die erreichten Maximaltemperaturen an der Schichtoberfläche sowie die Temperaturen an der Grenzfläche zwischen SiO_2-Schicht und ASIC in Abhängigkeit der eingesetzten Laserwellenlänge und der erreichten Kristallisationstiefe zusammengefasst.

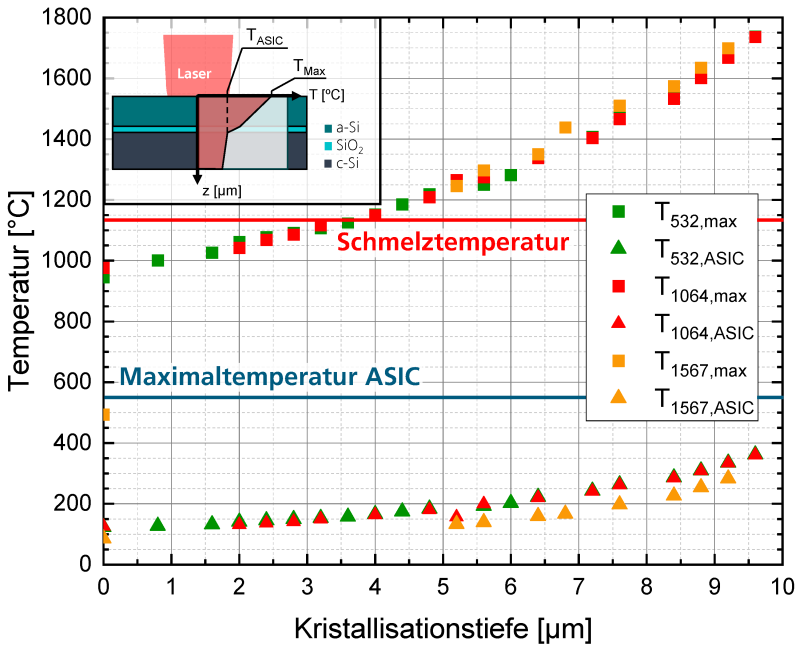


Bild 5.10: Maximaltemperatur an der Schicht-oberfläche und der Grenzfläche zwischen der SiO_2-Schicht und dem ASIC-Schaltkreis über die erreichte Kristallisationstiefe.

Vorheiztemperatur: 25 °C

Simulations-parameter:

d: 420 µm (Gauß)
v_{Scan}: 100 mm/s
T_{FPK}: 980 °C
$T_{Schmelz}$: 1131 °C
$\lambda_{W,lc}$: 3,4 $W \cdot m^{-1} K^{-}$
λ = 532 nm, 1064 nm & 1567 nm

Auf Basis der Simulationsergebnisse werden für die Laserwellenlängen λ = 532 nm und λ = 1064 nm bei einer Ausgangstemperatur von 25 °C Kristallisationstiefen von z_{FPK} = 0 µm bis z_{FPK} = 10 µm erreicht. Sowohl die Maximaltemperatur als auch die ASIC-Temperatur steigen mit zunehmender Kristallisationstiefe bei zunehmender Differenz kontinuierlich an. Ab einer Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 3,6 µm wird für beide Laserwellenlängen an der

Schichtoberfläche die Schmelztemperatur überschritten. Die ermittelten Maximal- und ASIC-Temperaturen stimmen bei vergleichbarer Kristallisationstiefe nahezu überein.

Der Betrag der Temperaturdifferenz zwischen den Laserwellenlängen λ = 532 nm und λ = 1064 nm beträgt im Mittel für die maximale Oberflächentemperatur ΔT = 9,3 °C ± 13 °C und für die ASIC-Temperatur ΔT = 3,8 °C ± 2,9 °C.
Hingegen werden bei einer Laserwellenlänge von λ = 1567 nm Kristallisationstiefen von z_{FPK} = 5,8 µm bis z_{FPK} = 10 µm erreicht, wobei die Schmelztemperatur jeweils bereits überschritten wird. Kristallisationstiefen zwischen z_{FPK} = 0 µm und z_{FPK} = 5,8 µm können bei dieser Bearbeitungswellenlänge aufgrund des sprunghaften Temperaturanstiegs bei zunehmender Bestrahlungsintensität (vgl. Bild 5.9) nicht gezielt eingestellt werden. In dem gesamten betrachteten Parameterbereich wird die maximal zulässige ASIC-Temperatur nicht überschritten.

In Bild 5.11 werden die Simulationsergebnisse der Maximaltemperaturen an der Schichtoberfläche sowie die Temperaturen an der Grenzfläche zwischen SiO_2-Schicht und ASIC für die Vorheiztemperaturen von T_V = 300 °C und T_V = 25 °C verglichen.

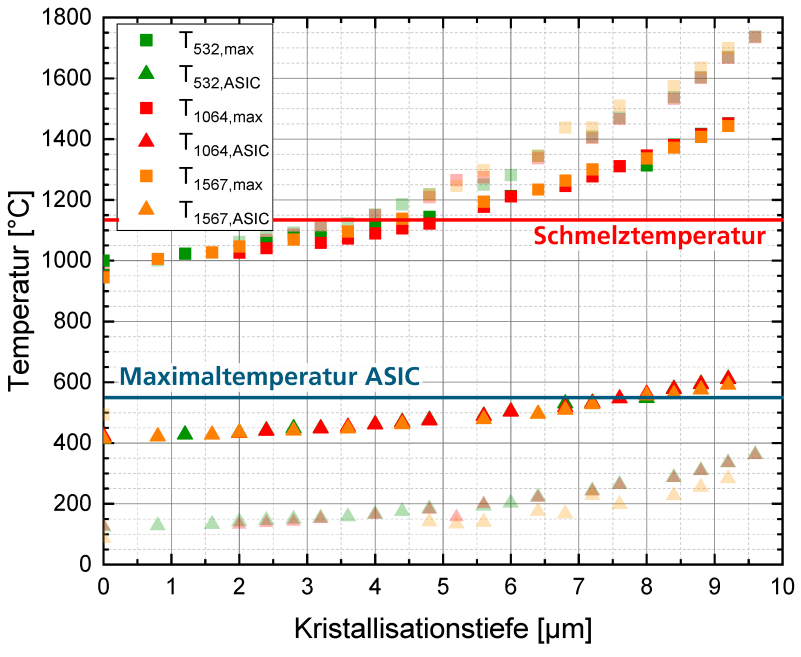


Bild 5.11: Maximaltemperatur an der Schichtoberfläche und der Grenzfläche zwischen der SiO_2-Schicht und dem ASIC-Schaltkreis über die erreichte Kristallisationstiefe.

Vorheiztemperatur: T_V = 300°C, (Werte für T_V = 25°C transparent dargestellt)

Simulationsparameter:
d: 420 µm (Gauß)
v_{Scan}: 100 mm/s
T_{FPK}: 980 °C
$T_{Schmelz}$: 1131 °C
$\lambda_{W,lc}$: 3,4 $W \cdot m^{-1} K^{-}$
λ = 532 nm, 1064 nm & 1567 nm

Auf Basis der Simulationsergebnisse werden für die betrachteten Laserwellenlängen λ = 532 nm, λ = 1064 nm und λ = 1567 nm bei einer Ausgangstemperatur von T_V = 300 °C Kristallisationstiefen von z_{FPK} = 0 µm bis

z_{FPK} = 10 µm erreicht. Der Anstieg der Maximaltemperatur erfolgt bei höherer Vorheiztemperatur mit geringerer Rate. Bei einer Vorheiztemperatur von T = 300 °C beträgt die Kristallisationstiefe für alle betrachteten Wellenlängen bei Überschreiten der Schmelztemperatur z_{FPK} = 4,4 µm und liegt damit 0,8 µm tiefer als bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 25 °C. Allerdings nimmt die ASIC-Temperatur etwa um den Betrag der Vorheiztemperatur zu. Bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 300 °C wird die maximal zulässige Temperaturbelastung für den ASIC bei einer Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 7,6 µm überschritten.

Die ermittelten Maximal- und ASIC-Temperaturen stimmen bei vergleichbarer Kristallisationstiefe für alle betrachteten Laserwellenlängen nahezu überein. Der Betrag der Temperaturdifferenz zwischen den Laserwellenlängen λ = 532 nm, λ = 1064 nm und λ = 1567 nm beträgt im Mittel für die Maximaltemperatur bei ΔT = 27 °C ± 14,4 °C und für die ASIC-Temperatur bei ΔT = 15,5 °C ± 11,2 °C.

Zwischenfazit: Einfluss der Laserwellenlänge auf die Kristallisationstiefe

Bei einer Ausgangstemperatur von T_V = 25 °C ist mit einer Laserwellenlänge von λ = 1567 nm aufgrund der zu geringen Absorption keine Kristallisation ohne Überschreiten der Schmelztemperatur möglich. Darüber hinaus kann im Rahmen der betrachteten Parameter kein nennenswerter Einfluss der eingesetzten Laserwellenlänge auf die erreichbare Kristallisationstiefe oder die Temperaturbelastung des ASIC festgestellt werden.

5.3.2 Einfluss der Intensitätsverteilung auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe

Der Einfluss der Intensitätsverteilung der Laserstrahlung auf der Probenoberfläche auf die erreichbare Kristallisationstiefe wird anhand eines Vergleichs betrachtet. Dabei werden alle Versuchsparameter bis auf die Intensitätsverteilung auf der Probenoberfläche konstant gehalten. Für den Vergleich werden eine gauß- und eine tophat-förmige Intensitätsverteilung gegenübergestellt. Für beide Intensitätsverteilungen wird bei konstanter Laserleistung der Strahldurchmesser so angepasst, dass die Maximaltemperatur gerade unterhalb der Schmelztemperatur liegt. Dies wird für das gaußförmige Intensitätsprofil mit einem Durchmesser von d = 420 µm und für das tophat-förmige Intensitätsprofil für einen Durchmesser von d = 330 µm erreicht.

Der Vergleich der Intensitätsverteilungen wird bei einer Wellenlänge von λ = 1064 nm, einer Laserleistung von P = 11,45 W, einer Vorschubgeschwindigkeit von v_{Scan} = 100 mm/s und einer Vorheiztemperatur von T_V = 300 °C durchgeführt.

Die Simulationsergebnisse für die Temperaturprofile auf der Schichtoberfläche orthogonal zur Bearbeitungsrichtung sowie die simulativ bestimmten Kristallisationstiefen sind in Bild 5.12 für die gauß- und die tophat-förmige Intensitätsverteilung dargestellt.

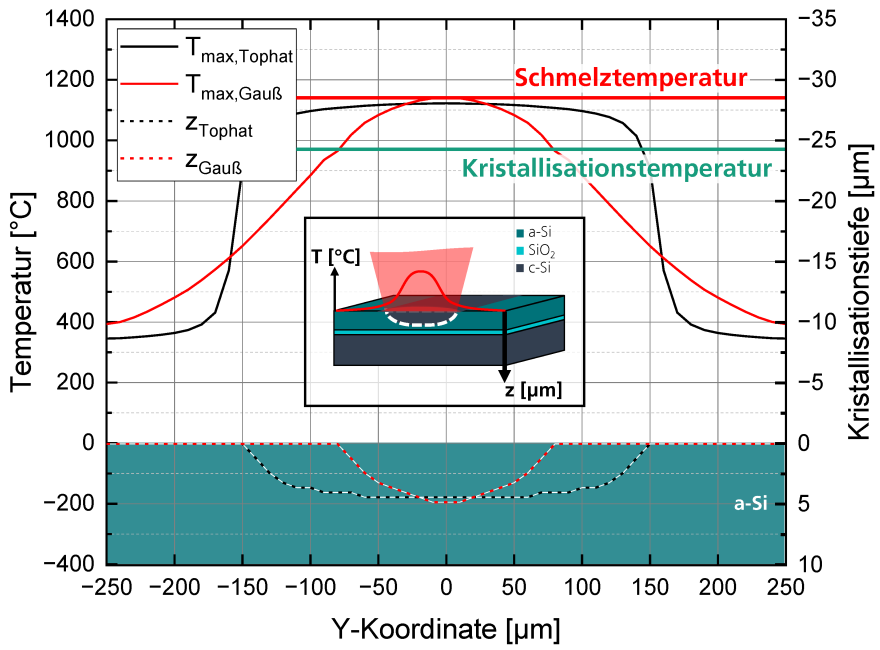


Bild 5.12: Vergleich der Temperaturprofile und der Kristallisationstiefe quer zur Bearbeitungs-richtung für eine gauß- und eine tophat-förmige Intensitätsverteilung.

Simulations-parameter:

d: 420 µm (Gauß)
d: 330 µm (Tophat)
v_{Scan}: 100 mm/s
T_{FPK}: 980 °C
$T_{Schmelz}$: 1131 °C
T_V: 300°C
$\lambda_{W,lc}$: 3,4 $W \cdot m^{-1}K^{-}$
λ = 1064 nm

Das beobachtete Temperaturprofil entspricht qualitativ dem jeweils untersuchten Intensitätsprofil der Laserstrahlung auf der Schichtoberfläche. Für die gaußförmige Intensitätsverteilung ergibt sich ein gaußförmiges Temperaturprofil mit einer Maximaltemperatur von T_{max} = 1142 °C. Dabei wird innerhalb eines Bereichs mit einer Ausdehnung von 160 µm die Kristallisationstemperatur überschritten. Für die tophat-förmige Intensitätsverteilung ergibt sich ein näherungsweise rechteckiges Temperaturprofil mit abgerundeten Kanten und einer Maximaltemperatur von T_{max} = 1122 °C. Die Kristallisationstemperatur wird für das tophat-förmige Intensitätsprofil innerhalb eines Bereichs mit einer Ausdehnung von 280 µm überschritten.

Für das gaußförmige Intensitätsprofil wird eine Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 4,8 µm, für das tophat-förmige Intensitätsprofil eine Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 4,4 µm erreicht. Hervorzuheben ist dabei, dass im Vergleich zur gaußförmigen Intensitätsverteilung mittels einer tophat-förmigen Intensitätsverteilung bei gleicher Laserleistung und bei vergleichbarer Maximaltemperatur die 2,1-fache Fläche kristallisiert werden kann.

Bei dem Vergleich beträgt die maximale ASIC-Temperatur bei gaußförmiger Intensitätsverteilung $T_{max,ASIC}$ = 484 °C und bei tophat-förmiger Intensitätsverteilung $T_{max,Tophat}$ = 510 °C. Beide Temperaturen liegen innerhalb des zulässigen Toleranzbereichs unterhalb von 550 °C (vgl. Tabelle 2.1). Die Differenz der maximale ASIC-Temperatur von ΔT = 26 °C entspricht etwa der Differenz der Maximaltemperatur von ΔT = 20 °C. Auf Basis des Vergleichs der Intensitätsprofile ist daher eine tophat-förmige Intensitätsverteilung, mit einer um den Faktor 2,1 größeren energiespezifischen Phasenumwandlungsrate, gegenüber einer gaußförmigen Intensitätsverteilung zu bevorzugen.

5.3.3 Einfluss des Strahldurchmessers auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe

Für die Bestimmung der maximal erreichbaren Kristallisationstiefe in Abhängigkeit des Strahldurchmessers gelten wie zuvor die Randbedingungen, dass sowohl die Schmelztemperatur an der Schichtoberfläche als auch die maximal zulässige ASIC-Temperatur nicht überschritten werden. Zur Untersuchung des Einflusses des Strahldurchmessers auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe werden Simulationen unter Variation des Strahldurchmessers und der Laserleistung durchgeführt. Dabei werden die übrigen Simulationsparameter wie die Laserwellenlänge von λ = 1064 nm, die Vorschubgeschwindigkeit von v_{scan} = 100 mm/s und die Vorheiztemperatur von T_V = 300 °C konstant gehalten.

In Bild 5.13 sind die Simulationsergebnisse für die unter den beiden Randbedingungen erreichbare Kristallisationstiefe in Abhängigkeit des gewählten Laserstrahldurchmessers dargestellt. Dabei wird die erreichbare Kristallisationstiefe zunächst jeweils unabhängig voneinander für die beiden Randbedingungen betrachtet.
Auf Basis der Simulationsergebnisse zeichnet sich mit Bezug auf die gesetzten Randbedingungen ein gegenläufiger Einfluss des gewählten Strahldurchmessers auf die erreichbare Kristallisationstiefe ab.

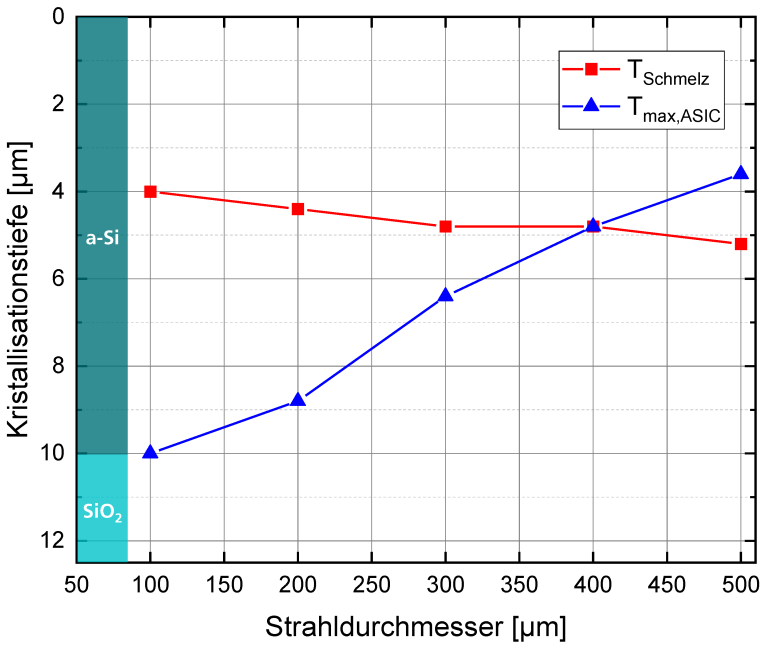


Bild 5.13: Vergleich der erreichbaren Kristallisationstiefe bei Erreichen der Schmelztemperatur, bzw. der maximal zulässigen ASIC-Temperatur in Abhängigkeit des Laserstrahl-durchmessers

Simulations-parameter:

Tophat
d: 100 µm, 200 µm, 300 µm, 400 µm, 500 µm
v_{Scan}: 100 mm/s
T_{FPK}: 980 °C
$T_{Schmelz}$: 1131 °C
$T_{max,ASIC}$: 550 °C
T_V: 300°C
$\lambda_{W,lc}$: 3,4 $W \cdot m^{-1}K^{-}$
λ = 1064 nm

Mit Blick auf die maximale Temperaturbelastung des ASIC ist mit einem Strahldurchmesser von d = 100 µm eine vollständige Kristallisation der amorphen Siliziumschicht möglich, allerdings wird für Kristallisationstiefen oberhalb von z_{FPK} = 4 µm die zweite Randbedingung verletzt und die Schmelztemperatur an der Schichtoberfläche überschritten. Mit zunehmendem Strahldurchmesser sinkt die erreichbare Kristallisationstiefe näherungsweise linear mit Bezug auf die Temperaturbelastung des ASIC und beträgt bei einem Strahldurchmesser von d = 500 µm noch z_{FPK} = 3,6 µm. Gleichzeitig steigt die erreichbare Kristallisationstiefe mit Bezug auf die Limitierung der Oberflächentemperatur auf z_{FPK} = 5,2 µm. Bei einem Strahldurchmesser von d = 400 µm gibt es einen Schnittpunkt mit einer Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 4,8 µm bei dem beide Randbedingungen gemeinsam erfüllt sind.

Dieser Fall stellt daher innerhalb des untersuchten Parameterraums den bestmöglichen Kompromiss mit Hinblick auf die erreichbare Kristallisationstiefe dar. Demgegenüber wird die erreichbare Kristallisationstiefe bei Strahldurchmessern oberhalb von d = 400 µm durch die maximale Temperaturbelastung des ASIC limitiert, die überschritten wird, bevor die Schmelztemperatur an der Schichtoberfläche erreicht wird. Für Strahldurchmesser unterhalb von d = 400 µm kehrt sich der Fall um und die Schmelztemperatur an der Schichtoberfläche wird vor der maximalen Temperaturbelastung des ASIC erreicht.

Der gegensätzliche Einfluss des Strahldurchmessers auf die erreichbare Kristallisationstiefe ist auf die zunehmende Energiemenge zurückzuführen, die bei konstanter Intensität mit ansteigendem Strahldurchmesser in das Schichtsystem eingekoppelt wird. Während die in das Schichtsystem eingekoppelte Energiemenge im Verhältnis zum Strahldurchmesser quadratisch zunimmt, vergrößert sich die Zylinderfläche, über welche die Energie in das umliegende Material abgeführt wird, linear mit dem Strahldurchmesser. Dies führt zu einem mit dem Strahldurchmesser zunehmendem Wärmestau und in der Folge zu einem geringeren Temperaturgradienten senkrecht zur Schichtoberfläche. Aufgrund des geringeren Temperaturgradienten ist mit einem größeren Strahldurchmesser eine tiefere Kristallisation bei vergleichbarer Oberflächentemperatur möglich. Gleichzeitig steigt mit einem größeren Strahldurchmesser aber auch die Temperaturbelastung des ASIC.

5.4 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

Auf Basis der Simulationsergebnisse können für den untersuchten Parameterraum folgende Erkenntnisse zusammengefasst werden:

1. Bei einer Ausgangstemperatur von 25 °C (ohne Vorheizung) ist mit einer Laserwellenlänge von λ = 1567 nm aufgrund der zu geringen Absorption keine Kristallisation ohne Überschreiten der Schmelztemperatur möglich. Darüber hinaus wird kein nennenswerter Einfluss der eingesetzten Laserwellenlänge auf die erreichbare Kristallisationstiefe oder die Temperaturbelastung des ASIC festgestellt.

2. Der Einfluss der Vorheiztemperatur auf die Temperaturbelastung an der Schichtoberfläche und der Grenzfläche zum ASIC ist gegensätzlich. Innerhalb des Parameterraums gibt es ein Optimum der erreichbaren Kristallisationstiefe unter Berücksichtigung der zu erfüllenden Temperaturbedingungen.

3. Das beobachtete Temperaturprofil im Schichtquerschnitt entspricht qualitativ dem jeweils eingesetzten Intensitätsprofil der Laserstrahlung.

4. Bei gleicher Laserleistung kann mittels einer tophat-förmigen Intensitätsverteilung im Vergleich zu einer gaußförmigen Intensitätsverteilung bei einer Überfahrt des Laserstrahls über die Probenoberfläche die 2,1-fache Materialmenge kristallisiert werden.

