

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Lehrstuhl für Technische Elektrophysik

Untersuchungen zur Robustheit von
IGBT-Chips im Lawinendurchbruch

Ulla Knipper

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. R. Kennel

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. G. Wachutka
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. M.-Chr. Amann
3. Univ.-Prof. Dr.-Ing. W. Hansch, Universität der Bundeswehr München

Die Dissertation wurde am 15.06.2009 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 17.01.2011 angenommen.

Im Gedenken an Lieselotte Berger

Zusammenfassung

Diese Arbeit analysiert „Insulated Gate Bipolar Transistoren“ (IGBTs) unter rauen Einsatzbedingungen, wie sie zum Beispiel beim Einsatz in Automobilen vorliegen. Die Motivation hierzu ist, einen maximal möglichen sicheren Arbeitsbereich („Safe Operating Area“) zu realisieren, bei dem das Bauelement bei großen Strömen und hohen Temperaturen im Lawinendurchbruch ohne Zerstörung betrieben werden kann. Anhand von numerischen Simulationen und elektrischen Messungen wird das Verhalten von IGBT-Chips analysiert, wobei zwei qualitativ unterschiedliche Verhaltensweisen festzustellen sind: IGBT-Chips mit einer „Junction Termination Extension“ zeigen einen ununterbrochenen Stromfluss im Lawinendurchbruch; dieser Zustand ist verknüpft mit einem Zweig positiven differentiellen Widerstands in der stationären Sperrkennlinie. IGBT-Chips mit einer „Variation of Lateral Doping“ hingegen zeigen eine periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch, bei dem die Stromspitzen auf einen Stromfilamentierungsprozess zurückzuführen sind. Eine Stromspitze entsteht durch ein komplexes Wechselspiel zwischen einer dynamischen Modulation des elektrischen Felds und lokaler Selbsterwärmung; dieser Mechanismus ist nicht destruktiv, sondern macht für kurze Zeiten große Ströme und hohe Temperaturen im Lawinendurchbruch tolerierbar. Der Mechanismus korreliert mit einem Zweig negativen differentiellen Widerstands in der stationären Sperrkennlinie. Messungen an IGBT-Chips bestätigen die Simulationsergebnisse. Die Untersuchungen zeigen weiterhin, dass der Randabschluss mit dem benachbarten aktiven Bereich eines IGBT-Chips zusammen optimiert werden muss, um einen maximal möglichen sicheren Arbeitsbereich im Lawinendurchbruch zu erreichen.

Abstract

This work investigates Insulated Gate Bipolar Transistors (IGBTs) in harsh operating conditions as required in automotive applications. Achieving the largest possible safe-operating area within which devices operate under large avalanche-currents and high temperatures without destruction is a major concern in the field of power devices. We investigated by numerical simulations and electrical measurements the behavior of IGBT-chips and two different behaviors were determined: IGBT-chips with a junction termination extension show an uninterrupted current flow in the avalanche regime which is associated with a positive differential resistance in the static blocking characteristics. IGBT-chips with a variation of lateral doping show a periodic sequence of current peaks in the avalanche regime. These current peaks are caused by a current filamentation process initiated and sustained by the interplay between a dynamically modulated electric field and localized self-heating. This mechanism is not destructive and makes it possible that the IGBT-chip is capable of withstanding large avalanche-currents and high temperatures for a certain short period of time. This process is associated with a region of negative differential resistance in the static blocking characteristics. The simulations are corroborated by measured data on IGBT-chips. Additionally we show that for the largest possible safe-operating area the edge termination structure together with the first neighboring cells in the active part of an IGBT-chip has to be focused on for design optimization.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Erhöhte Anforderungen an die Robustheit von IGBT-Chips	1
1.2	Bauelementesimulation	2
1.3	Gliederung dieser Arbeit	3
2	Grundlagen zur Analyse von Leistungsbau-elementen im Sperrmodus	5
2.1	Lawinendurchbruch	5
2.1.1	Stoßionisation	5
2.1.2	Dynamische Modulierung des elektrischen Felds durch Stoßionisation generierte Ladungsträger	6
2.1.3	Zusammenwirken von Wärmegeneration und Stoßionisationskoeffizienten	8
2.2	Reduzierung der Durchbruchspannung durch den p-Emitter	9
2.3	Negativer differentieller Widerstand (NDR) und Stromfilamentierungen	10
2.4	Physikalische Gleichungen und Modelle	12
3	Numerische Untersuchungen zu Zerstörungsmechanismen in IGBTs im Vorwärts-Sperrmodus	17
3.1	Aufbau und Funktionsweise des NPT- und FS-IGBTs	17
3.2	Vorwärts-Sperrverhalten von NPT-IGBTs	18
3.3	Vorwärts-Sperrverhalten von FS-IGBTs	21
4	Randabschlüsse für IGBT-Chips	25
4.1	Einführung	25
4.2	Randabschlüsse	26
4.2.1	Feldplatten	26
4.2.2	„Junction Termination Extension“ (JTE)	26
4.2.3	„Variation of Lateral Doping“ (VLD)	27
4.3	Simulationsansatz	27
5	Der „Junction Termination Extension“-Randabschluss (JTE)	31
5.1	Aufbau der JTE-Struktur	31
5.2	Stationäre Sperrkennlinie bei konstanter Temperatur	31
5.3	Zeitabhängige Analyse des Lawinendurchbruchs	35
5.3.1	Messungen an IGBT-Chips mit einem JTE-Randabschluss	35

5.3.2	Simulation des Stromverlaufs unter Berücksichtigung der Wärmegeneration	35
5.3.3	Analyse relevanter physikalischer Größen: Elektrisches Feld, Ladungsträgerdichten, Generationsrate, Temperatur	36
5.4	Korrelation zwischen stationärer Kennlinie und transients I-U-Trajektorie	38
6	Der „Variation of Lateral Doping“-Randabschluss (VLD)	41
6.1	Aufbau der VLD-Struktur	41
6.2	Stationäre Sperrkennlinie bei konstanter Temperatur	41
6.3	Zeitabhängige Analyse des Lawinendurchbruchs	44
6.3.1	Messungen an IGBT-Teststrukturen mit einem VLD-Randabschluss	44
6.3.2	Selbstausslöschende Stromfilamente	45
6.3.2.1	Simulation des Stromverlaufs unter Berücksichtigung der Wärmegeneration	45
6.3.2.2	Analyse relevanter physikalischer Größen für einen Stromfilamentierungsprozess: Elektrisches Feld, Ladungsträgerdichten, Generationsrate, Temperatur	46
6.3.2.3	Periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch	50
6.3.3	Wandernde Stromfilamente – Reduzierung der Avalanche-Festigkeit durch Elektronen- und Löchergeneration	52
6.3.4	Berücksichtigung eines nichtidealen Wärmeaustauschs	56
6.3.5	Einfluss des p-Emitters und der Wärmegeneration	57
6.4	Korrelation zwischen stationärer Kennlinie und transients I-U-Trajektorie	61
7	Analyse von Randabschluss und Zellenfeld	67
7.1	Verifizierung der Resultate	69
7.2	Zerstörung im aktiven Teil des IGBT-Chips	73
8	Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick	81
	Verwendete Abkürzungen, Symbole und Konstanten	85
	Literaturverzeichnis	86
	Danksagung	97

1 Einleitung

In dieser Arbeit werden „Insulated Gate Bipolar Transistoren“ (IGBTs) im Lawinendurchbruch anhand von numerischen Simulationen und elektrischen Messungen analysiert und klassifiziert. Ziele sind ein vertieftes Verständnis der Vorgänge in den Halbleiterstrukturen in kritischen Betriebszuständen, eine Validierung der zugrundeliegenden physikalischen Modelle durch Experimente sowie hieraus sich ergebend Optimierungsvorschläge. In diesem Kapitel werden die Motivation sowie die Gliederung dieser Arbeit dargelegt. Es beginnt mit einer kurzen Einführung in den Bereich der Leistungselektronik, die sich insbesondere auf den IGBT und auf die erhöhten Anforderungen an die Robustheit von IGBT-Chips bezieht. Daran anschließend werden die Möglichkeiten und Grenzen der Bauelementesimulation erläutert sowie ein Überblick über die Gliederung dieser Arbeit gegeben.

1.1 Erhöhte Anforderungen an die Robustheit von IGBT-Chips

Zur Familie der leistungselektronischen Bauelemente gehören Bipolar-Transistoren, Dioden, „Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistoren“ (MOSFETs), „Insulated Gate Bipolar Transistoren“ (IGBTs), „Gate Turn off Thyristoren“ (GTOs) und zahlreiche andere Vertreter [Bal87]. Schottky-Dioden und MOSFETs sind unipolare Bauelemente, bei denen die Leitung über eine einzige Ladungsträgersorte erfolgt, während bei bipolaren Leistungsbau-elementen wie einem Bipolar-Transistor oder einem IGBT die Leitung sowohl durch Elektronen als auch Löcher getragen wird. Ein IGBT vereint die Vorteile einer vergleichsweise einfachen Ansteuerung durch eine MOS-Struktur mit einer bipolaren, höheren Stromleitfähigkeit, die den Durchlasswiderstand reduziert. Der IGBT wurde 1979 zum ersten Mal demonstriert [Bal79] und ist seit 1983 kommerziell erhältlich. Die Anwendungen liegen im mittleren Spannungs-, Leistungs- und Frequenzbereich, wie sie in der Energieversorgung, in Motoren und im Automobil-Bereich sowie in Geräten für den privaten Haushalt auftreten [Kha03]. Die Entwicklung ist mit der Verwendung von dünnen Siliziumsubstraten [LMS97] und dem Feldstopp-IGBT [LMP⁺00], dem Trench-IGBT [CB89] und dem „Carrier Stored Trench Gate Bipolar Transistor“ [THHY96] rasant fortgeschritten. Weitere Entwicklungsarbeit wird insbesondere bei der Buffer-Optimierung [ZSW⁺05, GVSN07, VRKL08]

sowie im Bereich des „Reverse Blocking“- und „Reverse Conducting“-IGBTs [TKM04, TYAM04, VNS08, RSK⁺08] geleistet. Diese Forschungsarbeiten konzentrieren sich insbesondere auf die Integration von weiteren Funktionen in den IGBT [Ara05]. Ein weiteres übergeordnetes Ziel ist es, für die Bauelemente der Leistungselektronik einen optimalen Ausgleich zwischen dem maximal möglichen sicheren Arbeitsbereich („Safe Operating Area“), niedrigen Schaltverlusten und der kleinstmöglichen Durchlassspannung zu finden [MM07]. Insbesondere in der Automobilindustrie wird eine hohe Robustheit der Bauelemente, das heißt die Einsetzbarkeit in kritischen Zuständen, gefordert [Lor07, SRA⁺07]. Kritische Zustände treten beim Einsatz der Bauelemente unter internen oder externen extremen Belastungen (große Ströme, Spannungen und Temperaturen im Sperrzustand, mechanischen Vibrationen, mechanischer Druck, externe Temperaturschwankungen, ...) auf. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem maximal möglichen sicheren Arbeitsbereich eines IGBTs, bei dem das kurzzeitige Auftreten von großen Strömen und hohen Temperaturen im Lawinendurchbruch toleriert werden kann, ohne dass das Bauelement zerstört wird.

1.2 Bauelementesimulation

Die Simulation von Bauelementen mittels physikalischer Modelle ist eine kostengünstige Methode, neue Bauelemente und Optimierungsvorschläge zu analysieren und prädiktive Aussagen zu treffen. Diese Arbeit ist ein wunderschönes Beispiel für den Nutzen von physikalisch basierten Simulationsumgebungen: Das elektrische Klemmenverhalten von IGBT-Chips, das anhand von numerischen Simulationen und elektrischen Messungen ermittelt wird, ist identisch, aber nur mit Hilfe der Simulation lässt sich mit vergleichsweise einfachen Mitteln der physikalische Hintergrund analysieren und ein Verständnis der Vorgänge in den Bauelementen gewinnen.

Diese Arbeit benutzt in der Simulation das Drift-Diffusions-Modell; die zu untersuchende Struktur wird diskretisiert und die physikalischen Grundgleichungen werden mit Hilfe der „Box Integration Method“ gelöst [KG02]. Hierzu wird ein komplexes Verfahren angewendet, das die Halbleitergleichungen zunächst skaliert [Mar68], diskretisiert [BRF83] und mittels iterativer Lösungsverfahren [BR81] löst. Die zeitabhängigen Simulationen benutzen ein zusätzliches Verfahren nach Bank et al. [BCF⁺85]. Auf diese Weise werden die Ladungsträgerdichten und die elektrische Potenzialverteilung bestimmt, aus denen sich das elektrische Klemmenverhalten ableiten lässt. Im Allgemeinen werden die berechneten physikalischen Größen umso genauer, je feiner die zu untersuchende Struktur diskretisiert ist. Bei einer feinen Diskretisierung, aber auch bei Berücksichtigung einer elektro-thermischen Kopplung, nimmt der zeitliche Rechenaufwand jedoch stark zu. Zeitabhängige elektro-thermisch gekoppelte Simulationen von wandernden Stromfilamenten, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, erfordern aus Konvergenzgründen ein optimales „meshing“ und auf der aktuell

verfügbaren PC-Generation¹ bis zu acht Wochen Rechenzeit .

1.3 Gliederung dieser Arbeit

In Kapitel 2 werden zunächst die relevanten, physikalischen Grundlagen dieser Arbeit wie Lawinenmultiplikation, die Reduzierung der Durchbruchspannung durch den p-Emitter, die Korrelation zwischen Stromfilamentierung und Zweigen mit negativem differentiellen Widerstand in der stationären Sperrkennlinie sowie die verwendeten Gleichungen und Modelle in der Simulation erörtert. In Kapitel 3 folgt eine Analyse einer einzelnen Zelle eines „Non-Punch-Through“- und eines „Fieldstop“-IGBTs. Die stationäre Vorwärts-Sperrkennlinie wird auf die Existenz eines Zweigs mit negativem differentiellen Widerstand untersucht, und der Einfluss des p-Emitters und der Substratdotierung wird analysiert. Die folgenden Kapitel behandeln nicht mehr einzelne aktive IGBT-Zellen, sondern Randabschlüsse für IGBTs; die Erkenntnisse zum Bauelementverhalten bei negativem differentiellen Widerstand aus Kapitel 3 bieten den hilfreichen Hintergrund für die folgenden Kapitel. In Kapitel 4 wird eine Einführung in Randabschlüsse für IGBT-Chips gegeben; insbesondere wird in Abschnitt 4.3 der Ansatz begründet, den ganzen IGBT-Chip in den Simulationen im Lawinendurchbruch durch den Randabschluss zu approximieren. Das Schema der Simulationen der folgenden Kapitel ist zusätzlich dargestellt. In Kapitel 5 und Kapitel 6 werden die „Junction Termination Extension“- (JTE) bzw. „Variation of Lateral Doping“-Randstruktur (VLD) anhand von numerischen Simulationen wie elektrischen Messungen an IGBT-Chips mit einem JTE- bzw. VLD-Randabschluss analysiert. Diese beiden Kapitel sind strukturell ähnlich aufgebaut und untersuchen das stationäre und das transiente Verhalten im Lawinendurchbruch. Schließlich wird jeweils die Korrelation zwischen stationärer Sperrkennlinie und transienter Strom-Spannungs-Trajektorie (I-U-Trajektorie) gezeigt. In Kapitel 7 werden die VLD-Randstruktur um den ersten aktiven Bereich eines IGBT-Chips erweitert und numerische Untersuchungen im Lawinendurchbruch vorgestellt. In Kapitel 8 folgt zunächst eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit und es werden die Vor- und Nachteile der jeweiligen Struktur diskutiert und Perspektiven für weiterführende Arbeiten aufgezeigt.

¹In dieser Arbeit wurden vorrangig 3-GHz-PCs mit einem Arbeitsspeicher von 2 GB verwendet.

2 Grundlagen zur Analyse von Leistungsbau-elementen im Sperrmodus

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen erläutert, die für das Verständnis dieser Arbeit nötig sind. Dabei können nur die wichtigsten Fakten skizzenhaft behandelt werden. Für weitere Details wird jeweils auf Fachliteratur verwiesen.

2.1 Lawinendurchbruch

Liegt eine ausreichend große Sperrspannung an einem pn-Übergang an, bricht der gesperrte pn-Übergang durch und beginnt einen großen Strom zu leiten. Dieser Prozess ist zunächst nicht destruktiv. Verursacher für diesen Durchbruch können zum einen der Tunneleffekt und zum anderen die Lawinenmultiplikation sein, die durch Stoßionisation hervorgerufen wird. Der Tunneleffekt tritt bei Siliziumbauelementen unter bestimmten Voraussetzungen für sehr hohe elektrische Feldstärken ab 10^6 V/cm auf [Sze02]. Da dies in der vorliegenden Arbeit nicht der Fall ist, wird dieser Durchbruchmechanismus nicht näher erläutert. Die Lawinenmultiplikation ist der grundlegende Prozess für das stationäre und das transiente Verhalten der Bauelemente im Sperrmodus in den folgenden Kapiteln. In diesem Abschnitt werden einige wichtige Punkte bezüglich des Lawinendurchbruchs zusammengefasst; für eine detaillierte Darstellung sei auf [Shu04] verwiesen.

2.1.1 Stoßionisation

Bei einem p^+n -Übergang in Sperrrichtung tritt eine große elektrische Feldstärke am p^+n -Übergang auf; über der Raumladungszone, die sich primär in das schwächer dotierte n-Gebiet ausbreitet, bildet sich ein elektrisches Feld mit dreieckförmigen Verlauf aus [Sze02]. Ein beispielsweise thermisch generiertes Elektron kann in der Raumladungszone durch die Beschleunigung im elektrischen Feld soviel kinetische Energie gewinnen, dass es bei einem Stoß mit einem Gitteratom die Siliziumbindungen aufbricht und damit ein neues Elektron-Loch-Paar kreiert. Energetisch gesehen findet dabei der Übergang eines Elektrons vom Valenzband ins Leitungsband statt. Die kritische elektrische Feldstärke, also die Feldstärke, ab der Ladungsträger durch Beschleunigung ausreichend Energie in der Raumladungszone aufnehmen können, um eine Siliziumbindung auf-

zubrechen (Ionisierungsenergie), beträgt ca. $2.5 \cdot 10^5$ V/cm [Gro67, Sze02]. Die Ionisierungsenergie beträgt etwa $\frac{3}{2}E_g$ mit der Bandlücke E_g des Halbleitermaterials. Zusätzlich zu berücksichtigen ist, dass bei einer erhöhten Temperatur die Gitterschwingungen und damit auch die Wechselwirkung zwischen generierten Ladungsträgern und Phononen zunehmen. Dies reduziert die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron oder Loch in der Raumladungszone die Ionisierungsenergie aufnimmt [Shu04]. Die durch Stoßionisation generierten Elektronen und Löcher werden aufgrund der angelegten Spannung in unterschiedliche Richtungen beschleunigt und können nun auf ihrem Weg durch die Raumladungszone weitere Elektron-Loch-Paare erzeugen. Dies führt zu einer lawinenartigen Multiplikation der Ladungsträger, der Sperrstrom steigt abrupt an, und das Bauelement gerät in den Durchbruch. Solange die Verlustleistung bzw. Erwärmung aufgrund großer Stromdichten und elektrischer Felder einen Wert von ca. 200 kW/cm^2 [HYUH96] nicht übersteigt, ist dieser Vorgang reversibel, also nicht destruktiv.

Der Lawinendurchbruch tritt ein, wenn der Multiplikationsfaktor $M_{n,p}$ für Elektronen bzw. Löcher [Sze02]

$$M_{n,p} = \frac{I_{n,p}(W)}{I_{n0,p0}} \quad (2.1)$$

gegen Unendlich geht. $I_{n0,p0}$ ist der Strom, der in die Raumladungszone eintritt, $I_{n,p}(W)$ der Strom, der nach Durchlaufen der Raumladungszone der Länge W hinaustritt. Diese Bedingung für den Lawinendurchbruch lässt sich auch mit Hilfe des Ionisationskoeffizienten α , das heißt der inversen mittleren freien Weglänge eines Ladungsträgers zwischen zwei Stößen, formulieren. Mit $\alpha_n \approx \alpha_p$, also bei Gleichsetzung der Ionisationskoeffizienten für Elektronen und Löcher, folgt als Durchbruchbedingung [Sze02]:

$$\int_0^W \alpha \, dy = 1. \quad (2.2)$$

Die Integration verläuft über die Raumladungszone der Länge W . Der Ausdruck 2.2 wird als Ionisationsintegral $I_{\text{Ionisation}}$ bezeichnet.

2.1.2 Dynamische Modulierung des elektrischen Felds durch Stoßionisation generierte Ladungsträger

Wird die Konzentration der durch Stoßionisation generierten Ladungsträger vergleichbar mit bzw. größer als die Dotierungen im Bauelement, wird der elektrische Feldverlauf durch die generierten Ladungsträger modifiziert und beeinflusst damit die Strom-Spannungs-Charakteristik [Ega66, SN89]. Im Folgenden wird die Modulierung des elektrischen Felds durch Stoßionisation generierte Ladungsträger an einer $p^+n^-n^+p^+$ -Struktur erläutert (vgl. JTE- und VLD-Struktur in Kapitel 5-7). Abb. 2.1 zeigt schematisch den Verlauf des elektrischen Felds für eine $p^+n^-n^+p^+$ -Struktur für zwei verschiedene Sperrströme. Der p^+n^- -Übergang ist in Sperrrichtung gepolt, und die Raumladungszone breitet sich

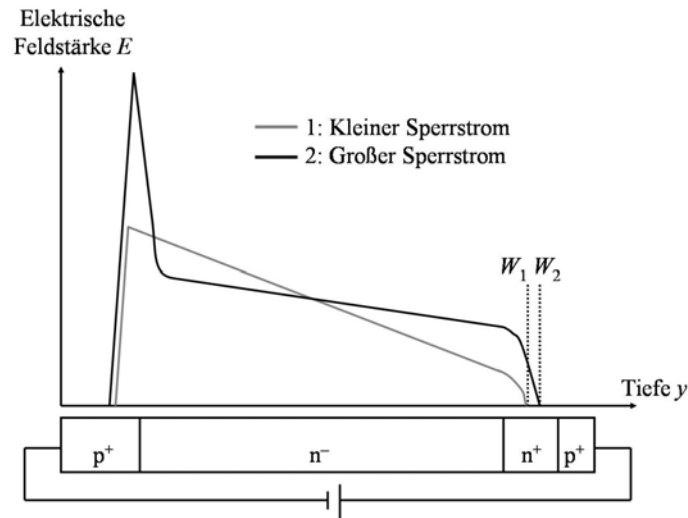


Abbildung 2.1: Schema des vertikalen Verlaufs der elektrischen Feldstärke für eine $p^+n^-n^+p^+$ -Struktur, bei der der p^+n^- -Übergang in Sperrrichtung gepolt ist. Kurve 1: Die Konzentration der durch Stoßionisation generierten Ladungsträger ist klein im Vergleich zu den Dotierungen im Bauelement. Der elektrische Feldverlauf ist trapezförmig mit einer Raumladungszone der Länge W_1 . Kurve 2: Das elektrische Feld mit einer Raumladungszone der Länge W_2 ist durch Stoßionisation generierte Ladungsträger modifiziert.

primär in das schwächer dotierte n^- -Gebiet aus. Für kleine Ströme, bei denen die Konzentration der durch Stoßionisation generierten Ladungsträger im Vergleich zu den Dotierungen im Bauelement klein ist, ist der Verlauf des elektrischen Felds E trapezförmig. Die Steigung des elektrischen Felds $\frac{dE}{dy}$ in der Raumladungszone der Driftzone ist proportional zu der Konzentration der ionisierten Donatoren N_D^+ des Substrats² [Sze02]. Da im Bereich des n^+ -Buffers eine höhere Dotierung vorliegt als in der n^- -Driftregion, ist dort die Steigung des elektrischen Felds größer. Dies resultiert in einem trapezförmigen Verlauf der elektrischen Feldstärke. Für große Ströme, bei denen die Konzentrationen n und p der durch Stoßionisation generierten Elektronen und Löcher und zusätzlich vom p-Emitter injizierte Löcher vergleichbar mit bzw. größer als die Dotierung N_D in der Driftregion werden, wird der Verlauf des elektrischen Felds modifiziert, und die Steigung ergibt sich zu [Shu04]:

$$\frac{dE}{dy} = \frac{q}{\epsilon} (N_D^+ - n + p). \quad (2.3)$$

Abb. 2.1 zeigt schematisch auch ein Beispiel für den Verlauf der elektrischen Feldstärke für große Ströme, bei dem das elektrische Feld am p^+n^- -Übergang durch

²Im Fall von Silizium kann davon ausgegangen werden, dass bei Raumtemperatur in der Raumladungszone für Dotierungskonzentrationen unterhalb von 10^{18} cm^{-3} nahezu alle Donatoratome ionisiert sind, das heißt, die Konzentration der Donatoren N_D entspricht in etwa der Konzentration der ionisierten Störstellen N_D^+ ($N_D \approx N_D^+$) [Gro67].