5. Der Einfluss des Strahldurchmessers auf die Temperaturbelastung an der Schichtoberfläche und der Grenzfläche zum ASIC ist gegenläufig. Innerhalb des Parameterraums gibt es ein Optimum der erreichbaren Kristallisationstiefe unter Berücksichtigung der zu erfüllenden Temperaturbedingungen.

6 Laserbasierte Festphasenkristallisation amorpher Siliziumschichten

Auf Basis der Simulationsergebnisse wird in diesem Abschnitt die Verfahrensentwicklung für die laserbasierte Festphasenkristallisation amorpher Siliziumschichten vorgestellt.

Das Verfahren wird auf das Ziel hin entwickelt, eine kristalline Siliziumschicht für die monolithische Integration eines MEMS-Inertialsensors CMOS-kompatibel bereitzustellen. Um die gleichzeitige Nutzung der mechanischen Ankerpunkte für die elektrischen Kontaktierung zu ermöglichen, wird eine vollständige Kristallisation über die gesamte Dicke der a-Si-Schicht angestrebt, ohne dabei die Schmelztemperatur der a-Si-Schicht und das thermische Budget darunterliegender CMOS-Schaltkreise zu überschreiten. Dazu werden zunächst die Simulationsergebnisse experimentell nachvollzogen und anhand laserkristallisierter Einzelspuren die schmelzfrei erreichbare Kristallisationstiefe in Abhängigkeit folgender Prozessparameter untersucht: Laserwellenlänge, Intensität, Laserstrahldurchmesser und Vorheiztemperatur.

Anschließend werden die gewonnenen Erkenntnisse für die Verfahrensentwicklung genutzt. Dabei werden mittels einer mäanderförmigen Bearbeitungsstrategie laserkristallisierte Felder erzeugt. Anhand der laserkristallisierten Felder wird die Mikrostruktur betrachtet und die Verfahrensparameter hinsichtlich der elektrischen Leitfähigkeit analysiert und optimiert.

Abschließend wird das laserkristallisierte Schichtmaterial auf seine Eignung als MEMS-Strukturmaterial hin untersucht und die CMOS-Kompatibilität des Verfahrens betrachtet.

6.1 Einfluss der Laserwellenlänge auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe

Die Ergebnisse der simulationsbasierten Untersuchungen deuten auf eine Unabhängigkeit der maximal erreichbaren Kristallisationstiefe von der genutzten Laserwellenlänge hin (vgl. 5.3.1). Zur Validierung der Simulationsergebnisse wird der Sachverhalt experimentell nachvollzogen. Dazu kommt ein Versuchsaufbau analog zu Abschnitt 5.2, Bild 5.4 zum Einsatz. Für die Bereitstellung von Laserstrahlung mit den Wellenlängen λ = 532 nm, λ = 1064 nm und λ = 1567 nm werden drei verschiedene Laserstrahlquellen genutzt, deren wesentliche Eigenschaften in Tabelle 6.1 zusammengefasst sind.

Tabelle 6.1: Wesentliche Eigenschaften der eingesetzten cw-Laserstrahlquellen.

Laser	IPG-GLR-30	SP-100C-0020-000	IPG-ER-100-AC
Wellenlänge [nm]	532	1070	1567
Max. Laserleistung [W]	30	100	100
Strahlqualität M^2	<1,1	1,03	1,09
Hersteller	IPG Laser GmbH	SPI Lasers UK Limited	IPG Laser GmbH

Alle drei genutzten Laserstrahlquellen sind Faserlaser, die im Dauerstrichbetrieb Laserstrahlung mit gaußförmiger Intensitätsverteilung bereitstellen. Aufgrund der hohen Strahlqualität von $M^2 < 1,1$ bleibt die gaußförmige Intensitätsverteilung auch außerhalb der Fokuslage des Laserstrahls erhalten.

Die Laserstrahlung wird mittels eines Linsensystems fokussiert. Dabei wird der Abstand zwischen Probenoberfläche und Fokuslage des Lasers so eingestellt, dass für alle genutzten Lasersysteme der Strahldurchmesser auf der Probenoberfläche d = 460 µm beträgt. Der Laserstrahl wird mittels einer Strahlablenkeinheit mit einer Vorschubgeschwindigkeit von v_{Scan} = 100 mm/s über die Probenoberfläche geführt. Während der Versuche wird das Probenmaterial mittels einer Heizplatte auf Temperaturen zwischen T_V = 25 °C und T_V = 400 °C vorgeheizt. Für die Versuche werden Einzellinien mit 20 mm Länge unter variabler Laserleistung bearbeitet, sodass jeweils der Parameterraum vom Einsetzen der Kristallisation bis zum Erreichen der Schmelztemperatur abgedeckt wird. Lichtmikroskopische Aufnahmen der Probenoberfläche nach der Laserbestrahlung mit einer Wellenlänge von λ = 1070 nm bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 300 °C sind in Bild 6.1 für steigende Intensitäten exemplarisch dargestellt.

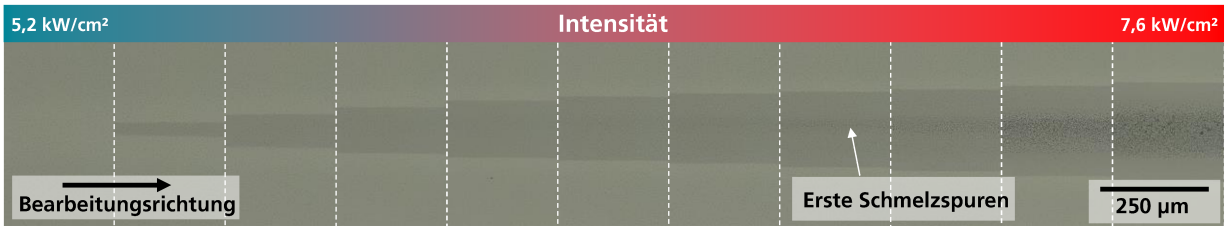


Bild 6.1: Lichtmikroskopische Aufnahmen der Probenaufsicht, das Bild ist zur Veranschaulichung aus Bildausschnitten mehrerer Experimente mit zunehmender Laserleistung zusammensetzt. Konstante Bearbeitungsparameter: λ = 1070 nm, T_V = 300°C, d = 460 µm (Gauß), v_{Scan} = 100 mm/s.

Die mittlere Intensität des gaußförmigen Intensitätsprofils wird in Schritten von I = 0,25 kW/cm² zwischen I = 5,2 kW/Cm² und I = 7,6 kW/cm² variiert. Erste kristalline Bereiche treten ab einer Intensität von I = 5,4 kW/cm² auf, während erste Schmelzspuren auf der Schichtoberfläche ab einer Intensität von I = 6,9 kW/cm² sichtbar werden.

Zur Beurteilung der erreichten Kristallisations- und Schmelztiefe werden von allen Proben der durchgeführten Versuchen Querschliffe angefertigt. In Bild 6.1 sind exemplarisch drei Querschliffaufnahmen gegenübergestellt, die abgesehen

von der Laserwellenlänge und der Laserleistung mit den gleichen Versuchsparametern bearbeitet wurden.

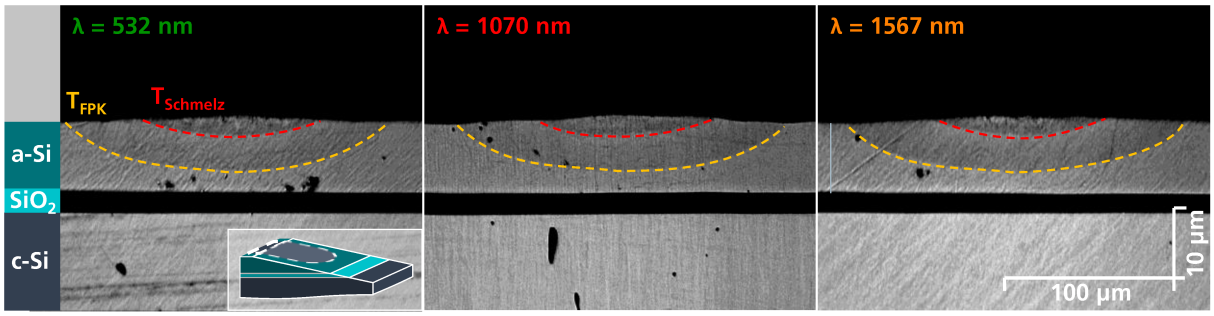


Bild 6.2: Lichtmikroskopische Aufsicht auf angeschliffene Probenoberfläche zur Bestimmung der erreichten Kristallisationstiefe in Abhängigkeit der eingesetzten Laserwellenlänge (der vertikale Maßstab ist auf die Schichtdicke skaliert). Konstante Bearbeitungsparameter: T_V = 300°C, d = 460 µm (Gauß), v_{Scan} = 100 mm/s.

Analog zu Bild 5.5 werden im Querschliff des Schichtsystems mit den laserbearbeiten Spuren Farbumschläge in der a-Si-Schicht sichtbar, die der Kristallisation bzw. dem Aufschmelzen des Schichtmaterials zugeordnet werden können. Das Profil der beschriebenen Grenzflächen entspricht näherungsweise dem zentralen Bereich des eingesetzten gaußförmigen Intensitätsprofils des Laserstrahls. Dieses Ergebnis verhält sich analog zu der Beobachtung, dass für ein tophat-förmiges Intensitätsprofil die Grenzfläche ein näherungsweise rechteckiges Profil aufweist (vgl. Bild 5.5).

Zwischenergebnis: Damit kann unter der Annahme, dass die Grenzflächen zwischen den Farbumschlägen als Isothermen betrachtet werden können, die der Kristallisations- bzw. der Schmelztemperatur entsprechen, im Rahmen des untersuchten Parameterraums folgendes Simulationsergebnis experimentell validiert werden: Das beobachtete Temperaturprofil im Schichtquerschnitt entspricht qualitativ dem Intensitätsprofil der Laserstrahlung auf der Schichtoberfläche (vgl. 5.3.2).

In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse zur Breite und Tiefe der kristallisierten und aufgeschmolzenen Bereiche in Abhängigkeit der eingesetzten Laserwellenlänge für die in Bild 6.2 dargestellten Querschliffe zusammengefasst.

Tabelle 6.2: Breite und Tiefe der kristallisierten und aufgeschmolzenen Schichtbereiche in Abhängigkeit der eingesetzten Laserwellenlänge

Laser	IPG-GLR-30	SP-100C-0020-000	IPG-ERL-100-AC
Wellenlänge [nm]	532	1070	1567
Intensität [kW/cm²]	7,11	7,64	16,65
Kristallisationstiefe[µm]	7,3	7,3	7,1
Schmelztiefe[µm]	2,8	2,8	2,7
Kristallisationsbreite [µm]	199	201	204
Schmelzbreite [µm]	105	103	100

Für die betrachteten Versuche beträgt der Mittelwert der erreichten Kristallisationstiefe z_{FPK} = 7,23 µm mit einer maximalen Differenz von Δz_{FPK} = 0,2 µm. Der Mittelwert der Schmelztiefe beträgt z_S = 2,77 µm mit einer maximalen Differenz der Messwerte von Δz_S = 0,1 µm. Die Breite der kristallisierten Spur beträgt b_{FPK} = 201,3 µm, während die Breite des aufgeschmolzenen Bereichs mit b_S = 102,7 µm im Vergleich etwa halb so groß ist. In beiden Fällen wird eine maximale Differenz der Messwerte von Δb_{FPK} = 5 µm, bzw. Δb_S = 5 µm beobachtet.

Die maximale Differenz der betrachteten Messwerte für die unterschiedlichen Bearbeitungswellenlängen beträgt damit weniger als 5 % des jeweiligen Mittelwerts. Auf Basis dieser Ergebnisse kann, analog zu den Simulationsergebnissen (vgl. 5.3.1) keine Wellenlängenabhängigkeit für die erreichbare Kristallisationstiefe z_{FPK} sowie das Verhältnis zwischen Kristallisations- und Schmelztiefe identifiziert werden.

In Bild 6.3 sind die maximal erreichten Kristallisationstiefen in Zusammenhang mit der dabei einhergehenden Schmelztiefe in Abhängigkeit der eingesetzten Laserwellenlänge für die Vorheiztemperaturen zwischen T_V = 100 °C und T_V = 400 °C dargestellt.

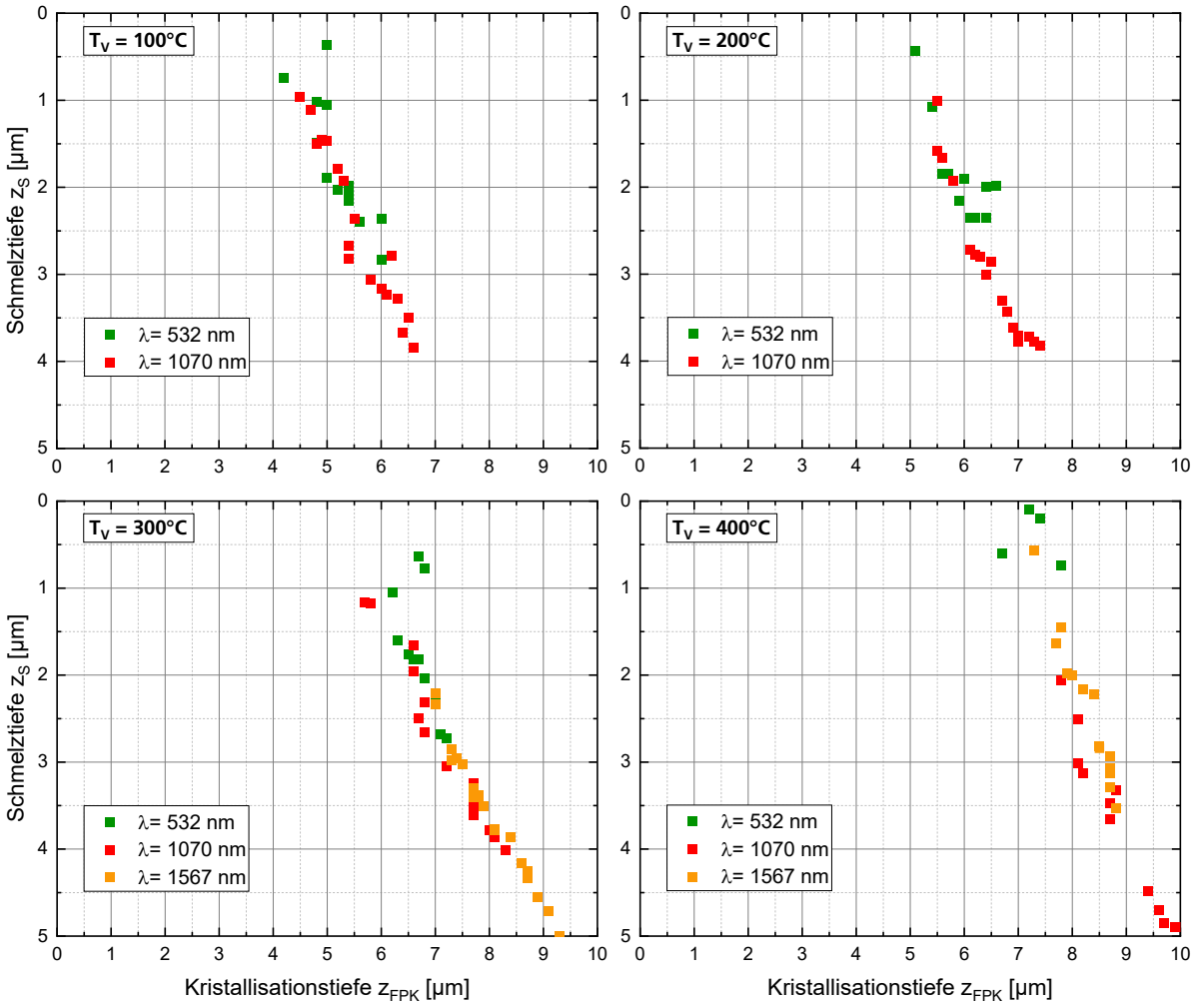


Bild 6.3: Maximale Schmelztiefe z_S und Kristallisationstiefe z_{FPK} in Abhängigkeit der eingesetzten Laserwellenlänge und der Vorheiztemperatur T_V. Für die Laserwellenlänge λ = 1567 nm können erst ab einer Vorheiztemperatur von T_V 300 °C Bearbeitungsspuren erzeugt werden. Darüber hinaus wird unabhängig von der eingesetzten Laserwellenlänge ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen Schmelz- und Kristallisationstiefe beobachtet.

Die gesamten experimentellen Ergebnisse der unterhalb der Schmelztemperatur maximal erreichbaren Kristallisationstiefe z_{FPK} in Abhängigkeit der Vorheiztemperatur und der Laserwellenlänge sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst.

Tabelle 6.3: Maximal erreichbare Kristallisationstiefe ohne Aufschmelzen der Schichtoberfläche in Abhängigkeit der eingesetzten Laserwellenlänge und der Vorheiztemperatur.

Vorheiz-temperatur [°C]	Max. erreichbare Kristallisationstiefe ohne Schmelze z_{FPK} [µm]			
	Messdaten			
	532 nm	1070 nm	1567 nm	$\lvert\Delta z_{FPK}\rvert$
25	4,3	4,4	x	0,1
100	4,5	4,6	x	0,1
200	5,5	5,7	x	0,2
300	6,2	6,0	x	0,2
400	6,6	7,5	7,4	0,9

■ Kristallisation ohne Schmelze **möglich** ■ Kristallisation ohne Schmelze **nicht möglich**
■ Kristallisation **nicht möglich** (keine Bearbeitungsspur bei maximaler Laserleistung)

Im untersuchten Parameterraum kann mittels der Laserwellenlängen λ = 532 nm und λ = 1070 nm für alle betrachteten Vorheiztemperaturen eine Festphasenkristallisation des amorphen Siliziums ohne ein Aufschmelzen der Schichtoberfläche erreicht werden. Demgegenüber können Bearbeitungsspuren auf der Schichtoberfläche mit der Laserwellenlänge λ = 1567 nm erst für Vorheiztemperaturen ab T_V = 300 °C hervorgerufen werden. Dabei wird ein diskreter Übergang zunächst zwischen zwei Zuständen beobachtet:

- Zustand 1: Keine Bearbeitungspuren auf der Schichtoberfläche (vgl. Bild 6.1, I = 5,2 kW/cm²)
- Zustand 2: Kristallisation mit gleichzeitigem Auftreten von Schmelzspuren (vgl. Bild 6.1, I = 7,6 kW/cm²)

Ein kontinuierlicher Übergang von einer schmelzfreien zu einer schmelzbehafteten Kristallisation (vgl. Bild 6.1) ist dabei mit der Laserwellenlänge λ = 1567 nm nicht möglich und kann erst für eine Vorheiztemperatur von T_V = 400 °C beobachtet werden. Dieses Verhalten stimmt qualitativ mit den Simulationsergebnissen überein (vgl. 5.3.1). Allerdings wird dieses Verhalten durch das Simulationsmodell schon für Vorheiztemperaturen von T_V = 300 °C beschrieben.

Die maximal erreichbare schmelzfreie Kristallisationstiefe kann durch Erhöhung der Vorheiztemperatur von T_V = 25 °C auf T_V = 400 °C um Δz_{FPK}(532 nm) = 2,3 µm bis Δz_{FPK}(1070 nm) = 3,6 µm erhöht werden. Auch diese Beobachtung deckt sich qualitativ mit den Simulationsergebnissen (vgl. 5.3.1).

Im direkten Vergleich zwischen den untersuchten Laserwellenlängen liegt die Differenz der erreichbaren Kristallisationstiefen bis zu einer Vorheiztemperatur

von T_V = 300 °C bei maximal Δz_{FPK} = 0,2 µm. Bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 400 °C nimmt die Differenz der erreichbaren Kristallisationstiefe zwischen den untersuchten Laserwellenlängen einen Maximalwert von Δz_{FPK} = 0,9 µm an. Dieser Wert liegt innerhalb der erwarteten Streuung der Versuchsergebnisse. Gleichzeitig deutet sich bei Überschreiten der Schmelztemperatur für alle untersuchten Vorheiztemperaturen T_V ein wellenlängenunabhängiger linearer, Zusammenhang zwischen Kristallisations- und Schmelztiefe an.

Fazit: Auf Basis der experimentellen Ergebnisse kann im Rahmen des untersuchten Parameterraums keine Wellenlängenabhängigkeit mit Bezug auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe festgestellt werden. Damit wird die zuvor aus den Simulationsergebnissen abgeleitete These der Unabhängigkeit der erreichbaren Kristallisationstiefe z_{FPK} von der eingesetzten Laserwellenlänge (vgl. 5.3.1) als experimentell validiert betrachtet.

6.2 Maximal erreichbare Kristallisationstiefe ohne Auftreten von Schmelze

Für die weitere Verfahrensentwicklung wird der in Kapitel 5.2 vorgestellte Versuchsaufbau genutzt. Dabei wird die Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von λ = 1070 nm durch einen Faserlaser, IPG YLR-200-MM-AC-Y11, IPG Laser GmbH, mit Tophat-förmiger Intensitätsverteilung und einer maximal abrufbaren Laserleistung von P = 200 W im Dauerstrichbetrieb bereitgestellt. Die Laserstrahlung wird durch eine Optik mit einer Brennweite von f = 100 mm bzw. f = 160 mm auf die Probenoberfläche fokussiert. Der Strahldurchmesser auf der Probenoberfläche beträgt d = 330 µm bzw. d = 570 µm. Der Laserstrahl wird mittels einer Strahlablenkeinheit mit einer Vorschubgeschwindigkeit von v_{scan} = 100 mm/s über die Probenoberfläche geführt.

Im Rahmen der Untersuchung wird zunächst das Einlaufverhalten des Prozesses — also die Prozesszeitabhängigkeit der Kristallisationstiefe — betrachtet. Anschließend wird der Einfluss der Prozessgrößen Strahldurchmesser und Vorheiztemperatur auf die maximal erreichbare schmelzfreie Kristallisationstiefe untersucht.

6.2.1 Einlaufverhalten des Prozesses

Die Untersuchung des Einlaufverhaltens wird für zwei Vorheiztemperaturen von T_V = 25 °C und T_V 300 °C durchgeführt. Dabei wird die Intensität an die Vorheiztemperatur für eine schmelzfreie Kristallisation angepasst und beträgt I(25°C) = 20,6 kW/cm² bzw. I(300 °C) = 13,6 kW/cm². Die

Bearbeitungsgeschwindigkeit von v_{Scan} = 100 mm/s und der Strahldurchmesser von d = 330 µm bleiben für den Versuch konstant.

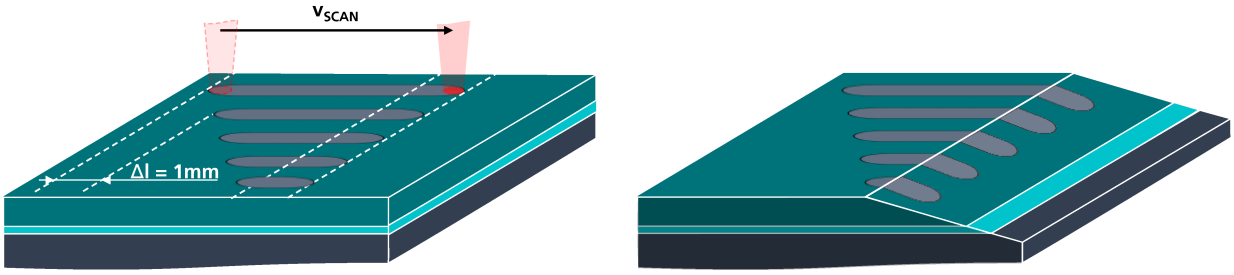


Bild 6.4: Schematische Darstellung der Probenpräparation für die Untersuchung des Einlaufverhaltens. Bearbeitung einzelner Spuren mit konstantem Versatz des Startpunkts bei gleichbleibendem Endpunkt für eine harfenförmige Längenverteilung (links). Anschließende Schliffpräparation normal zur Bearbeitungsrichtung zur Analyse der Kristallisationstiefe (rechts).

Für die Untersuchung werden jeweils 21 Spuren mit Längen von l = 5 mm bis l = 25 mm mit dem Laserstrahl bearbeitet. Dabei bleibt der Endpunkt der laserbearbeiteten Spuren auf gleicher Höhe, während der Startpunkt für jede neue Spur um einen konstanten Betrag von Δl = 1 mm verschoben wird (vgl. Bild 6.4). Um eine Wärmeakkumulation zwischen den einzelnen Bearbeitungsspuren zu verhindern, wird eine ausreichend lange Pause zwischen der Bearbeitung der Einzelspuren von t = 10 s eingehalten.

Durch Anfertigung eines Querschliffs normal zur Bearbeitungsrichtung mit einem Abstand von 2,5 mm zum Endpunkt der Spuren kann das zeitliche Verhalten des Prozesses untersucht werden. Der erste Messpunkt liegt dabei bei einer Prozesszeit von t = 25 ms. Durch die Verschiebung des Startpunkts für die nachfolgende Bearbeitungspur schreitet die Prozesszeit für die nachfolgenden betrachteten Messpunkte jeweils um Δt = 10 ms fort.

Die Ergebnisse der Untersuchung sind für die beiden betrachteten Vorheiztemperaturen in Bild 6.5 zusammengefasst.

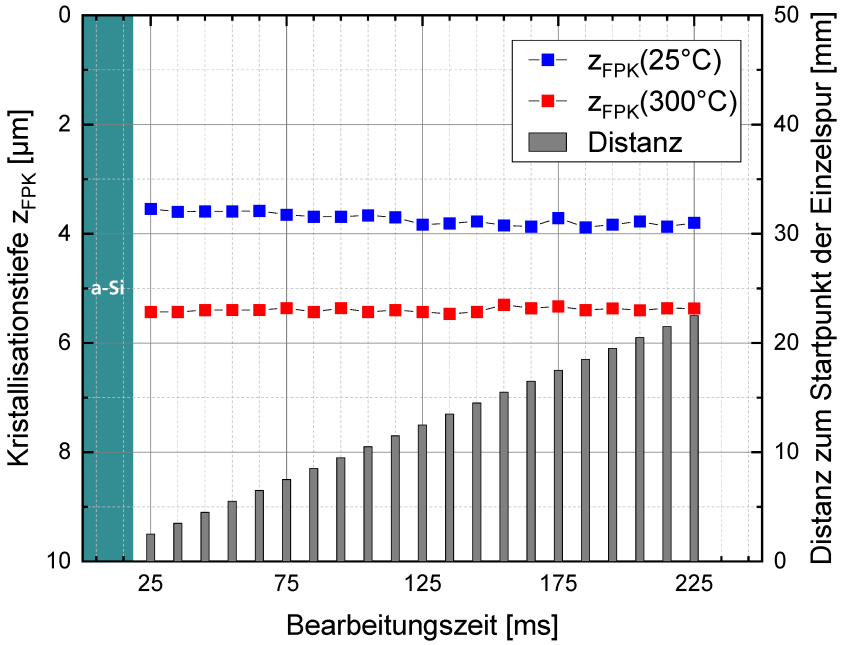


Bild 6.5:
Entwicklung der Kristallisationstiefe z_{FPK} einer einzelnen Bearbeitungsspur in Abhängigkeit der Bearbeitungsdauer bzw. der Distanz zum Startpunkt der Bearbeitung und der Vorheiztemperatur von T_V = 25°C bzw. T_V = 300°C.

Bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 25 °C wird für alle Versuchspunkte eine Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 3,72 µm ± 0,11 µm erreicht. Für eine Vorheiztemperatur von T_V = 300°C zeigt sich ein qualitativ vergleichbares Ergebnis: Hier wird eine Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 5,39 µm ± 0,04 µm erreicht.

Aufgrund der geringen Standardabweichung der erreichten Kristallisationstiefen wird angenommen, dass der Prozess ab einer Prozesszeit von t = 25 ms bereits stationär ist.

6.2.2 Abhängigkeit von Strahldurchmesser und Vorheiztemperatur

In Bild 6.6 sind die Ergebnisse der Untersuchung zur Abhängigkeit zwischen der erreichbaren Kristallisationstiefe z_{FPK} von den Prozessparametern Strahldurchmesser, Vorheiztemperatur sowie Intensität zusammengefasst.

Der betrachtete Parameterraum umfasst Vorheiztemperaturen T_V = 25 °C bis T_V = 450 °C sowie zwei Strahldurchmesser von d = 330 µm und d = 570 µm. Die Intensität des Laserstrahls in der Bearbeitungszone wird variiert, bis

Kristallisations- bzw. Schmelzspuren auftreten. Parameterkombinationen, für die ein Überschreiten der Schmelztemperatur beobachtet wird, sind rot gekennzeichnet.

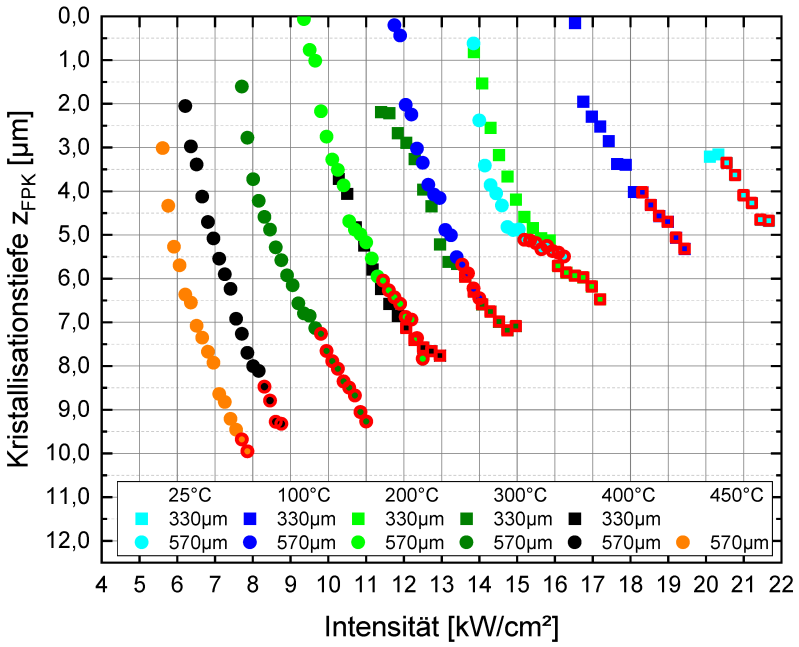


Bild 6.6: Erreichte Kristallisationstiefe z_{FPK} in Abhängigkeit des Strahldurchmessers von d = 330 µm bzw. d = 570 µm des eingesetzten Laserstrahls und der Vorheiztemperatur T_V = 25 °C – 450 °C.

Versuchspunkte mit Schmelzspuren sind mit rotem Kreis bzw. Viereck gekennzeichnet.

*Versuchspunkt für d=570µm und T_V=450°C wurde nachträglich ergänzt (siehe Fußnote S. 98)

Für beide untersuchten Strahldurchmesser wird mit ansteigender Vorheiztemperatur eine Zunahme der schmelzfrei erreichbaren Kristallisationstiefe z_{FPK} beobachtet. Dies ist in Bild 6.7 exemplarisch für einen Versuch mit einem Laserstrahldurchmesser von d = 570 µm dargestellt.

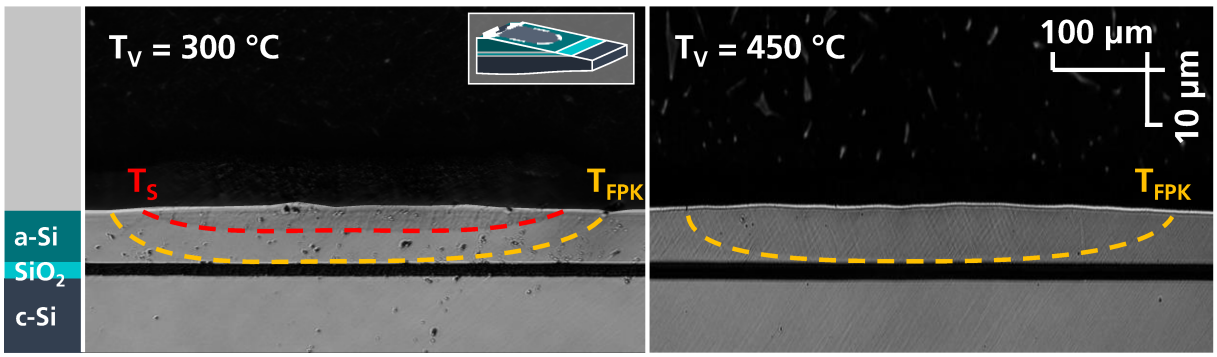


Bild 6.7: Gegenüberstellung der Versuchsergebnisse für unterschiedliche Vorheiztemperaturen bei vergleichbarer Kristallisationstiefe. Laserparameter: d = 570 µm, v_{SCAN} = 100 mm/s, I(300°C) = 11,0 kW/cm², I(450°C) = 7,6 kW/cm² (der vertikale Maßstab ist auf die Schichtdicke skaliert).

Während bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 450 °C eine Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 9,5 µm noch schmelzfrei erreicht werden kann, beträgt die

Schmelztiefe bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 300 °C und einer vergleichbaren Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 9,3 µm bereits z_S = 3,1µm.

Gleichzeitig kann bei konstanter Vorheiztemperatur bei größerem Strahldurchmesser eine größere schmelzfreie Kristallisationstiefe erreicht werden. Dieses Verhalten wurde qualitativ bereits in den Simulationsergebnissen festgestellt (vgl. 5.3.3).

Bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 25 °C treten bei einem Strahldurchmesser von d = 330 µm erste Schmelzspuren bei einer Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 3,4 µm auf. Demgegenüber treten bei gleicher Intensität und Vorheiztemperatur mit einem größeren Strahldurchmesser von d = 570 Schmelzspuren erst ab Kristallisationstiefen von z_{FPK} = 5,1 µm auf. Dieser Zusammenhang wird auch für höhere Vorheiztemperaturen bis T_V = 400 °C beobachtet, wobei für die Strahldurchmesser von d = 330 µm und d = 570 µm erste Schmelzspuren bei z_{FPK} = 7,1 µm bzw. z_{FPK} = 8,1 µm auftreten. Demnach kann mit einem Strahldurchmesser von d = 570 µm im Vergleich zu d = 330 µm im Mittel eine um Δz_{FPK} = 1,2 µm tiefere schmelzfreie Kristallisation erreicht werden. Die in Abhängigkeit von der Vorheiztemperatur und des Strahldurchmessers schmelzfrei erreichbaren Kristallisationstiefen sind für den untersuchten Parameterraum in Tabelle 6.4 zusammengefasst.

Tabelle 6.4: Schmelzfrei erreichbare Kristallisationstiefe in Abhängigkeit des Laserstrahl-durchmessers d und der Vorheiztemperatur T_V.

Strahldurchmesser d [µm]	Vorheiztemperatur T_V [°C]					
	25	100	200	300	400	450
330	3,4 µm	4,0 µm	5,7 µm	6,0 µm	7,1 µm	Keine Daten[2]
570	5,1 µm	5,7 µm	6,0 µm	7,3 µm	8,1 µm	9,5 µm
Δz_{FPK}	**1,7 µm**	**1,7 µm**	**0,3 µm**	**1,3 µm**	**1 µm**	**-**

Innerhalb des untersuchten Parameterraums wird eine schmelzfreie Kristallisationstiefe von maximal z_{FPK} = 9,5 µm für einen Strahldurchmesser von d = 570 µm bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 450 °C erreicht.

6.3 Verfahrensentwicklung

Um die in der a-Si-Schicht enthaltenen Phosphoratome elektrisch zu aktivieren, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein. Zum einen muss die amorphe Struktur der a-Si-Schicht in eine kristalline Struktur umgewandelt werden. Zum anderen

[2] Aufgrund der erreichten Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 8,1 µm bei einem Strahldurchmesser von d = 570 µm und einer Vorheiztemperatur von T_V = 400°C wurde ein nachträglich weiterer Versuchspunkt bei der Vorheiztemperatur von T_V = 450°C ergänzt, um zu überprüfen, ob Kristallisation der a-Si-Schicht über die gesamte Tiefe möglich ist. Da eine vollständige Kristallisation bei einem Strahldurchmesser von d = 330 µm bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 450°C nicht zu erwarten war, wurde dieser Versuchspunkt dabei nicht betrachtet.

müssen die Phosphoratome auf Gitterplätzen des Silizium-Kristallgitters eingebaut werden [20, 171].

In Abschnitt 4.1 wird beobachtet, dass zwischen dem Farbumschlag, der bei Laserbearbeitung der a-Si-Schicht auf der Probenoberfläche auftritt, und der Entstehung einer kristallinen Struktur innerhalb des zuvor amorphen Schichtmaterials ein Zusammenhang besteht. Darauf aufbauend wird in Abschnitt 5.2 anhand von Querschliffen gezeigt, dass der Farbumschlag nicht auf die Schichtoberfläche begrenzt ist, sondern auch innerhalb des Schichtvolumens auftritt. Dabei stimmt die Eindringtiefe des Farbumschlags mit Simulationsergebnissen zur Eindringtiefe der Kristallisationstemperatur überein (vgl. Bild 5.7). Auf dieser Basis werden in den Abschnitten 5.3 und 6.2 simulative und experimentelle Untersuchungen zur Ermittlung der maximal erreichbaren schmelzfreien Kristallisationstiefe vorgestellt. Ergänzend dazu wird nachfolgend der Zusammenhang zwischen Farbumschlag, Kristallstruktur und Änderung des elektrischen Widerstands betrachtet.

6.3.1 Farbumschlag, Kristallstruktur und Dotierstoffaktivierung

Da für die Probenanalyse mittels Lichtmikroskop und SRP (vgl. Bild 2.10) eine Fläche von etwa 5x5 mm² auf der Probenoberfläche bearbeitet werden muss, wird der Laserstrahl auf einer mäanderförmigen Bahn über die Probenoberfläche gelenkt (Bild 6.8, links).

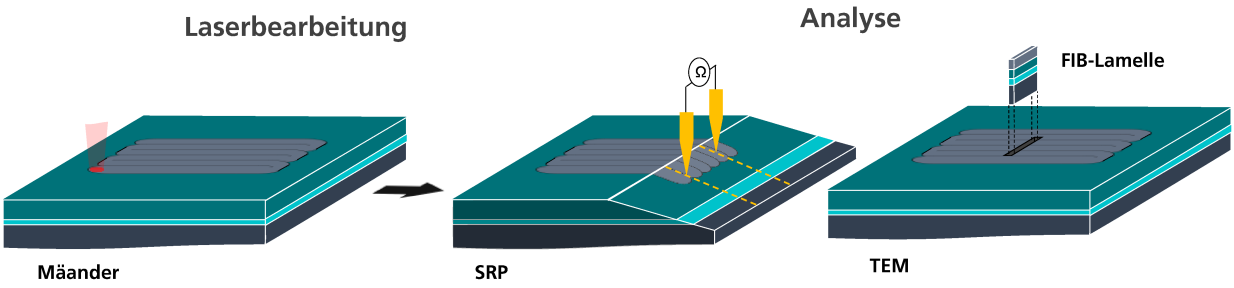


Bild 6.8: Schematische Darstellung der Probenpräperation und -analyse für die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Farbumschlag, Kristallstruktur und Dotierstoffaktivierung innerhalb des laserkristallisierten Schichtmaterials.

Dabei beträgt der Spurabstand zwischen den einzelnen Bahnen der Mäanderstruktur d_Y = 60 µm. Die Laserbearbeitung der Proben erfolgt mit dem in Kapitel 5.2 vorgestellt Versuchsaufbau mit Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von λ = 1070 nm und Tophat-förmiger Intensitätsverteilung. Die Laserstrahlung wird durch eine Optik mit einer Brennweite von f = 100 mm auf einen Durchmesser von d = 330µm in der Bearbeitungsebene fokussiert und mit einer Geschwindigkeit von v_{Scan} = 100 mm/s über die Probenoberfläche geführt. Die Proben werden mit einer Laserstrahlintensität von I = 11,6 kW/cm² bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 300 °C bearbeitet.

Für den Versuch werden zwei Proben auf gleiche Weise präpariert. Eine dritte Probe bleibt unbearbeitet und dient als Referenz für die Bestimmung der Änderung des elektrischen Schichtwiderstands durch die Laserbearbeitung. Anhand der ersten bearbeiteten Probe und der unbearbeiteten Referenzprobe werden nach Anfertigung eines Schliffs mittels SRP-Analyse schichttiefenabhängige Profile des elektrischen Widerstands aufgezeichnet, sowie lichtmikroskopische Aufnahmen angefertigt (Bild 6.8, Mitte). Die zweite bearbeitete Probe wird in einer Ionenfeinstrahlanlage mittels eines fokussierten Ionenstrahls (FIB: Focused Ion Beam) eine 10-100 nm dicken Lamelle angefertigt. Diese FIB-Lamelle wird anschließend mittels Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) hinsichtlich der Kristallstrukturverlaufs im Schichtvolumen untersucht (Bild 6.8, rechts).

Die Ergebnisse der Untersuchungen sind in Bild 6.9 zusammengefasst.

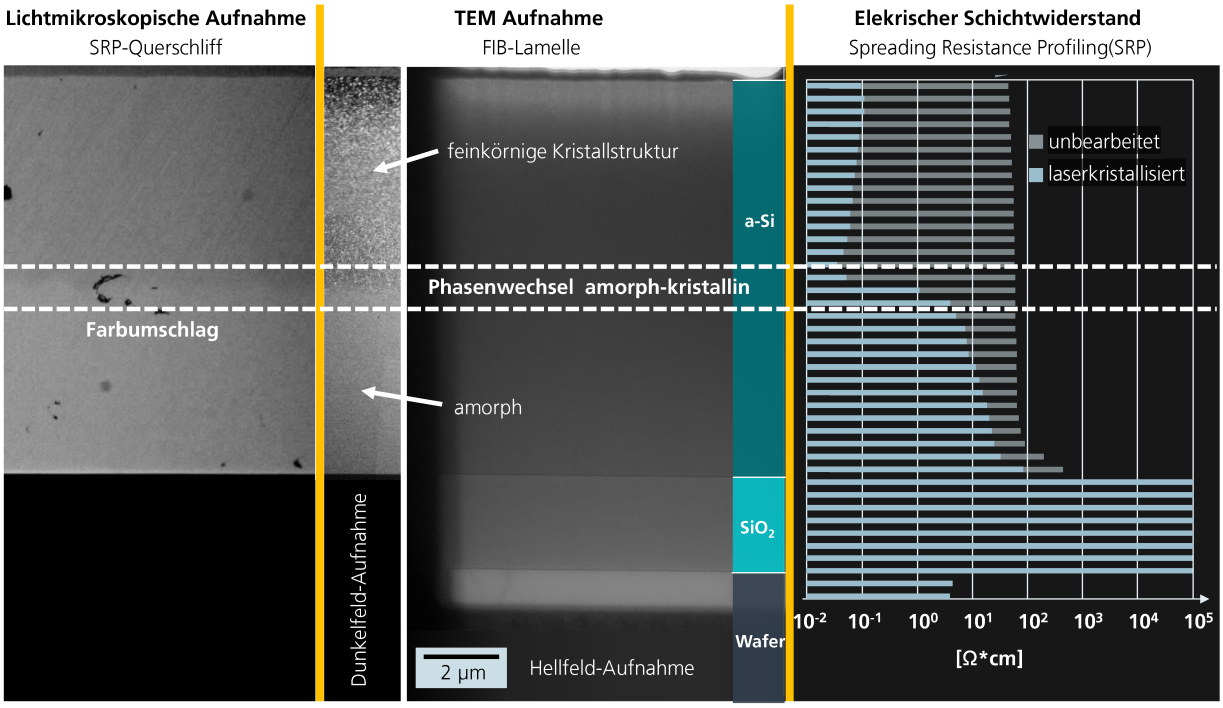


Bild 6.9: Gegenüberstellung der lichtmikroskopischen Aufnahme des SRP-Querschliffs, der TEM-Aufnahme und der SRP-Messung. Die Position des Farbumschlags der lichtmikroskopischen Aufnahme (links) stimmt mit der Position der Grenzfläche zwischen amorpher und kristalliner Struktur in der TEM-Dunkelfeldaufnahme (Mitte) sowie der Position der Widerstandsänderung in der SRP-Messung (rechts) überein. Bearbeitungsparameter: I = 11,6 kW/cm², d: 330 µm (Tophat), v_{Scan}: 100 mm/s, T_V: 300°C

In der lichtmikroskopischen Aufnahme des SRP-Querschliffs (Bild 6.9, links) wird eine Dunkelfärbung des Schichtmaterials ausgehend von der laserbearbeiteten Oberfläche in das Schichtvolumen hinein beobachtet. Bei einer Schichttiefe von z = 5 µm tritt ein scharf abgegrenzter Farbumschlag zwischen dem dunkel

gefärbten Bereich und dem helleren Ausganszustand auf. Die Lage dieser Grenzfläche deckt sich mit dem Übergang zwischen kristalliner und amorpher Struktur des Schichtmaterials, der anhand der TEM-Aufnahme (Bild 6.9, Mitte) im Dunkelfeld-Modus ebenfalls in einer Tiefe von z = 5 µm beobachtet wird.