Stoßionisation generierte Löcher aufgesteilt wird, im Bereich der Driftdotierung die Steigung des elektrischen Felds durch eine weitgehende Kompensation der Ladungsträger gegen Null tendiert und dementsprechend das elektrische Feld einen höheren Wert am Anfang des n^+ -Buffers aufweist als das elektrische Feld von Kurve 1. Da der Abbau des elektrischen Felds proportional zu $N_D^+ - n + p$ ist, weitet sich die Raumladungszone der Kurve 2 im Vergleich zur Kurve 1 auf. Mit den Verläufen der elektrischen Felder in Abb. 2.1 ist jeweils ein Spannungsabfall am Bauelement verknüpft, da sich die elektrische Spannung U aus dem Wegintegral des elektrischen Felds E ergibt:

$$U = \int_0^W E \, dy. \quad (2.4)$$

Die Integration verläuft über die Raumladungszone der Länge W . Für den Verlauf des elektrischen Felds im Fall 1 ergibt sich eine abfallende Sperrspannung U_1 und im Fall 2 die Sperrspannung U_2 mit $U_1 < U_2$.

2.1.3 Zusammenwirken von Wärmegeneration und Stoßionisationskoeffizienten

Die durch Stoßionisation generierten Ladungsträger modifizieren in mehrfacher Hinsicht die Generationsrate G , die in die Ladungsträgerbilanzgleichungen eingeht (vgl. Abschnitt 2.4). Die Generationsrate ist in einem heuristischen Ansatz durch die Ionisationskoeffizienten α_n , α_p und die Driftgeschwindigkeiten v_n , v_p für Elektronen und Löcher sowie die Ladungsträgerdichten n und p definiert [Sch98]:

$$G = \alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p. \quad (2.5)$$

Die Lawinenmultiplikation modifiziert die Generationsrate zum einen über die Ladungsträgerdichten und zum anderen über die Ionisationskoeffizienten α_n , α_p . Das in den Simulationen verwendete Modell für die Ionisationskoeffizienten α_n , α_p nach Chynoweth mit den Koeffizienten von van Overstraeten und de Man ist abhängig vom elektrischen Feld und der Temperatur. Die Ionisationskoeffizienten α_n , α_p (vgl. Gleichung 2.26)

- steigen mit Zunahme des elektrischen Felds ab einem bestimmten Wert drastisch an und
- sinken bei einer Erhöhung der Temperatur.

Der Verlauf der Ionisationskoeffizienten wird detailliert in Abschnitt 2.4 behandelt. Die Abhängigkeit der Ionisationskoeffizienten von der Temperatur hat zur Folge, dass die Durchbruchspannung U_{BD} mit steigender Temperatur T zunimmt, also einen positiven Temperaturkoeffizienten aufweist ($\frac{dU_{BD}}{dT} > 0$) [Shu04]. Wird das elektrische Feld an einem pn-Übergang durch Stoßionisation generierte Ladungsträger aufgesteilt und damit die maximale elektrische Feldstärke erhöht, steigen die Ionisationskoeffizienten und damit auch die Generationsrate. Folge können eine große Stromdichte j und große elektrische Felder E sein, die mit einer Erhöhung der Temperatur verknüpft

sind. Die Wärmegeneration H pro Volumen ist in einem vereinfachten Modell durch [Wac90, Lin94, LPG⁺97]

$$H = \vec{j} \vec{E} + R(E_g + 3k_B T) \quad (2.6)$$

gegeben. Der erste Term entspricht der Joule'schen Wärme und der zweite Term der Wärmegeneration durch nichtstrahlende Rekombination von Ladungsträgern mit einer mittleren thermischen Energie von $\frac{3}{2}k_B T$. R ist die Rekombinationsrate und E_g die Bandlücke des Halbleiters. In Bauelementen kann Wärmegeneration durch Rekombination einen signifikanten Anteil zur Erwärmung beitragen [Wac90], wie zum Beispiel bei einem lateralen IGBT im eingeschalteten Vorwärtzustand [LPG⁺97]. Die Änderung der Temperatur ΔT aufgrund von dissipierter Wärme zeigt eine Proportionalität zur Verlustleistung P_{Verlust} [Cle93, RSF94]

$$\Delta T \sim \int_0^t P_{\text{Verlust}}(t - t') Z(t') dt' \quad (2.7)$$

mit einer weiteren zeitabhängigen Funktion $Z(t)$ (= Impulsantwort). Aufgrund der Temperaturerhöhung sinken die Ionisationskoeffizienten und damit auch die Generationsrate und der Strom.

2.2 Reduzierung der Durchbruchspannung durch den p-Emitter

Ein IGBT hat durch den p-Emitter an der Rückseite eine niedrigere Durchbruchspannung als ein vergleichbarer MOSFET. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abb. 2.2 ein pnp-Transistor dargestellt, bei dem der pn-Übergang J1 vorwärts und der pn-Übergang J2 rückwärts gepolt ist („open base“-Konfiguration eines Transistors [Gro67]). Alle in Kapitel 3 sowie in Kapitel 5-7 behandelten Strukturen weisen diese Konfiguration auf. Der Strom I_1 , der in die pnp-Struktur hineinfließt, ist gleich dem hinausfließenden Strom I_2 , der sich folgendermaßen zusammensetzt [Gro67]:

$$I_2 = (\alpha_{\text{pnp}} I_1 + I_{\text{Generation}}) M. \quad (2.8)$$

Der Strom I_2 besteht aus dem Strom I_1 multipliziert mit dem Stromverstärkungsfaktor α_{pnp} ($0 < \alpha_{\text{pnp}} < 1$) plus dem Generationsstrom $I_{\text{Generation}}$ des gesperrten pn-Übergangs J2. Der gesamte Ausdruck wird mit dem Multiplikationsfaktor M multipliziert und berücksichtigt die Lawinenmultiplikation in dem gesperrten pn-Übergang J2. Der Stromverstärkungsfaktor α_{pnp} ergibt sich aus $\alpha_{\text{pnp}} = \frac{\text{Löcherstrom}}{\text{Gesamtstrom}}$ am Ende der Raumladungszone und ist damit ein Indikator für das Maß der Löcherinjektion durch den p-Emitter [Gro67]. Die Gleichung 2.8 lässt sich zu

$$I_2 = \frac{I_{\text{Generation}} M}{1 - M \alpha_{\text{pnp}}} \quad (2.9)$$

umformulieren. Für $M\alpha_{\text{pnp}} \rightarrow 1$ wird der Strom unendlich groß, das heißt, der Lawinendurchbruch tritt ein. Der Multiplikationsfaktor M lässt sich mit Gleichsetzung der Ionisationskoeffizienten für Elektronen und Löcher ($\alpha_n \approx \alpha_p$) über das Löcherionisationsintegral $I_{\text{Ionisation},p}$ formulieren [Gha77]:

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_p dy} = \frac{1}{1 - I_{\text{Ionisation},p}}. \quad (2.10)$$

Die Bedingung für den Lawinendurchbruch $M\alpha_{\text{pnp}} \rightarrow 1$ kann also auch durch $\alpha_{\text{pnp}} + I_{\text{Ionisation},p} \rightarrow 1$ ausgedrückt werden. In einer pnp-Struktur (vergleichbar mit einem IGBT) tritt also der Lawinendurchbruch bei kleineren Löcherionisationsintegralen $I_{\text{Ionisation},p}$ auf als bei einer pn-Struktur (vergleichbar mit einem MOSFET), da dort als Durchbruchbedingung $\alpha_{\text{pnp}} + I_{\text{Ionisation},p} = 1$ mit $\alpha_{\text{pnp}} > 0$ gilt. Dies gilt analog für die Durchbruchspannungen $U_{\text{BD,IGBT}} < U_{\text{BD,MOSFET}}$, da das Ionisationsintegral unter diversen Annahmen als geschlossene algebraische Gleichung der Durchbruchspannung U_{BD} formuliert werden kann [BC99].

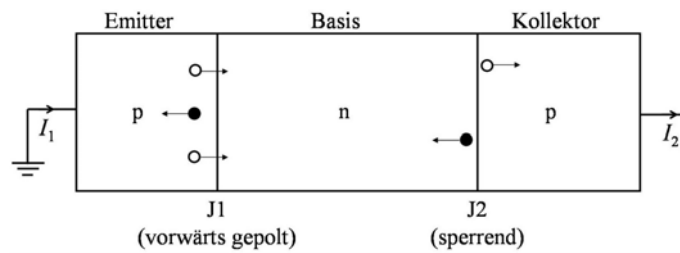


Abbildung 2.2: Darstellung eines pnp-Transistors, bei dem der pn-Übergang J1 vorwärts gepolt und der pn-Übergang J2 gesperrt ist. Die Löcher (nicht ausgefüllte Kreise) werden vom p-Emitter in die n-Basis injiziert und rekombinieren dort zum Teil mit Elektronen. Löcher, die den gesperrten pn-Übergang J2 erreichen, treten in die Raumladungszone ein und werden zum Kollektor hin beschleunigt. Auf diesem Weg werden bei ausreichend großen elektrischen Feldstärken weitere Ladungsträger durch Lawinenmultiplikation erzeugt. Für Elektronen (schwarz ausgefüllte Kreise) gilt dieser Verlauf analog bei einer Bewegungsrichtung von rechts nach links.

2.3 Negativer differentieller Widerstand und Stromfilamentierungen

In Abb. 2.3a ist eine stationäre Sperrkennlinie schematisch dargestellt; man erkennt nach dem Steilanstieg des Stroms zunächst einen Zweig mit negativem differentieller Widerstand (NDR), dem ein Zweig mit positivem differentieller Widerstand (PDR) folgt. Ein Zweig mit negativem differentieller Widerstand ist definiert durch $\frac{dI}{dU} < 0$; dies äußert sich in einem steigendem Strom I bei sinkender Spannung U [Sch01]. Solche Zweige sind korreliert mit Instabilitäten und können, müssen aber nicht zu Stromfilamentierungen führen [MG68, Ols77,

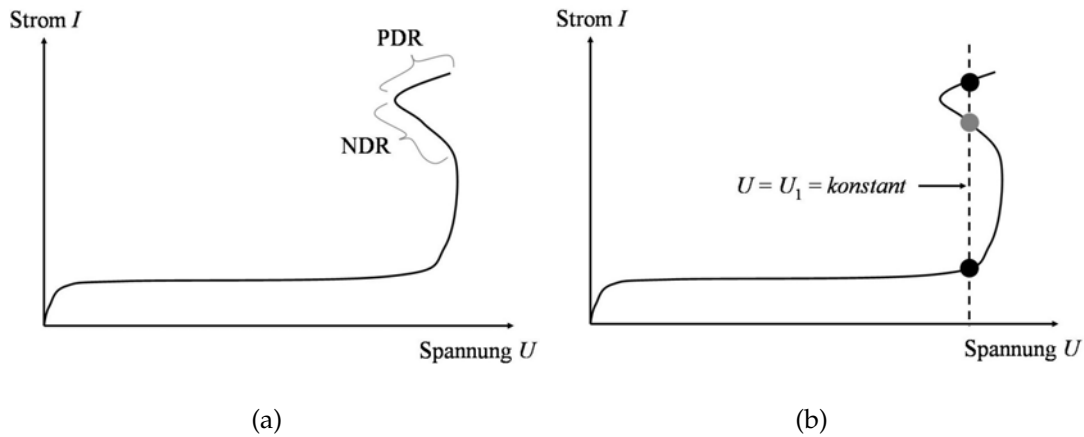


Abbildung 2.3: (a) Schema einer stationären Sperrkennlinie mit einem Zweig negativen differentiellen Widerstands (NDR), dem ein Zweig positiven differentiellen Widerstands (PDR) folgt. (b) Für eine konstante Spannung U_1 liegen drei Zustände auf der stationären Sperrkennlinie. Schwarzer Kreis: Stabiler Zustand auf einem niedrig- bzw. hoch-leitendem Strompfad. Grauer Kreis: Instabiler Zustand.

[OJK⁺00, Sch01, HPS⁺01]. Ein Zweig mit positivem differentiellem Widerstand ist definiert durch $\frac{dI}{dU} > 0$, bei steigendem Strom wächst also die Spannung an. In Abb. 2.3b sind die drei Zustände in der Sperrkennlinie, die für die Spannung $U = U_1 = \text{konstant}$ auf der Strom-Spannungs-Charakteristik liegen, mit einem ausgefüllten Kreis markiert. Der obere Zustand auf dem hoch-leitendem Stromzweig und der untere Zustand auf dem niedrig-leitendem Stromzweig – markiert mit einem schwarzen, ausgefüllten Kreis – sind stabile Zustände, da diese auf einem Zweig mit positivem differentiellem Widerstand liegen. Der mittlere Zustand, markiert mit einem grauen Kreis, liegt auf einem Zweig mit negativem differentiellem Widerstand. Dieser Zustand ist instabil, das heißt, das Bauelement „springt“ in einer transienten Betrachtung von diesem Zustand entweder in den hoch-leitenden stabilen Zustand oder in den niedrig-leitenden stabilen Zustand [Shu04]. Durch das abrupte „Springen“ des Bauelements können Stromfilamentierungsprozesse auftreten, das heißt die räumliche Koexistenz von Zuständen mit sehr hoher und sehr niedriger Stromdichte.

Die Sperrkennlinie eines Bauelements, also die globale Strom-Spannungs-Relation, ergibt sich durch Integration der lokalen Stromdichte $\vec{j}(\vec{E})$, die von der elektrischen Feldstärke \vec{E} abhängt:

$$\text{Strom } I = \int_A \vec{j} d\vec{f}. \quad (2.11)$$

Die Integration verläuft über den Querschnitt A mit dem differentiellen Flächenvektor $d\vec{f}$, durch den der Strom fließt. Für ein idealisiertes, räumlich homogenes Bauelement sind die $I(U)$ - und $j(E)$ -Relation, also die Strom-Spannungs- und die Stromdichte-elektrisches Feld-Relation, bis auf einen Skalierungsfaktor identisch. Lässt sich die Struktur jedoch nicht mehr durch einen eindimensionalen Verlauf

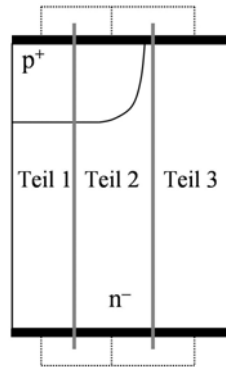


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines pn-Übergangs, der durch drei parallelgeschaltete Strukturen (Teil 1, Teil 2, Teil 3) approximiert werden kann.

annähern, werden Randbedingungen und Kontaktstrukturen mitberücksichtigt, sind $I(U)$ und $j(E)$ unterschiedlich [Sch01]. Als Beispiel ist in Abb. 2.4 ein pn-Übergang dargestellt. Ist dieser pn-Übergang in Sperrrichtung gepolt, tritt die maximale elektrische Feldstärke oberflächennah an der Krümmung der p-Wanne auf, und im Lawinendurchbruch fließt der Strom primär im mittleren Bereich des Bauelements. Diese Struktur lässt sich in einer einfachen Näherung durch drei parallelgeschaltete Strukturen approximieren. Teil 2 befindet sich in einem hochleitendem Zustand, Teil 1 und Teil 3 in einem niedrigleitendem Zustand. Da der Stromfluss im Lawinendurchbruch vorrangig im Bereich 2 auftritt, bestimmt dieser Teil der $j(E)$ -Charakteristik primär die globale $I(U)$ -Charakteristik. Tritt im Teil 2 in der $j(E)$ -Relation ein NDR-Zweig auf, tritt dieser auch in der $I(U)$ -Charakteristik auf [Pfi, Wac]. In den folgenden Kapiteln wird oftmals anhand von vertikalen Schnitten entlang eines Bauelements argumentiert, obwohl die Struktur an sich sehr komplex ist. Das Bauelement wird also durch einen Teilbereich angenähert, der die betrachteten Größen, wie zum Beispiel den Strom, maßgeblich (mit-)bestimmt.

2.4 In der Simulation verwendete physikalische Gleichungen und Modelle

Zur Beschreibung von Transportprozessen in Halbleitern werden unterschiedliche Ansätze benutzt, je nachdem, welches Bauelement in welchen Zuständen betrachtet wird. In dieser Arbeit werden das Drift-Diffusions-Modell bei einer konstanten Temperatur [Roo50] sowie das um die selbst-konsistente Berechnung der Wärmegeneration erweiterte „elektro-thermische“ Drift-Diffusions-Modell³ (sog. thermodynamische Modell) [Wac90] benutzt. Diese Modelle sind in dem Bauelementesimulator DESSIS [DES], der in dieser Arbeit verwendet wurde, mit einer Reihe weiterer Modelle für Transporteigenschaften und Trä-

³Dieses Modell wird im Folgenden als „elektro-thermisches Modell“ bezeichnet.

gergeneration (wie zum Beispiel zur Beschreibung der Ionisationskoeffizienten) implementiert.

Drift-Diffusions-Modell (isotherm):

Das isotherme Drift-Diffusions-Modell eignet sich zur Beschreibung von Bauelementen, die eine große aktive Region besitzen; im betrachteten Zustand tritt keine bzw. eine vernachlässigbare Verlustleistung auf. Elektronen-, Löcher- und Gittertemperatur sind auf einen konstanten Wert gesetzt. Die Gleichungen, die das Bauelementverhalten im Rahmen dieses Modells beschreiben, sind die Poisson-Gleichung

$$\nabla(\varepsilon\nabla\psi) = -\nabla\varepsilon\vec{E} = -q(p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (2.12)$$

mit dem elektrischen Potenzial ψ , dem elektrischen Feld \vec{E} sowie die Kontinuitätsgleichungen für Elektronen und Löcher:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{q}\nabla\vec{j}_n = G - R, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{q}\nabla\vec{j}_p = G - R. \quad (2.14)$$

Hier sind n und p die Elektronen- und Löcherkonzentration, N_D^+ und N_A^- die Konzentration der ionisierten Donatoren und Akzeptoren, \vec{j}_n und \vec{j}_p die Elektronen- und Löcherstromdichte, R die Trägerrekombinations- und G die Trägergenerationsrate. Die Elektronen- und Löcherstromdichte gehorchen einem Drift-Diffusions-Gesetz, das mit Hilfe der elektrochemischen Potentiale ϕ_n und ϕ_p (= Quasi-Fermi-Niveaus) sehr elegant durch

$$\vec{j}_n = -q\mu_n\nabla\phi_n, \quad (2.15)$$

$$\vec{j}_p = -q\mu_p\nabla\phi_p \quad (2.16)$$

ausgedrückt werden kann. Hier bezeichnet μ_n und μ_p die Beweglichkeit für Elektronen und Löcher. Unter Anwendung der Boltzmann-Näherung, die für einen nicht entarteten Halbleiter gilt [Sze02], folgt für die Elektronen- bzw. Löcherkonzentration

$$n = n_i \exp\left(q\frac{\psi - \phi_n}{k_B T}\right), \quad (2.17)$$

$$p = n_i \exp\left(q\frac{\phi_p - \psi}{k_B T}\right) \quad (2.18)$$

mit der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (2.19)$$

und den effektiven Zustandsdichten des Leitungs- bzw. Valenzbands

$$N_{C,V} = \left(\frac{k_B T m_{C,V}}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (2.20)$$

E_g ist die energetische Bandlücke des Halbleiters, m_C und m_V sind die effektiven Massen von Elektronen und Löchern in der „Effektiven-Masse-Näherung“ [Sze02]. Mit der Einstein-Relation für die Diffusionskonstante für Elektronen und Löcher $D_{n,p} = \frac{k_B T}{q} \mu_{n,p}$ lassen sich die Stromdichterelationen 2.15 und 2.16 als Summe einer Drift- und Diffusionsstromdichte darstellen:

$$\vec{j}_n = q\mu_n n \vec{E} + qD_n \nabla n, \quad (2.21)$$

$$\vec{j}_p = q\mu_p p \vec{E} - qD_p \nabla p. \quad (2.22)$$

Mit den Grundgleichungen des Drift-Diffusions-Modells – also der Poisson-Gleichung und den Kontinuitätsgleichungen für Elektronen und Löcher sowie den Transport-Gleichungen 2.21 und 2.22 – kommt man nun zu einem geschlossenen System von Differentialgleichungen, aus denen sich n , p und ψ berechnen lassen.

Elektro-thermisches Modell:

Dieses Modell ist eine Erweiterung des Drift-Diffusions-Modell und wird wie dieses für Bauelemente verwendet, die eine große aktive Region besitzen. Zusätzlich wird hier die lokale Temperaturerhöhung durch lokale Verlustleistung berücksichtigt, indem mit den Prinzipien der irreversiblen Thermodynamik und der phänomenologischen Transporttheorie das Drift-Diffusions-Modell um eine Wärmeleitungsgleichung selbst-konsistent erweitert wird. Das Elektronen-, Löcher- und Phononengas sind lokal miteinander im thermodynamischen Gleichgewicht, haben also lokal die gleiche Temperatur. Dies impliziert, dass Zeitvorgänge betrachtet werden, die länger dauern als thermische Austauschvorgänge zwischen Ladungsträgern bzw. zwischen Ladungsträgern und dem Gitter. Es gelten wiederum die Poisson-Gleichung wie die Kontinuitätsgleichungen für Elektronen und Löcher. Die Stromdichten werden nun um das Produkt aus den absoluten Thermokräften P_n , P_p (Seebeck-Koeffizienten) für Elektronen und Löcher und dem Gradienten der Temperatur T erweitert:

$$\vec{j}_n = -nq\mu_n(\nabla\phi_n + P_n\nabla T), \quad (2.23)$$

$$\vec{j}_p = -pq\mu_p(\nabla\phi_p + P_p\nabla T). \quad (2.24)$$

Die Wärmeleitungsgleichung

$$\begin{aligned}
 c_{\text{th}} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla(\kappa \nabla T) = & - \nabla \left((P_n T + \phi_n) \vec{j}_n + (P_p T + \phi_p) \vec{j}_p \right) \\
 & - \left(E_C + \frac{3}{2} k_B T \right) \nabla \vec{j}_n \\
 & - \left(E_V - \frac{3}{2} k_B T \right) \nabla \vec{j}_p \\
 & + qR(E_C - E_V + 3k_B T)
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

mit der Wärmekapazität c_{th} , der Wärmeleitfähigkeit κ und der Leitungsband- bzw. Valenzbandkante E_C bzw. E_V wird selbst-konsistent mitgeführt.

Verwendete Modelle in der Simulation:

Im Folgenden wird das in den Simulationen verwendete Stoßionsationsmodell vorgestellt; weitere Modelle werden nicht explizit dargelegt⁴, sondern es wird insbesondere auf [Sch98] verwiesen. Durch den einsetzenden Lawinenprozess wird die Generationsrate G in den Kontinuitätsgleichungen für Elektronen und Löcher über die Ionisationskoeffizienten α_n, α_p modifiziert. Für die Ionisationskoeffizienten α_n, α_p wird ein Ansatz nach Chynoweth benutzt [Chy58]

$$\alpha = \gamma a \exp\left(-\frac{\gamma b}{E}\right) \tag{2.26}$$

mit dem elektrischen Feld E und

$$\gamma = \frac{\tanh\left(\frac{h\omega_{\text{op}}}{2kT_0}\right)}{\tanh\left(\frac{h\omega_{\text{op}}}{2kT}\right)}. \tag{2.27}$$

Der Faktor γ gibt die Temperaturabhängigkeit der Phononenverteilung wieder, gegen die die Ladungsträger beschleunigt werden. Die Koeffizienten a, b und $h\omega_{\text{op}}$ beruhen auf Messungen von van Overstraeten und de Man [OM70] und sind stückweise für kleine und hohe elektrische Feldstärken definiert (Tabelle 2.1). Die Referenztemperatur T_0 beträgt 300 K. In Abb. 2.5 sind die Ionisationskoeffizienten α_n, α_p für Elektronen und Löcher als Funktion des elektrischen Felds und der Temperatur in dem für diese Arbeit relevanten Bereich dargestellt. Die Ionisationskoeffizienten steigen als Funktion des elektrischen Felds im Bereich von $2 \cdot 10^5$ V/cm bis $4 \cdot 10^5$ V/cm erheblich an und sinken bei einem Anstieg der Temperatur von 300 K auf 600 K. Untersuchungen und Erfahrungswerte anhand von Messungen und Simulationen zeigen, dass dieses Modell die Durchbruchspannung tendenziell unterschätzt [Cha01, Pfi]; dies wird in der Industrie als Sicherheitsspielraum benutzt.

⁴Einige der weiteren benutzten Modelle sind das „band gap narrowing“ nach Slotboom [SG76], die „high field saturation“ [CT67, CMMO75], die Shockley-Read-Hall-Rekombination [Sch98] und das „Philips Unified“-Beweglichkeitsmodell [Kla92].

Tabelle 2.1: Koeffizienten nach van Overstraeten und de Man für das Stoßionisationsmodell nach Chynoweth (Gleichung 2.26 und Gleichung 2.27). Für elektrische Feldstärken kleiner als $4 \cdot 10^5$ V/cm werden die Koeffizienten mit dem Index „klein“, für Feldstärken größer als $4 \cdot 10^5$ V/cm die Koeffizienten mit dem Index „groß“ benutzt.

Parameter	Elektronen	Löcher	Gültigkeit	Einheit
E_0	$4 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$		V/cm
a_{klein}	$7.03 \cdot 10^5$	$1.582 \cdot 10^6$	$1.75 \cdot 10^5 - E_0$	cm^{-1}
b_{klein}	$1.231 \cdot 10^6$	$2.036 \cdot 10^6$	$1.75 \cdot 10^5 - E_0$	V/cm
$a_{\text{groß}}$	$7.03 \cdot 10^5$	$6.71 \cdot 10^5$	$E_0 - 6 \cdot 10^5$	cm^{-1}
$b_{\text{groß}}$	$1.231 \cdot 10^6$	$1.693 \cdot 10^6$	$E_0 - 6 \cdot 10^5$	V/cm
$\hbar\omega_{\text{op}}$	0.063	0.063		eV

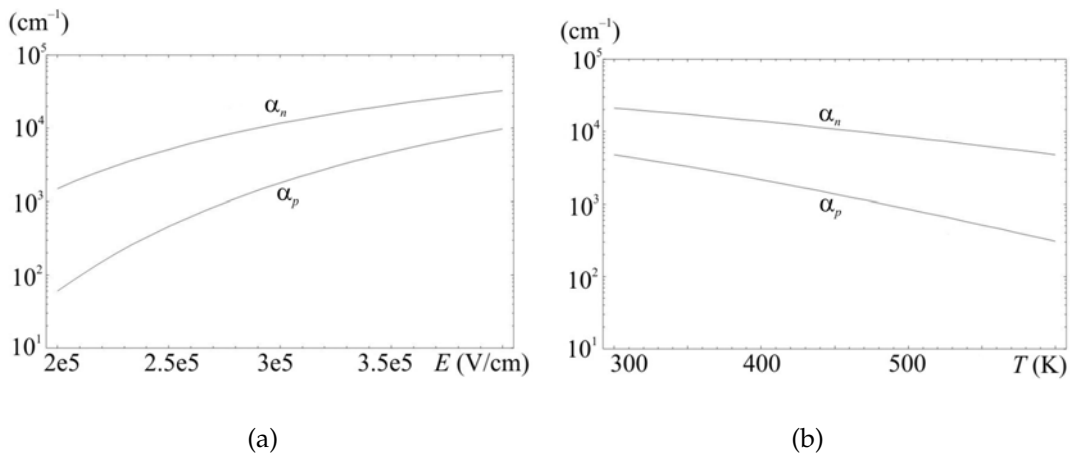


Abbildung 2.5: (a) Die Ionisationskoeffizienten α_n , α_p für Elektronen und Löcher als Funktion des elektrischen Felds E für eine Temperatur von 300 K. (b) Die Ionisationskoeffizienten α_n , α_p für Elektronen und Löcher als Funktion der Temperatur T für eine elektrische Feldstärke von $3.5 \cdot 10^5$ V/cm.

3 Numerische Untersuchungen zu Zerstörungsmechanismen in IGBTs im Vorwärts-Sperrmodus

In diesem Kapitel werden Untersuchungen an einzelnen aktiven Zellen eines IGBT-Chips diskutiert und insbesondere die stationäre Sperrkennlinie auf Zweige mit negativem differenziellem Widerstand untersucht. Das grundlegende Verständnis dieser Kennlinien wird in Kapitel 5 und 6 bei der Analyse der stationären Sperrkennlinie von Randabschlüssen verwendet. Dort zeigt sich, dass eine stationäre Sperrkennlinie Aufschluss über das transiente Avalanche-Verhalten gibt. Dieses Kapitel behandelt „Non-Punch-Through“- und „Fieldstop-Insulated Gate Bipolar Transistoren“ (NPT-IGBTs und FS-IGBTs) [LMN92, LMP⁺00] im Vorwärts-Sperrmodus bei konstanter Temperatur. Für eine transiente Analyse eines IGBT-Einzelchips in kritischen Zuständen sei zum Beispiel auf [RSPP02] und [Ros04] verwiesen. Zunächst werden der Aufbau dieser Strukturen und die Funktionsweise im Vorwärts-Sperrmodus erläutert. Es folgt eine Analyse der Sperrkennlinie des NPT-IGBTs hinsichtlich der Wirkungsweise des p-Emitters und des FS-IGBTs bei unterschiedlichen Substratdotierungen; der Einfluss des p-Emitters bzw. der Substratdotierung auf Zweige mit negativem differenziellem Widerstand in der stationären Sperrkennlinie wird untersucht.

3.1 Aufbau und Funktionsweise des NPT- und FS-IGBTs

In Abb. 3.1 sind der NPT- und der FS-IGBT schematisch dargestellt. Der NPT-IGBT besteht aus einer $n^+p^+n^-p^+$ -Struktur. Der FS-IGBT hat zusätzlich einen moderat dotierten n^+ -Buffer, der bei gleichem Sperrvermögen eine geringere Substratdicke als bei einem NPT-IGBT ermöglicht. Der n^+ -Buffer verhindert ein sogenanntes „Punch-through“ des elektrischen Felds, das heißt, durch eine höhere Dotierung des n^+ -Buffers im Vergleich zur Driftdotierung wird das elektrische Feld steiler abgebaut. Einer der Vorteile des FS-IGBTs ist, dass durch eine bei gleichem Sperrvermögen geringere Substratdicke die Durchlassspannung reduziert wird [LMP⁺00]. Nachteile sind, dass der FS-IGBT weniger robust ist und in Folge des n^+ -Buffers höhere Prozesskosten verursacht [Kha03]. In diesem Kapitel wird die stationäre Sperrkennlinie der IGBTs im sogenannten Vorwärts-Sperrmodus

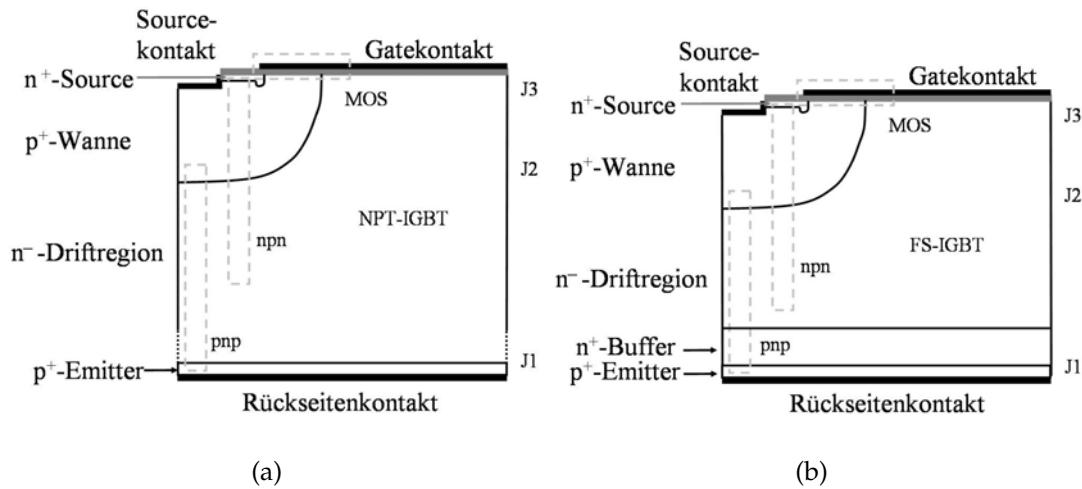
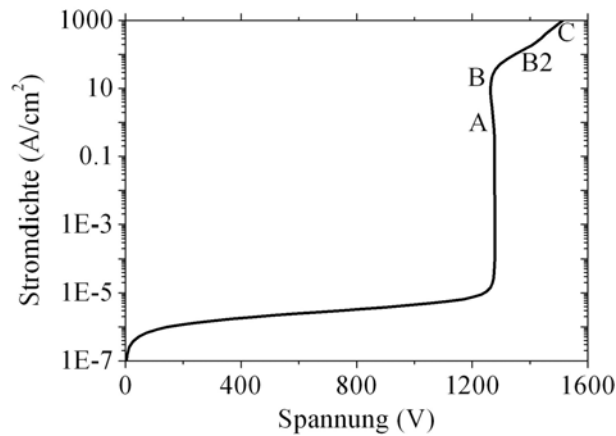


Abbildung 3.1: (a) Schema eines NPT-IGBTs ($n^+p^+n^-p^+$ -Struktur). (b) Schema eines FS-IGBTs ($n^+p^+n^-n^+p^+$ -Struktur). Der FS-IGBT hat im Vergleich zum NPT-IGBT bei gleichem Sperrvermögen eine geringere Substratdicke. Dem NPT- und dem FS-IGBT ist eine MOS-Struktur, ein npn- und ein pnp-Transistor inhärent (vgl. gestrichelte Umrandungen in der Abb.).

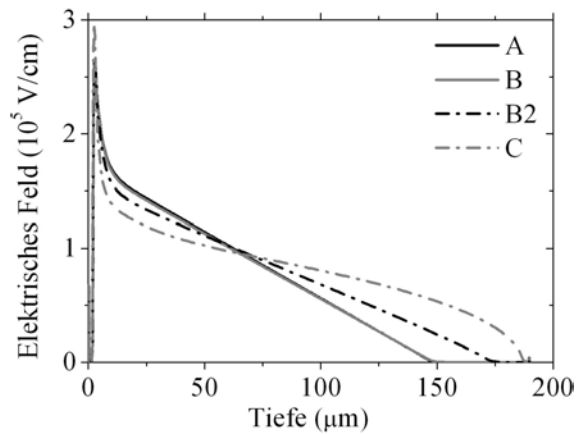
bei konstanter Temperatur untersucht. In diesem Modus liegen Source- und Gatekontakt auf einem Potenzial; es wird eine positive Spannung an den Rückseitenkontakt angelegt, so dass der pn-Übergang J2 gesperrt ist [Kha03]. An dem pn-Übergang J2 ist ein Maximum der elektrischen Feldstärke lokalisiert, verbunden mit einer Raumladungszone, die sich in die schwach dotierte Driftzone erstreckt. Bei einem NPT-IGBT nimmt das elektrische Feld ohne Berücksichtigung von Stoßionisation generierten Ladungsträgern einen dreieckförmigen Verlauf an. Bei einem FS-IGBT nimmt das elektrische Feld durch den n⁺-Buffer einen trapezförmigen Verlauf an. Der Übergang in den vorwärts-leitenden Zustand geschieht durch Anlegen einer ausreichend großen positiven Gatespannung, bei der sich ein Inversionskanal von Elektronen unterhalb des Gates ausbildet, der die n⁺-Source mit der Driftregion verbindet [Kha03].

3.2 Vorwärts-Sperrverhalten von NPT-IGBTs unter Berücksichtigung des p-Emitter-Einflusses bei konstanter Temperatur

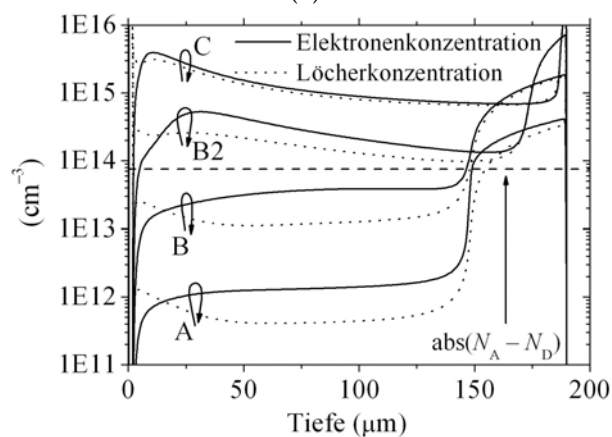
Abb. 3.2a zeigt die stationäre Vorwärts-Sperrkennlinie eines NPT-IGBTs für eine konstante Temperatur von 300 K. Der Lawinendurchbruch findet an der Krümmung der p-Wanne statt, und der Avalanche-Strom steigt ab einer Spannung von



(a)



(b)



(c)

Abbildung 3.2: (a) Vorwärts-Sperrkennlinie eines NPT-IGBTs bei konstanter Temperatur (300 K). (b) Elektrisches Feld entlang vertikaler Schnitte am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke für verschiedene Stromdichten. (c) Elektronen- und Löcherkonzentration entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke für verschiedene Stromdichten (vgl. Abb. 3.2a).

Tabelle 3.1: Stromverstärkungsfaktor α_{pnp} bei verschiedenen Stromdichten für zwei unterschiedliche p-Emitter-Dotierungen N_{Peak} (vgl. Abb. 3.3).
 (a) $N_{\text{Peak}} = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. (b) $N_{\text{Peak}} = 1.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Stromdichte (A/cm^2)	a) α_{pnp}	b) α_{pnp}
0.15	0.72	0.95
1.5	0.51	0.90
15	0.34	0.59
150	0.36	0.40
1500	0.42	0.42

ca. 1270 V steil an. Ab ca. 20 A/cm^2 steigen sowohl Spannung als auch Strom moderat an, es liegt ein Kennlinienzweig mit positivem differenziellem Widerstand vor. In Abb. 3.2b und Abb. 3.2c sind das elektrische Feld und die Ladungsträgerkonzentrationen entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke für verschiedene Stromdichten dargestellt. Von Punkt A nach Punkt B liegt ein vernachlässigbarer Spannungsrückgang ($\Delta V \approx 10 \text{ V}$) in der Sperrkennlinie vor, der durch eine Zunahme der Steigung des elektrischen Felds in der Driftzone durch Stoßionisation generierte und vom p-Emitter injizierte Löcher verursacht ist. Ab dem Punkt B wird die durch Stoßionisation generierte Ladungsträgerkonzentration vergleichbar mit bzw. größer als die Driftdotierung N_{D} und modifiziert das elektrische Feld erheblich. Das elektrische Feld wird am p^+n^- -Übergang durch Stoßionisation generierte und vom p-Emitter injizierte Löcher aufgestellt, und die Steigung des elektrischen Felds $\frac{dE}{dy} \sim N_{\text{D}}^+ + p - n$ in der Driftregion wird durch eine hohe Elektronenkonzentration flacher. In der Driftregion gilt $p - n < 0$; der Betrag dieses Werts wird also von den ionisierten Störstellen N_{D}^+ abgezogen und die Steigung des elektrischen Felds sinkt. Aus der flacheren Steigung des elektrischen Felds in der Driftzone resultiert, dass sich die Raumladungszone aufweitet und die Spannung ansteigt. In Abb. 3.3 ist die stationäre Sperrkennlinie des NPT-IGBTs für zwei verschiedene p-Emitter-Dotierungen dargestellt. Für eine höhere p-Emitter-Dotierung hat die Sperrkennlinie einen deutlichen Zweig mit negativem differenziellem Widerstand, der mit dem Stromverstärkungsfaktor α_{pnp} korreliert ist. Der Stromverstärkungsfaktor α_{pnp} ergibt sich aus dem Verhältnis der Löcherstromdichte zur Stromdichte am Ende der Raumladungszone ($\alpha_{\text{pnp}} = \frac{\text{Löcherstromdichte}}{\text{Stromdichte}}$). Der in diesem und dem folgendem Abschnitt verwendete Stromverstärkungsfaktor α_{pnp} ist über die Breite des Bauelements gemittelt. Für $\alpha_{\text{pnp}} > 0.5$ überwiegt die Löcherkonzentration die Elektronenkonzentration in der Driftregion, die Steigung des elektrischen Felds nimmt zu, und ein Spannungsrückgang liegt vor. Für $\alpha_{\text{pnp}} < 0.5$ ist die Elektronenkonzentration größer als die Löcherkonzentration, die Steigung des elektrischen Felds in der Driftregion nimmt ab und die Spannung steigt. Die Spannungsänderung ΔV durch Stoßionisation generierte Elektronen und Löcher

ergibt sich nach einer „Faustregel“ zu [HSA⁺00]:

$$\Delta V \sim \frac{N_D}{N_D + p - n} - 1. \quad (3.1)$$

N_D ist die Dotierung der Driftzone und n bzw. p die Konzentration der durch Stoßionisation generierten Elektronen bzw. Löcher. Das heißt, $p - n > 0$ ($\alpha_{\text{pnp}} > 0.5$) resultiert in einem Rückgang der Spannung, $p - n < 0$ ($\alpha_{\text{pnp}} < 0.5$) resultiert in einem Anstieg der Spannung. In Tabelle 3.1 sind für verschiedene Stromdichten die Werte des Stromverstärkungsfaktors α_{pnp} für zwei p-Emitter-Dotierungen dargestellt (vgl. Abb. 3.3). Der Spannungsrückgang für eine höhere p-Emitter-Dotierung ist durch ein $\alpha_{\text{pnp}} > 0.5$ verursacht, bei dem die Konzentrationen der durch Stoßionisation generierten Elektronen und Löcher ab einer Stromdichte von 10 A/cm^2 die Driftdotierung übersteigen und damit das elektrische Feld erheblich modifizieren.

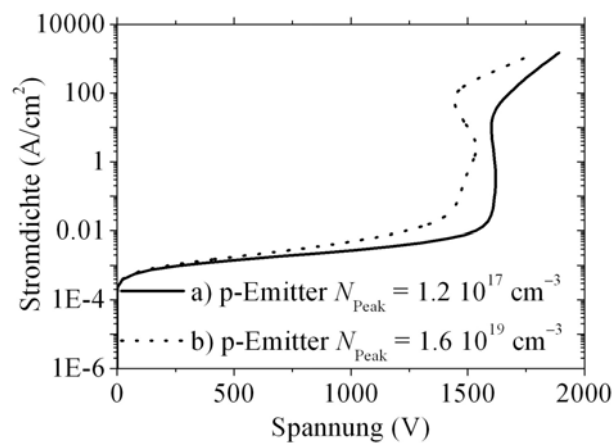


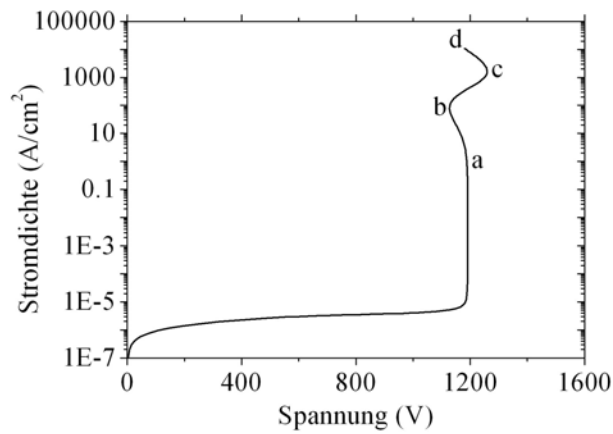
Abbildung 3.3: Vorwärts-Sperrkennlinie für einen NPT-IGBT bei konstanter Temperatur (400 K) für zwei verschiedene p-Emitter-Dotierungen N_{Peak} .

3.3 Vorwärts-Sperrverhalten von FS-IGBTs für verschiedene Substratdotierungen bei konstanter Temperatur

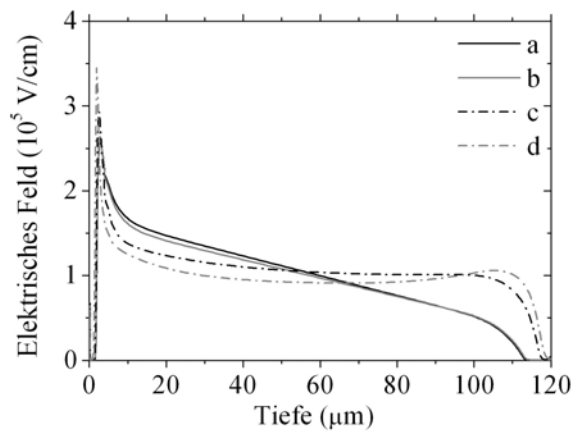
Abb. 3.4a zeigt die stationäre Vorwärts-Sperrkennlinie eines FS-IGBTs mit einer Substratdotierung von $N_D = 7.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ für eine konstante Temperatur von 300 K. Der Lawinendurchbruch tritt an der Krümmung der p-Wanne ein, und der Sperrstrom steigt ab ca. 1190 V lawinenartig an. Für höhere Stromdichten zeigt die Kennlinie einen Z-förmigen Verlauf, das heißt, nach dem Steilanstieg des Stroms folgt zunächst ein Zweig mit negativem differentiellen Widerstand, dem ein Zweig mit positivem und dann wieder ein Zweig mit negativem differentiellen Widerstand folgt. Für ausgewählte Stromdichten sind in

Abb. 3.4b und Abb. 3.4c die elektrischen Feldstärken entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke sowie die zugehörigen Ladungsträgerkonzentrationen gezeigt. Von Punkt a nach Punkt b wird die Steigung des elektrischen Felds am p^+n^- -Übergang durch Stoßionisation generierte und vom p-Emitter injizierte Löcher steiler und in der Driftregion durch ein sinkendes α_{pnp} ($\alpha_{\text{pnp}} < 0.5$) flacher. Zusätzlich wird das elektrische Feld am n^+ -Buffer abgeschnitten. Diese Kombination hat einen Spannungsrückgang von Punkt a nach Punkt b zur Folge. Die Konzentrationen der durch Stoßionisation generierten Ladungsträger steigen von Punkt b nach Punkt c weiter an, übersteigen nun die Driftdotierung und kompensieren sich in etwa. Dies hat zur Folge, dass die Steigung des elektrischen Felds in der Driftzone gegen Null tendiert, die Raumladungszone sich ausweitet und dementsprechend die Spannung ansteigt. Im Stromzweig von Punkt c nach Punkt d entwickelt sich am Übergang n^+ -Buffer/ n^- -Driftregion eine zweite Avalanche-Region. Die Folge sind ein „hängendes“ elektrisches Feld und ein Spannungsrückgang.

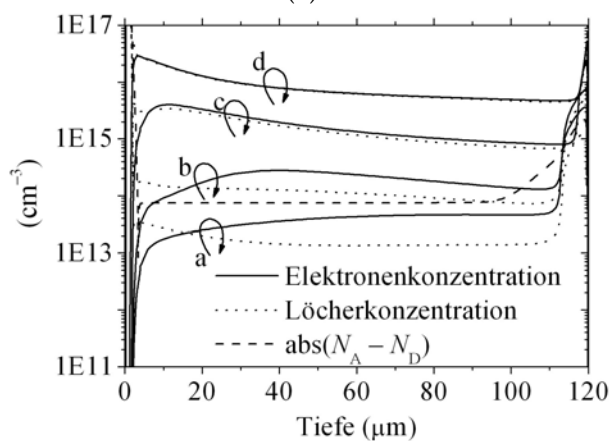
Für die gleiche Struktur mit einer Substratdotierung von $N_D = 3.55 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ist in Abb. 3.5a die stationäre Vorwärts-Sperrkennlinie bei einer konstanten Temperatur von 300 K dargestellt. Nach dem Steilanstieg des Stroms sinkt die Spannung oberhalb einer Stromdichte von 1 A/cm^2 ; es liegt also ein sehr ausgeprägter Zweig mit negativem differentiellen Widerstand vor. Zwischen den Punkten markiert mit A und B wird die Konzentration der durch Stoßionisation generierten Ladungsträger zunächst vergleichbar mit der Driftdotierung und übersteigt diese dann (Abb. 3.5c). Eine Aufsteilung des elektrischen Felds durch Stoßionisation generierte und vom p-Emitter injizierte Löcher am p^+n^- -Übergang und das abgeschnittene elektrische Feld am n^+ -Buffer verursacht diesen Spannungsrückgang (Abb. 3.5b). Von Punkt B nach Punkt C sinkt die Spannung weiter, aus ähnlichen Gründen wie in der FS-IGBT-Struktur mit einer höheren Substratdotierung. Die Konzentrationen der generierten Ladungsträger sind größer als die Driftdotierung; sie kompensieren sich weitgehend, und am Übergang n^+ -Buffer/ n^- -Driftzone entwickelt sich eine zweite Region eines Lawinendurchbruchs. Dies resultiert in einem „hängenden“ elektrischen Feld und in einem weiteren Sinken der Spannung. Der Hauptunterschied zwischen dem FS-IGBT mit großer und niedriger Substratdotierung ist, dass beim FS-IGBT mit niedriger Substratdotierung sich die Raumladungszone nicht signifikant erweitert und dementsprechend die Spannung nicht ansteigt. In Anwendungen ist der FS-IGBT mit einer niedrigen Substratdotierung, also einem kontinuierlichem Sinken der Spannung in der stationären Sperrkennlinie, am wenigsten robust. Dieser Bereich kann zu einem „Sprung“ in der Kennlinie des Bauelements, also einer sehr schnellen Änderung des Stroms, vom Anfang des Spannungsrückgangs zu einem Zweig der stationären Sperrkennlinie mit positivem differentiellen Widerstand mit sehr großen Stromdichten führen [Shu04]. Dies resultiert in einer großen Verlustleistung und in einer möglichen Zerstörung des IGBTs durch hohe Temperaturen.