Anhand der mittels SRP-Analyse ermittelten tiefenabhängigen Profile des spezifischen elektrischen Schichtwiderstands wird nach der Laserbearbeitung eine Abnahme des Schichtwiderstands um bis zu drei Größenordnungen beobachtet (Bild 6.9, rechts). Der Ausgangswiderstand im unbearbeiteten Zustand beträgt an der Schichtoberfläche R = 51,4 Ω*cm und steigt bis in eine Tiefe von z = 9 µm auf einen Wert von R = 87,5 Ω*cm. Anschließend nimmt der Messwert mit weiterer Annäherung an die SiO_2-Schicht zu und erreicht schließlich in einer Schichttiefe von z = 10,15 µm mit R = 10^{20} Ω*cm die Grenze des Messbereichs.

Nach der Laserbearbeitung beträgt der spezifische elektrische Schichtwiderstand an der Schichtoberfläche R = 0,095 Ω*cm und nimmt bis zu einer Tiefe von z = 4,75 µm auf einen Wert von R = 0,032 Ω*cm ab. Anschließend steigt der spezifische elektrische Schichtwiderstand wieder an und beträgt in einer Schichttiefe von z = 5,4 µm bereits R = 3,97 Ω*cm. Dieser starke Anstieg des spezifischen elektrischen Schichtwiderstands liegt auf gleicher Höhe, bei der zuvor bereits der Farbumschlag sowie der Wechsel der Kristallstruktur von kristallin zu amorph beobachtet wurde.

In Bild 6.10 sind Detailaufnahmen der TEM-Analyse dargestellt, anhand derer die Kristallitgröße innerhalb des laserkristallisierten Schichtbereichs bestimmt werden kann.

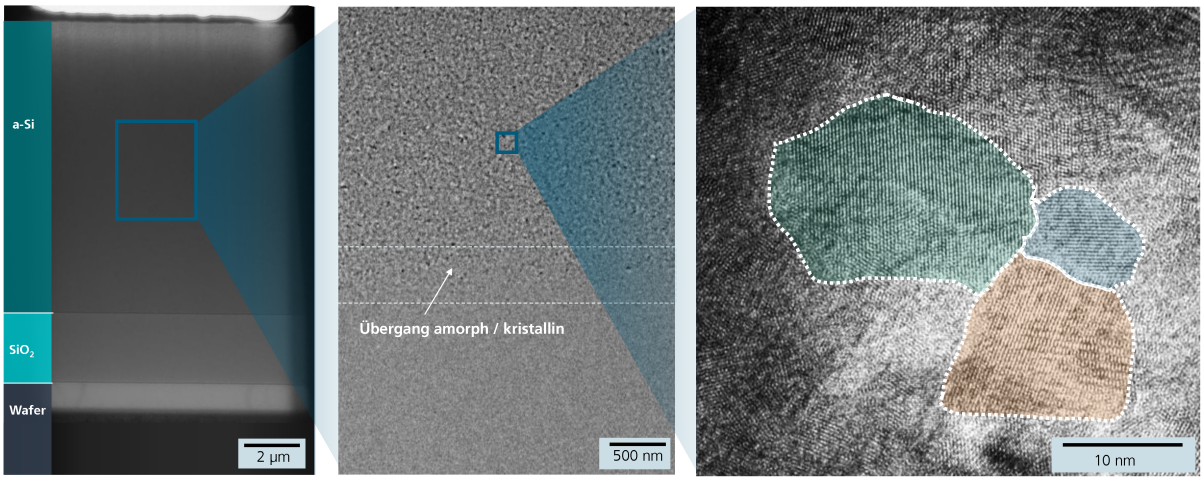


Bild 6.10: TEM-Aufnahme der Grenzfläche zwischen kristallisiertem und amorphem Schichtbereich (Mitte) und Nahaufnahme zur Bestimmung der Kristallitgröße innerhalb des laserkristallisierten Schichtbereichs (rechts).

Von der Oberfläche ausgehend liegt bis in eine Schichttiefe von z = 5 µm eine homogene nanokristalline Kristallstruktur mit Kristallitdurchmessern von d = 5 nm bis d = 20 nm vor (Bild 6.10, links). Ab einer Schichttiefe von z = 5 µm geht in einem Übergangsbereich von 300 nm der kristalline in den amorphen Zustand über. Die ermittelten Kristallitdurchmesser entsprechen dem Erwartungswert von etwa d = 10 nm, der aus der Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit des laserkristallisierten Materials (vgl. 4.2) in Verbindung mit dem aus Literaturdaten gegebenen Zusammenhang zwischen Wärmeleitfähigkeit und Kristallitgröße für Silizium (vgl. 2.6) hervorgeht.

Dotierstoffaktivierung

Anhand von SRP-Analysen wird der relative, prozessparameterabhängige Aktivierungsgrad der im Schichtmaterial enthaltenen Phosphoratome betrachtet. Dazu sind in Bild 6.11 die Ergebnisse mehrere SRP-Messungen für unterschiedliche Prozessparameterkombinationen zusammengefasst.

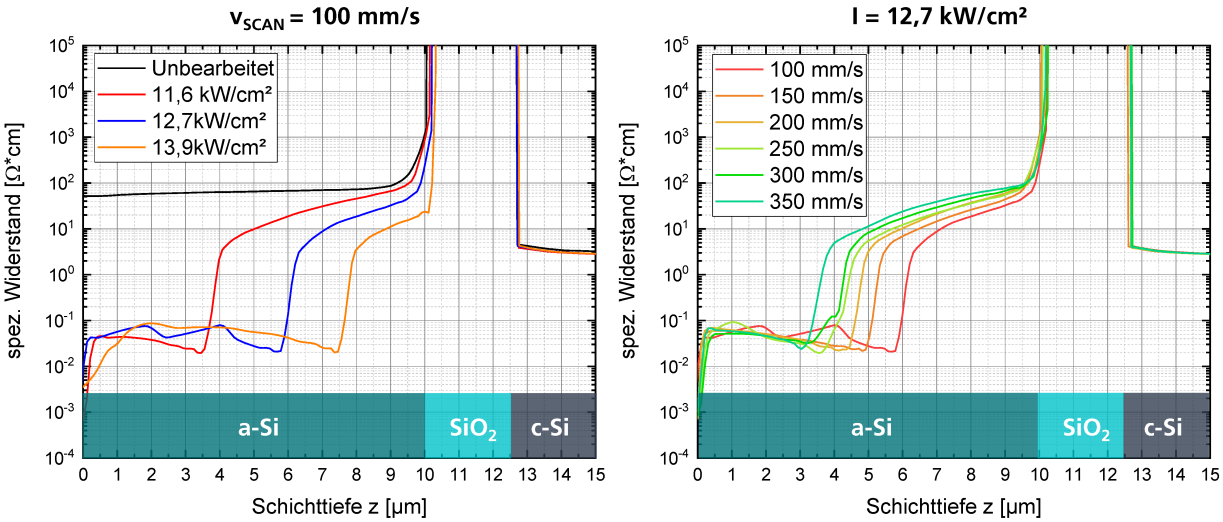


Bild 6.11: Tiefenabhängige Profile des spezifischen elektrischen Schichtwiderstands nach Laserbearbeitung mit konstanter Geschwindigkeit und variabler Intensität (links) und konstanter Intensität bei variabler Scangeschwindigkeit (rechts). Der Betrag des lokalen Minimums des spezifischen elektrischen Schichtwiderstands bleibt näherungsweise konstant, während die Tiefe von den Bearbeitungsparametern abhängig ist. Bearbeitungsparameter: Strahldurchmesser d = 330 µm, Vorheiztemperatur T_V = 300 °C

Die Versuche werden bei konstanter Vorheiztemperatur von T_V = 300 °C mit einem Strahldurchmesser von d = 330 µm durchgeführt. Als variable Prozessparameter werden die Intensität zwischen I = 11,6 kW/cm² und I = 13,9 kW/cm² sowie die Vorschubgeschwindigkeit zwischen v_{Scan} = 100 mm/s und v_{Scan} = 350 mm/s variiert.

Der qualitative Verlauf der aufgezeichneten Widerstandsprofile verläuft analog zu den zuvor vorgestellten Ergebnissen (vgl. Bild 6.9). Durch die

Laserbearbeitung nimmt der elektrische Widerstand im Verhältnis zum unbearbeiteten Zustand um zwei bis drei Größenordnungen ab. In einer prozessparameterabhängigen Schichttiefe erreicht der Widerstand ein lokales Minimum, auf das über eine Strecke von 0,5 µm ein Anstieg um über zwei Größenordnung folgt.
Abweichungen werden für die Versuchspunkte mit Intensitäten von I = 12,7 kW/cm² und I = 13,9 kW/cm² bei einer Vorschubgeschwindigkeit von v_{Scan} = 100 mm/s beobachtet (Bild 6.11, links). Bei einer Intensität von I = 12,7 kW/cm² und einer Vorschubgeschwindigkeit von v_{Scan} = 100 mm/s treten im laserkristallisierten Schichtbereich zwei lokale Maxima auf. Dies ist auf eine Rissbildung im Schichtmaterial zurückzuführen. Bei einer Intensität von I = 13,9 kW/cm² und einer Vorschubgeschwindigkeit von v_{Scan} = 100 mm/s tritt an der Schichtoberfläche eine Widerstandsabnahme auf, die sich über eine Distanz von z = 1 µm erstreckt. Dies wird mit dem Überschreiten der Schmelztemperatur an der Schichtoberfläche in Zusammenhang gebracht.

Unabhängig von der untersuchten Parameterkombination bzw. der Position des lokalen Minimums an der Grenzfläche des laserkristallisierten Schichtbereichs beträgt der spezifische elektrische Widerstand an dieser Stelle R = 0,0226 Ω*cm ± 0,0044 Ω*cm. Auch eine Variation der Vorheiztemperatur hat keinen signifikanten Einfluss auf den qualitativen Verlauf oder das Widerstandsminimum an der Grenzfläche zwischen laserkristallisiertem und amorphem Schichtmaterial (vgl. 9.3). Deshalb wird davon ausgegangen, dass dieses Widerstandsminimum den maximal erreichbaren Aktivierungsgrad der Dotierstoffe darstellt.

Als Ursache für das lokale Minimum des elektrischen Widerstands an der Grenzfläche zwischen laserkristallisiertem und amorphem Schichtmaterial werden Unterschiede in der Wasserstoffkonzentration vermutet. Infolge des Abscheideprozesses durch die Aufspaltung von SiH_4 ist Wasserstoff in dem Schichtmaterial vorhanden. Der im Schichtmaterial enthaltene Wasserstoff ist in der Lage, offene Bindungsstellen an Kristalldefekten und Korngrenzen zu passivieren, sodass diese nicht mehr als Rekombinationszentren wirken und die elektrischen Eigenschaften verbessert werden. Infolge der Laserbearbeitung wird Wasserstoff durch Diffusionsprozesse aus der Schicht ausgetrieben. Dieser Effekt ist an der Schichtoberfläche am stärksten, sodass die verbleibende Wasserstoffkonzentration nach der Laserbearbeitung mit der Schichttiefe zunimmt. [172]

Zwischenfazit: Die vorgestellten Versuchsergebnisse setzen die visuell beobachtbare Farbänderung, die Änderung des elektrischen Widerstands, sowie die Mikrostruktur des laserbearbeiteten Schichtmaterials zueinander in Bezug. Der beobachtete Farbumschlag weist nach der Laserbearbeitung für den betrachteten Fall die gleiche Eindringtiefe in das Schichtmaterial auf. Zudem wird gezeigt, dass der Betrag des lokalen Widerstandsminimums an der

Grenzfläche zwischen laserkristallisiertem und amorphem Schichtmaterials für den untersuchten Parameterraum unabhängig von den genutzten Prozessparametern ist.

6.3.2 Elektrischer Schichtwiderstand

Um als MEMS-Strukturmaterial nutzbar zu sein, muss der Flächenwiderstand der laserkristallisierten Siliziumschicht einen Wert von $R_{\square} \leq 50\ \Omega_{\square}$ betragen. Dieser Wert liegt um über drei Größenordnungen unterhalb des Ausgangswiderstands des amorphen Schichtmaterials von $R_{\square}$ =195000 $\Omega_{\square}$. Zur Bestimmung des Flächenwiderstands des Schichtmaterials wird ein Vierpunktmesssystem vom Typ Keithley 4200-SCS, Keithley Instruments Inc., USA, eingesetzt. Für die Widerstandsmessungen werden vier Wolfram-Messnadeln mit äquidistantem Abstand von 1 mm auf die Probenoberfläche aufgesetzt. Während durch die äußeren Messnadeln ein definierter Strom durch das Probenmaterial geleitet wird, wird der Spannungsabfall zwischen den beiden inneren Nadeln gemessen und daraus der Flächenwiderstand berechnet.

Die Laserbearbeitung der Proben erfolgt mit dem in Kapitel 5.2 vorgestellten Versuchsaufbau durch Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von λ = 1070 nm und Tophat-förmiger Intensitätsverteilung. Die Laserstrahlung wird durch eine Optik mit einer Brennweite von f = 100 mm auf einen Durchmesser von d = 330 µm bzw. mit einer Brennweite von f = 160 mm auf einen Durchmesser von d = 570 µm in der Bearbeitungsebene fokussiert. Der fokussierte Laserstrahl wird mit einer Geschwindigkeit von v_{scan} = 100 mm/s über die Probenoberfläche geführt. Die Proben werden mit Laserstrahlintensitäten von I = 5 kW/cm² bis I = 20 kW/cm² bei einer Vorheiztemperatur zwischen T_V = 25 °C und T_V = 450 °C bearbeitet.

Für die Widerstandmessungen werden Felder mit einer Kantenlänge von 5x5 mm² präpariert. Die Bearbeitung erfolgt analog zu Abschnitt 6.3.1, in dem der fokussierte Laserstrahl mäanderförmig mit einem Spurabstand von d_Y = 60 µm über die Probenoberfläche geführt wird. In Bild 6.12 ist exemplarisch ein Probenstück mit laserkristallisiertem Feld dargestellt. Analog zur Bearbeitung von Einzelspuren (vgl. Abschnitt 6.1) werden auch bei der Bearbeitung von Feldern mit mäanderförmiger Bahn zunächst ein Farbumschlag und mit zunehmender Laserstrahlintensität zusätzlich Schmelzspuren beobachtet.

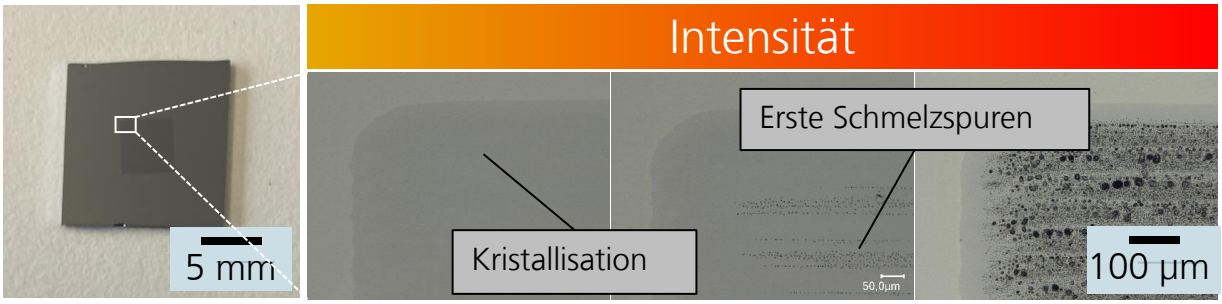


Bild 6.12: Aufsicht auf Probenoberfläche mit laserbearbeitetem Feld (links). Lichtmikroskopische Aufnahmen der Probenoberfläche mit laserkristallisiertem Feld sowie mit zunehmender Intensität (von links nach rechts) auftretende Schmelzspuren.

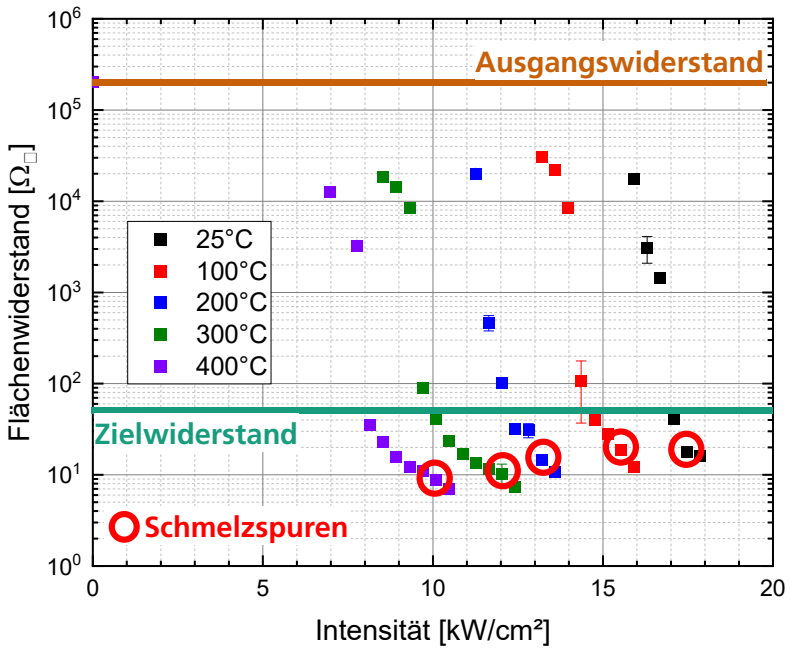
In Bild 6.13 sind die Widerstandsmesswerte für die Probenbearbeitung mit einem Laserstrahldurchmesser von d = 330 µm bei Vorheiztemperaturen zwischen T_V = 25 °C und T_V = 400 °C zusammengefasst dargestellt.

Bild 6.13: Flächenwiderstand in Abhängigkeit der eingesetzten Laserstrahlintensität und der genutzten Vorheiztemperatur.

Bearbeitungsparameter:

I: 7 kW/cm² bis 18 kW/cm²,
d: 330 µm (Tophat),
v_{scan}: 100 mm/s,
T_V: 25 °C bis 450°C

Mäander:
Feld 5x5 mm²
d_y: 60 µm



Der qualitative Verlauf der aufgezeichneten Messpunkte ist dabei unabhängig von der untersuchten Vorheiztemperatur vergleichbar: Ausgehend vom Startwert von $R_□$ =195000 Ω□ sinkt der Flächenwiderstand mit zunehmender Laserstrahlintensität auf einen Wert von $R_□$ = 10 Ω□ bis $R_□$ =20 Ω□, bis die Schmelzgrenze an der Schichtoberfläche überschritten wird (vgl. Bild 6.12). Während die Schmelzgrenze bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 25 °C bei einer Intensität von I = 17,5 kW/cm² erreicht wird, geschieht dies bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 400 °C bereits bei einer Intensität von I = 10,1 kW/cm². Bei den Widerstandsmessungen der bei Vorheiztemperaturen

von $T_V \leq 200$ °C laserkristallisierten Felder wird eine Neigung zur Rissbildung beobachtet (Bild Bild 6.14). Die Rissbildung wird durch den Kontakt mit den Messnadeln verursacht und lässt auf hohe innere Spannungen im laserkristallisierten Material schließen.

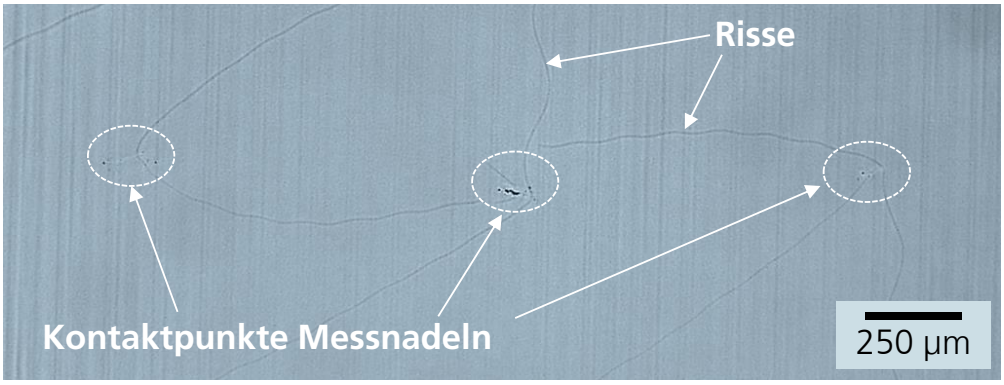


Bild 6.14: Mikroskopaufnahme der Probenoberfläche nach Vier-Punkt-Messung. Bei Vorheiz-temperaturen von $T_V \leq 200$ °C wird eine Rissbildung ausgehend von Kratzspuren der Messnadeln beobachtet.

Auf laserkristallisierten Feldern, die bei Vorheiztemperaturen von $T_V \geq 300$ °C bearbeitet werden, tritt keine Rissbildung infolge des Kontakts mit den Messnadeln auf. Damit können Schichten mit dem geforderten Flächenwiderstand von $R_\square \leq 50\ \Omega_\square$ für die Weiterprozessierung zum MEMS-Element mittels Laserkristallisation bereitgestellt werden.

Für die elektrische Kontaktierung zwischen dem MEMS-Element und dem ASIC-Schaltkreis ist zudem die Kristallisationstiefe relevant, da die Kontaktfläche an der Grenzfläche zwischen der laserbearbeiten a-Si-Schicht und dem ASIC-Wafer liegt (vgl. Bild). In Bild 6.15 sind die Versuchsergebnisse für den Flächenwiderstand und die jeweils erreichte Kristallisationstiefe für Versuche mit dem geforderten Flächenwiderstand von $R_\square \leq 50\ \Omega_\square$ zusammengefasst.

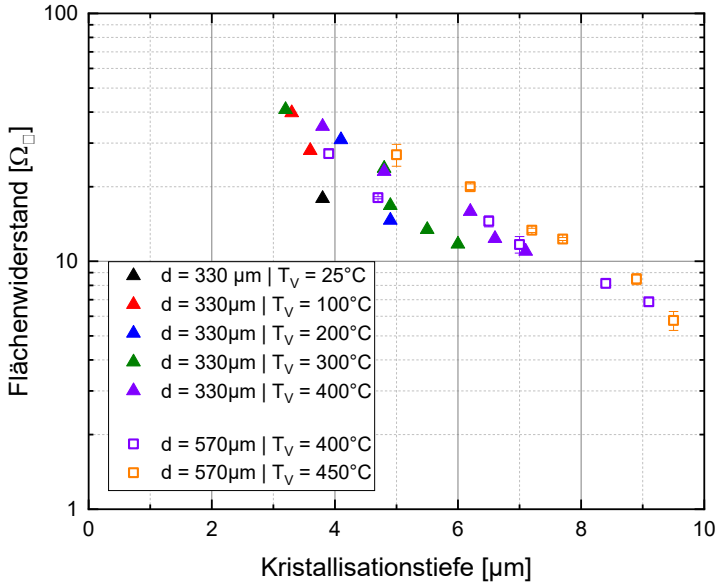


Bild 6.15:
Flächenwiderstand in Abhängigkeit der Kristallisationstiefe für Versuchsergebnisse ohne Schmelzspuren.

Bearbeitungs-parameter:

I: 6 kW/cm² bis 18 kW/cm²,
d: 330 µm (Tophat) & 570 µm (Tophat),
v_{scan}: 100 mm/s,
T_V: 25 °C bis 450°C

Mäander:
Feld 5x5 mm²
d_y: 60 µm

Bei mäanderförmiger Bearbeitung mit einem Spurversatz von d_y = 60 µm ist die maximal erreichbare schmelzfreie Kristallisationstiefe abhängig vom eingesetzten Laserstrahldurchmesser d und der Vorheiztemperatur T_V.

Bei einem Laserstrahldurchmesser von d = 330 µm und einer Vorheiztemperatur von T_V = 300 °C beträgt die erreichbare Kristallisationstiefe z_{FPK} = 6 µm bei einem Flächenwiderstand von $R_□$ = 11,7 Ω□. Wird die Vorheiztemperatur auf T_V = 400 °C erhöht kann die Kristallisationstiefe auf z_{FPK} = 7,1 µm gesteigert werden. Der Flächenwiderstand sinkt dabei auf $R_□$ = 11 Ω□.

Im Vergleich dazu kann mit einen Laserstrahldurchmesser von d = 570 µm bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 400 °C mit einer Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 9,1 µm eine um 2 µm tiefere Kristallisation erreicht werden. Der Flächenwiderstand beträgt dabei $R_□$ = 6,9 Ω□. Wird die Vorheiztemperatur auf T_V = 450 °C erhöht kann die Kristallisationstiefe auf einen Maximalwert von z_{FPK} = 9,5 µm, bei einem Flächenwiderstand von $R_□$ = 5,8 Ω□, gesteigert werden.

Zwischenfazit:

- Laserkristallisierte Schichten mit Flächenwiderständen $R_□ \leq 50$ Ω□ können rissfrei erzeugt werden. Damit ist eine Voraussetzung zur Erfüllung der übergeordneten Zielstellung der Arbeit erfüllt (vgl. Abschnitt 1).

- Auf Basis der Simulationsergebnisse aus Abschnitt 5.3.3 kann zudem davon ausgegangen werden, dass bei Vorheiztemperaturen von T_V = 300 °C bei einem Strahldurchmesser von d = 330 µm Kristallisationstiefen bis zu z_{FPK} = 6 µm CMOS-kompatibel erreichbar sind. Dies lässt in Zusammenhang mit den in Bild 6.15 vorgestellten Ergebnissen den Schluss zu, dass laserkristallisierte Schichten mit Flächenwiderständen $R_{\square} \leq 50\ \Omega$ auf bestehenden CMOS-Schaltkreisen erzeugt werden können, ohne deren thermisches Budget zu überschreiten.

- Um eine vollständige schmelzfreie Kristallisation über die gesamte Tiefe der Si-Schicht und damit eine elektrische Kontaktierung zwischen MEMS und ASIC zu realisieren, müssen jedoch Laserstrahldurchmesser von d > 570 µm und Vorheiztemperaturen T_V > 450 °C eingesetzt werden. Anhand der Simulationsergebnisse ist jedoch davon auszugehen, dass dabei das thermische Budget eines CMOS überschritten wird (vgl. Abschnitt 5.3.1) sodass hier ggfs. alternative Kontaktierungsverfahren eingesetzt werden müssen.

6.4 Funktionalität der MEMS-Struktur und CMOS-Komptabilität

Als Resultat der in Abschnitt 6.3 vorgestellten Verfahrensentwicklung liegen Prozessparameter vor, die dazu geeignet sind, den Flächenwiderstand einer 10 µm dicken a-Si-Schicht durch Laserkristallisation auf $R_{\square} \leq 50\ \Omega$ abzusenken. Gleichzeitig legen die Simulationsergebnisse aus Abschnitt 5.3.3 nahe, dass dies bei Kristallisationstiefen bis zu z_{FPK} = 6 µm CMOS-kompatibel erreichbar ist.

Als Machbarkeitsnachweis für die Eignung laserkristallisierter Siliziumschichten für den Aufbau monolithisch Integrierter MEMS-Inertialsensoren werden zwei Versuche durchgeführt:

1. **Funktionalität der MEMS-Struktur:** Auf einem Wafer werden aus einer 10 µm dicken laserkristallisierten Siliziumschicht mit einem Flächenwiderstand von $R_{\square} \leq 50\ \Omega$ MEMS-Inertialsensoren entsprechend der in Bild 1.3 dargestellten Prozessabfolge hergestellt. Anschließend wird die Funktionalität durch die Fähigkeit der Sensor-Elemente zur Auslenkung mittels elektrostatischer Anregung nachgewiesen.

2. **CMOS-Komptabilität:** Auf einem zweiten Wafer mit bestehenden NMOS-Transistoren wird der zuvor durchgeführte Versuch mit den gleichen Versuchsparametern wiederholt. Allerdings werden einige Prozessschritte abgeändert und statt der Herstellung von MEMS-Inertialsensoren folgende Schritten ausgeführt:
   Aufnahme der Transistorkennlinie der NMOS-Transistoren vor der Bearbeitung, Schichtabscheidung von SiO_2-Opferschicht und a-Si-

Schicht, Laserkristallisation, Entfernung der SiO_2- Opferschicht und der laserkristallisierten Schicht, Aufnahme der Transistorkennlinie der NMOS-Transistoren nach der Bearbeitung.
Der Prozesseinfluss auf die NMOS-Transistoren durch den Schichtabscheidungs- oder den Laserkristallisationsprozess wird anhand der Veränderung der Transistorkennlinie beurteilt. Da ein CMOS-Transistor aus einem PMOS- und einem NMOS-Transistor aufgebaut ist und das thermische Budget durch die auf gleiche Weise hergestellten Metallisierungseben limitiert ist, kann von der NMOS-Kompatibilität des Verfahrens direkt auf die CMOS-kompatibilität geschlossen werden (vgl. Abschnitt 2.1).

Für die Durchführung des Machbarkeitsnachweises werden Prozessparameter gewählt, die einen Flächenwiderstand von $R_{\square} \leq 20\ \Omega_{\square}$ bei einer schmelzfreien Kristallisationstiefe von $z_{FPK} = 6$ µm ermöglichen. Dazu wird das Probenmaterial mit dem in Abschnitt 5.2 vorgestellten Versuchsaufbau bei einer Laserstrahlintensität von I = 11,7 kW/cm², einer Vorschubgeschwindigkeit von $v_{Scan} = 100$ mm/s und einer Vorheiztemperatur von $T_V = 300$°C bearbeitet. Der Strahldurchmesser weist in der Bearbeitungsebene einen Durchmesser von d = 330 µm bei Tophat-förmiger Intensitätsverteilung auf. Auf der Probenoberfläche werden Felder mit einer Fläche von 1,5x1,5 mm² und 1,5x2,5 mm² mäanderförmig mit einem Spurversatz von $d_y = 60$ µm erzeugt. In Bild 6.16 ist ein Wafer mit einem Durchmesser von d = 200 mm mit 3024 laserkristallisierten Feldern angeordnet in 72 Arrays abgebildet.

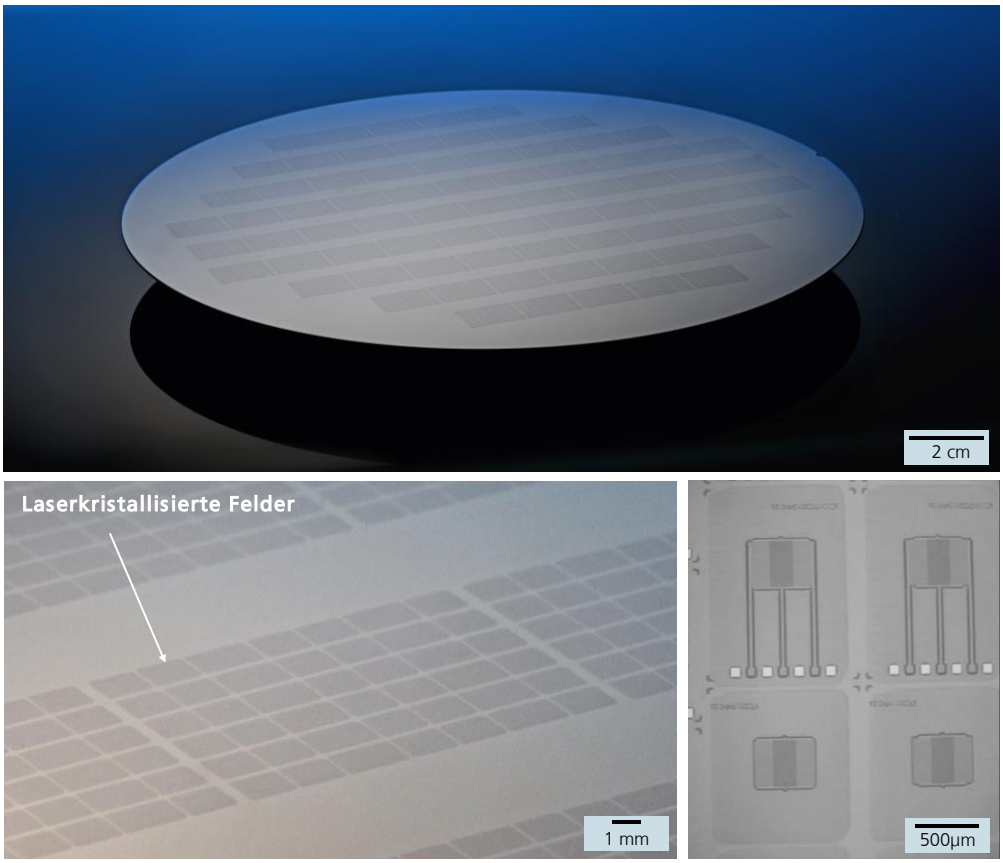


Bild 6.16:
8"Wafer mit a-Si-Schicht und laserkristallisierten Feldern angeordnet in 72 Arrays mit jeweils 42 Feldern (oben).
Nahaufnahme der laserkristallisierten Felder vor (unten links) und nach der Strukturierung der MEMS-Elemente mittels mikroelektronischer Fertigungsverfahren (unten rechts).

Bearbeitungs-parameter:

I: 11,7 kW/cm²,
d: 330 µm (Tophat)
v_{Scan}: 100 mm/s,
T_V: 300°C

Mäander:
Feld 1,5x1,5 mm²
und 1,5x2,5 mm²
d_y: 60 µm

Innerhalb der laserkristallisierten Felder werden mittels mikroelektronischer Fertigungsverfahren die Strukturen von MEMS-Inertialsensoren erzeugt (Bild 6.16, unten rechts). Dabei werden durch eine Kombination aus Lithographie und nachfolgendem Plasmaätzen die Strukturen von MEMS-Inertialsensoren in die laserkristallisierten Bereiche eingebracht. Nach dem Einbringen der lateralen Strukturen und der Aufbringung der metallischen Kontaktierungspunkte in den laserkristallisierten Schichtbereichen werden die Strukturen durch Unterätzen in HF-Gas freigestellt, wobei die SiO_2-Opferschicht entfernt wird.

In Bild 6.17 ist die REM-Aufnahme einer fertiggestellten Struktur eines MEMS-Inertialsensors dargestellt. Für den Funktionsnachweise wird die nach der Entfernung der SiO_2-Opferschicht nun frei bewegliche Prüfmasse durch elektrostatische Anregung ausgelenkt.

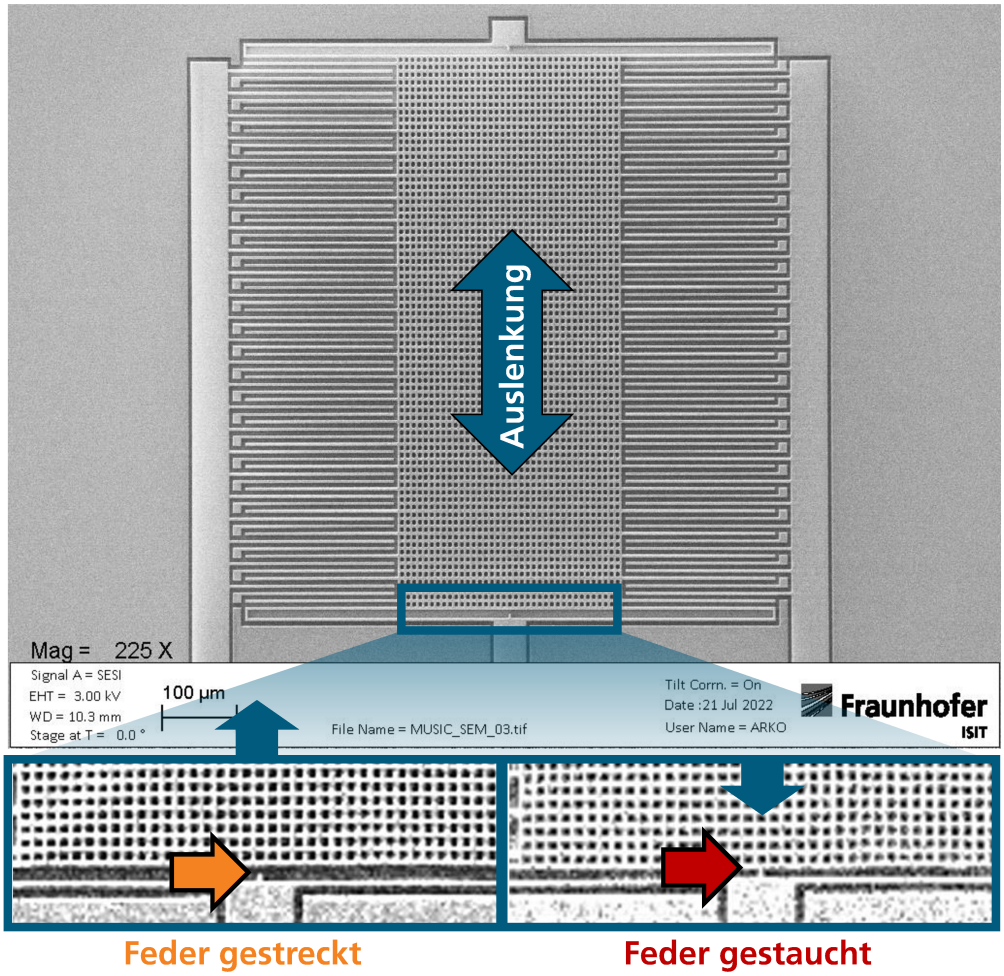


Bild 6.17: REM-Aufnahme eines laserkristallisierten Feldes nach der Strukturierung der MEMS-Elemente mittels mikroelektronischer Fertigungsverfahren.

Auslenkung der MEMS-Struktur durch elektrostatische Anregung möglich (unten).

Wafer-ID:
FHGM3520 W7

Bearbeitungs-parameter:

I: 11,7 kW/cm²,
d: 330 µm (Tophat)
v_{Scan}: 100 mm/s,
T_V: 300°C

Mäander:
Feld 1,5x1,5 mm²
d_y: 60 µm

Während der elektrostatischen Anregung kann anhand der REM-Aufnahmen eine Auslenkung der MEMS-Struktur beobachtet werden (Bild 6.17, unten). Je nach Auslenkung der beweglich gelagerten Prüfmasse werden die Federn zwischen Prüfmasse und Ankerpunkt gestreckt, bzw. gestaucht. Damit ist der Nachweis erbracht, dass aus laserkristallisiertem Si-Schichtmaterial funktionale MEMS- Inertialsensor-Strukturen hergestellt werden können.

Für die Überprüfung der CMOS-Kompatibilität wird das gleiche Schichtsystem auf einem Wafer mit NMOS-Transistor-Strukturen abgeschieden und mit den gleichen, für die Fabrikation der Struktur der MEMS-Inertialsensoren verwendeten, Laserparametern bearbeitet. Die charakteristische Breite des Transistor-Gates beträgt 20 µm. Zur Untersuchung wird die Kennlinie von 99 auf dem Wafer befindlichen NMOS-Transistoren aufgezeichnet. Darauf folgen die Schichtabscheidung und die selektive Laserkristallisation der Schichtbereiche oberhalb der NMOS-Strukturen. Anschließend werden die selektiv laserkristallisierte Si-Schicht sowie die SiO_2-Schicht vollständig mit XeF_2-Ätzen abgetragen. Eine Detailaufnahme der NMOS-Struktur vor (links) und nach der

Schichtabscheidung (Mitte) sowie nach der Laserkristallisation (rechts) sind in Bild 6.18 dargestellt.

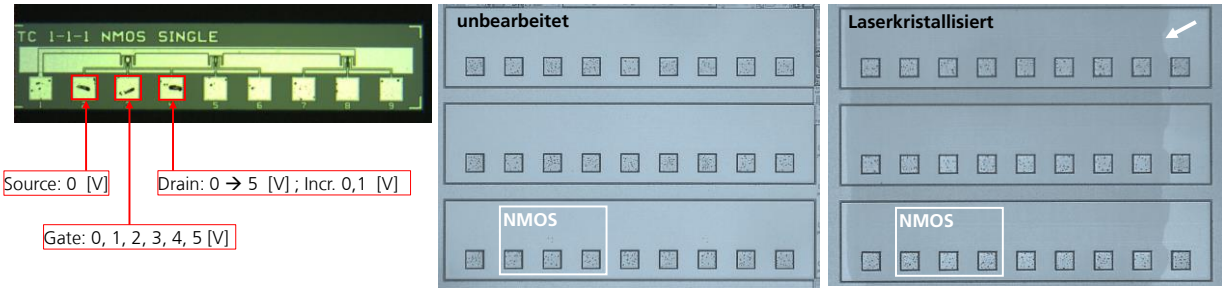


Bild 6.18: Detailaufahme der NMOS-Struktur vor (links) und nach der Schichtabscheidung (Mitte), sowie nach der Laserkristallisation (rechts). Der Übergang zwischen laserkristallisiertem und noch amorphem Silizium ist in der rechten Aufnahme gekennzeichnet.

Bei der nachfolgenden Analyse der wieder freigelegten NMOS-Strukturen kann optisch kein signifikanter Prozesseinfluss festgestellt werden. Die gegenüber thermischer Belastung sensitivsten Teile des NMOS-Transistors stellen analog zu CMOS-Transistoren insbesondere die Metallisierungen aus Aluminium dar, da diese bei der Nutzung klassischer Kristallisationsverfahren zur Legierungsbildung mit Silizium neigen (vgl. Abschnitt 2.1). Eine Legierungsbildung konnte auf den freigelegten Strukturen jedoch nicht beobachtet werden. Für die Analyse des Prozesseinflusses auf die Eigenschaften der NMOS-Transistoren sind die vor und nach Schichtabscheidung und Laserkristallisation aufgezeichneten Transistor-Kennlinien in Bild 6.19 gegenübergestellt.

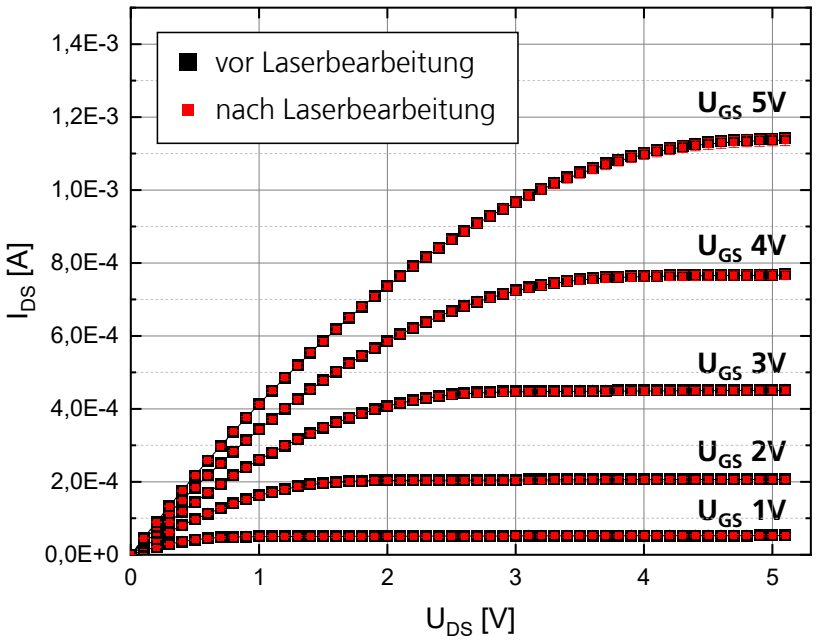


Bild 6.19: Gegenüberstellung der Kennlinie der NMOS-Transistoren vor und nach Schichtabscheidung, Laserkristallisation und Schichtentfernung.

Wafer-ID: FHGL1921-W19

Bearbeitungsparameter:

I: 11,7 kW/cm²,
d: 330 µm (Tophat)
v_{scan}: 100 mm/s,
T_V: 300°C

Mäander:
Feld 1,5x1,5 mm²
d_y: 60 µm

Bei der Gegenüberstellung der Kennlinien der NMOS-Transistoren vor und nach der Schichtabscheidung, Laserkristallisation und Schichtentfernung mittels XeF_2-Ätzen kann kein signifikanter Prozesseinfluss auf die elektrischen Eigenschaften festgestellt werden.

6.5 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Auf Basis der vorgestellten Versuchsergebnisse zur Laserkristallisation von Phosphor-dotierten, 10 µm dicken a-Si-Schichten können für den untersuchten Parameterraum folgende Erkenntnisse zusammengefasst werden:

- Im Rahmen des untersuchten Parameterraums kann keine Wellenlängenabhängigkeit mit Bezug auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe festgestellt werden. Damit wird die zuvor aus den Simulationsergebnissen abgeleitete These der Unabhängigkeit der erreichbaren Kristallisationstiefe z_{FPK} von der eingesetzten Laserwellenlänge (vgl. 5.3.1) als experimentell validiert betrachtet.