(a)

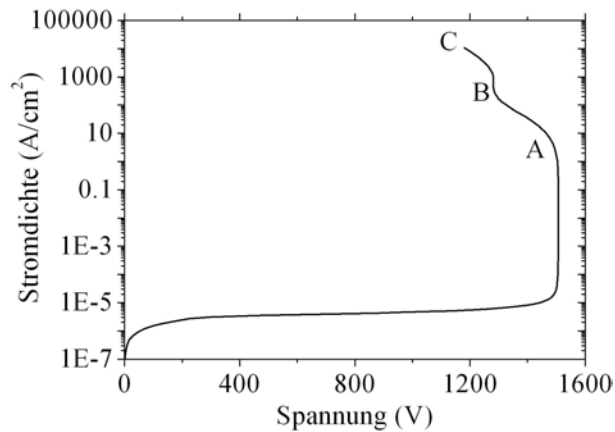


(b)

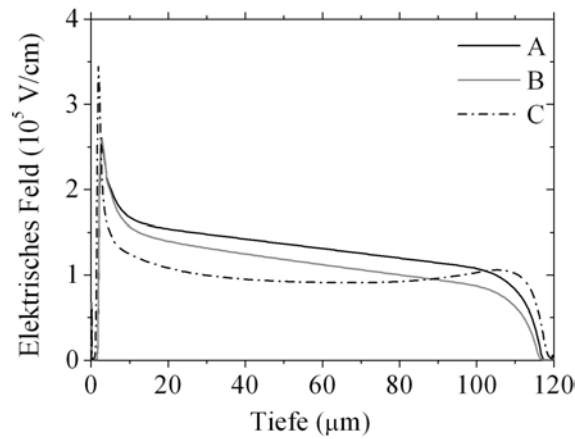


(c)

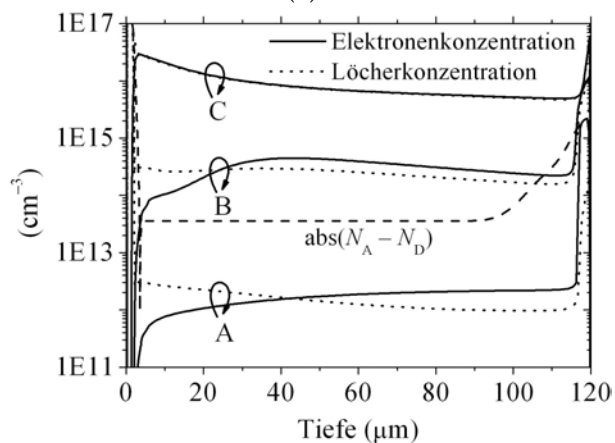
Abbildung 3.4: (a) Vorwärts-Sperrkennlinie eines FS-IGBTs bei konstanter Temperatur (300 K). Die Substratdotierung beträgt $7.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. (b) Elektrisches Feld entlang vertikaler Schnitte am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke für verschiedene Stromdichten. (c) Elektronen- und Löcherkonzentration entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke für verschiedene Stromdichten (vgl. Abb. 3.4a).



(a)



(b)



(c)

Abbildung 3.5: (a) Vorwärts-Sperrkennlinie eines FS-IGBTs bei konstanter Temperatur (300 K). Die Substratdopierung beträgt $3.55 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. (b) Elektrisches Feld entlang vertikaler Schnitte am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke für verschiedene Stromdichten. (c) Elektronen- und Löcherkonzentration entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke für verschiedene Stromdichten (vgl. Abb. 3.5a).

4 Randabschlüsse für IGBT-Chips

Bei Silizium-Leistungsbau-elementen wie MOSFETs oder IGBTs werden die p-dotierten Bereiche üblicherweise durch Implantation und Diffusion [Kha03] hergestellt. Die dabei entstehenden planaren pn-Übergänge setzen sich aus einem planparallelen und einem gekrümmten Bereich zusammen (Abb. 4.1). Bei anliegender Sperrspannung an dem pn-Übergang ist das Maximum der elektrischen Feldstärke in dem oberflächennahen gekrümmten Bereich lokalisiert [Fal94]. Im Folgenden werden verschiedene Varianten von Randabschlüssen vorgestellt, die dieses Feldstärkemaximum minimieren. Insbesondere wird auf die Wirkung von Feldplatten, der „Junction Termination Extension“ (JTE) und der „Variation of Lateral Doping“ (VLD) eingegangen. Es folgt eine Erläuterung für den in den Simulationen verwendeten Ansatz, den ganzen IGBT-Chip im Lawinendurchbruch durch den Randabschluss zu approximieren.

4.1 Einführung

Ein planarer pn-Übergang setzt sich aus einem planparallelem und einem gekrümmtem Bereich zusammen. Bei Anliegen einer Sperrspannung an einem p^+n^- -Übergang erstreckt sich eine Raumladungszone in das schwächer dotierte n^- -Gebiet, die mit einem elektrischen Feldverlauf über die Poissongleichung (vgl. Gleichung 2.12) verknüpft ist. In dem oberflächennahen, gekrümmten Bereich ist die elektrische Feldstärke erhöht, da sich aus geometrischen Gründen die Feldlinien verdichten (Abb. 4.1). Dies kann zu einer erheblichen Reduktion der Durchbruchspannung im Vergleich zu einem planparallelen pn-Übergang führen [Fal94]. Um diese elektrische Feldstärkeüberhöhung zu reduzieren, werden verschiedene Methoden benutzt, die sich schematisch in zwei Gruppen einteilen lassen: Zum einen lässt sich die Feldstärkeüberhöhung durch eine geeignete Kontaktstruktur außerhalb des eigentlichen Halbleitergebiets modifizieren (Influenzwirkung, zum Beispiel Feldplatten) und zum anderen kann man Methoden anwenden, die innerhalb des Halbleitergebiets durch zusätzliche Ladungen die Feldstärkeüberhöhung reduzieren (zum Beispiel „Junction Termination Extension“ oder „Variation of Lateral Doping“). Zwei Standardtechnologien der Halbleiterindustrie sind Feldplatten und die „Junction Termination Extension“. In der aktuellen Technologie der Leistungselektronik werden insbesondere Kombinationen der beiden genannten Verfahren angewandt, beispielsweise ein Feldplattenrand, der durch eine „Junction Termination Extension“ unterstützt wird.

Die „Variation of Lateral Doping“ ist ein vielversprechender Ansatz für einen Randabschluss mit einer hohen Robustheit, der zusätzlich mit einer Reduktion der Fläche des Randabschlusses verknüpft ist. Im Folgenden werden diese genannten Methoden kurz eingeführt. Für eine ausführliche Darstellung sei auf [KH93, Fal94, NSS⁺04] verwiesen.

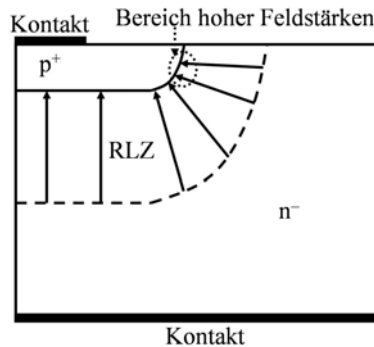


Abbildung 4.1: Darstellung eines p^+n^- -Übergangs in Sperrrichtung. Die Raumladungszone RLZ dehnt sich in erster Näherung nur in das schwächer dotierte n^- -Gebiet aus. Oberflächennah tritt an der Krümmung der p-Wanne eine Überhöhung der elektrischen Feldstärke auf.

4.2 Randabschlüsse

4.2.1 Feldplatten

Eine Methode, Feldstärkeüberhöhungen an gekrümmten pn-Übergängen zu verringern, ist die Verwendung von Feldplatten [GLH67]. Dies ist eine besondere Kontaktstruktur, wie sie in Abb. 4.2 dargestellt ist: Oberhalb einer dielektrischen Schicht verläuft die Kontaktstruktur über die Stelle hinaus an welcher der pn-Übergang an die Oberfläche tritt. Es kommen Überhöhungen der elektrischen Feldstärke an der Krümmung der p-Wanne sowie unterhalb der Feldplatte vor (E1 und E2). Im planparallelen Bereich bleibt der Verlauf der elektrischen Feldstärke unverändert. Durch die im Vergleich zur Halbleiteroberfläche negativ geladene Feldplatte enden nun jedoch auch Feldlinien unterhalb der Feldplatte und verringern damit die Feldstärkeüberhöhung E1 an der Krümmung der p-Wanne. Über die Länge der Kontaktstruktur und die Dicke des Oxids kann die maximale Feldstärke E2 variiert werden, und der Durchbruch kann oberflächennah unter der Feldplatte eintreten. Die Feldplatte kann aus n Stufen bestehen und damit n Feldspitzen aufweisen.

4.2.2 „Junction Termination Extension“ (JTE)

Die „Junction Termination Extension“ (JTE) [Tem83] besteht aus einem schwächer dotierten p^- -Gebiet mit einer lateral homogenen Dotierung, das sich an die

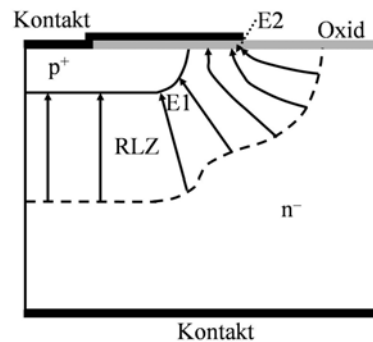


Abbildung 4.2: Darstellung eines p^+n^- -Übergangs in Sperrrichtung mit einer Feldplatte. Die Raumladungszone RLZ dehnt sich in erster Näherung nur in das schwächer dotierte n^- -Gebiet aus. An der Krümmung der p-Wanne und unter der Feldplatte tritt eine Feldstärkeüberhöhung auf (E1 und E2).

eigentliche p-Wanne anschließt, und die Raumladungszone aufweitet (Abb. 4.3). Ein Teil der elektrischen Feldlinien endet bereits im schwächer dotierten p^- -Gebiet, und die elektrische Feldstärkeüberhöhung an der Krümmung der p-Wanne wird wirksam abgeschwächt. In dieser Struktur treten elektrische Feldspitzen an der Krümmung der eigentlichen p-Wanne sowie an der Krümmung der vorgelagerten schwächer dotierten p^- -Wanne auf (E1 und E2).

4.2.3 „Variation of Lateral Doping“ (VLD)

Bei der „Variation of Lateral Doping“-Struktur (VLD) [SGF⁺86] schließt sich ebenso an die eigentliche p-Wanne ein schwächer dotiertes p^- -Gebiet an (Abb. 4.3). Diese p^- -Dotierung ist ein lateral auslaufendes Profil. Bei einer guten Dimensionierung der Dotierung kann das zweite Maximum der elektrischen Feldstärke E2 durch das graduelle Auslaufen der p-Dotierung entfallen. Zusätzlich wird die Chipfläche für den Randabschluss beispielsweise im Vergleich zu den vielfach verwendeten Feldringen reduziert.

4.3 Simulationsansatz: Approximation der IGBT-Chips im Lawinendurchbruch durch den Randabschluss

IGBT-Chips bestehen aus einem Zellenfeld von zehntausenden parallel geschalteten IGBTs und einem speziellen Randabschluss (Abb. 4.4), der eine maximale Durchbruchspannung und damit einen maximal möglichen sicheren Arbeitsbereich („Safe Operating Area“) gewährleisten soll. Der sichere Arbeitsbereich ist dabei definiert als der maximale Bereich in der Strom-Spannungsebene, in dem das Bauelement ohne Zerstörung betrieben werden kann. Photoemissionsmessungen [AKK⁺99] an IGBT-Chips zeigen, dass anders als bei einigen DMOS-

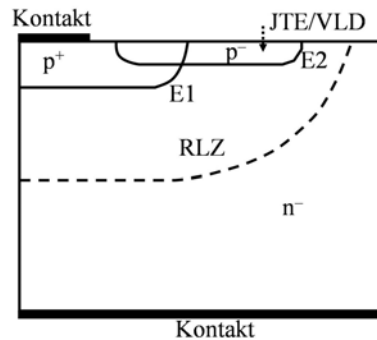


Abbildung 4.3: Darstellung eines p^+n^- -Übergangs mit einer „Junction Termination Extension“ (JTE, homogenes Dotierungsprofil) bzw. einer „Variation of Lateral Doping“ (VLD, graduell abnehmendes Dotierungsprofil).

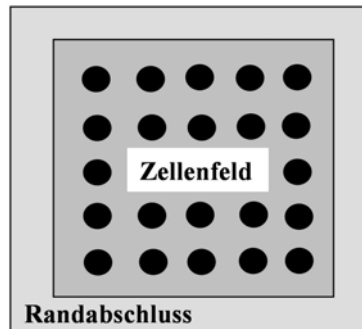


Abbildung 4.4: Schema eines IGBT-Chips. Der Chip besteht aus einem Zellenfeld und einem Randabschluss.

Transistoren [DWH⁺03] die Ecken des Randabschlusses die schwächsten Bereiche sind und hier der Lawinendurchbruch auftritt (Abb. 4.5a) [KSTN08]. Die Untersuchungen an einem freigelegten IGBT-Chip, der durch eine elektrische Messung zerstört wurde, bestätigen dies. Abb. 4.5b zeigt einen IGBT-Chip von der Rückseite, bei dem die Verkapselung entfernt wurde. Die Zerstörung ist am Rand lokalisiert. Dies rechtfertigt den Ansatz in den Simulationen, den IGBT-Chip im Lawinendurchbruch durch den Randabschluss zu approximieren (Kapitel 5 und 6). Die Simulationen wurden – solange nicht speziell darauf hingewiesen wird – zylindersymmetrisch mit einem Krümmungsradius von $80 \mu\text{m}$ durchgeführt und entsprechen damit den vier Ecken des Randabschlusses eines IGBT-Chips. Die in dieser Arbeit analysierten Randabschlüsse sind zum einen ein Feldplattenrand, der durch eine JTE-Dotierung unterstützt wird, und eine VLD-Struktur, die durch eine Feldplatte unterstützt wird (Abb. 4.6a) [CZL92]. Die stationären und transienten Simulationen in den folgenden Kapiteln wurden so durchgeführt, dass sich der obere pn -Übergang im Lawinendurchbruch befindet. Insbesondere werden die stationären Sperrkennlinien analysiert sowie zeitabhängige, elektro-thermisch gekoppelte Simulationen im Lawinendurchbruch

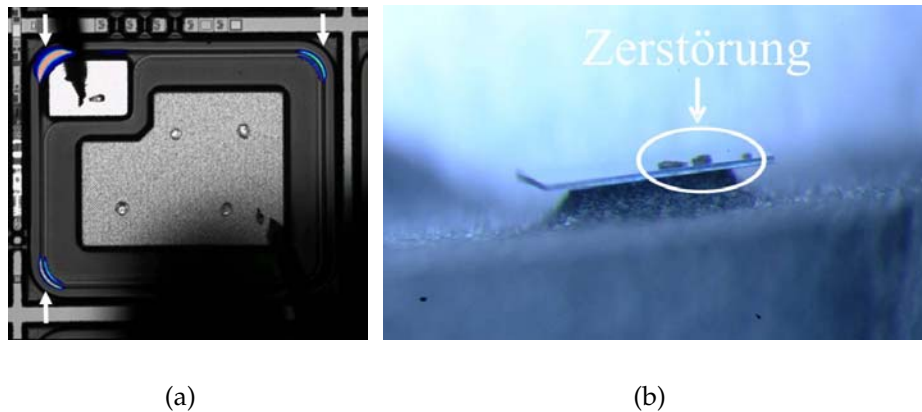


Abbildung 4.5: (a) Photoemissionsmessungen an IGBT-Chips im Lawinendurchbruch zeigen, dass der Durchbruch an den Ecken des Randabschlusses erfolgt. Die Messungen wurden von der Infineon Technologies AG bereitgestellt. (b) Ein freigelegter IGBT-Chip von der Rückseite. Der Ort der Zerstörung ist am Rand lokalisiert.

durchgeführt. Die zeitabhängigen, elektro-thermisch gekoppelten Simulationen sind schematisch in Abb. 4.6b dargestellt. Um die Simulationen zu beschleunigen, wird die Struktur zunächst isotherm und quasi-stationär auf eine Sperrspannung von 600 V im Sperrverhalten hochgefahren. Eine anschließende zeitabhängige, elektro-thermisch gekoppelte Simulation fährt die Spannung über die stationäre Durchbruchspannung U_{BD} und lässt diese für 100 μs konstant. An der linken und rechten Seite der Struktur werden homogene Neumann- (= reflektierende) Randbedingungen angenommen. Bei elektro-thermisch gekoppelten Simulationen werden der Rückseitenkontakt als thermischer Leiter und alle anderen Berandungen als thermische Nichtleiter angenommen. Der thermische Leiter an der Rückseite ist durch eine Wärmesenke definiert, die auf eine konstante Temperatur gehalten wird. Die Wärmeleitfähigkeit zwischen dem Halbleitermaterial und der Wärmesenke kann durch einen thermischen Widerstand R_{th} modifiziert werden. In dieser Arbeit werden Simulationen vorgestellt, die mit einem idealem thermischen Leiter ($R_{th} = 0$) und mit einem typischen Wert aus der Leistungselektronik ($R_{th} = 0.2 \frac{\text{cm}^2\text{K}}{\text{W}}$) [Pfi] berechnet wurden.

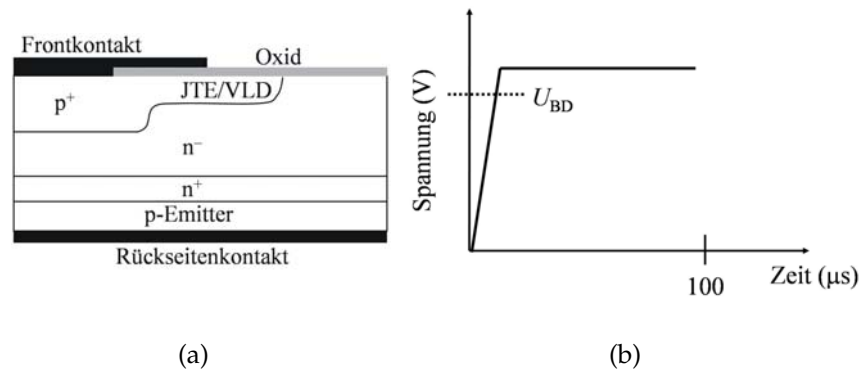


Abbildung 4.6: (a) Schema der in Kapitel 5 und 6 analysierten Struktur. (b) Schema der transienten, elektro-thermisch gekoppelten Simulationen im Lawinendurchbruch (Kapitel 5 bis 7).

5 Der „Junction Termination Extension“-Randabschluss (JTE)

In diesem Kapitel werden Untersuchungen an einem Feldplattenrand, der durch eine „Junction Termination Extension“ (JTE) verstärkt wird, für IGBT-Chips vorgestellt. Diese Struktur wird zunächst eingeführt und im Folgenden als JTE-Struktur bezeichnet. Der stationäre Lawinendurchbruch wird bei einer konstanten Temperatur auf mögliche Zweige mit negativem differentiellen Widerstand in der Strom-Spannungs-Charakteristik untersucht. Es folgen zeitabhängige Messungen an IGBT-Chips mit einem JTE-Randabschluss sowie elektro-thermisch gekoppelte Simulationen der JTE-Struktur im Lawinendurchbruch. Diese Untersuchungen dienen, da die JTE-Technik heute in der Produktion standardmäßig eingesetzt wird, als Referenz zu den Untersuchungen der „Variation of Lateral Doping“ in Kapitel 6 und 7. Schließlich wird die Korrelation zwischen stationärer Kennlinie und transients I-U-Trajektorie aufgezeigt.

5.1 Aufbau der JTE-Struktur

Abb. 5.1a zeigt das Schema eines Feldplattenrands, der durch eine JTE-Dotierung unterstützt wird. In dieser Struktur schließt sich an die eigentliche p^+ -Wanne eine lateral homogene p^- -Dotierung an. In Abb. 5.1b ist der Verlauf der Dotierung für einen horizontalen Schnitt dargestellt. Die JTE-Dotierung ist eine homogen verlaufende p^- -Dotierung mit einer Dotierungskonzentration von $1.6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Das eigentliche IGBT-Zellenfeld schließt sich links an die gezeigte Randstruktur an.

5.2 Simulation und Analyse der stationären Sperrkennlinie bei konstanter Temperatur

Abb. 5.2a zeigt eine Simulation der stationären Sperrkennlinie der JTE-Struktur für eine konstante Temperatur von 300 K. Bei einer Durchbruchspannung von ca. 630 V tritt der stationäre Lawinendurchbruch ein. Der Sperrstrom steigt lawinenartig an, da unter der Feldplatte das elektrische Feld den kritischen Wert von $2.5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ übersteigt. Im folgenden Stromzweig von ca. 0.001 A bis 0.03 A liegt in der JTE-Struktur ein positiver differentieller Widerstand in der

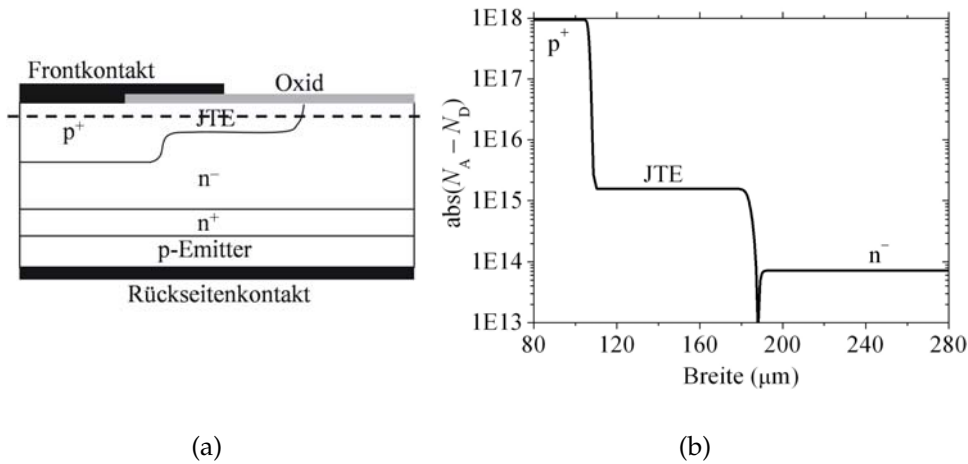


Abbildung 5.1: (a) Schema der JTE-Struktur. (b) Lateraler Dotierungsverlauf der JTE-Struktur. Der Betrag der Differenz zwischen der Donatordotierung N_D und der Akzeptordotierung N_A für einen horizontalen Schnitt (vgl. gestrichelte Linie in Abb. 5.1a) ist dargestellt.

Strom-Spannungs-Charakteristik vor. Der Lawinendurchbruch tritt primär unter der Feldplatte aber auch an der Krümmung der p-Wanne auf (Abb. 5.3a). Das elektrische Feld als Höhenprofil für einen Strom von 0.01 A mit einer Grauskalierung, die der elektrischen Stromdichte entspricht, ist in Abb. 5.4b dargestellt. Unterhalb der Feldplatte bildet sich ein Stromfilament aus, bei dem der Stromfluss nicht rein vertikal ist. Der Stromfluss über die Breite (Abb. 5.2b) und damit auch die resultierende Injektion von Löchern durch den p-Emitter ist für Ströme unter 0.03 A aufgrund der elektrischen Feldverteilung vergleichsweise homogen. Der Spannungsanstieg in der Strom-Spannungs-Charakteristik, also der Zweig mit positivem differentiellen Widerstand, wird durch eine Ausdehnung der Raumladungszone verursacht (vgl. Pfeil in Abb. 5.3a). In Abb. 5.5 sind die Feldverläufe und die Elektronen- und Löcherkonzentration für verschiedene Ströme dargestellt. Für Ströme unter 0.03 A ist die Elektronen- und Löcherkonzentration niedriger als die Dotierungskonzentration, und das elektrische Feld wird durch Stoßionisation generierte Elektronen und Löcher nur geringfügig modifiziert. Der Aufbau der JTE-Struktur ermöglicht also in diesem Strombereich keine Aufsteilung des elektrischen Felds durch generierte Ladungsträger, und die Raumladungszone kann sich ausdehnen. Dies resultiert in einem Spannungsanstieg.

Für Ströme über 0.03 A liegt in der Strom-Spannungs-Charakteristik ein negativer differentieller Widerstand vor (Abb. 5.2a). Das maximale elektrische Feld tritt nun an der Krümmung der p-Wanne auf (Abb. 5.3b), und der Stromfluss über die Breite (Abb. 5.2b) und damit auch die Injektion von Löchern durch den p-Emitter wird inhomogen. Das elektrische Feld wird in diesem Strombereich durch Stoßionisation generierte und vom p-Emitter injizierte Löcher am pn-Übergang aufgesteilt (Abb. 5.5) und die Raumladungszone kann sich aufgrund der vertikalen

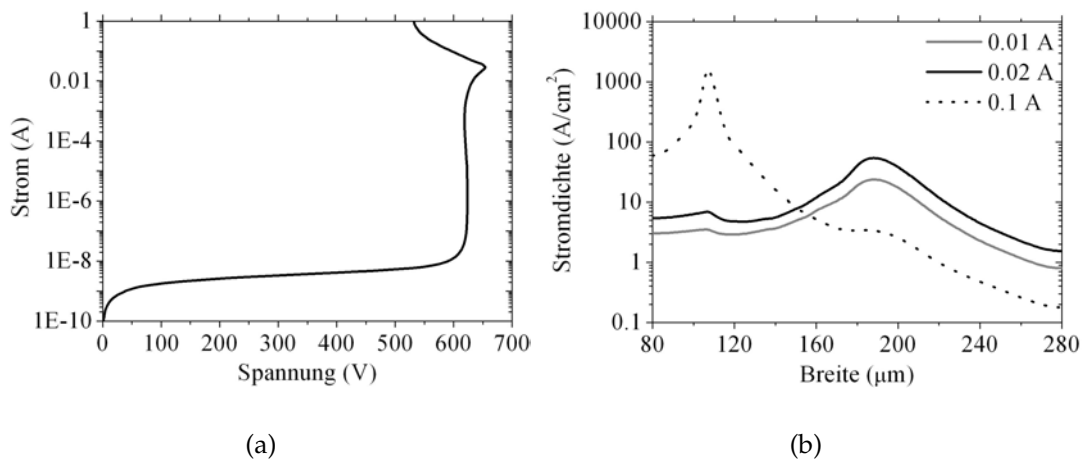


Abbildung 5.2: (a) Stationäre Sperrkennlinie bei konstanter Temperatur (300K, Simulation). (b) Stromdichte für verschiedene Ströme (vgl. Abb. 5.2a) entlang eines horizontalen Schnitts.

len Begrenzung nicht mehr ausweiten (Abb. 5.3b). Dies resultiert in einem Spannungsrückgang.

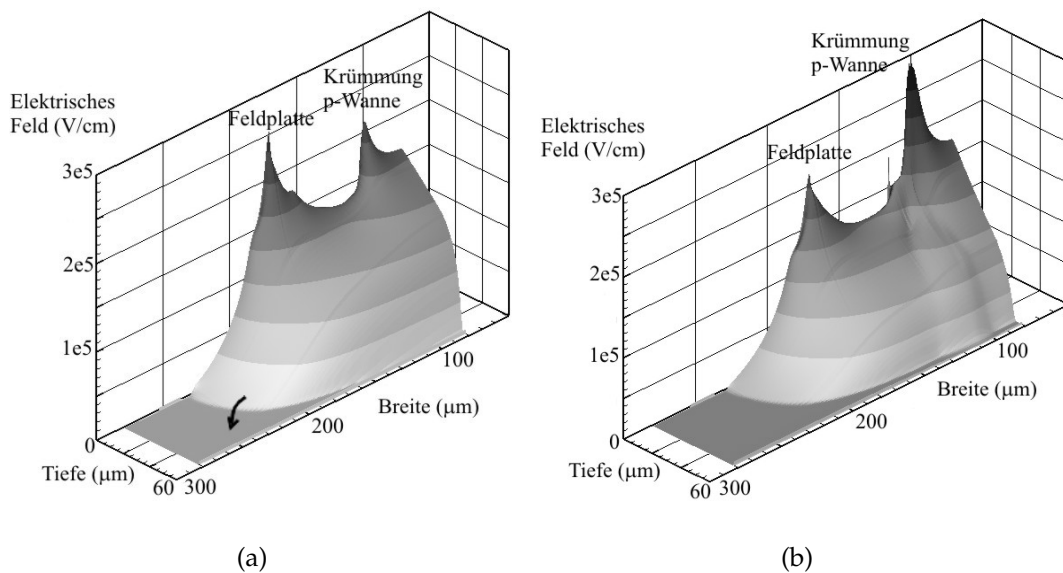


Abbildung 5.3: (a) Elektrisches Feld als Höhenprofilardarstellung für 0.01 A. Der positive differentielle Widerstand in der stationären Sperrkennlinie zwischen 0.001 A und 0.03 A in Abb. 5.2a ist durch eine Ausdehnung der Raumladungszone in Pfeilrichtung verursacht. (b) Elektrisches Feld als Höhenprofilardarstellung für 1 A (vgl. Abb. 5.2a).

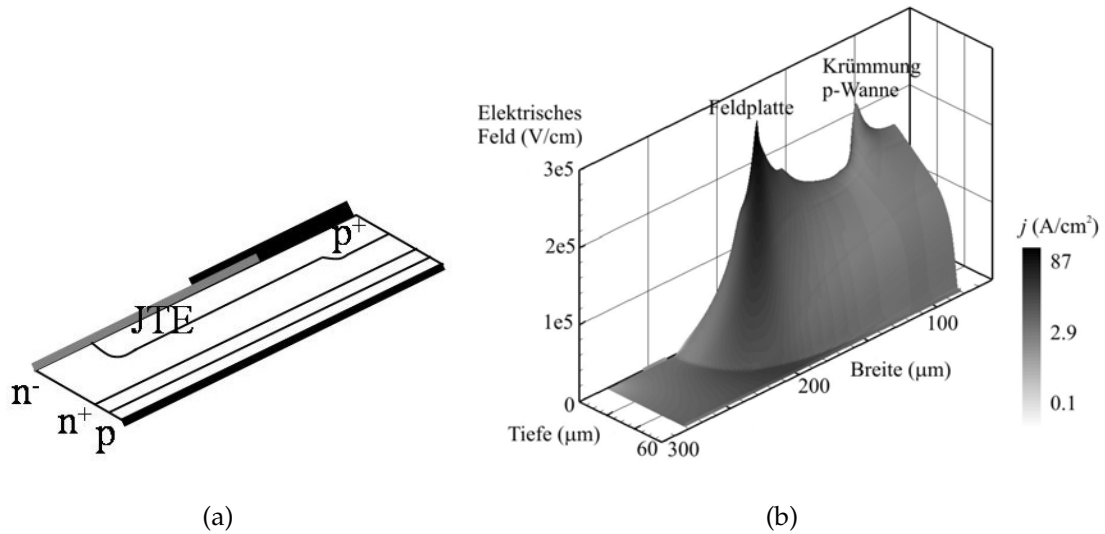


Abbildung 5.4: (a) Schema der JTE-Struktur. (b) Elektrisches Feld als Höhenprofilardarstellung für 0.01 A (vgl. Abb. 5.2a). Die Grauwerte geben die Stromdichte j an.

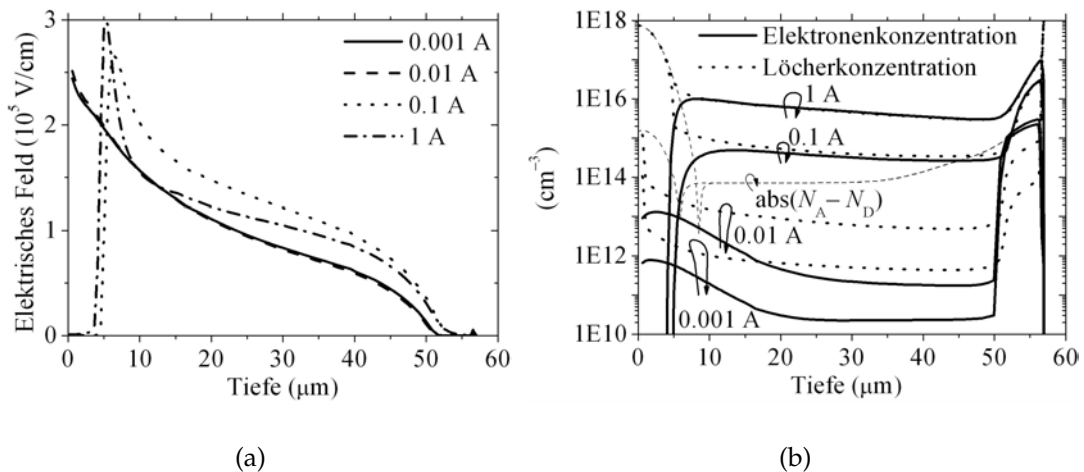


Abbildung 5.5: Verlauf des elektrischen Feldes (a) und der Ladungsträgerkonzentrationen (b) entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke für verschiedene Ströme (vgl. Abb. 5.2a). Der Ort der maximalen elektrischen Feldstärke befindet sich für Ströme unter 0.03 A oberflächennah unter der Feldplatte. Für Ströme über 0.03 A tritt die größte elektrische Feldstärke an der Krümmung der p-Wanne auf.

5.3 Zeitabhängige Analyse des Lawinendurchbruchs

Zur Untersuchung der Avalanche-Festigkeit des JTE-Randabschlusses wurden zeitabhängige Messungen an IGBT-Chips mit einem JTE-Randabschluss und Simulationen der JTE-Struktur im Lawinendurchbruch durchgeführt. Zunächst werden die Messungen und dann die Simulationen sowie deren Analyse vorgestellt.

5.3.1 Messungen an IGBT-Chips mit einem JTE-Randabschluss

In Abb. 5.6 ist eine Messung an einem IGBT-Chip mit einem JTE-Randabschluss dargestellt. Über eine Zeitdauer von $100 \mu\text{s}$ liegt eine konstante Sperrspannung oberhalb der stationären Durchbruchspannung an dem Bauelement, und der resultierende Strom wird gemessen. Der Stromfluss im Lawinendurchbruch ist ununterbrochen und nimmt mit zunehmender Zeit leicht ab.

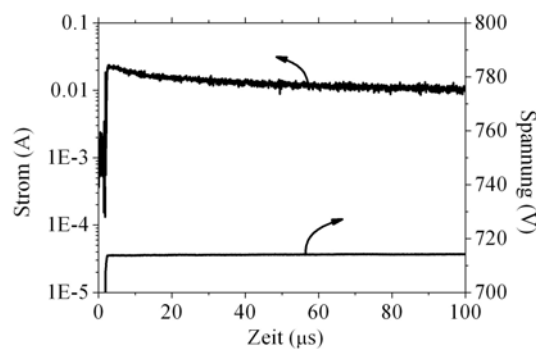


Abbildung 5.6: Messung an einem IGBT-Chip mit einem JTE-Randabschluss. Die konstante Sperrspannung liegt $100 \mu\text{s}$ an dem IGBT-Chip, und der resultierende Strom wird gemessen.

5.3.2 Simulation des Stromverlaufs unter Berücksichtigung der Wärmegeneration

Um die Avalanche-Festigkeit der JTE-Struktur zu untersuchen, wurden begleitend zu den Messungen Simulationen durchgeführt. Abb. 5.7 zeigt eine Simulation wie in Abschnitt 4.3 beschrieben mit der JTE-Struktur sowie den zugehörigen Verlauf der maximalen Temperatur in dieser Struktur. Bei einer konstanten Sperrspannung fließt im Lawinendurchbruch ein ununterbrochener Strom, der mit zunehmender Zeit leicht abnimmt. Die Übereinstimmung mit den Messungen aus Abschnitt 5.3.1 ist sehr gut. Die angelegten Sperrspannungen in Messung und Simulation unterscheiden sich, da die den Simulationen zugrunde liegenden Modelle für die Lawinenmultiplikation die Durchbruchspannung unterschätzen (vgl. Abschnitt 2.4) und eine vereinfachte Geometrie verwendet wurde.

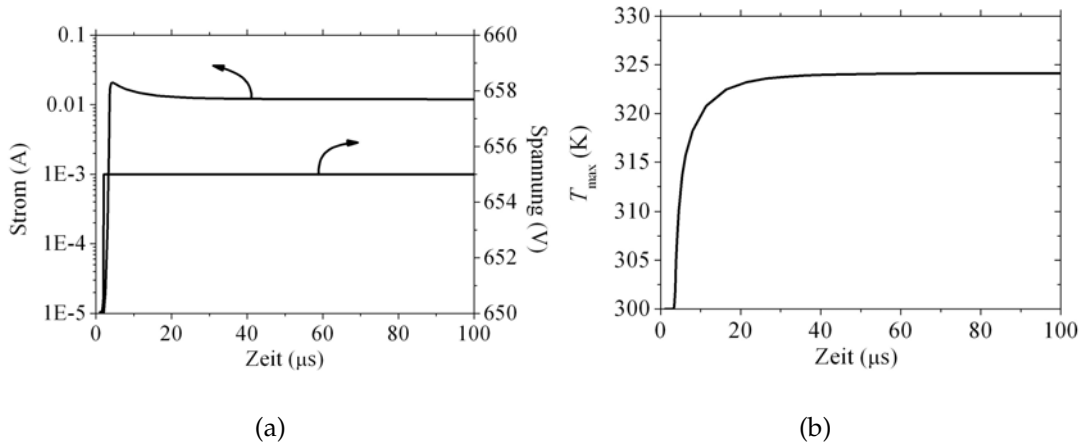


Abbildung 5.7: (a) Simulierter Stromverlauf der JTE-Struktur im Lawinendurchbruch als Funktion der Zeit. (b) Maximale Temperatur T_{\max} in der JTE-Struktur als Funktion der Zeit.

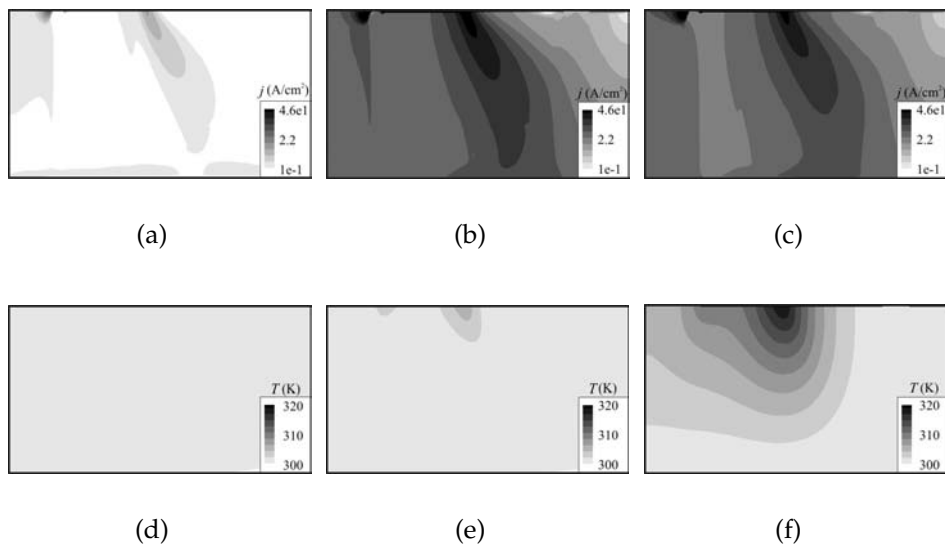


Abbildung 5.8: Stromdichte j und Temperaturverteilung T in der JTE-Struktur für verschiedene Zeiten (vgl. Abb. 5.7 und Abb. 5.9). (a), (d): $3 \mu\text{s}$, (b), (e): $4 \mu\text{s}$, (c), (f): $10 \mu\text{s}$.

5.3.3 Analyse relevanter physikalischer Größen: Elektrisches Feld, Ladungsträgerdichten, Generationsrate, Temperatur

In den in Abschnitt 5.3.2 vorgestellten Simulationen der JTE-Struktur entwickelt sich ein ununterbrochener Stromfluss im Lawinendurchbruch. Dies ist verknüpft mit einem Stromfilament, das sich unterhalb der Region des Lawinendurchbruchs bildet, an dieser Stelle verbleibt und durch den Anstieg der Temperatur leicht abgeschwächt wird (Abb. 5.8). Dies wird im Folgenden näher erläutert.

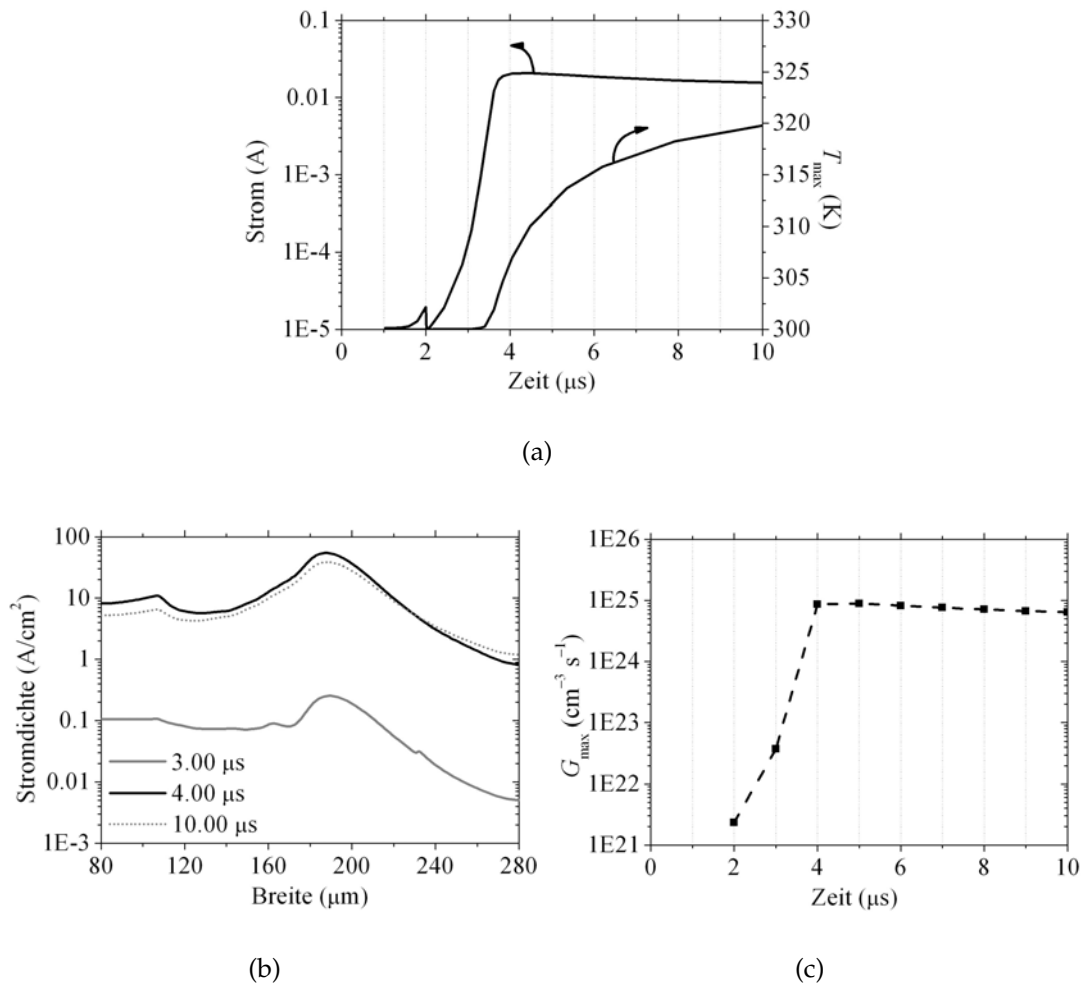


Abbildung 5.9: (a) Anfangsphase der Stromentwicklung und der maximalen Temperatur T_{\max} in der JTE-Struktur (vgl. Abb. 5.7). (b) Stromdichte entlang eines horizontalen Schnitts für verschiedene Zeiten (vgl. Abb. 5.9a). (c) Maximale Generationsrate G_{\max} in der JTE-Struktur als Funktion der Zeit.

Abb. 5.9a zeigt die Anfangsphase der Stromentwicklung und die Entwicklung der maximalen Temperatur T_{\max} in der JTE-Struktur im Lawinendurchbruch. Das maximale elektrische Feld befindet sich in der transienten Simulation wie in der stationären Sperrkennlinie für Ströme kleiner 0.03 A oberflächennah unter der Feldplatte. In Abb. 5.10a ist das elektrische Feld als Höhenprofil für den Zeitpunkt 4 μs gezeigt; die Grauskalierung entspricht der Stromdichte. Unter der Region des Lawinendurchbruchs entwickelt sich ein Stromfilament, dabei ist die Stromdichte über die Breite (Abb. 5.9b) wie in der stationären Sperrkennlinie für Ströme kleiner als 0.03 A vergleichsweise homogen. Die Größenordnung des Stroms bewegt sich in einem Bereich, in dem die Konzentrationen der durch Stoßionisation generierten Elektronen und Löcher unterhalb der Dotierungskonzentration bleiben und daher das elektrische Feld nur leicht modifizieren (Abb. 5.10b). Durch die Wärmegeneration erhöht sich die Temperatur im Be-

reich des Lawinendurchbruchs, und folglich sinken die Ionisationskoeffizienten. Daher nehmen die Generationsrate (Abb. 5.9c) und der Strom leicht ab. Schließlich wird ein stabiler stationärer Zustand erreicht, in dem der Strom und die Temperatur konstante Werte annehmen (Abb. 5.7), das heißt, die Wärmegeneration ist gleich dem Abfluss an Wärme durch den thermischen Kontakt auf der Rückseite.

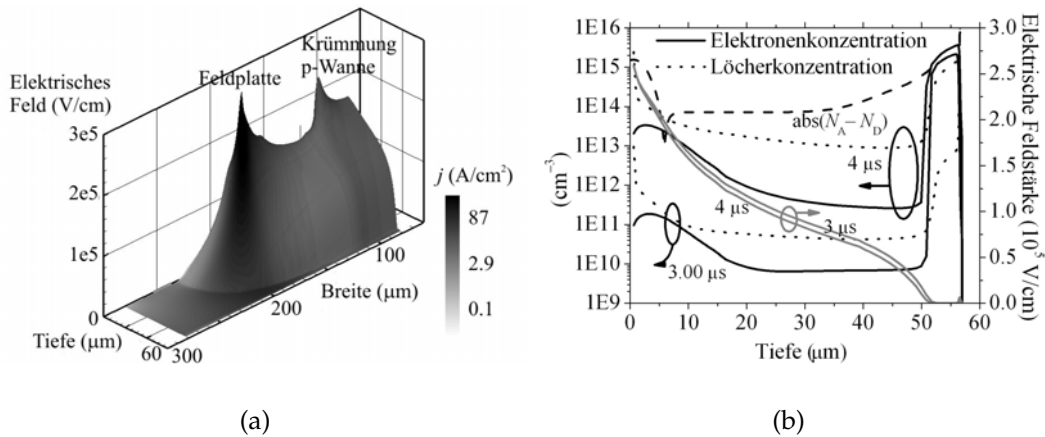


Abbildung 5.10: (a) Elektrisches Feld als Höhenprofil für den Zeitpunkt $4 \mu\text{s}$ (vgl. Abb. 5.9a). Die Grauskalierung entspricht der Stromdichte j . (b) Elektronen- und Löcherkonzentration sowie das elektrische Feld für zwei verschiedene Zeitpunkte (vgl. Abb. 5.9a) entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke.

5.4 Korrelation zwischen stationärer Kennlinie und transienter I-U-Trajektorie

Die stationäre Sperrkennlinie der JTE-Struktur zeigt bei einer Temperatur von 300 K im Bereich von 0.001 A bis 0.03 A einen Zweig mit positivem differentiellen Widerstand (Abb. 5.11a). Eine kleine Spannungserhöhung in diesem Strombereich resultiert also in einem kontinuierlichem, aber limitierten Anwachsen der Generationsrate und damit auch des Stroms. Die transienten Simulationen, ausgeführt in diesem Bereich, zeigen einen ununterbrochenen Stromfluss im Lawinendurchbruch. Wie in der stationären Sperrkennlinie folgt einer Spannungsrampe eine moderate und langsame Zunahme des Stroms. Als Konsequenz ist die Temperaturerhöhung moderat und langsam (vgl. im Kontrast dazu VLD-Struktur, Kapitel 6). Die stationäre Sperrkennlinie verschiebt sich aufgrund der moderaten Temperaturerhöhung leicht zu höheren Spannungen (Abb. 5.11a); das heißt, für einen fixierten Spannungswert sinkt der Strom. Dies gilt analog für die transienten Simulationen, die bei einer konstanten Spannung durchgeführt wurden. In Abb. 5.11b sind die zeitabhängigen Zustände der JTE-Struktur in der Strom-Temperatur-Ebene dargestellt. Zunächst steigt der Strom moderat aufgrund der Spannungsrampe und sinkt dann bei konstant angelegter Spannung

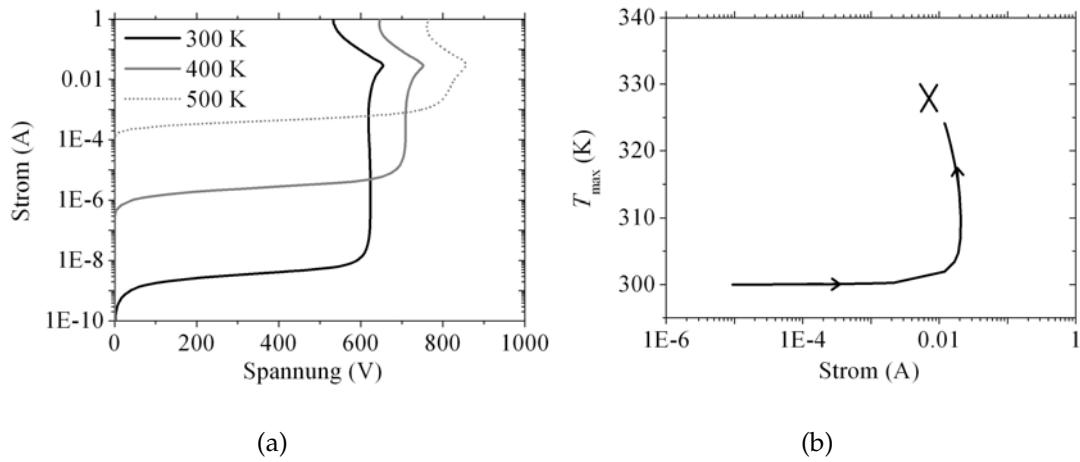


Abbildung 5.11: (a) Stationäre Sperrkennlinien der JTE-Struktur für verschiedene Temperaturen (Simulation). (b) Zeitabhängige Zustände in der Strom-Temperatur-Ebene. Im Lawinendurchbruch erreicht die JTE-Struktur einen stabilen stationären Zustand, markiert mit einem Kreuz.

durch die Temperaturerhöhung. Schließlich erreicht die JTE-Struktur im Lawinendurchbruch einen stabilen stationären Zustand (in Abb. 5.11b markiert mit einem Kreuz), das heißt, Wärmegeneration und Wärmeabfluss sind im elektrothermischen Gleichgewicht.

6 Der „Variation of Lateral Doping“-Randabschluss (VLD)

Zunächst werden die VLD-Struktur eingeführt und die stationäre Sperrkennlinie analysiert. Daraufhin folgt wie in Kapitel 5 eine Untersuchung des zeitabhängigen Lawinendurchbruchs anhand von Messungen und Simulationen. Bei der VLD-Struktur zeigt sich im Lawinendurchbruch eine periodische Folge von Stromspitzen, von denen jede durch einen Stromfilamentierungsprozess bedingt ist. Es werden ein Filamentierungsvorgang sowohl bei selbstauslöschenden als auch bei wandernden Stromfilamenten und die periodische Folge von Stromspitzen anhand von physikalischen Größen, zum Beispiel der Ladungsträgerdichten untersucht. Der Einfluss eines nichtidealen Wärmeaustauschs, der Wärmegeneration und des p-Emitters wird in den folgenden Abschnitten analysiert. Abschließend wird die Korrelation zwischen stationärer Sperrkennlinie und transien-ter I-U-Trajektorie gezeigt.