- Bei der Bearbeitung von Einzelspuren nimmt der Prozess für die Bearbeitungsgeschwindigkeit von v_{Scan} = 100 mm/s und den Strahldurchmesser von d = 330 µm für die Bearbeitungsparameter $I(T_V = 25°C)$ = 20,6 kW/cm² bzw. $I(T_V = 300\ °C)$ = 13,6 kW/cm² bereits vor einer Prozesszeit von t = 25 ms einen stationären Zustand an.

- Mit zunehmendem Strahldurchmesser können bei vergleichbarer Bestrahlungsintensität größere Kristallisationstiefen ohne Überschreiten der Schmelztemperatur erreicht werden. Innerhalb des untersuchten Parameterraums wird eine maximale schmelzfreie Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 9,5 µm für einen Strahldurchmesser von d = 570 µm bei einer Vorheiztemperatur von T_V = 450 °C erreicht.

- Die visuell beobachtbaren Farbumschlag, die Änderung des elektrischen Widerstands, sowie die Mikrostruktur des laserbearbeiten Schichtmaterials stehen zueinander in Bezug. Der beobachtete Farbumschlag weist nach der Laserbearbeitung für den betrachteten Fall die gleiche Eindringtiefe in das Schichtmaterial auf. Zudem wird gezeigt, dass der Betrag des lokalen Widerstandsminimums an der Grenzfläche zwischen laserkristallisiertem und amorphem Schichtmaterial für den untersuchten Parameterraum unabhängig von den genutzten Prozessparametern ist.

- Laserkristallisierte Schichten mit Flächenwiderständen $R_{\square} \leq 50\ \Omega_{\square}$ können für Vorheiztemperaturen $T_V \geq 300$ °C rissfrei erzeugt werden. Zudem können aus dem Schichtmaterial funktionale Strukturen eines MEMS-Inertialsensors hergestellt werden, deren Funktionalität durch die Fähigkeit zur elektrostatischen Anregbarkeit nachgewiesen werden kann.

- Auf Basis der Simulationsergebnisse aus Abschnitt 5.3.3 kann zudem davon ausgegangen werden, dass bei Vorheiztemperaturen von $T_V = 300$ °C bei einem Strahldurchmesser von d = 330 µm Kristallisationstiefen bis zu $z_{FPK} = 6$ µm CMOS-kompatibel erreichbar sind. Dies lässt in Zusammenhang mit den in Bild 6.15 vorgestellten Ergebnissen den Schluss zu, dass laserkristallisierte Schichten mit Flächenwiderständen $R_{\square} \leq 50\ \Omega$ auf bestehenden CMOS-Schaltkreisen erzeugt werden können, ohne deren thermisches Budget zu überschreiten. Diese These wird experimentell bestätigt: Die Laserkristallisation einer a-Si-Schicht mit darunter befindlicher NMOS-Teststruktur mit Prozessparametern für eine Kristallisationstiefe von $z_{FPK} = 6$ µm und einem Flächenwiderstand von $R_{\square} \leq 20\ \Omega_{\square}$ führt zu keinen signifikanten Änderungen der Transistorkennlinie.

- Insgesamt kann somit die übergeordneten Zielstellung der Arbeit als erfüllt betrachtet werden (vgl. Abschnitt 1).

7 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird erstmalig ein Verfahren für die CMOS-kompatible Herstellung kristalliner Siliziumschichten umgesetzt.
Damit ist die wesentliche Hürde für die monolithische Integration von MEMS und ASIC für sämtliche MEMS-Elemente beseitigt, die auf die herausragenden Materialeigenschaften von kristallinem Silizium — dem bedeutendsten MEMS-Strukturmaterial — angewiesen sind. Das neu entwickelte Verfahren legt den Grundstein für den Aufbau einer neuen Generation von MEMS-Systemen mit extrem hohen Integrationsdichten bei gleichzeitig gesteigerter Leistungsfähigkeit und verringertem Energiebedarf.

Die übergeordnete Zielsetzung der vorliegenden Arbeit besteht in der Bereitstellung kristalliner Siliziumschichten für die Nutzung als MEMS-Strukturmaterial auf einem Wafer mit temperatursensiblen ASIC-Schaltkreisen. Die zentrale Herausforderung bei der Verfahrensentwicklung ist die vollständige Festphasenkristallisation der amorphen Siliziumschicht mit einer Dicke von 10 µm und einem elektrischen Flächenwiderstand von 50 $\Omega_{\square}$ unter den Bedingungen die thermische Belastungsschwelle der direkt angrenzenden ASIC-Schaltkreise sowie die Schmelztemperatur im Schichtmaterial nicht zu überschreiten. Vor diesem Hintergrund werden der aktuelle Stand von Wissenschaft und Technik betrachtet und dabei Defizite und Herausforderungen für das Erreichen der Zielsetzung identifiziert:

- Für die laserinduzierte Festphasenkristallisation amorpher Siliziumschichten geht der betrachtete Stand von Wissenschaft und Technik nicht über Grundlagenuntersuchungen zur Kristallisationskinetik hinaus.

- Geeignete Methoden zur InSitu-Messung der Temperaturbelastung im Bereich der ASIC-Schaltkreise während der Laserkristallisation der darüberliegenden amorphen Siliziumschicht sind nicht bekannt.

- Die temperaturabhängigen optischen Eigenschaften von a-Si sind insbesondere für den Wellenlängenbereich von λ = 1000 nm bis λ = 2000 nm nur für wenige diskrete Wellenlängen für Temperaturen bis zu T = 360 °C bekannt.

- Die thermo-physikalischen Materialeigenschaften des amorphen bzw. laserkristallisierten Siliziums weisen eine hohe Abhängigkeit von den Herstellungsbedingungen und der Prozessführung auf.

Die systematische Adressierung dieser Aspekte spiegelt sich in der Gliederung der vorliegenden Arbeit wider. Zunächst werden die temperaturabhängigen optischen sowie die thermo-physikalischen Eigenschaften des Schichtmaterials bestimmt. Auf dieser Basis werden mithilfe eines Simulationsmodells die wesentlichen Einflüsse der untersuchten Verfahrensparameter auf die erreichbare Kristallisationstiefe und die thermische Substratbelastung ermittelt. Die zentralen anhand des Simulationsmodell abgeleiteten Thesen werden anschließend experimentell validiert. Darauf aufbauend erfolgt die Verfahrensentwicklung mit einer Optimierung der Verfahrensparameter hinsichtlich der zu erreichenden Zielgrößen. Abschließend wird die Eignung des entwickelten Verfahrens zur Bereitstellung kristalliner Siliziumschichten für die monolithische CMOS-MEMS Integration demonstriert.

Für die Bestimmung der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften der amorphen Siliziumschicht wird ein neuartiger Versuchsaufbau entwickelt, mit dem erstmalig der temperaturabhängige komplexe Brechungsindex der amorphen Siliziumschicht für den gesamten Wellenlängenbereich von λ = 1000 nm bis λ = 2000 nm bis zu einer Temperatur von T = 800 °C bestimmt werden kann.

Die gewonnenen Erkenntnisse erlauben die Ermittlung des materialspezifischen Temperaturbereichs der Festphasenkristallisation für die vorliegende amorphe Siliziumschicht. Aufgrund des metastabilen Materialzustands von amorphem Silizium hängt die für die Festphasenkristallisation notwendige Kristallisationstemperatur von der Haltezeit ab. Für eine Aufheizzeit von t_{Krist} = 2 ms wird die Kristallisationstemperatur zu T = 967 °C bestimmt. Darüber hinaus werden die Wärmeleitfähigkeiten der amorphen, der laserkristallisierten und der SiO_2-Schicht bestimmt.

Die ermittelten optischen und thermo-physikalischen Eigenschaften fließen in das Simulationsmodell ein, das für die Analyse des Einflusses der Verfahrensparameter auf die erreichbare Kristallisationstiefe und die thermische Substratbelastung genutzt wird. Im Fokus der simulationsbasierten Analyse stehen dabei die Verfahrensparameter Laserwellenlänge, Intensitätsverteilung, Strahldurchmesser und Vorheiztemperatur. Die wesentlichen Erkenntnisse der simulationsbasierten Analyse sind:

- Im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen wird die Laserkristallisation mittels der Laserwellenlängen λ = 532 nm, λ = 1064 nm und λ = 1567 nm betrachtet. Bei einer Ausgangstemperatur von 25 °C ist mit einer Laserwellenlänge von λ = 1567 nm aufgrund der zu geringen Absorption keine Kristallisation ohne Überschreiten der Schmelztemperatur möglich. Darüber hinaus kann im Rahmen der betrachteten Parameter kein nennenswerter Einfluss der eingesetzten Laserwellenlänge auf die erreichbare

Kristallisationstiefe oder die Temperaturbelastung des ASIC festgestellt werden.

- Der Einfluss der Vorheiztemperatur auf die Temperaturbelastung an der Schichtoberfläche und der Grenzfläche zum ASIC ist gegenläufig. Für eine definierte Kristallisationstiefe sinkt die Maximaltemperatur an der Schichtoberfläche bei zunehmender Vorheiztemperatur. Gleichzeitig steigt die thermische Substratbelastung. Der Einfluss des Strahldurchmessers weist ein analoges Verhalten auf: Für eine definierte Kristallisationstiefe sinkt die Maximaltemperatur an der Schichtoberfläche bei zunehmender Strahldurchmesser, während die thermische Substratbelastung zunimmt. Dabei gibt es innerhalb des untersuchten Parameterraums ein Optimum der erreichbaren Kristallisationstiefe unter Berücksichtigung der zu erfüllenden Temperaturbedingungen bei einem Laserstahldurchmesser von $d = 400\ \mu m$.

- Bei gleicher Laserleistung kann mittels einer tophat-förmigen Intensitätsverteilung im Vergleich zu einer gaußförmigen Intensitätsverteilung bei einer Überfahrt des Laserstrahls über die Probenoberfläche das 2,1-fache Materialvolumen kristallisiert werden.

Im Rahmen der experimentellen Untersuchung werden zentrale Erkenntnisse der simulationsbasierten Analyse für den untersuchten Parameterraum validiert.

- Auf Basis der experimentellen Ergebnisse kann keine Wellenlängenabhängigkeit mit Bezug auf die maximal erreichbare Kristallisationstiefe festgestellt werden.

- Die beobachtete Kristallisationstiefe entspricht im Schichtquerschnitt für die Betrachtung einer laserkristallisierten Einzelspur qualitativ dem jeweils untersuchten Intensitätsprofil der Laserstrahlung auf der Schichtoberfläche.

- Die schmelzfrei erreichbare Kristallisationstiefe nimmt mit dem Strahldurchmesser bzw. mit der Vorheiztemperatur zu.

Darüber hinaus werden Verfahrensparameter identifiziert, mittels derer laserkristallisierte Schichten mit Flächenwiderständen $R_{\square} \leq 50\ \Omega_{\square}$ bei Vorheiztemperaturen ab $T_V \geq 300\ °C$ rissfrei erzeugt werden können. Zudem können aus dem laserkristallisierten Schichtmaterial funktionale Strukturen eines MEMS-Inertialsensors hergestellt werden, dessen Funktionalität durch die elektrostatische Anregbarkeit nachgewiesen werden kann.

Die CMOS-Kompatibilität des Verfahrens wird durch die Laserkristallisation

einer a-Si-Schicht mit darunter befindlicher NMOS-Teststruktur demonstriert. Dabei werden für eine Kristallisationstiefe von z_{FPK} = 6 µm und einem Flächenwiderstand von $R_{\square} \leq 20\ \Omega_{\square}$ keine signifikanten Änderungen der Transistorkennlinie beobachtet.

Die vorgestellten Ergebnisse dieser Arbeit weisen zahlreiche Anknüpfungspunkte für weiterführende Forschungs- und Entwicklungstätigkeiten auf.

Durch den neu entwickelten Versuchsaufbau zur Bestimmung der temperaturabhängigen optischen Eigenschaften steht ein Werkzeug zur Verfügung, das für die optische Charakterisierung zahlreicher weitere Materialien angewendet werden kann. Damit kann eine für die Entwicklung zukünftiger Lasermaterialbearbeitungsverfahren wesentliche Materialeigenschaft, insbesondere für metastabile Materialen, messtechnisch zugänglich gemacht werden. Der Wellenlängenbereich des Versuchsaufbaus kann dabei durch die Integration zusätzlicher Spektrometer erweitert werden.

Für die zukünftige Weiterentwicklung des Verfahrensansatzes zur Herstellung von monolithisch integrierten MEMS-Inertialsensoren ist das Ziel eine vollständige Laserkristallisation der 10 µm dicken a-Si-Schicht ohne Schädigung darunterliegender CMOS-Transistoren. Zum einen können dadurch Schichtspannungsgradienten und damit Verformung der freigestellten MEMS-Strukturen vermieden werden. Zum anderen wird die elektrische Anbindung zwischen MEMS und ASIC erst durch eine vollständige Kristallisation der a-Si-Schicht realisiert. Um dabei die Bedingungen einzuhalten sowohl die Schmelztemperatur als auch die thermische Belastungsschwelle der CMOS-Transistoren nicht zu überschreiten, erscheinen folgende Ansätze vielversprechend:

- Eine wesentliche Limitierung bei der Prozessentwicklung resultiert aus der Temperaturempfindlichkeit der CMOS-Transistoren. Für die thermische Zerstörschwelle von CMOS-Transistoren für Belastungsdauern < 1 s liegen jedoch keine Literaturwerte vor. Die tiefergehende Untersuchung der thermischen Belastbarkeit der CMOS-Transistoren für kurzzeitige (< 1 s) Temperaturbeaufschlagung ist daher von entscheidender Bedeutung.

- Eine weitere Bedingung besteht darin, die Schmelztemperatur des Schichtmaterials während der Laserkristallisation nicht zu überschreiten. Durch Reduzierung des Phosphorgehalts in den abgeschiedenen a-Si-Schichten besteht das Potenzial, die Schmelztemperatur des Schichtmaterials um bis zu 280 °C anzuheben. Dies würde den Einsatz kleinerer Strahldurchmesser erlauben, wodurch die thermische

Belastung in der Transistorebene bei gleicher Kristallisationstiefe im Vergleich zur größeren Strahldurchmessern reduziert werden kann.

Darüber hinaus steht der Vergleich der erzielbaren Sensoreigenschaften zwischen dem neuen und dem konventionellen Verfahrensansatz noch aus. Eine wesentliche Motivation für die Entwicklung des neuen laserbasierten Verfahrensansatz besteht in der angestrebten Reduzierung parasitärer Kapazitäten durch den monolithischen Aufbau des Sensorsystems und einer dadurch erhöhten Leistungsfähigkeit. Der Nachweis der Steigerung der Leistungsfähigkeit durch den neuen laserbasierten Verfahrensansatz steht noch aus und kann durch den Aufbau und Charakterisierung eines funktionsfähigen Demonstrator-Systems erbracht werden.

Neben MEMS-Inertialsensoren kann das neu entwickelte Verfahren auch hinsichtlich der monolithischen Integration weiterer MEMS-Elemente betrachtet werden. Insbesondere für den Anwendungsfalls als Strukturmaterial für Thermopile IR-Sensoren ist das laserkristallisierte Silizium aufgrund der Kombination aus geringem elektrischen Schichtwiderstand bei gleichzeitig geringer Wärmeleitfähigkeit interessant.

8 Abkürzungs- und Formelverzeichnis

Silizium

a-Si	amorphes Silizium
c-Si	Kristallines Silizium
l-Si	Flüssiges Silizium
lc-Si	Laserkristallisiertes Silizium
poly-Si	Polykristallines Silizium
SiO_2	Siliziumdioxid / Glas
SiGe	Silizium-Germanium Legierung

Mikroelektronische Bezeichnungen

AMOLED	Organische Leuchtdiode mit Aktiv-Matrix-Ansteuerung ***A**ctive-**M**atrix **O**rganic **L**ight **E**mitting **D**iode*
ASIC	Anwendungsspezifischer integrierter Schaltkreis ***A**pplication-**s**pecific **i**ntegrated **c**ircuit*
CMOS	Komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter ***C**omplementary **m**etal-**o**xide-**s**emiconductor*
ELA	Tempern mittels Excimerlaserstrahlung ***E**xcimer **L**aser **A**nnealing*
ESC	Elektronische Stabilitätskontrolle ***E**lectronic **S**tability **C**ontrol*
FIB	Fokussierter Ionenstrahl ***F**ocused **I**on **B**eam*

FPD	Flachbildschirm ***F**lat-**p**anel **D**isplay*
IC	Integrierter Schaltkreis ***I**ntegrated **c**ircuit*
IGBT	Bipolartransistor mit isolierter Gate-Elektrode ***I**nsulated-**G**ate **B**ipolar Transistor*
LCD	Flüssigkristallbildschirm ***L**iquid **C**rystal **D**isplay*
LTPS	Niedrigtemperatur-Polykristallines Silizium ***L**ow-**T**emperature **P**oly-**S**ilicon*
MEMS	Mikroelektromechanisches System
MOSFET	Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor ***M**etal-**o**xide-**s**emiconductor **f**ield-**e**ffect **t**ransistor*
NMOS	n-Kanal-Metall-Oxid-Halbleiter ***n**-type **m**etal-**o**xide **s**emiconducto*
OLED	Organische Leuchtdiode ***O**rganic **L**ight **E**mitting **D**iode*
PECVD	Plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung ***p**lasma-**e**nhanced **c**hemical **v**apour **d**eposition*
PMOS	p-Kanal-Metall-Oxid-Halbleiter ***p**-type **m**etal-**o**xide **s**emiconducto*
REM	Rasterelektronenmikroskop
SIMS	Sekundärionen-Massenspektrometrie
SRP	Schichttiefenabhängige Messung des elektrischen Widerstands **S**preading-**R**esistance-**P**rofiling
TEM	Transmissionselektronenmikroskopie
TFT	Dünnschichttransistoren ***T**hin **F**ilm **T**ransistor*

Formelzeichen

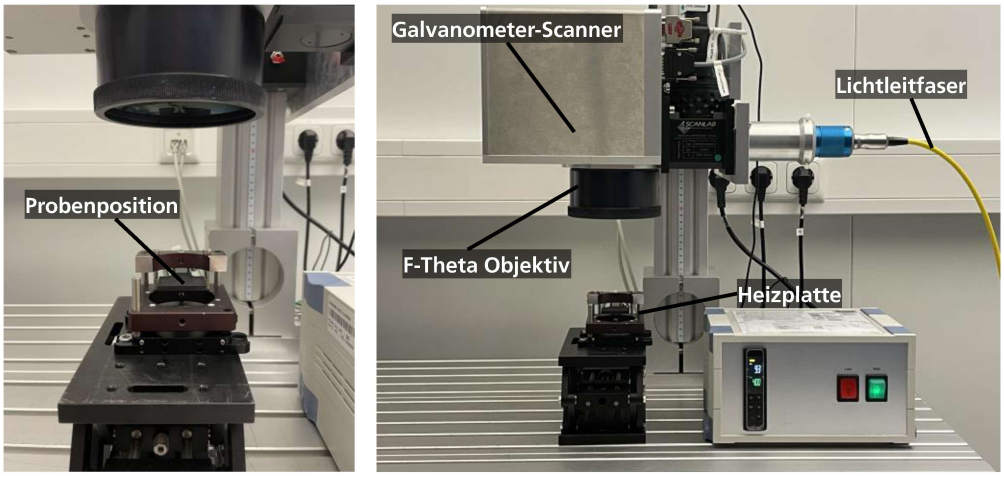
ρ_{Si}	Dichte von Silizium	[g/cm³]
C_K	Thermooptischer Koeffizient des Imaginärteil des Brechungsindex	[K^{-1}]
C_N	Thermooptischer Koeffizient des Realteil des Brechungsindex	[K^{-1}]
d	Dicke	[µm]
	Korngröße	[nm]
d_Y	Spurabstand	[µm]
E_G	Bandlückenenergie	[eV
F	Fluenzen	[J/cm²]
f	Frequenz	[Hz]
	Brennweite	[mm]
I	Intensität	[W/cm²]
k	Wärmeleitfähigkeit	[$Wm^{-1}K^{-1}$]
M_{Si}	Molare Masse von Silizium	[g/mol]
P	Leistung	[W]
R	Spezifischer elektrischer Schichtwiderstand	[Ω*cm]
$R_□$	Flächenwiderstand	[$Ω_□$]
T	Temperatur	[°C]
t	Zeit	[s]
T_{FPK}	Festphasenkristallisationstemperatur	[°C]
T_{max}	Maximaltemperatur	[°C]

$T_{SCHMELZ}$	Schmelztemperatur	[°C]
T_V	Vorheiztemperatur	[°C]
v	Geschwindigkeit	[m/s]
v_{SCAN}	Vorschubgeschwindigeit	[mm/s]
z	Schichttiefe	[µm]
z_{FPK}	Tiefe der Festphasenkristallisation	[µm]
z_S	Schmeltiefe	[µm]
Δg_{ak}	Kristallisatonsenthalpie	[kJ/cm²]
δ_{OPT}	Optische Eindringtiefe	[µm]
α	Absorbtionsgrad	[-]
λ	Wellenlänge	[nm]

9 Anhang

9.1 Versuchsaufbau Laserkristallisationsversuche

Bild 9.1: Exemplarische Darstellung des Versuchsaufbaus für Laserkristallisations-versuche



9.2 Materialparameter des Simulationsmodells

Optische Materialeigenschaften

Die in dem Simulationsmodell genutzten Materialdaten für den Temperatur-abhängiger Reflexionsgrad der 10 µm dicken amorphen Siliziumschicht sind in Bild 9.2 dargestellt. Der Phasenwechsel erfolgt vor T_{FPK} = 980 °C innerhalb eines Temperaturintervalls von ΔT_{FPK} = 10 °C.