6.1 Aufbau der VLD-Struktur

Ein VLD-Randabschluss, der durch eine Feldplatte unterstützt wird, ist schematisch in Abb. 6.1a dargestellt. In dieser Struktur schließt sich an die eigentliche p^+ -Wanne eine lateral inhomogene p^- -Dotierung an. Der Verlauf der Dotierung entlang eines horizontalen Schnitts ist in Abb. 6.1b dargestellt. Die VLD-Dotierung ist eine graduell nach rechts abnehmende p-Dotierung. Links an die gezeigte Randstruktur schließt sich das IGBT-Zellenfeld an (vgl. Kapitel 7).

6.2 Simulation und Analyse der stationären Sperrkennlinie bei konstanter Temperatur

Abb. 6.2a zeigt eine Simulation der stationären Sperrkennlinie der VLD-Struktur bei einer konstanten Temperatur von 300 K. Bei einer Durchbruchspannung von ca. 660 V tritt der stationäre Lawinendurchbruch ein. Das elektrische Feld an der Krümmung der p-Wanne übersteigt den kritischen Wert von $2.5 \cdot 10^5$ V/cm, und der Avalanche-Strom steigt. Das sich bildende Stromfilament unterhalb der Region des Lawinendurchbruchs ist verbunden mit einem nahezu vertikalen Stromfluss (Abb. 6.3b), und die Stromdichte über die Breite (Abb. 6.2b) ist vergleichs-

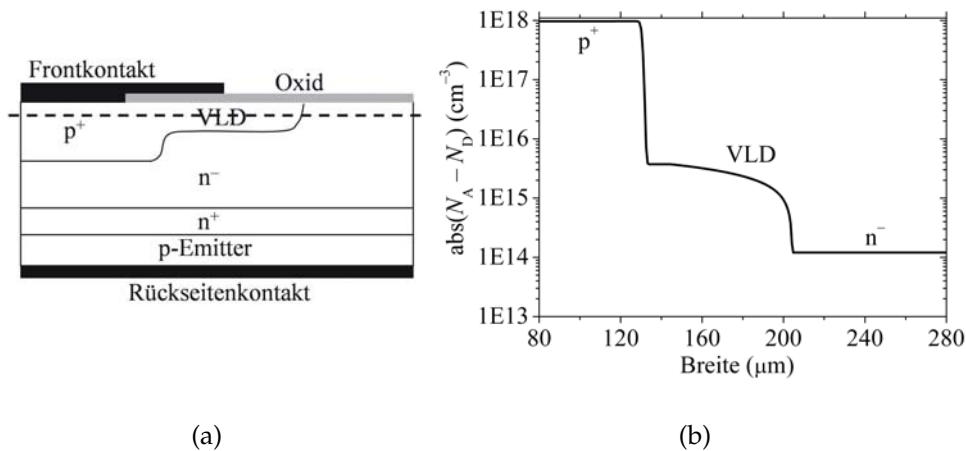


Abbildung 6.1: (a) Schema der VLD-Struktur. (b) Lateraler Dotierungsverlauf der VLD-Struktur. Dargestellt ist der Betrag der Differenz zwischen der Donator-Dotierung N_D und der Akzeptor-Dotierung N_A für einen horizontalen Schnitt (vgl. gestrichelte Linie in Abb. 6.1a).

weise inhomogen. In der stationären Strom-Spannungs-Charakteristik liegt für Ströme zwischen 10^{-4} A und 0.2 A ein ausgeprägter Zweig mit negativem differentiellen Widerstand vor. Zunächst nimmt die Steigung des elektrischen Felds in der Driftzone ab einem Strom von 10^{-4} A durch Stoßionisation generierte und vom p-Emitter injizierte Löcher zu, und die Raumladungszone verkürzt sich (Abb. 6.4). Die Konzentrationen der durch Stoßionisation generierten Elektronen und Löcher steigen ab einem Sperrstrom von 0.01 A deutlich über die Dotierungskonzentration und modifizieren das elektrische Feld erheblich (Abb. 6.4). Damit ergibt sich ein Strombereich bis 0.2 A, in dem ein deutlicher Spannungsrückgang in der stationären Sperrkennlinie vorliegt. Dieser Bereich wird verursacht durch eine Aufteilung des elektrischen Felds am pn-Übergang, durch die zunehmende Steigung des elektrischen Felds in der Driftzone aufgrund der hohen Löcherkonzentration sowie eine Verkürzung der Raumladungszone. Für Ströme oberhalb von 0.2 A steigt die Spannung in der stationären Sperrkennlinie erneut an, das heißt, es liegt ein Zweig mit positivem differentiellen Widerstand vor. Durch eine Aufteilung des elektrischen Felds am pn-Übergang und eine weitgehende Kompensation der Ladungsträger in der Driftzone weitet sich die Raumladungszone aus (Abb. 6.4). Dies resultiert in einem Spannungsanstieg. Im Vergleich zur JTE-Struktur (vgl. Kapitel 5) ist die VLD-Struktur so konzipiert, dass in der stationären Sperrkennlinie zunächst ein Zweig mit negativem differentiellen Widerstand auftritt, dem ein Zweig mit positivem differentiellen Widerstand folgt. Der Lawinendurchbruch findet in einer Region statt, in der das elektrische Feld am pn-Übergang durch generierte Ladungsträger ab Strömen von 0.01 A deutlich modifiziert wird und die vertikale Ausdehnung der Raumladungszone einer Beschränkung durch den n-Buffer unterliegt.

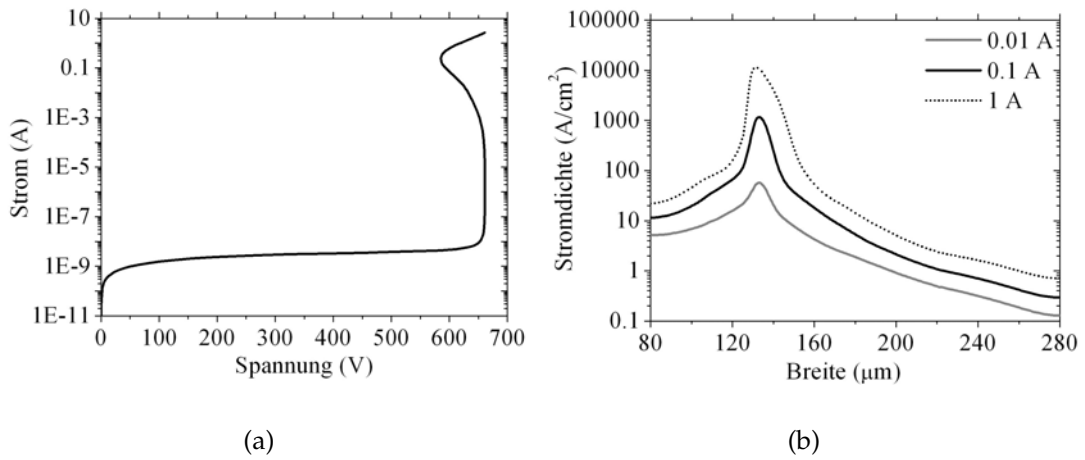


Abbildung 6.2: (a) Stationäre Sperrkennlinie bei konstanter Temperatur (300 K, Simulation). (b) Stromdichte für verschiedene Ströme (vgl. Abb. 6.2a) entlang eines horizontalen Schnitts.

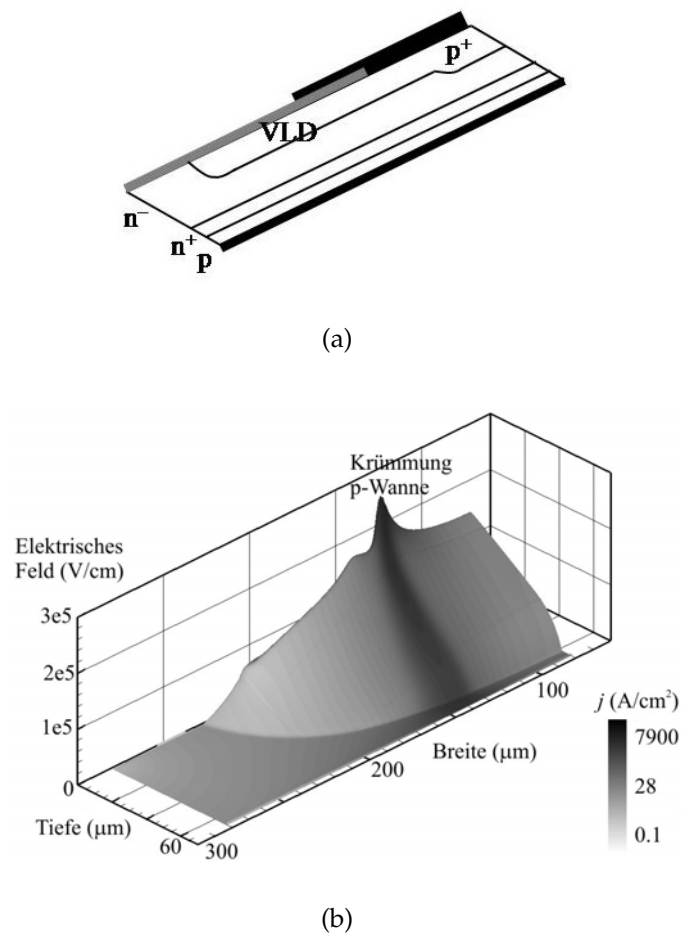


Abbildung 6.3: (a) Schema der VLD-Struktur. (b) Elektrisches Feld als Höhenprofil für 0.1 A (vgl. Abb. 6.2a). Die Grauwerte geben die Stromdichte j an.

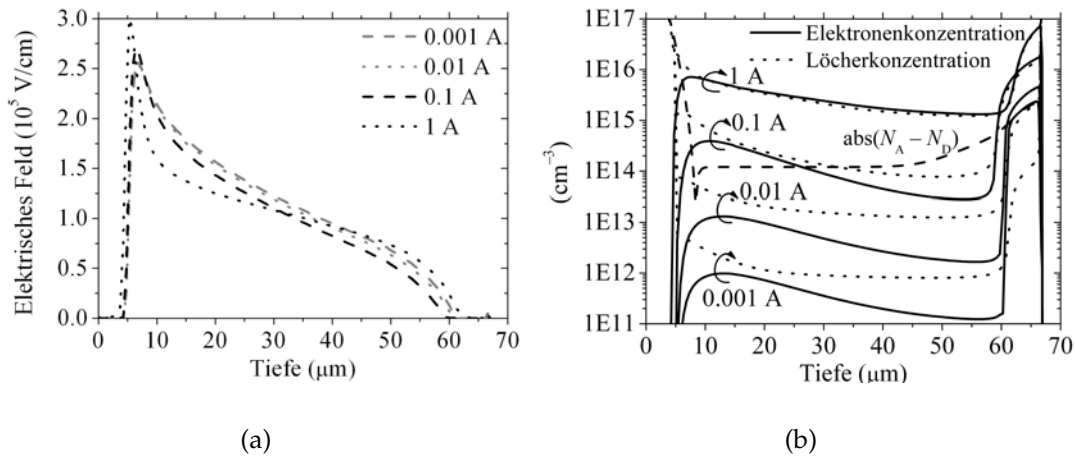


Abbildung 6.4: Verlauf des elektrischen Felds (a) und der Ladungsträgerkonzentrationen (b) entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke für verschiedene Ströme (vgl. Abb. 6.2a). Der Ort der maximalen elektrischen Feldstärke ist an der Krümmung der p-Wanne lokalisiert.

6.3 Zeitabhängige Analyse des Lawinendurchbruchs

Zur Untersuchung der Robustheit der VLD-Technik wurden wie in Kapitel 5.3 zeitabhängige Messungen an IGBT-Teststrukturen mit einem VLD-Randabschluss und Simulationen der VLD-Struktur im Lawinendurchbruch durchgeführt. Zunächst werden die Messungen und daran anschließend die Simulationen sowie deren Analyse vorgestellt.

6.3.1 Messungen an IGBT-Teststrukturen mit einem VLD-Randabschluss

In Abb. 6.5 ist eine Messung an einer IGBT-Teststruktur mit einem VLD-Randabschluss dargestellt. Über einen Zeitraum von $100 \mu\text{s}$ liegt eine konstante Sperrspannung oberhalb der stationären Durchbruchspannung an dem Bauelement; der resultierende Strom wird gemessen. Im Lawinendurchbruch ergibt sich eine periodische Folge von Stromspitzen. Die Stromspitzen sind teilweise verbreitert und bestehen aus einer Superposition von einzelnen Spitzen (Abb. 6.6a). Eine weitere Beobachtung bei den Messungen ist, dass sich die Anzahl der Stromspitzen pro Zeiteinheit bei einer größeren Sperrspannung erhöht, das heißt, die Periode der Stromspitzen sinkt mit steigender Spannung (Abb. 6.6b).

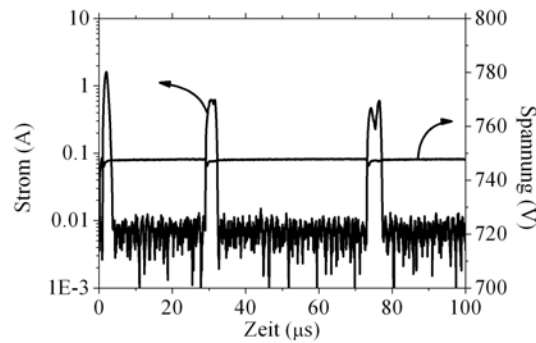


Abbildung 6.5: Messung an einer IGBT-Teststruktur mit einem VLD-Randabschluss. Bei einer konstant anliegenden Sperrspannung ergibt sich eine periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch.

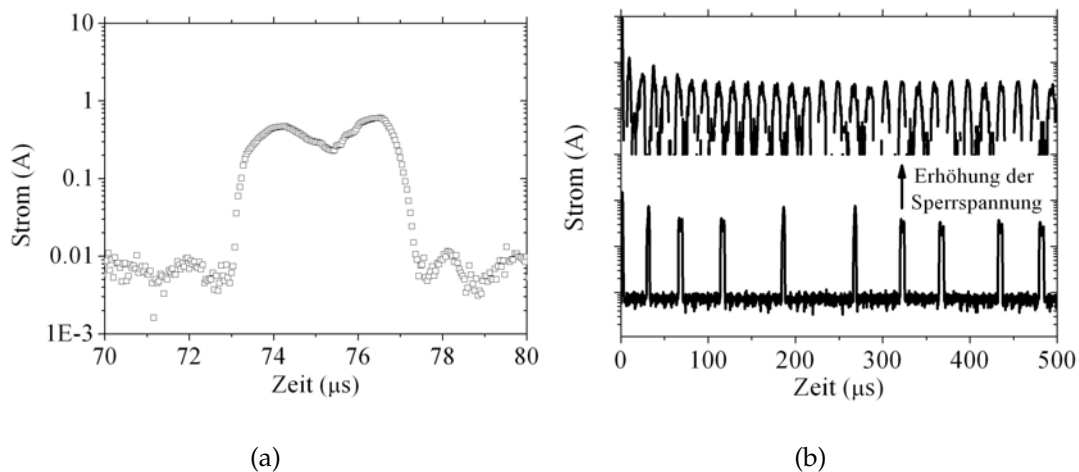


Abbildung 6.6: (a) Vergrößerung einer einzelnen Stromspitze (vgl. Abb. 6.5). (b) Zwei Messungen bei unterschiedlicher konstanter Sperrspannung. Wird die Sperrspannung erhöht, sinkt die Periode der Stromspitzen.

6.3.2 Selbstausslöschende Stromfilamente

6.3.2.1 Simulation des Stromverlaufs unter Berücksichtigung der Wärmegeneration

Analog zu Kapitel 5.3.2 wurden für die VLD-Struktur Simulationen zur Verifizierung der Messungen sowie zur Analyse der physikalischen Hintergründe unter Berücksichtigung der Wärmegeneration im Lawinendurchbruch durchgeführt. Abb. 6.7 zeigt Simulationen für zwei unterschiedliche konstante Sperrspannungen oberhalb der stationären Durchbruchspannung im Lawinendurchbruch. Wie in den Messungen ergibt sich eine periodische Folge von Stromspitzen. Bei einer Erhöhung der Sperrspannung nimmt die Anzahl der Stromspitzen pro Zeitinter-

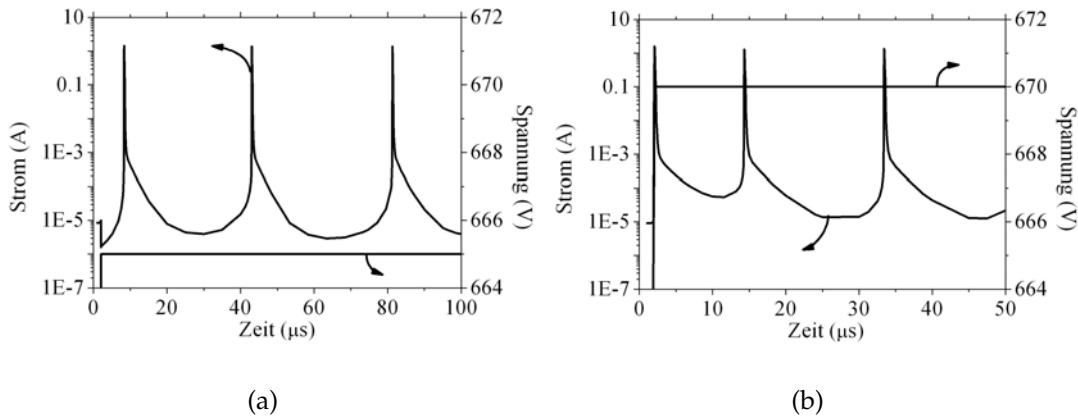


Abbildung 6.7: Simuliertes Stromverhalten der VLD-Struktur im Lawinendurchbruch für zwei unterschiedliche konstante Sperrspannungen. Im Lawinendurchbruch zeigt sich eine periodische Folge von Stromspitzen, die Periode der Stromspitzen sinkt mit steigender Sperrspannung. (a) Sperrspannung U_1 . (b) Sperrspannung U_2 mit $U_2 > U_1$.

vall zu, das heißt, die Periode sinkt mit steigender Sperrspannung. Dass sich in der Simulation und Messung unterschiedliche Sperrspannungen ergeben, liegt an der Verwendung von bestimmten Modellen (vgl. Abschnitt 2.4) sowie einer vereinfachten Geometrie in der Simulation. Außerdem unterscheidet sich die Breite der simulierten und der gemessenen Stromspitzen in etwa um den Faktor 5 bis 10. Diese Diskrepanz tritt nicht mehr auf, wenn der Randabschluss mit einem Teil des aktiven Bereichs des IGBT-Chips simuliert wird (vgl. Kapitel 7).

6.3.2.2 Analyse relevanter physikalischer Größen für einen Stromfilamentierungsprozess: Elektrisches Feld, Ladungsträgerdichten, Generationsrate, Temperatur

In der VLD-Struktur treten in den Simulationen und Messungen eine periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch auf. In diesem Abschnitt wird zunächst eine Stromspitze und in Abschnitt 6.3.2.3 die Folge der Stromspitzen analysiert. Eine Stromspitze sowie die Entwicklung der maximalen Temperatur in der VLD-Struktur sind in Abb. 6.8a dargestellt. Abb. 6.9 zeigt die zeitliche Entwicklung der Stromdichte und der Temperatur zu drei Zeitpunkten: Es bildet sich ein Stromfilament, das in der Region des ersten Lawinendurchbruchs verbleibt, sich also nicht als Funktion des Orts bewegt (Abb. 6.8b und Abb. 6.9). Die Region im Bereich des Stromflusses erwärmt sich, und das Stromfilament wird ausgelöscht. Dies wird im Folgenden näher analysiert.

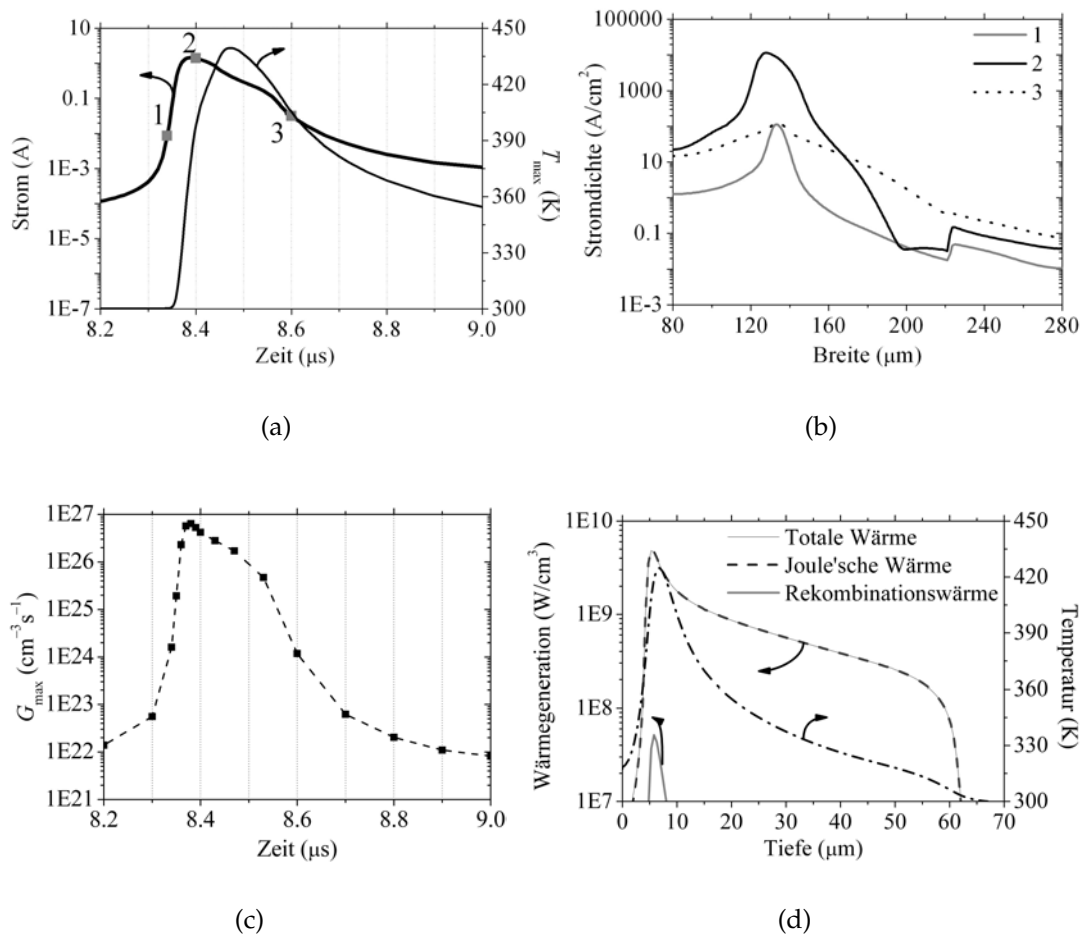


Abbildung 6.8: (a) Darstellung einer Stromspitze und der maximalen Temperatur T_{max} in der VLD-Struktur für ein nicht wanderndes Stromfilament. (b) Stromdichte für drei verschiedene Zeitpunkte (vgl. Abb. 6.8a) entlang eines horizontalen Schnitts. (c) Maximale Generationsrate G_{max} für die Stromspitze in Abb. 6.8a. (d) Wärmegeneration und Temperatur entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke für in etwa den Zeitpunkt 2 (vgl. Abb. 6.8a).

Wie bei der Betrachtung der stationären Sperrkennlinie tritt der Lawinendurchbruch an der Krümmung der p-Wanne auf, und es entwickelt sich ein Stromfilament. Die Konzentrationen der durch Stoßionisation generierten Elektronen und Löcher und vom p-Emitter injizierten Löcher fangen an zu steigen und erhöhen damit die Generationsrate (Abb. 6.8c und Abb. 6.10a), die proportional zu den Ladungsträgerdichten ist. Wird die Konzentration der durch Stoßionisation generierten Ladungsträger vergleichbar mit bzw. größer als die Driftdotierung, wird der elektrische Feldverlauf im Bauelement modifiziert. In Abb. 6.11 sind das elektrische Feld und die Ladungsträgerdichten für drei verschiedene Zeitpunkte entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke dargestellt. Das elektrische Feld wird am pn-Übergang von Zeitpunkt 1 zum Zeitpunkt 2 durch Löcher erheblich aufgesteilt, das heißt, das maximale elektrische

Feld nimmt zu. Folglich steigt die Generationsrate weiter an, da diese proportional zu den Ionisationskoeffizienten ist⁵.