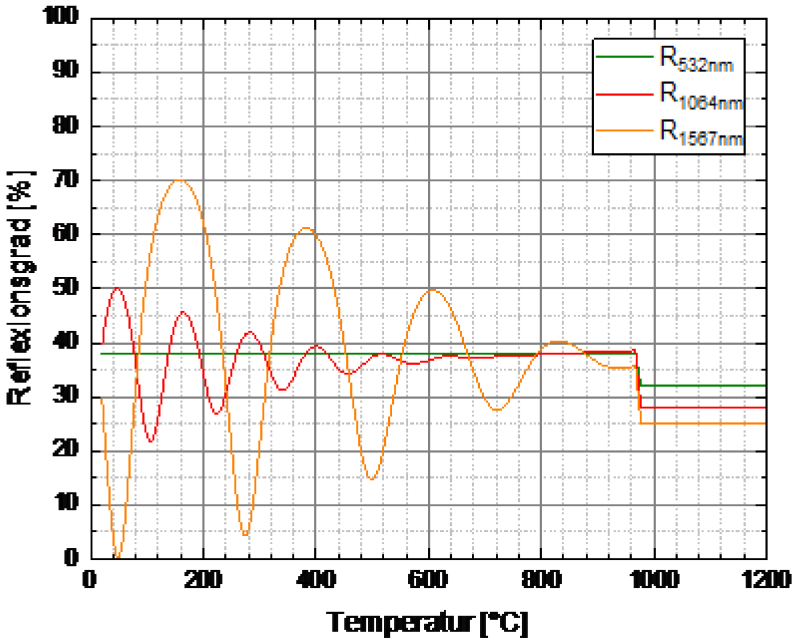
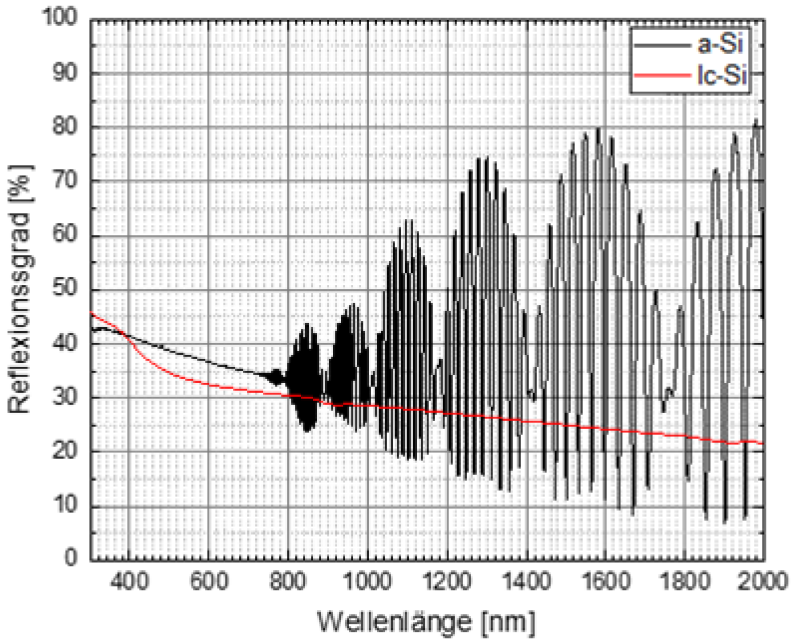


Bild 9.2: Temperatur-abhängiger Reflexionsgrad einer 10 µm dicken amorphen Siliziumschicht für die untersuchten Laserwellenlängen λ = 532 nm, λ = 1064 nm und λ = 1567 nm für eine Kristallisations-temperatur von

Für die Laserwellenlänge λ = 532 nm sind für den Reflexionsgrad vor und nach dem Phasenwechsel die Daten der Raumtemperaturmessung zugrunde gelegt (Bild 9.3). Für die Laserwellenlänge λ = 1064 nm und λ = 1567 nm wird der temperaturabhängige Reflexionsgrad des Schichtsystems für Temperaturen bis zum Phasenwechsel anhand der in Kapitel 3.3 bestimmten thermo-optischen Koeffizienten berechnet. Für Temperaturen oberhalb des Phasenwechsels wird der bei Raumtemperatur bestimmte Reflexionsgrad der laserkristallisierten Siliziumschicht genutzt (Bild 9.3).

Bild 9.3: Reflexionsspektren einer 10 µm dicken amorphen Siliziumschicht vor und nach durchgeführter Laserkristallisation bei Raumtemperatur



Thermo-physikalische Materialeigenschaften

Bild 9.4 Dichte, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität für a-Si

a-Si		Quelle
ρ [g/cm³]	2,2	[125]
λ_W [W·K^{-1}·m^{-1}]	1,8	Messung (Kapitel 4.3)
c_P [J·Kg^{-1}·K^{-1}]	$695 * e^{2,4*10^{-4}*T} - 8 + \frac{T}{10}$	[125]

Bild 9.5: Dichte, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität für lc-Si (laserkristallisiert)

lc-Si		Quelle
ρ [g/cm³]	2,32	[125]
λ_W [W·K^{-1}·m^{-1}]	3,8	Messung (Kapitel 4.3)
c_P [J·Kg^{-1}·K^{-1}]	$695 * e^{2,4*10^{-4}*T}$	[125]

Bild 9.6: Dichte, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität für SiO_2

SiO_2		Quelle
ρ [g/cm³]	2,3	[173]
λ_W [W·K^{-1}·m^{-1}]	1,3	Messung (Kapitel 4.3)
c_P [J·Kg^{-1}·K^{-1}]	700	[173]

Bild 9.7: Dichte, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität für c-Si

c-Si			Quelle
ρ [g/cm³]	2,32		[125]
λ_W [W·K^{-1}·m^{-1}]	$15{,}24 * 10^4 * T^{-1{,}226}$	T ≤ 1200 K	[125]
	$900 * T^{-0{,}502}$	T > 1200 K	[125]
c_P [J·Kg^{-1}·K^{-1}]	$695 * e^{2{,}4*10^{-4}*T}$		[125]

9.3 Dotierstoffaktivierung in Abhängigkeit der Vorheiztemperatur

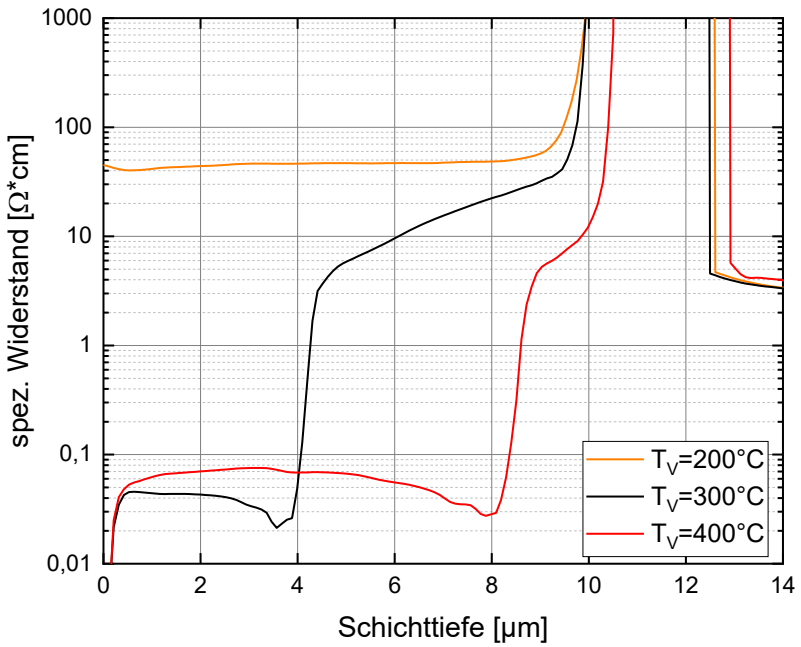
In Bild 9.8 sind die tiefenabhängigen Profile des spezifischen elektrischen Schichtwiderstands für die Laserbearbeitung bei gleichbleibenden Laserparametern für unterschiedliche Vorheiztemperaturen dargestellt.

Bild 9.8: Tiefenabhängige Profile des spezifischen elektrischen Schichtwiderstands nach Laserbearbeitung für unterschiedliche Vorheiz-temperaturen

Versuchsparameter:

Mäander 5x5 mm²

I = 11,2 kW/cm²
d: 330 µm (Tophat)
v_{Scan}: 100 mm/s
λ = 1070 nm
dy = 60 µm



Der Betrag des lokalen Minimums des spezifischen elektrischen Schichtwiderstands bleibt näherungsweise konstant, während die Tiefe von der gewählten Vorheiztemperatur abhängig ist.

10 Literaturverzeichnis

[1] Fischer, A. C.; Forsberg, F.; Lapisa, M. et al.: Integrating MEMS and ICs. Microsystems & Nanoengineering 1 (2015), Heft 1, S. 241.

[2] Shaeffer, D. K.: MEMS inertial sensors: A tutorial overview. IEEE Communications Magazine 51 (2013), Heft 4, S. 100–109.

[3] Qu, H.: CMOS MEMS Fabrication Technologies and Devices. Micromachines 7 (2016), Heft 1.

[4] Chipworks: STMicroelectronics LIS331DLH 3-Axis MEMS Accelerometer - Exploratory Report. Chipworks, 2009.

[5] Lajevardi, P.; Petkov, V. P.; Murmann, B.: A ΔΣ Interface for MEMS Accelerometers Using Electrostatic Spring Constant Modulation for Cancellation of Bondwire Capacitance Drift. IEEE Journal of Solid-State Circuits 48 (2013), Heft 1, S. 265–275.

[6] Dai, G.; Li, M.; He, X. et al.: Thermal drift analysis using a multiphysics model of bulk silicon MEMS capacitive accelerometer. Sensors and Actuators A: Physical 172 (2011), Heft 2, S. 369–378.

[7] Dong, X.; Yang, S.; Zhu, J. et al.: Method of Measuring the Mismatch of Parasitic Capacitance in MEMS Accelerometer Based on Regulating Electrostatic Stiffness. Micromachines 9 (2018), Heft 3.

[8] Kempe, V.: Inertial MEMS. Principles and practice. Cambridge University Press, Cambridge, 2011.

[9] Perlmutter, M.; Breit, S.: The future of the MEMS inertial sensor performance, design and manufacturing. In: 2016 DGON Intertial Sensors and Systems (ISS). 2016 DGON Intertial Sensors and Systems (ISS), Karlsruhe, Germany, 20.09.2016 - 21.09.2016, S. 1–12. IEEE, 2016 - 2016.

[10] Damianos, D.; Mounier Eric: Status of the MEMS Industry 2020. Market and Technology Report, 2020.

[11] Babatain, W.; Bhattacharjee, S.; Hussain, A. M. et al.: Acceleration Sensors: Sensing Mechanisms, Emerging Fabrication Strategies, Materials, and Applications. ACS Applied Electronic Materials 3 (2021), Heft 2, S. 504–531.

[12] Michalik, P.; Fernández, D.; Wietstruck, M. et al.: Experiments on MEMS Integration in 0.25 µm CMOS Process. Sensors 18 (2018), Heft 7, S. 2111.

[13] Yazdi, N.; Kulah, H.; Najafi, K.: Precision readout circuits for capacitive microaccelerometers. In: Proceedings of IEEE Sensors, 2004. IEEE Sensors, 2004, Vienna, Austria, Oct. 24 - 27, 2004, S. 28–31. IEEE, 2004.

[14] Langfelder, G.; Bestetti, M.; Gadola, M.: Silicon MEMS inertial sensors evolution over a quarter century. Journal of Micromechanics and Microengineering 31 (2021), Heft 8, S. 84002.

[15] Rudra, S.; Roels, J.; Bryce, G. et al.: SiGe based grating light valves: A leap towards monolithic integration of MOEMS. Microelectronic Engineering 87 (2010), 5-8, S. 1195–1197.

[16] Howe, R. T.; King, T.-J.: Low-Temperature LPCVD MEMS Technologies. MRS Proceedings 729 (2002).

[17] Ang, W. C.; Kropelnickin, P.; Ocak, I. E.: Monolithic post complementary metal-oxide-semiconductor integration of thermo-electric-based infrared sensor, WO002020204833A1, 2020.

[18] Fedder, G. K.; Howe, R. T.; Liu, T.-J. K. et al.: Technologies for Cofabricating MEMS and Electronics. Proceedings of the IEEE 96 (2008), Heft 2, S. 306–322.

[19] Biebl, M.; Mulhern, G. T.; Howe, R. T.: In Situ Phosphorus-doped Polysilicon For Integrated Mems. In: Proceedings of the International Solid-State Sensors and Actuators Conference - TRANSDUCERS '95. International Solid-State Sensors and Actuators Conference - TRANSDUCERS '95, Stockholm, Sweden, June 25-29, 1995, S. 198–201. IEEE, 1995.

[20] Hilleringmann, U.: Silizium-Halbleitertechnologie. Teubner Studienbücher Technik. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, s.l., 2004.

[21] Ghodssi, R.; Lin, P.: MEMS Materials and Processes Handbook, Heft 1. Springer US, Boston, MA, 2011.

[22] Föster, J.; Schüttler, D.; Vogt, H.: Excimer Laser Annealing of Amorphous Silicon-Germanium Layers for Above IC Processing (2012).

[23] Takeuchi, H.; Wung, A.; Sun, X. et al.: Thermal Budget Limits of Quarter-Micrometer Foundry CMOS for Post-Processing MEMS Devices. IEEE Transactions on Electron Devices 52 (2005), Heft 9, S. 2081–2086.

[24] Chaudhuri, A. R.; Severi, S.; Helin, P. et al.: Challenges of monolithic integration for SiGe MEMS technology. In: 2016 IEEE SENSORS. 2016 IEEE SENSORS, Orlando, FL, USA, 30.10.2016 - 03.11.2016, S. 1–3. IEEE, 2016 - 2016.

[25] Franke, A. E.; Bilic, D.; Chang, D. T. et al.: Post-CMOS integration of germanium microstructures. In: Technical Digest. IEEE International MEMS 99 Conference. Twelfth IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (Cat. No.99CH36291). Technical Digest. IEEE International MEMS 99 Conference. Twelfth IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (Cat. No.99CH36291), Orlando, FL, USA, 21.01.1999 - 21.01.1999, S. 630–637. IEEE, 1999 - 1999.

[26] Rudra, S.; Roels, J.; Bryce, G. et al.: SiGe based grating light valves: A leap towards monolithic integration of MOEMS. Microelectronic Engineering 87 (2010), 5-8, S. 1195–1197.

[27] Witvrouw, A.: CMOS–MEMS integration today and tomorrow. Scripta Materialia 59 (2008), Heft 9, S. 949.

[28] J. Classen; J. Reinmuth; A. Kälberer et al.: Advanced surface micromachining process — A first step towards 3D MEMS. In: 2017 IEEE 30th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS). 2017 IEEE 30th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), S. 314–318, 2017.

[29] Merz, P.; Reinert, W.; Reimer, K. et al. (Hrsg.): PSM-X2: Polysilicon surface micromachining process platform for vacuum-packaged sensors. Mikrosystemtechnik Kongress 2005. 2005, S.467-470, 2005.

[30] Merz, P.; Reimer, K.; Weiss, M. et al. (Hrsg.): Combined MEMS inertial sensors for IMU applications, MEMSYS. 2010 IEEE 23rd International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2010, p.488-491, Article 5442458. IEEE, 2010.

[31] P. Michalik; J. M. Sánchez-Chiva; D. Fernández et al.: CMOS BEOL-embedded lateral accelerometer. In: 2015 IEEE SENSORS. 2015 IEEE SENSORS, S. 1–4, 2015.

[32] Vinayak Narasimhan; Holden Li; Chuan Seng Tan: Monolithic CMOS-MEMS integration for high-g accelerometers. In: Proc.SPIE, Heft 9254, S. 925410, 2014.

[33] Sedky, S.; Witvrouw, A.; Bender, H. et al.: Experimental Determination of the Maximum Post-Process Annealing Temperature for Standard CMOS Wafers. IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES 48 (2001), Heft 2, S. 377–385.

[34] Voutsas, A. T.: A new era of crystallization: advances in polysilicon crystallization and crystal engineering. Applied Surface Science 208 (2003), S. 262.

[35] Chen, J. (Hrsg.): Handbook of Visual Display Technology. SpringerLink Bücher. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2012.

[36] Sobey, M.; Schmidt, K.; Turk, B. et al.: Status and Future Promise of Excimer Laser Annealing for LTPS on Large Glass Substrates. SID Symposium Digest of Technical Papers 45 (2014), Heft 1, S. 79–82.

[37] Luo, F.-C.; Bita, I.; Souk, J. et al. (Hrsg.): Flat panel display manufacturing. John Wiley & Sons Inc, Hoboken, NJ, 2018.

[38] Coherent, Inc.: The Digital Display Revolution: Built on Excimer Laser Annealing.

[39] Choi, M.; Kim, S.; Huh, J.-M. et al.: Advanced ELA for Large-Sized AMOLED Displays. SID Symposium Digest of Technical Papers 45 (2014), Heft 1, S. 13–16.

[40] Kim, E.; Kim, K.: Superlateral Growth of Silicon by Artificially Designed Spatial Intensity Laser Beam Profile. Journal of the Electrochemical Society 156 (2009), Heft 7, J198.

[41] Nakamura, T.; Karube, M.; Hayashi, H. et al.: Low-temperature poly-Si TFT-LCD with an integrated analog circuit. Journal of the Society for Information Display, 2002-09, Vol.10 (3), p.203-207 10 (2002), Heft 3.

[42] Munetoh, S.; Ping, X. Y.; Ogata, T. et al.: Excimer laser crystallization processes of amorphous silicon thin films by using molecular-dynamics simulations. ISIJ International 50 (2010), Heft 12.

[43] Mochmann, G.: Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren, Universtität Stuttgardt, Stuttgardt, 2001.

[44] Crowder, M. A.; Voutsas, A. T.; Droes, S. R. et al.: Sequential lateral solidification processing for polycrystalline Si TFTs. Electron Devices, IEEE Transactions on 51 (2004), Heft 4, S. 568.

[45] Fortunato, G.; Pecora, A.; Maiolo, L.: Polysilicon thin-film transistors on polymer substrates. Materials Science in Semiconductor Processing 15 (2012), Heft 6, S. 641.

[46] Kim, C. W.; Jung, J. G.; Choi, J. B. et al.: LTPS Backplane Technologies for AMLCDs and AMOLEDs. SID Symposium Digest of Technical Papers 42 (2011), Heft 1, S. 862–865.

[47] Gontad, F.; Conde, J. C.; Filonovich, S. et al.: Study on excimer laser irradiation for controlled dehydrogenation and crystallization of boron doped hydrogenated amorphous/nanocrystalline silicon multilayers. Thin Solid Films 536 (2013), S. 151.

[48] Cristiano, F.; La Magna, A. (Hrsg.): Laser annealing processes in semiconductor technology. Theory, modeling and applications in nanoelectronics. Woodhead Publishing series in electronic and optical materials. Woodhead Publishing, Oxford, 2021.

[49] Tsujimura, T.: OLED display fundamentals and applications. John Wiley & Sons Inc, Hoboken, New Jersey, 2017.

[50] Dassow, R.: Laserkristallisation von Silicium, 2001.

[51] Suzuki, K.; Takahashi, M.; Saitoh, M.: Influences of hydrogen contents in precursor Si film to excimer laser crystallization. Applied Physics A 69 (1999), Heft 1, S263-S266.

[52] Coherent, Inc.: VYPER. Very High-Power Excimer Lasers. https://www.coherent.com/resources/datasheet/lasers/vyper-ds.pdf (Abruf: 11.08.2022).

[53] Nickel, N. H.: Semiconductors and semimetals. Laser Crystallization of Silicon ; Fundamentals to Devices. Semiconductors and Semimetals, v.75. Elsevier, Burlington, 2003.

[54] Thompson, M. O.; Galvin, G. J.; Mayer, J. W. et al.: Melting temperature and explosive crystallization of amorphous silicon during pulsed laser irradiation. Physical review letters, 1984, Vol.52 (26), p.2360-2363 52 (1984), Heft 26.

[55] Falk, F.; Andrä, G.: Laser crystallization — a way to produce crystalline silicon films on glass or on polymer substrates. Journal of Crystal Growth 287 (2006), Heft 2, S. 397–401.

[56] Donovan, E. P.; Spaepen, F.; Turnbull, D. et al.: Heat of crystallization and melting point of amorphous silicon. Applied Physics Letters 42 (1983), Heft 8, S. 698–700.

[57] Falk, F.; Andrä, G.: Laser crystallization — a way to produce crystalline silicon films on glass or on polymer substrates. Journal of Crystal Growth 287 (2006), Heft 2, S. 397–401.

[58] Hatano, M.; Moon, S.; Lee, M. et al.: Excimer laser-induced temperature field in melting and resolidification of silicon thin films. Journal of Applied Physics 87 (2000), Heft 1, S. 36–43.

[59] Tang, Y. F.; Silva, S. R. P.; Rose, M. J.: Super sequential lateral growth of Nd:YAG laser crystallized hydrogenated amorphous silicon. Applied Physics Letters 78 (2001), Heft 2, S. 188.

[60] Lee, M.; Moon, S.; Hatano, M. et al.: Relationship between fluence gradient and lateral grain growth in spatially controlled excimer laser crystallization of amorphous silicon films. Journal of Applied Physics 88 (2000), Heft 9, S. 4994–4999.

[61] Im, J. S.; Crowder, M. A.; Sposili, R. S. et al.: Controlled Super-Lateral Growth of Si Films for Microstructural Manipulation and Optimization. Physica status solidi. A, Applied research, 1998-04, Vol.166 (2), p.603-617 166 (1998), Heft 2.

[62] Brotherton, S. D.; McCulloch, D. J.; Gowers, J. P. et al.: Influence of melt depth in laser crystallized poly-Si thin film transistors. Journal of Applied Physics 82 (1997), Heft 8, S. 4086–4094.

[63] Kim, Y.-H.; Chung, C.-H.; Yun, S. J. et al.: Large-grain polycrystalline silicon film by sequential lateral solidification on a plastic substrate. Thin Solid Films 493 (2005), 1-2, S. 196.

[64] Coherent, Inc.: LineBeam. Large Format Polysilicon Annealing. https://www.coherent.com/resources/datasheet/machines-and-systems/COHR_LineBeam_DS_1119_1.pdf (Abruf: 11.08.2022).

[65] Sameshima, T.; Hara, M.; Usui, S.: Measuring the Temperature of a Quartz Substrate during and after the Pulsed Laser-Induced Crystallization of a-Si:H. Japanese Journal of Applied Physics 28 (1989), Part 2, No. 12, L2131-L2133.

[66] Friedrich, D.; Bernt, H.; Hanssen, H. et al. (Hrsg.): Laser Annealing of Power Devices, RTP. 15th IEEE International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors, RTP 2007, 2007-10, p.263-269. IEEE, 2007.

[67] Lutz, J.; Schlangenotto, H.; Scheuermann, U. et al.: Semiconductor power devices. Physics, characteristics, reliability. Springer International Publishing AG, Cham, 2018.

[68] Schulz, M.: IGBT: Wie funktioniert ein Insulated Gate Bipolar Transistor? ELEKTRONIKPRAXIS Leistungselektronik und Stromversorgung (2019), S. 20–23.