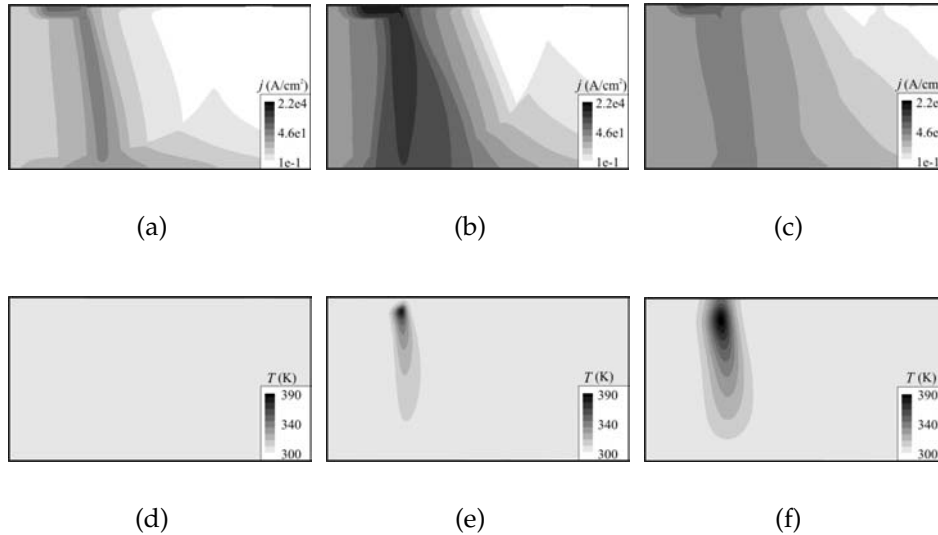


Abbildung 6.9: Stromdichte j und Temperaturverteilung T zu drei verschiedenen Zeitpunkten für ein Stromfilament, das in der Region des ersten Lawinendurchbruchs verbleibt (vgl. Abb. 6.8). (a), (d): Zeitpunkt 1. (b), (e): Zeitpunkt 2. (c), (f): Zeitpunkt 3.

Im Ergebnis führt das Zusammenspiel von Ladungsträgergeneration und der dynamischen Modulation des elektrischen Felds dazu, dass der Avalanchegeführte Strom schnell (ca. 100 ns) und beträchtlich ansteigt, ohne dass sich das Bauelement signifikant erwärmt. Im Anstieg der Stromspitze bei 0.5 A hat sich das Bauelement auf eine maximale Temperatur von 310 K in der Region des Lawinendurchbruchs erwärmt. Im Vergleich zur JTE-Struktur in Kapitel 5 ist der Maximalwert des Stroms in der VLD-Struktur um den Faktor 50 größer und örtlich stärker lokalisiert (Abb. 6.8b). Dementsprechend steigt mit einer Zeitverzögerung von ca. 100 ns die Temperatur drastisch und schnell an (Abb. 6.8a und Abb. 6.10b). In Abb. 6.12 ist das elektrische Feld als Höhenprofilardarstellung für den Zeitpunkt 2 dargestellt, die Grauwerte geben die Stromdichte bzw. die Temperatur an. Im Bereich des Lawinendurchbruchs erwärmt sich die Region aufgrund großer Stromdichten stark. Die maximal erreichte Temperatur in der VLD-Struktur ($T_{\max} = 440$ K) steigt aufgrund der größeren Verlustleistung über die maximal erreichte Temperatur in der JTE-Struktur ($T_{\max} = 320$ K). Die Erwärmung resultiert dabei aus großen Stromdichten und elektrischen Feldern, also Joule'scher Wärme (Abb. 6.8d). Durch den großen Temperaturanstieg in der VLD-Struktur sinken die Ionisationskoeffizienten und folglich auch die Generationsrate erheblich (Abb. 6.10). Als Konsequenz nimmt der Strom rasch ab, und das Stromfilament zerfällt. Eine Stromspitze in der periodischen Abfol-

⁵Die Ionisationskoeffizienten steigen mit einer Erhöhung der elektrischen Feldstärke erheblich an (vgl. Abschnitt 2.1.3).

ge ist also verursacht durch einen Stromfilamentierungsvorgang, der durch ein Wechselspiel zwischen einer dynamischen Modulation des elektrischen Felds und Wärmegeneration bedingt ist.

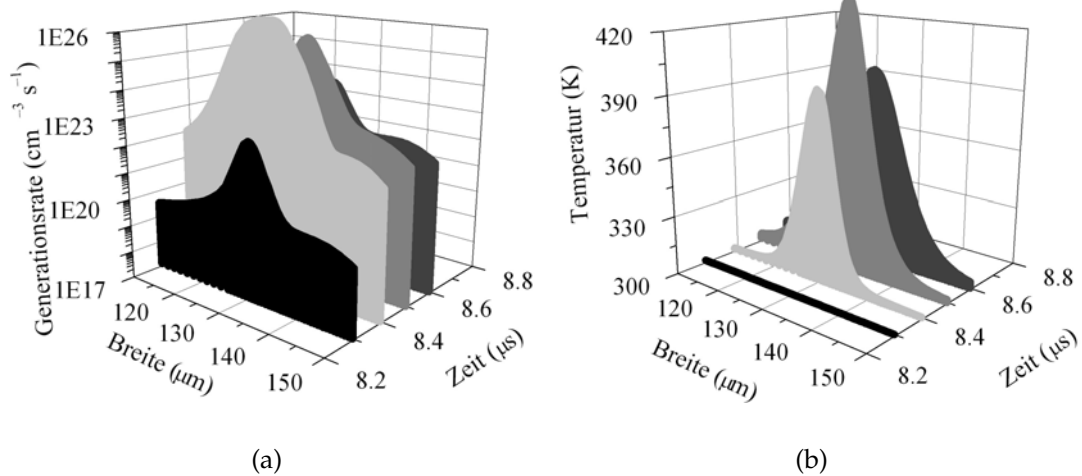


Abbildung 6.10: Generationsrate (a) und Temperaturentwicklung (b) für verschiedene Zeiten (vgl. Stromspitze in Abb. 6.8a) entlang eines horizontalen Schnitts.

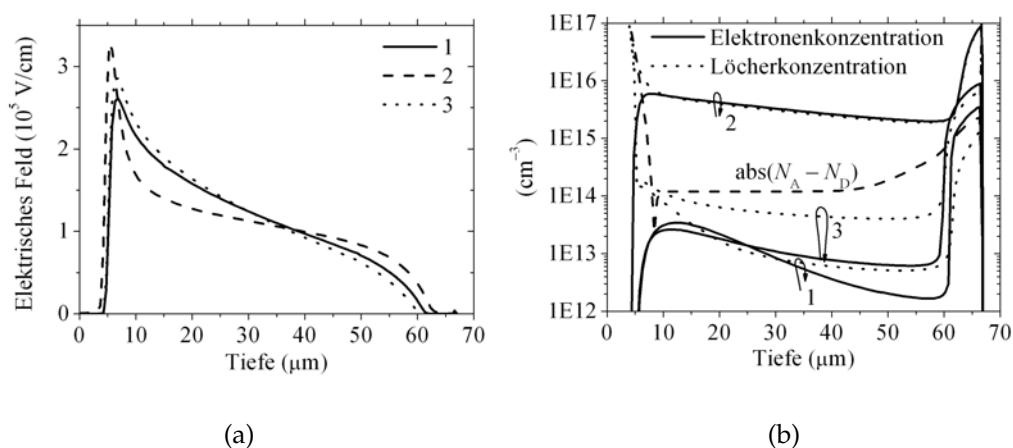


Abbildung 6.11: Elektrisches Feld (a) und Ladungsträgerkonzentrationen (b) für drei verschiedene Zeitpunkte (vgl. Stromspitze in Abb. 6.8a) entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke. Der Ort der maximalen elektrischen Feldstärke ist an der Krümmung der p-Wanne lokalisiert.

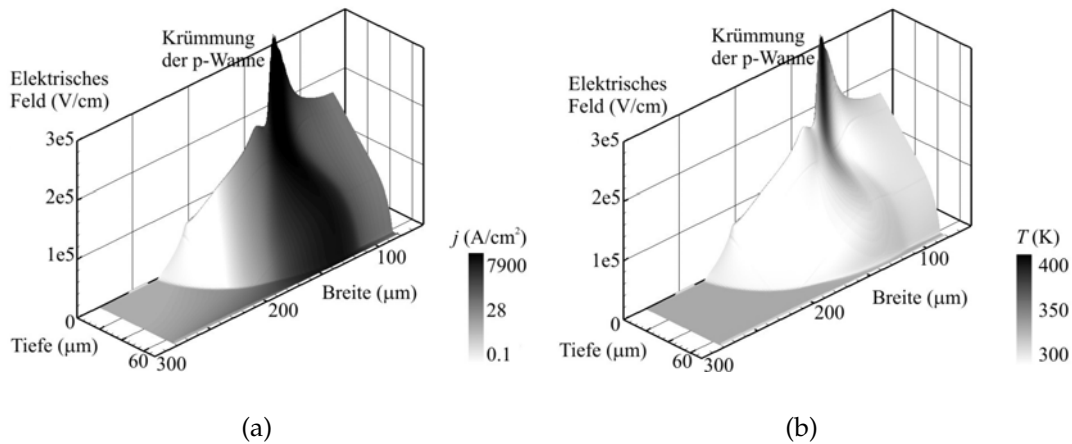


Abbildung 6.12: Elektrisches Feld als Höhenprofilardarstellung für den Zeitpunkt 2 (vgl. Stromspitze in Abb. 6.8a). Die Grauwerte geben die Stromdichte j bzw. die Temperatur T an.

6.3.2.3 Periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch

Die VLD-Struktur zeigt eine periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch (Abb. 6.13a). Nach dem ersten Stromfilamentierungsprozess ist das Bauelement in der Region des Lawinendurchbruchs erwärmt. Abhängig von der angelegten Sperrspannung dauert es nun bis zu $20 \mu\text{s}$ – der Strom klingt ab – und erst dann beginnt der nächste Stromfilamentierungsprozess. Die Ursache für den Zerfall einer Stromspitze ist (vgl. Abschnitt 6.3.2.2), dass durch die hohe Erwärmung die Ionisationskoeffizienten und dementsprechend auch die Generationsrate drastisch sinken (Abb. 6.13b). Ist die durch Stoßionisation generierte Ladungsträgerkonzentration so weit abgesunken (Abb. 6.14b), dass sie unter der Driftdotierung liegt, wird das elektrische Feld nicht mehr modifiziert und nimmt einen konstanten Wert an (Abb. 6.14a). Zwischen $10 \mu\text{s}$ und $25 \mu\text{s}$ sinken bei einem konstanten, maximalen elektrischen Feld die Ladungsträgerdichten leicht weiter, da sukzessive immer weniger Elektronen den p-Emitter erreichen und damit weniger Löcher injiziert werden. Dementsprechend sinken auch die Generationsrate und der Strom leicht. In dieser Zeitspanne kühlt das Bauelement ab und ab ca. $25 \mu\text{s}$ steigen die Generationsrate und damit auch der Strom leicht wieder an. Ab einem Strom von ca. 10^{-4} A , das heißt im Zweig mit negativem differentiellen Widerstand in der stationären Sperrkennlinie (vgl. Abschnitt 6.4), steigt der Strom schlagartig wieder an, und der nächste Stromfilamentierungsprozess beginnt.

In Abb. 6.15 ist wie in Abb. 6.13a eine Simulation der periodischen Stromspitzen im Lawinendurchbruch gezeigt. Die angelegte Sperrspannung ist höher als bei der Simulation in Abb. 6.13a, und die Anzahl der Stromspitzen pro Zeiteinheit erhöht sich. Ursache hierfür ist, dass die Durchbruchspannung mit steigender Temperatur zunimmt. Bei einer höheren Sperrspannung setzt der nächste Stromfilamentierungsprozess bzw. Lawinendurchbruch bei einer höheren Temperatur

an der Krümmung der p-Wanne als bei der in Abb. 6.13a dargestellten Simulation ein, das heißt, die Periode der Stromspitzen sinkt mit steigender Spannung.

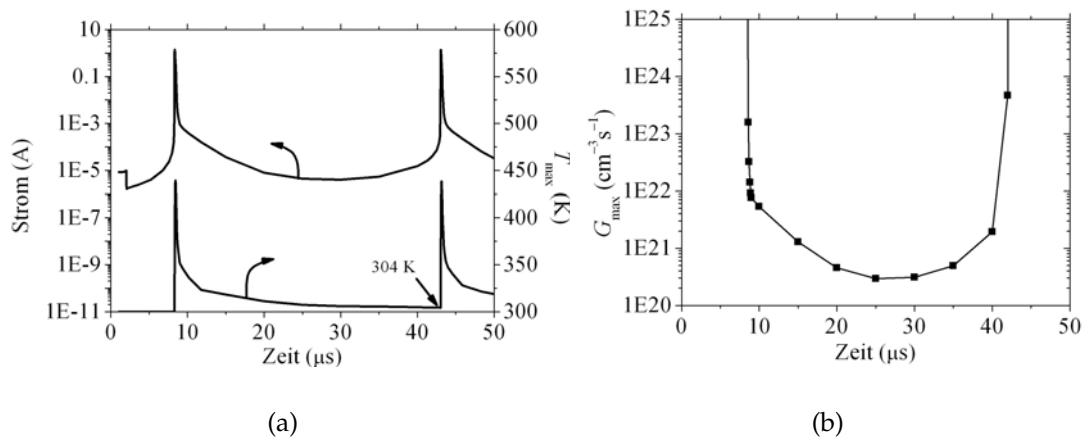


Abbildung 6.13: (a) Strom- und Temperaturentwicklung als Funktion der Zeit in der VLD-Struktur im Lawinendurchbruch für eine konstante Sperrspannung U_1 . (b) Maximale Generationsrate G_{max} zwischen zwei Stromfilamentierungsprozessen.

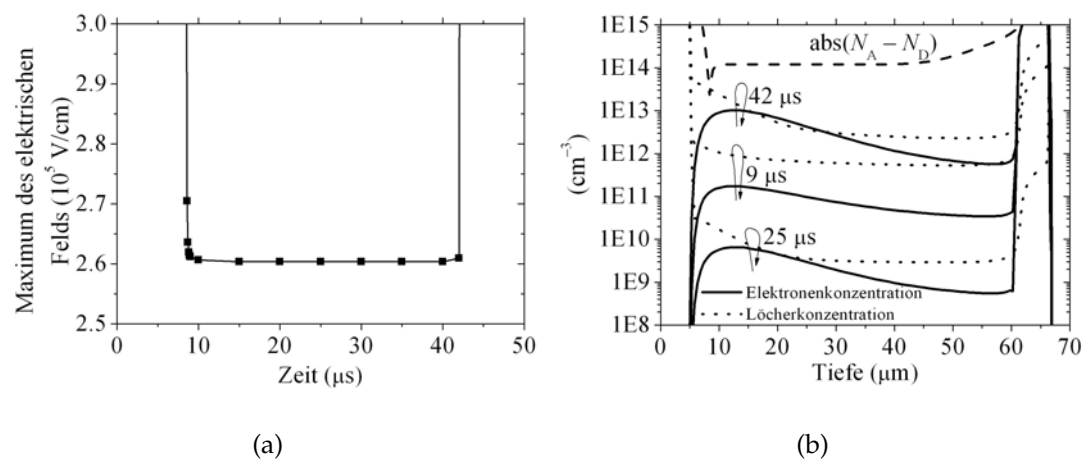


Abbildung 6.14: (a) Das Maximum der elektrischen Feldstärke zwischen zwei Stromfilamentierungsprozessen. (b) Die Ladungsträgerkonzentrationen entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke zwischen zwei Stromfilamentierungsprozessen. Der Ort der maximalen elektrischen Feldstärke ist an der Krümmung der p-Wanne lokalisiert.

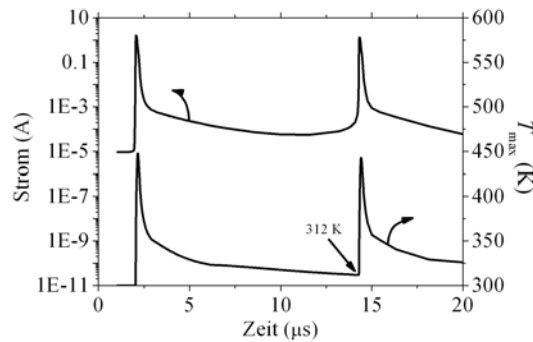


Abbildung 6.15: Strom- und Temperaturentwicklung als Funktion der Zeit im Lawinendurchbruch für eine höhere Sperrspannung U_2 ($U_1 < U_2$) als bei der Simulation in Abb. 6.13a.

6.3.3 Wandernde Stromfilamente – Reduzierung der Avalanche-Festigkeit durch Elektronen- und Löchergeneration

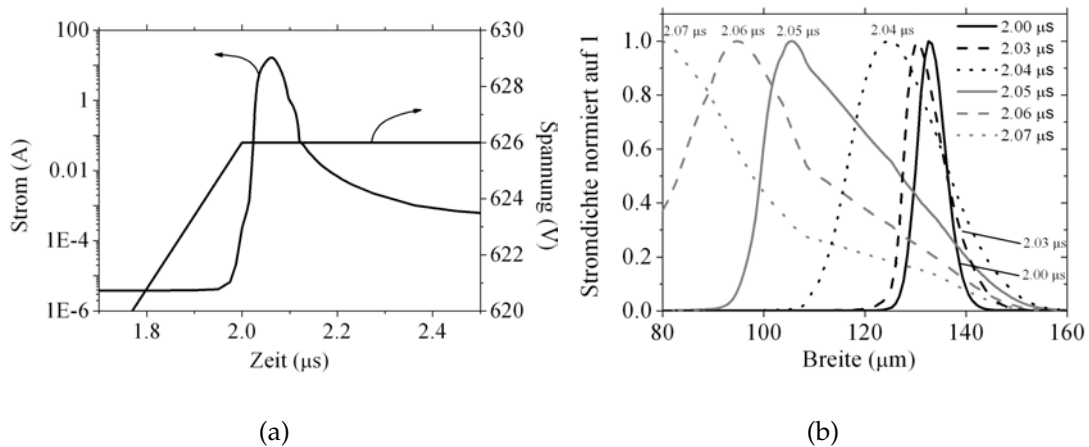


Abbildung 6.16: (a) Stromspitze im Lawinendurchbruch einer VLD-Struktur mit verringerter Substratdicke für ein wanderndes Stromfilament. (b) Normierte Stromdichte für verschiedene Zeiten entlang eines horizontalen Schnitts (vgl. Stromspitze in Abb. 6.16a).

Im Abschnitt 6.3.2 wurde gezeigt, dass eine Stromspitze durch einen Stromfilamentierungsprozess bedingt ist. Das Stromfilament verbleibt in der Region des ersten Lawinendurchbruchs, bewegt sich also nicht als Funktion des Orts. Werden die Simulationsbedingungen oder die Struktur variiert, zum Beispiel durch eine Spannungserhöhung oder eine Reduzierung der Substratdicke, ergibt sich analog eine periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch. Das wandernde Stromfilament bewegt sich nun jedoch als Funktion

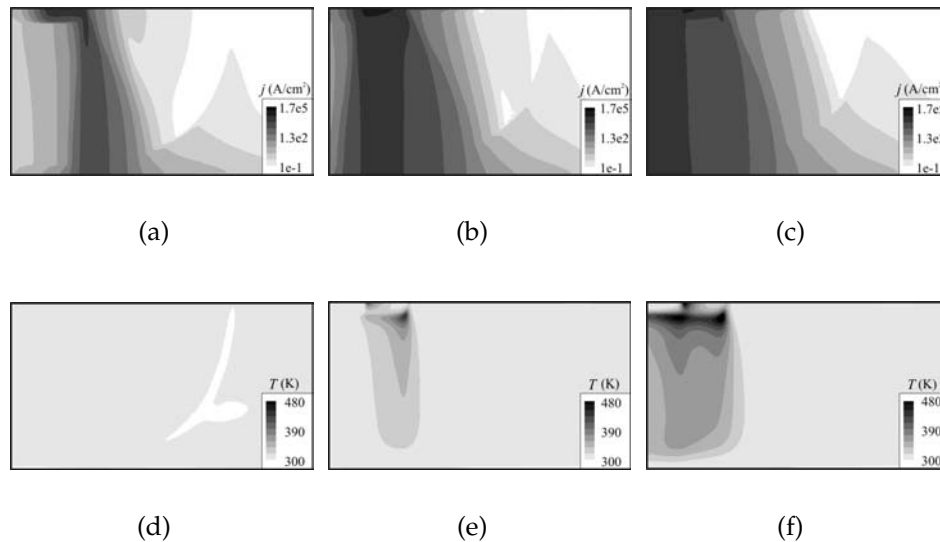


Abbildung 6.17: Stromdichte j und Temperaturverteilung T zu drei verschiedenen Zeitpunkten für ein Stromfilament, das sich in die Region der höheren Avalanche-Festigkeit bewegt (vgl. Abb. 6.16). (a), (d): $2.03 \mu\text{s}$. (b), (e): $2.06 \mu\text{s}$. (c), (f): $2.07 \mu\text{s}$.

des Orts, verbleibt also nicht mehr in der Region des ersten Lawinendurchbruchs. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Simulationen wurden mit einer geringeren Substratdicke als in Abschnitt 6.3.2 durchgeführt. Abb. 6.16a zeigt eine Stromspitze, Abb. 6.16b die normierte Stromdichte für verschiedene Zeiten entlang eines horizontalen Schnitts. Das Maximum der Stromdichte bewegt sich in der VLD-Struktur mit der Zeit nach links (vgl. schematische Darstellung der VLD-Struktur in Abb. 6.1a), das heißt in die Region des planparallelen pn-Übergangs, der eine höhere Avalanche-Festigkeit besitzt als die gekrümmte p-Wanne. Dementsprechend erhöht sich in dieser Region die Temperatur durch Wärmedissipation (Abb. 6.17). Die Bewegung des Stromfilaments wird im Folgenden anhand einer nicht zylindersymmetrischen Simulation exemplarisch erklärt. Abb. 6.18 zeigt eine Stromspitze eines wandernden Stromfilaments; Abb. 6.19 und Abb. 6.20 das elektrische Feld als Höhenprofil für große Ströme für die Zeitpunkte A und B. Die Höhenprofile sind spiegelverkehrt zu der schematischen Darstellung der VLD-Struktur in Abb. 6.1a. Zunächst tritt der Lawinendurchbruch an der Krümmung der p-Wanne auf. Wird die Konzentration der durch Stoßionisation generierten Ladungsträger vergleichbar mit bzw. größer als die Driftdotierung, wird das elektrische Feld an der Krümmung der p-Wanne, aber auch im planparallelen Bereich des pn-Übergangs, erheblich aufgesteilt. In Abb. 6.21 und Abb. 6.22 sind das elektrische Feld als Höhenprofil für den Zeitpunkt A dargestellt; die Grauwerte geben die Stromdichte j bzw. die Temperatur T an. Zum Zeitpunkt A ist das Stromdichtemaximum j_{max} nicht mehr in der Region der maximalen elektrische Feldstärke lokalisiert, da sich das Bauelement dort schon erheblich erwärmt hat, sondern in der Region des planparallelen pn-Übergangs, der durch Stoßionisation generierte Ladungsträger aufgesteilt ist.

Durch diesen Mechanismus – die Region des ersten Lawinendurchbruchs erwärmt sich, der angrenzende Bereich ist bereits durch Stoßionisation generierte Ladungsträger aufgestellt und übernimmt das Strommaximum – bewegt sich das Stromfilament [PBG⁺03, DBS⁺03, Rod04, DBR⁺04, Rod05, NFSKW06].

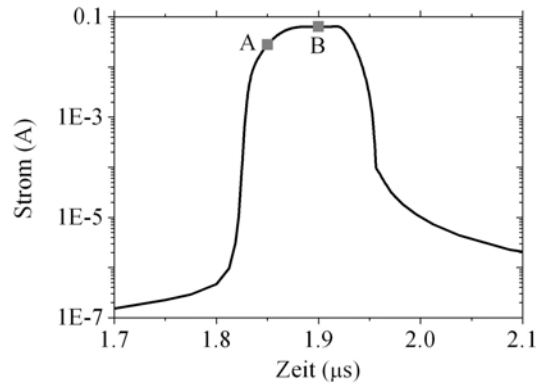


Abbildung 6.18: Stromspitze für ein wanderndes Stromfilament (nicht zylindersymmetrische Simulation).

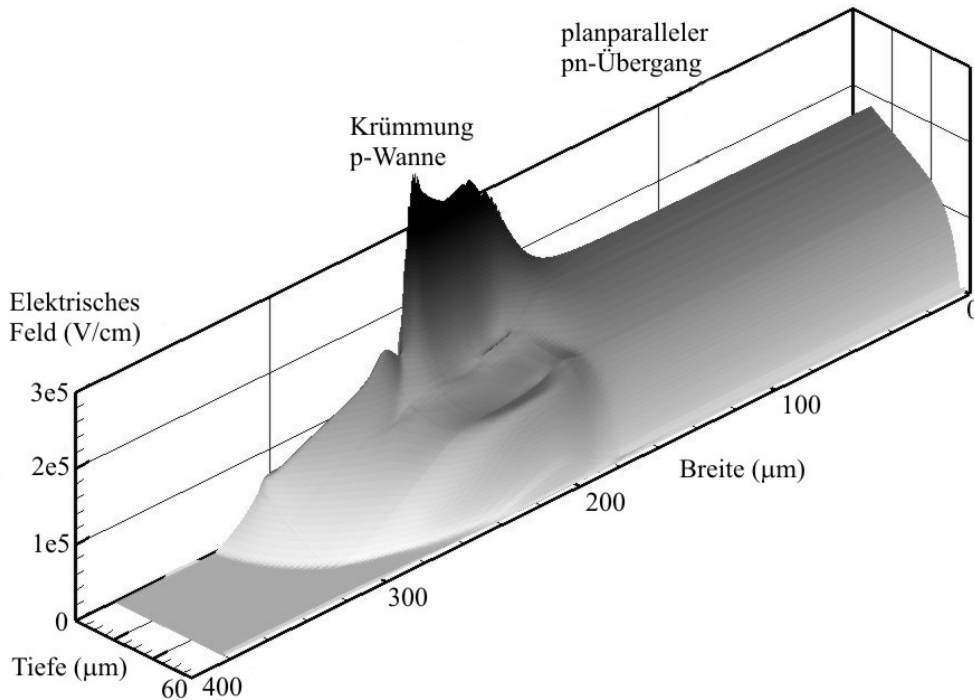


Abbildung 6.19: Elektrisches Feld als Höhenprofil, Zeitpunkt A.