[69] Seino, T.; Arai, Y.; Kobayashi, N. et al. (Hrsg.): Backside activation of power device IGBTs by microsecond-pulsed green laser annealing thermally assisted with CW diode laser, RTP. 18th International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors, RTP 2010, 2010-09, p.140-143. IEEE, 2010.

[70] Sabatier, C.; Rack, S.; Beseaucele, H. et al.: Laser annealing of double implanted layers for IGBT Power Devices. In: 2008 16th IEEE International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors. 2008 16th IEEE International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors, S. 177–181, 2008.

[71] Huet, K.; Mazzamuto, F.; Tabata, T. et al.: Doping of semiconductor devices by Laser Thermal Annealing. Materials Science in Semiconductor Processing 62 (2016).

[72] Gutt, T.; Schulze, H. (Hrsg.): Deep melt activation using laser thermal annealing for IGBT thin wafer technology, ISPSD. 2010 22nd International Symposium on Power Semiconductor Devices & IC's (ISPSD), 2010-06, p.29-32. IEEE, 2010.

[73] Schmitt, G.: Ansteuerung von Hochvolt-IGBTs über optimierte Gatestromprofile. Dissertation, Bergischen Universität Wuppertal, Wuppertal, 2009.

[74] Schmidt, H.; Skorupa, W. (Hrsg.): Subsecond Annealing of Advanced Materials. Annealing by Lasers, Flash Lamps and Swift Heavy Ions. SpringerLink Bücher, Heft 192. Springer, Cham, 2014.

[75] Rahimo, M.; Corvasce, C.; Vobecky, J. et al.: Thin-Wafer Silicon IGBT With Advanced Laser Annealing and Sintering Process. IEEE electron device letters, 2012-11, Vol.33 (11), p.1601-1603 33 (2012), Heft 11.

[76] INNOVAVENT GmbH: Semiconductor Laser Annealing, 2019.

[77] 3D-Micromac AG: microPROTM RTP. Selective Laser Annealing System for Semiconductor Applications, 2018.

[78] Arai, Y.; Milsuda, T.; Kudo, T. et al. (Hrsg.): Backside-activation technique of power device IGBTs by a microsecond-pulsed green laser, RTP. 17th IEEE Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors, RTP 2009, 2009-09, p.1-4. IEEE, 2009.

[79] Kudo, T. J. (Hrsg.): Double-Pulsed Laser Annealing Technologies and Related Applications, RTP. 14th IEEE International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors, RTP 2006, 2006-10, p.21-29. IEEE, 2006.

[80] Tabata, T.; Halty, S.; Toque-Tresonne, I. et al.: UV Excimer Laser Annealing for Next Generation Power Electronics. In: 2016 21st International Conference on Ion Implantation Technology (IIT). 2016 21st International Conference on Ion Implantation Technology (IIT), S. 1–4, 2016.

[81] Schroder, D. K.: Semiconductor material and device characterization. Wiley Interscience, New York, 2006.

[82] Mehrer, H.: Diffusion in solids. Fundamentals, methods, materials, diffusion-controlled processes ; with 27 tables. Springer series in solid-state sciences, Heft 155. Springer, Berlin, Heidelberg, 2007.

[83] Kumar, P.; Krishna, M. G.; Bhattacharya, A.: Excimer laser induced nanostructuring of silicon surfaces. Journal of nanoscience and nanotechnology 9 (2009), Heft 5, S. 3224–3232.

[84] Wang, X.; Shen, Z. H.; Lu, J. et al.: Laser-induced damage threshold of silicon in millisecond, nanosecond, and picosecond regimes. Journal of Applied Physics 108 (2010), Heft 3, S. 33103.

[85] Karnakis, D. M.: High power single-shot laser ablation of silicon with nanosecond 355nm. Applied Surface Science 252 (2006), Heft 22, S. 7823–7825.

[86] Baier, T.; Schulz-Ruthenberg, M.; Ametowobla, M. et al.: Theoretical approach to estimate laser process parameters for drilling in crystalline silicon. Progress in photovoltaics, 2013-09, Vol.21 (6), p.1377-1383 18 (2010), Heft 8, S. 603–606.

[87] Gusev, V.; Kolomenskii, A. A.; Hess, P.: Effect of melting on the excitation of surface acoustic wave pulses by UV nanosecond laser pulses in silicon. Applied Physics A 61 (1995), Heft 3, S. 285–298.

[88] Shinn, G. B.: Excimer laser photoablation of silicon. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures 4 (1986), Heft 6, S. 1273.

[89] Bett, A.; Burger, B.; Friedrich, L. et al.: Photovoltaics Report. https://www.google.com/url?sa=t&rct=j&q=&esrc=s&source=web&cd=&cad=rja&uact=8&ved=2ahUKEwjs2eOkx7z6AhXdgP0HHUmKAuoQFnoECAgQAQ&url=https%3A%2F%2Fwww.ise.fraunhofer.de%2Fcontent%2Fdam%2Fise%2Fde%2Fdocuments%2Fpublications%2Fstudies%2FPhotovoltaics-Report.pdf&usg=AOvVaw3OrHXD84JKUrhXxjkYeEEo (Abruf: 30.09.2022).

[90] Plentz, J.: Laserkristallisierte multikristalline Silicium-Dünnschicht-Solarzellen auf Glas (2012).

[91] Goetzberger, A.; Hebling, C.; Schock, H.-W.: Photovoltaic materials, history, status and outlook. Materials Science and Engineering: R: Reports 40 (2003), Heft 1, S. 1–46.

[92] Bartlome, R.; Strahm, B.; Sinquin, Y. et al.: Laser applications in thin-film photovoltaics. Applied Physics B 100 (2010).

[93] van Gestel, D.; Chahal, M.; van der Wilt, P. C. et al.: Thin-film polycrystalline silicon solar cells with low intragrain defect density made via laser crystallization and epitaxial growth. In: 2010 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference. 2010 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, S. 279–282, 2010.

[94] Green, M. A.: Crystalline and thin-film silicon solar cells: state of the art and future potential. Solar Energy 74 (2003), Heft 3, S. 181–192.

[95] Haschke, J.; Amkreutz, D.; Korte, L. et al.: Towards wafer quality crystalline silicon thin-film solar cells on glass. Solar Energy Materials and Solar Cells 128 (2014), S. 190–197.

[96] Schmidt, T.; Höger, I.; Gawlik, A. et al.: Solid phase epitaxy of silicon thin films by diode laser irradiation for photovoltaic applications. Thin Solid Films 520 (2012), Heft 24, S. 7087–7092.

[97] Eggleston, B.; Varlamov, S.; Huang, J. et al.: Large Grained, Low Defect Density Polycrystalline Silicon on Glass Substrates by Large-area Diode Laser Crystallisation. MRS Online Proceedings Library 1426 (2012), Heft 1, S. 251–256.

[98] Zaidi, S. H.: Crystalline Silicon Solar Cells. Carbon to Silicon -- a Paradigm Shift in Electricity Generation, Volume 1. Springer International Publishing AG, Cham, 2021.

[99] Andrä, G.; Bergmann, J.; Falk, F. et al.: Laser Induced Crystallization of Amorphous Silicon Films on Glass for Thin Film Solar Cells. Physica status solidi. A, Applied research, 1998-04, Vol.166 (2), p.603-617 166 (1998), Heft 2, S. 629–634.

[100] Aberle, A. G.: Thin-film solar cells. Thin Solid Films 517 (2009), Heft 17, S. 4706–4710.

[101] Plentz, J.; Schmidt, T.; Gawlik, A. et al.: Applicability of an economic diode laser emitting at 980 nm for preparation of polycrystalline silicon thin film solar cells on glass. physica status solidi (a) 214 (2017), Heft 10, S. 1600882.

[102] Becker, C.; Amkreutz, D.; Sontheimer, T. et al.: Polycrystalline silicon thin-film solar cells: Status and perspectives. Solar Energy Materials and Solar Cells 119 (2013), S. 112–123.

[103] Schmidl, G.; Andrä, G.; Bergmann, J. et al.: CW-diode laser crystallization of sputtered amorphous silicon on glass, SiNx, and SiO2 intermediate layers. Journal of Materials Science 48 (2013), Heft 12, S. 4177–4182.

[104] Pliewischkies, T.; Schmidt, T.; Höger, I. et al.: Thermal stresses and cracking behavior during laser crystallization of silicon on glass for thin film solar cells. physica status solidi (a) 212 (2015), Heft 2, S. 317–322.

[105] Yun, J. S.; Ahn, C. H.; Jung, M. et al.: Diode laser crystallization processes of Si thin-film solar cells on glass. EPJ Photovoltaics 5 (2014), S. 55204.

[106] Kühnapfel, S.; Nickel, N. H.; Gall, S. et al.: Preferential {100} grain orientation in 10 micrometer-thick laser crystallized multicrystalline silicon on glass. Thin Solid Films 576 (2015), S. 68–74.

[107] Schmidl, G.; Andrä, G.; Bergmann, J. et al.: Sputtered amorphous silicon thin films for diode laser crystallization. Materials Letters 67 (2012), Heft 1, S. 229–232.

[108] Varlamov, S.; Eggleston, B.; Dore, J. et al.: Diode laser processed crystalline silicon thin-film solar cells. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering 8608 (2013).

[109] Dore, J.; Evans, R.; Schubert, U. et al.: Thin-film polycrystalline silicon solar cells formed by diode laser crystallisation. Progress in Photovoltaics: Research and Applications 21 (2013), Heft 6, S. 1377–1383.

[110] Kühnapfel, S.: Line-shaped continuous wave laser crystallization of silicon on glass. Dissertation, Technischen Universität Berlin, Berlin, 2016.

[111] Gawlik, A.; Plentz, J.; Höger, I. et al.: Multicrystalline silicon thin film solar cells on glass with epitaxially grown emitter prepared by a two-step laser crystallization process. physica status solidi (a) 212 (2015), Heft 1, S. 162–165.

[112] Olson, G.; Roth, J.: Kinetics of solid phase crystallization in amorphous silicon. Materials science reports 3 (1988), Heft 1, S. 1–77.

[113] Schmidt, T.: Untersuchungen zur thermisch induzierten Festphasenkristallisation von Silizium-Dünnschichten durch Diodenlaserstrahlung, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Leibniz-Institut für Photonische Technologien Jena, Jena, 2015.

[114] Kelton, K.: Nucleation in Condensed Matter. Applications in Materials and Biology. Issn Ser, v.Volume 15. Elsevier Science & Technology, London, 2010.

[115] Ziegler, S.: Rekristallisationskinetik von Phasenwechselmedien. Dissertation, RWTH Aachen, Aachen, 2005.

[116] Iverson, R. B.; Reif, R.: Recrystallization of amorphized polycrystalline silicon films on SiO2: Temperature dependence of the crystallization parameters. Journal of Applied Physics, 01 May 1994, Vol.75(9), pp.4747-4749 62 (1987), Heft 5, S. 1675–1681.

[117] Dong Nyung Lee; Sung Bo Lee: Solid-Phase Crystallization of Amorphous Silicon Films. In: Yitzhak Mastai (Hrsg.): Advanced Topics in Crystallization, Ch. 9. IntechOpen, Rijeka, 2015.

[118] Hong, W.-E.; Ro, J.-S.: Kinetics of solid phase crystallization of amorphous silicon analyzed by Raman spectroscopy. Journal of Applied Physics 114 (2013), Heft 7.

[119] Spinella, C.; Lombardo, S.; Priolo, F.: Crystal grain nucleation in amorphous silicon. Journal of Applied Physics 84 (1998), Heft 10, S. 5383–5414.

[120] Kingi, R.; Wang, Y.; Fonash, S. J. et al.: Comparison between Rapid Thermal Annealing and Furnace Annealing For a-Si Solid Phase Crystallization. Materials Research Society Symposium Proceedings (1997), Heft 424.

[121] Masaki, Y.; LeComber, P. G.; Fitzgerald, A. G.: Solid phase crystallization of thin films of Si prepared by plasma-enhanced chemical vapor deposition. Journal of Applied Physics 74 (1993), Heft 1, S. 129–134.

[122] Matsumoto, Y.; Robles, S.; Jiménez-Sandoval, S.: Short thermal annealing for crystallization of plasma-cvd amorphous silicon films. Superficies y Vacío (2000), Heft 10, S. 5–8.

[123] Pierson, J. F.; Kim, K. S.; Jolly, J. et al.: Crystallization of n-doped amorphous silicon PECVD films: comparison between SPC and RTA methods. Journal of Non-Crystalline Solids (2000), Heft 270, S. 91–96.

[124] Michaud, J. F.; Rogel, R.; Mohammed-Brahim, T. et al.: Cw argon laser crystallization of silicon films: Structural properties. Journal of Non-Crystalline Solids 352 (2006), 9-20, S. 998–1002.

[125] Unamuno, S. de; Fogarassy, E.: A thermal description of the melting of c- and a-silicon under pulsed excimer lasers. Applied Surface Science 36 (1989), Heft 1, S. 1–11.

[126] Oyake, T.; Feng, L.; Shiga, T. et al.: Ultimate Confinement of Phonon Propagation in Silicon Nanocrystalline Structure. Phys. Rev. Lett. 120 (2018), Heft 4, S. 45901.

[127] Jugdersuren, B.; Kearney, B. T.; Queen, D. R. et al.: Thermal conductivity of amorphous and nanocrystalline silicon films prepared by hot-wire chemical-vapor deposition. Phys. Rev. B 96 (2017), Heft 1, S. 14206.

[128] Wang, Z.; Alaniz, J. E.; Jang, W. et al.: Thermal Conductivity of Nanocrystalline Silicon: Importance of Grain Size and Frequency-Dependent Mean Free Paths. Nano Letters 11 (2011), Heft 6, S. 2206–2213.

[129] Kearney, B. T.; Jugdersuren, B.; Queen, D. R. et al.: From amorphous to nanocrystalline: the effect of nanograins in an amorphous matrix on the thermal conductivity of hot-wire chemical-vapor deposited silicon films. Journal of physics. Condensed matter : an Institute of Physics journal 30 (2018), Heft 8, S. 85301.

[130] Uma, S.; McConnell, A. D.; Asheghi, M. et al.: Temperature-Dependent Thermal Conductivity of Undoped Polycrystalline Silicon Layers. International Journal of Thermophysics 22 (2001), Heft 2, S. 605–616.

[131] Jugdersuren, B.; Kearney, B. T.; Culbertson, J. C. et al.: The effect of ultrasmall grain sizes on the thermal conductivity of nanocrystalline silicon thin films. Communications Physics 4 (2021), Heft 1, S. 169.

[132] Wada, H.; Kamijoh, T.: Thermal Conductivity of Amorphous Silicon. Japanese Journal of Applied Physics 35 (1996), 5B, L648.

[133] Moon, S.; Hatano, M.; Lee, M. et al.: Thermal conductivity of amorphous silicon thin films. International Journal of Heat and Mass Transfer 45 (2002), Heft 12, S. 2439–2447.

[134] Ju, S.; Liang, X.: Thermal conductivity of nanocrystalline silicon by direct molecular dynamics simulation. Journal of Applied Physics 112 (2012), Heft 6, S. 64305.

[135] Jellison, G. E.; Burke, H. H.: The temperature dependence of the refractive index of silicon at elevated temperatures at several laser wavelengths. Journal of Applied Physics 60 (1986), Heft 2, S. 841–843.

[136] Jellison, G. E.; Lowndes, D. H.; Wood, R. F.: The optical functions of silicon at elevated temperatures and their application to pulsed laser annealing. Conference on rapid thermal processing `93 (1993).

[137] Jellison, G. E.; Modine, F. A.: Optical absorption of silicon between 1.6 and 4.7 eV at elevated temperatures. Applied Physics Letters 41 (1982), Heft 2, S. 180–182.

[138] Jellison, G. E.; Modine, F. A.: Optical functions of silicon at elevated temperatures. Journal of Applied Physics 76 (1994), Heft 6, S. 3758–3761.

[139] Sato, T.: Spectral Emissivity of Silicon. Japanese Journal of Applied Physics 6 (1967), Heft 3, S. 339–347.

[140] Šik, J.; Hora, J.; Humlíček, J.: Optical functions of silicon at high temperatures. Journal of Applied Physics 84 (1998), Heft 11, S. 6291–6298.

[141] Weakliem, H. A.; Redfield, D.: Temperature dependence of the optical properties of silicon. Journal of Applied Physics 50 (1979), Heft 3, S. 1491–1493.

[142] Sun, B. K.; Zhang, X.; Grigoropoulos, C. P.: Spectral optical functions of silicon in the range of 1.13-4.96 eV at elevated temperatures. International Journal of Heat and Mass Transfer 40 (1997), Heft 7, S. 1591–1600.

[143] Bergmann, J.; Heusinger, M.; Andrä, G. et al.: Temperature dependent optical properties of amorphous silicon for diode laser crystallization. Optics express 20 (2012), Heft 23.

[144] Hoyland, J. D.; Sands, D.: Temperature dependent refractive index of amorphous silicon determined by time-resolved reflectivity during low fluence excimer laser heating. Journal of Applied Physics 99 (2006), Heft 6.

[145] Do, N.; Klees, L.; Leung, P. T. et al.: Temperature dependence of optical constants for amorphous silicon. Applied Physics Letters 60 (1992), Heft 18, S. 2186–2188.

[146] Yavas, O.; Do, N.; Tam, A. C. et al.: Temperature dependence of optical properties for amorphous silicon at wavelengths of 632.8 and 752 nm. Optics letters 18 (1993), Heft 7, S. 540–542.

[147] Cocorullo, G.; Della Corte, F. G.; Rendina, I. et al.: Thermo-optical modulation at /spl lambda/=1.5 μm in an /spl alpha/-SiC-/spl alpha/-Si-/spl alpha/-SiC planar guided-wave structure. IEEE Photonics Technology Letters 8 (1996), Heft 7, S. 900–902.

[148] Della Corte, F. G.; Montefusco, M. E.; Moretti, L. et al.: Study of the thermo-optic effect in hydrogenated amorphous silicon and hydrogenated amorphous silicon carbide between 300 and 500 K at 1.55 μm. Applied Physics Letters 79 (2001), Heft 2, S. 168–170.

[149] Park, J. S.; Han, M. K.: Effects of operating temperature on optical-absorption coefficient and optical band gap of hydrogenated amorphous silicon. Journal of Applied Physics 65 (1989), Heft 11, S. 4456–4458.

[150] Bakr, N. A.; Funde, A. M.; Waman, V. S. et al.: Determination of the optical parameters of a-Si:H thin films deposited by hot wire-chemical vapour deposition technique using transmission spectrum only. Pramana - Journal of Physics 76 (2011), Heft 3, S. 519–531.

[151] Bergmann, J.; Heusinger, M.; Andrä, G. et al.: Temperature dependent optical properties of amorphous silicon for diode laser crystallization. Optics express 20 Suppl 6 (2012), A856-63.

[152] Fuchs, F.; Vedder, C.; Stollenwerk, J. et al.: Determination of the temperature-dependent optical properties of amorphous silicon films at elevated temperatures. Opt. Express 29 (2021), Heft 25, S. 41356–41362.

[153] Hecht, E.: Optik. De Gruyter Studium. De Gruyter, Berlin, Boston, 2018.

[154] Stenzel, O.: The Physics of Thin Film Optical Spectra, Heft 44. Springer International Publishing, Cham, 2016.

[155] Ivers-Tiffée, E.; Münch, W. von: Werkstoffe der Elektrotechnik. Mit 40 Tabellen. Teubner, Wiesbaden, 2007.

[156] O'Leary, S. K.; Johnson, S. R.; Lim, P. K.: The relationship between the distribution of electronic states and the optical absorption spectrum of an amorphous semiconductor: An empirical analysis. Journal of Applied Physics 82 (1997), Heft 7, S. 3334–3340.

[157] Theiss, W.: SCOUT Technical Manual.

[158] Saleh, B. E. A.; Teich, M. C.: Optik und Photonik. Wiley-VCH, Weinheim, 2020.

[159] Czycholl, G.: Theoretische Festkörperphysik Band 2. Anwendungen: Nichtgleichgewicht, Verhalten in äußeren Feldern, kollektive Phänomene. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2017.

[160] Theis, W.: SCOUT technical manual. W.Theiss Hard- and Software for Optical Spectroscopy, 2012.

[161] Lima, M. M. de; Lacerda, R. G.; Vilcarromero, J. et al.: Coefficient of thermal expansion and elastic modulus of thin films. Journal of Applied Physics 86 (1999), Heft 9, S. 4936–4942.

[162] Pierce, D. T.; Spicer, W. E.: Electronic Structure of Amorphous Si from Photoemission and Optical Studies. Phys. Rev. B 5 (1972), Heft 8, S. 3017–3029.

[163] Iverson, R. B.; Reif, R.: Dose dependence of crystallization in implanted polycrystalline silicon films on SiO2. Applied Physics Letters 52 (1988), Heft 8, S. 645–647.

[164] Safarian, J.; Tangstad, M.: Phase diagram study of the Si–P system in Si-rich region. Journal of Materials Research 26 (2011), Heft 12, S. 1494–1503.

[165] Tilli, M.; Haapalinna, A.: Properties of silicon. In: Handbook of Silicon Based MEMS Materials and Technologies, S. 3–17. Elsevier, 2020.

[166] Cahill, D. G.; Goodson, K.; Majumdar, A.: Thermometry and Thermal Transport in Micro/Nanoscale Solid-State Devices and Structures. Journal of Heat Transfer 124 (2002), Heft 2, S. 223–241.

[167] Cahill, D. G.: Analysis of heat flow in layered structures for time-domain thermoreflectance. Review of Scientific Instruments 75 (2004), Heft 12, S. 5119–5122.

[168] Völl, A.: Methodology for the identification and implementation of application specific intensity distributions for material processing with laser radiation, RWTH Aachen University, 2020.

[169] Darif, M.; Semmar, N.: Numerical Simulation of Si Nanosecond Laser Annealing by COMSOL Multiphysics (2008).

[170] Wohllebe, A.: Laserkristallisierung amorpher Siliziumschichten für photovoltaische Anwendungen, Forschungszentrum Jülich, Zentralbibliothek, Jülich, 1998.

[171] McCluskey, M. D.; Haller, E. E.: Dopants and defects in semiconductors. CRC Press Taylor and Francis Group, Boca Raton, London, New York, 2020.

[172] Brendel, K.: Laserkristallisiertes polykristallines Silizium. Wasserstoffbindungen und elektronische Eigenschaften, 2003.

[173] Matweb: Material Properties SiO2. https://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=ffccd1bca743445ca3bc1706a52974dd (Abruf: 20.12.2022).