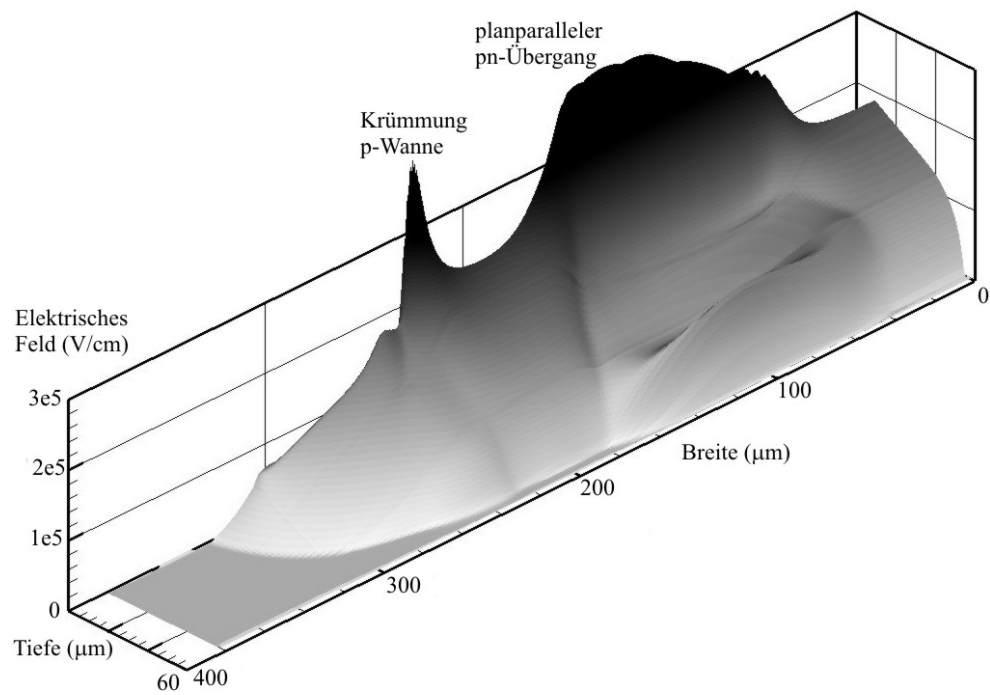


Abbildung 6.20: Elektrisches Feld als Höhenprofil, Zeitpunkt B.

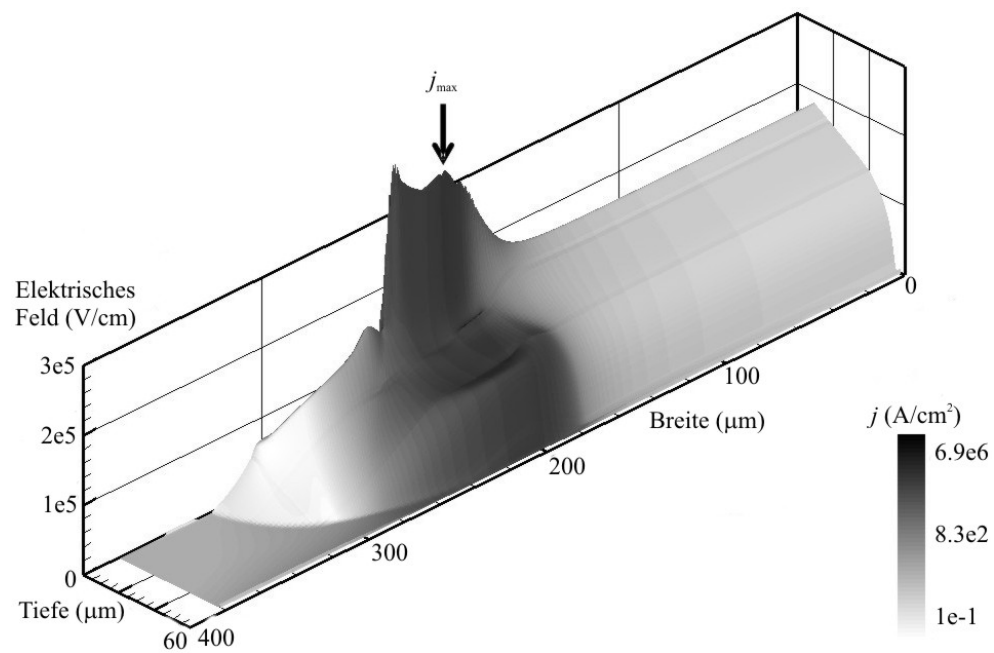


Abbildung 6.21: Elektrisches Feld als Höhenprofil für den Zeitpunkt A. Die Grauwerte geben die Stromdichte j an.

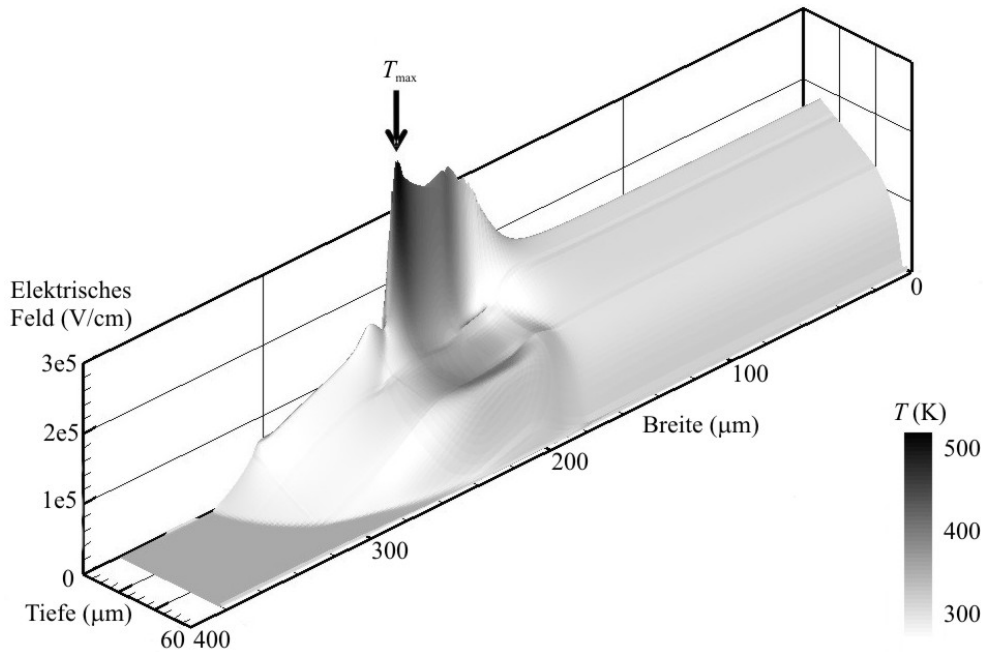


Abbildung 6.22: Elektrisches Feld als Höhenprofil für den Zeitpunkt A. Die Grauwerte geben die Temperatur T an.

6.3.4 Berücksichtigung eines nichtidealen Wärmeaustauschs

Die bisher vorgestellten Simulationen wurden mit einem idealen thermischen Übergang auf der Rückseite der Struktur gerechnet (thermischer Widerstand $R_{th} = 0$). In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass dieser Ansatz gerechtfertigt ist, da ein thermischer Widerstand $R_{th} > 0$ den ersten Stromfilamentierungsprozess nicht beeinflusst. In Abb. 6.23a ist eine Stromspitze ohne und mit Berücksichtigung eines thermischen Widerstands gezeigt. Der Verlauf des Stroms und der Temperatur sind nahezu identisch. Dies liegt daran, dass die Wärme, die am oberen pn-Übergang generiert wird, mehrere μs benötigt, um zum thermischen Kontakt an der Rückseite zu diffundieren⁶ und in der Zeitspanne eines Stromfilamentierungsvorgangs die Temperaturerhöhung sehr lokalisiert ist. In Abb. 6.23b ist die Temperaturverteilung unter Berücksichtigung eines thermischen Widerstands $R_{th} > 0$ für den Zeitpunkt $9 \mu\text{s}$ (vgl. Abb. 6.23a), also nach einem Stromfilamentierungsprozess, gezeigt. Die maximale Temperatur am p-Emitter ist 312 K und damit ist die Erwärmung vernachlässigbar klein. Bei Berücksichtigung eines thermischen Widerstands $R_{th} > 0$ ergibt sich jedoch für den zeitlichen Gesamtverlauf der Folge der Stromspitzen ein anderer Verlauf. In Abb. 6.24 sind zwei

⁶Die Wärmediffusionszeit τ , die die Wärme benötigt, um von der Region des Lawinendurchbruchs zum Rückseitenkontakt zu diffundieren, lässt sich mit $\tau = y^2/\alpha_{th}$ abschätzen. y ist die Wegstrecke und α_{th} die thermische Diffusionskonstante ($\alpha_{th, \text{Silizium}} \approx 1 \text{ cm}^2/\text{s}$). Für $y \approx 60 \mu\text{m}$ ergibt sich $\tau \approx 36 \mu\text{s}$.

Simulationen der VLD-Struktur sowohl ohne als auch mit Berücksichtigung eines thermischen Widerstands im Lawinendurchbruch gezeigt. Mit Berücksichtigung eines thermischen Widerstands $R_{th} > 0$ dauert es ca. 100 μs länger, bis das Bauelement für die angelegte Sperrspannung hinreichend abgekühlt ist und der nächste Stromfilamentierungsprozess eintreten kann.

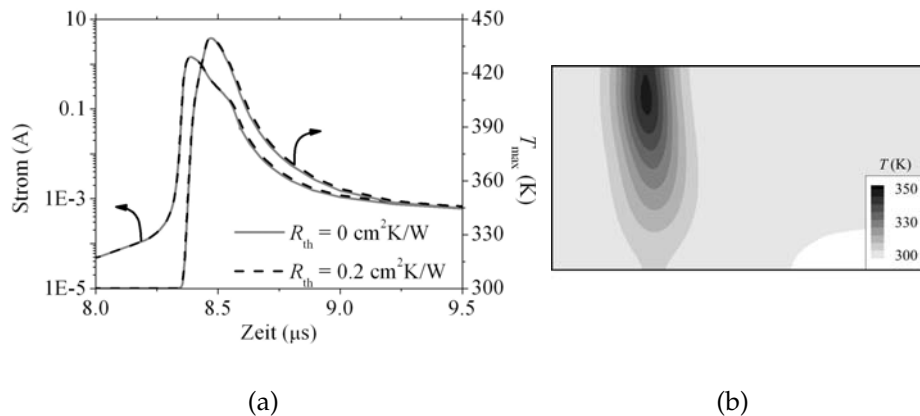


Abbildung 6.23: (a) Vergleich einer Stromspitze im Lawinendurchbruch ohne ($R_{th} = 0$) und mit ($R_{th} > 0$) Berücksichtigung eines thermischen Widerstands. (b) Temperaturverteilung in der VLD-Struktur bei 9 μs mit Berücksichtigung eines thermischen Widerstands. Die maximale Temperatur am p-Emitter ist 312 K (vgl. Abb. 6.23a).

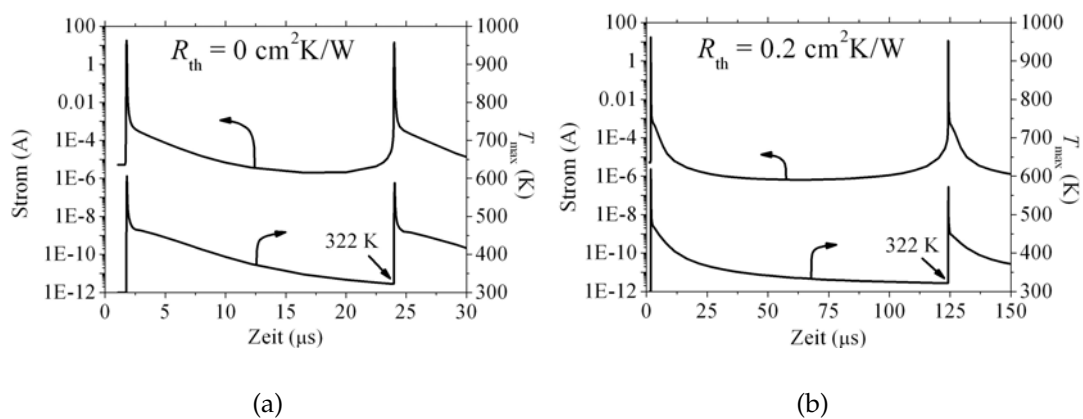


Abbildung 6.24: Simulationen der VLD-Struktur im Lawinendurchbruch mit und ohne Berücksichtigung eines thermischen Widerstands R_{th} . Die konstante Sperrspannung beträgt für beide Simulationen 665 V. Die dargestellten Zeitskalen sind unterschiedlich.

6.3.5 Einfluss des p-Emitters und der Wärmegeneration

Zur weiteren Analyse der stromfilamentierenden Prozesse im Lawinendurchbruch wurden Simulationen der VLD-Struktur ohne p-Emitter sowie Simu-

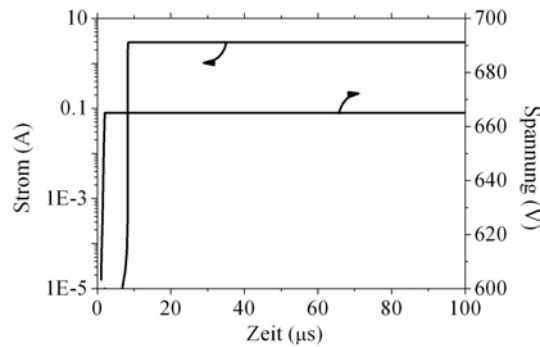


Abbildung 6.25: Simulierter Stromverlauf der VLD-Struktur im Lawinendurchbruch ohne Berücksichtigung der Wärmegeneration. Die Temperatur im Bauelement ist fixiert auf 300 K.

lationen der VLD-Struktur mit p-Emitter ohne Berücksichtigung der Wärmegeneration durchgeführt. Zunächst wird der Einfluss der Wärmegeneration und daran anschließend der Einfluss des p-Emitters auf die periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch untersucht.

Einfluss der Wärmegeneration:

In Abb. 6.25 ist eine transiente Simulation wie in Abschnitt 6.3.2.1 ohne Berücksichtigung der Wärmegeneration dargestellt. Das heißt, für 100 μs liegt eine konstante Sperrspannung oberhalb der stationären Durchbruchspannung an der VLD-Struktur, und die Temperatur ist auf 300 K fixiert. Die zeitlich-periodischen Stromspitzen im Lawinendurchbruch treten nicht mehr auf, es fließt ein konstanter, sehr großer Strom. Nur unter Berücksichtigung der Wärmegeneration bzw. der Temperaturentwicklung in der VLD-Struktur entsteht die periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch, die auch in den Messungen beobachtet wird. Wird die Wärmegeneration also nicht berücksichtigt, fehlt der stromauslöschende Mechanismus, der schließlich in einer periodischen Folge von Stromfilamentierungsprozessen resultiert.

Einfluss des p-Emitters:

Der p-Emitter in IGBTs ist eine mögliche Ursache für Spannungsrückgänge in der stationären Sperrkennlinie [Sim91, HSA⁺00]. Solche Spannungsrückgänge können Stromfilamentierungsprozesse verursachen (vgl. Abschnitt 2.3). Um dies zu überprüfen, wurden Simulationen der VLD-Struktur ohne p-Emitter durchgeführt. Abb. 6.26a zeigt daher die stationäre Sperrkennlinie der VLD-Struktur ohne p-Emitter⁷. Ganz analog wie in der VLD_{mit}-Struktur tritt in der VLD_{ohne}-Struktur der Lawinendurchbruch an der Krümmung der p-Wanne auf. Der prägnante Zweig mit negativem differentiellen Widerstand, der in der Sperrkennlinie der VLD_{mit}-Struktur auftritt, ist nicht mehr vorhanden. Bei Strömen

⁷Im Folgenden wird die VLD-Struktur mit p-Emitter mit VLD_{mit} und die VLD-Struktur ohne p-Emitter mit VLD_{ohne} bezeichnet.

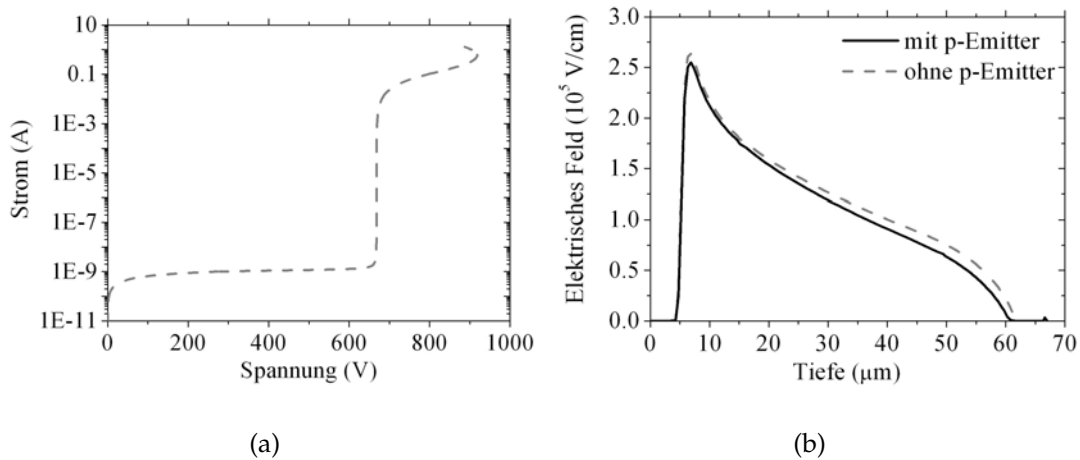


Abbildung 6.26: (a) Stationäre Sperrkennlinie der VLD-Struktur ohne p-Emitter (300 K, Simulation). (b) Vergleich des vertikalen Verlaufs des elektrischen Felds anhand der stationären Sperrkennlinien für einen Strom von 0.01 A für die VLD-Struktur mit und ohne p-Emitter (vgl. Abb. 6.2a und Abb. 6.26a).

zwischen 0.01 A und 0.6 A liegt ein ausgeprägter positiver differentieller Widerstand in der Sperrkennlinie der VLD_{ohne} -Struktur vor, das heißt, mit Zunahme des Stroms steigt die Spannung. Der wichtigste Unterschied liegt darin, dass bei der VLD_{mit} -Struktur das elektrische Feld im Driftbereich durch zusätzliche Löcher steiler wird und damit schon für kleine Ströme ein Spannungsrückgang vorliegt (Abb. 6.26b). Ab 0.01 A wird die Konzentration der durch Stoßionisation generierten Ladungsträger in der VLD_{ohne} -Struktur vergleichbar mit bzw. größer als die Driftdotierung und modifiziert das elektrische Feld erheblich. In Abb. 6.27 ist das elektrische Feld sowie die Ladungsträgerdichten für verschiedene Ströme entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke gezeigt. Das elektrische Feld wird am oberen pn-Übergang wie in der VLD_{mit} -Struktur durch Löcher aufgestellt, dies wird jedoch kompensiert durch eine Ausweitung der Raumladungszone und resultiert in einem Spannungsanstieg. Mit der VLD_{ohne} -Struktur wurden wie in Abschnitt 6.3.2.1 Simulationen durchgeführt, bei denen für 100 μs eine konstante Sperrspannung oberhalb der stationären Durchbruchspannung anliegt. In Abb. 6.28 sind sowohl das Stromverhalten als auch die maximale Temperatur in der VLD_{ohne} -Struktur als Funktion der Zeit gezeigt. Wie in der JTE-Struktur ergibt sich nun ein ununterbrochener Stromfluss im Lawinendurchbruch. Die Temperatur steigt aufgrund der Wärmedissipation, und schließlich erreichen Strom und Temperatur einen stabilen stationären Zustand, in dem Strom und Temperatur konstante Werte annehmen. Die Ursache für dieses im Vergleich zur VLD_{mit} -Struktur abweichende Verhalten wird im Abschnitt 6.4 insbesondere anhand der stationären Sperrkennlinien erörtert. Da die VLD_{ohne} -Struktur einem Randabschluss für eine Diode oder einen MOSFET entspricht, wurden Vergleichsmessungen an einer Diode durchgeführt. Die Messung an einer Diode im Lawinendurchbruch

in Abb. 6.29 zeigt einen ununterbrochenen Stromfluss und bestätigt damit die Simulationen.

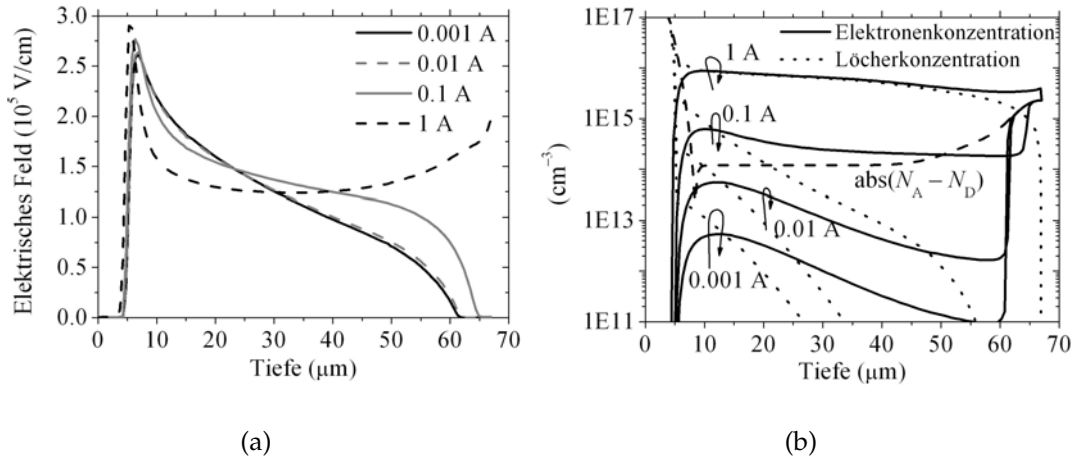


Abbildung 6.27: Elektrisches Feld (a) und Ladungsträgerkonzentrationen (b) für verschiedene Ströme der stationären Sperrkennlinie der VLD-Struktur ohne p-Emitter (vgl. Abb. 6.26a) entlang eines vertikalen Schnitts am Ort der maximalen elektrischen Feldstärke. Der Ort der maximalen elektrischen Feldstärke ist an der Krümmung der p-Wanne lokalisiert.

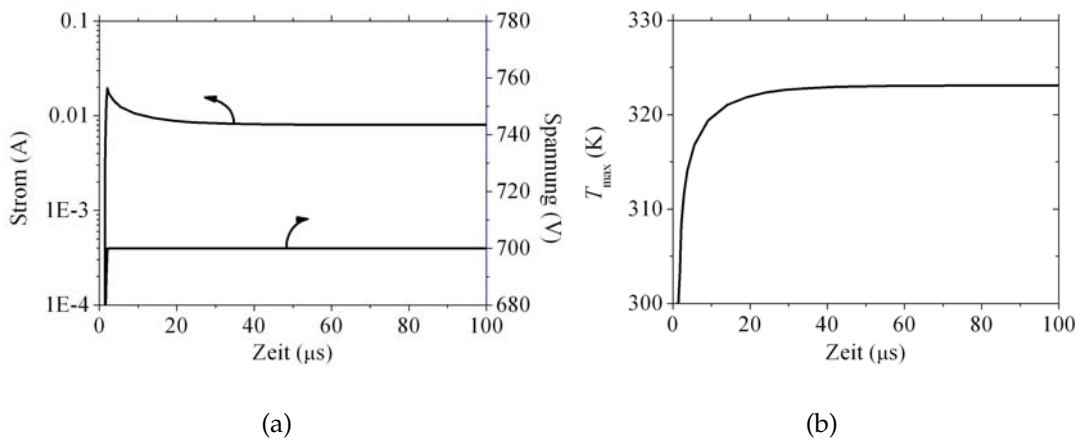


Abbildung 6.28: Simuliertes Strom- und Temperaturverhalten der VLD_{ohne}-Struktur im Lawinendurchbruch. Simulationen für eine höhere Sperrspannung zeigen ein qualitativ gleiches Verhalten.

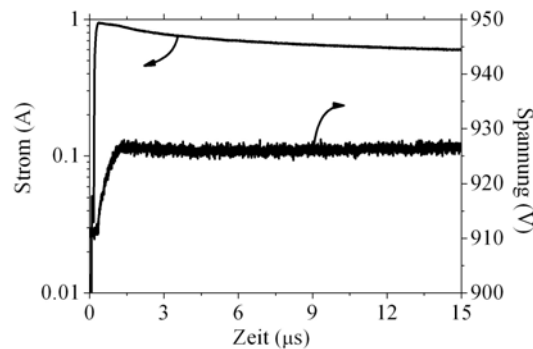


Abbildung 6.29: Messung an einer Diode. Die konstante Sperrspannung oberhalb der stationären Durchbruchspannung U_{BD} liegt für ca. $15 \mu s$ an der Probe und der Strom wird gemessen.

6.4 Korrelation zwischen stationärer Kennlinie und transients I-U-Trajektorie

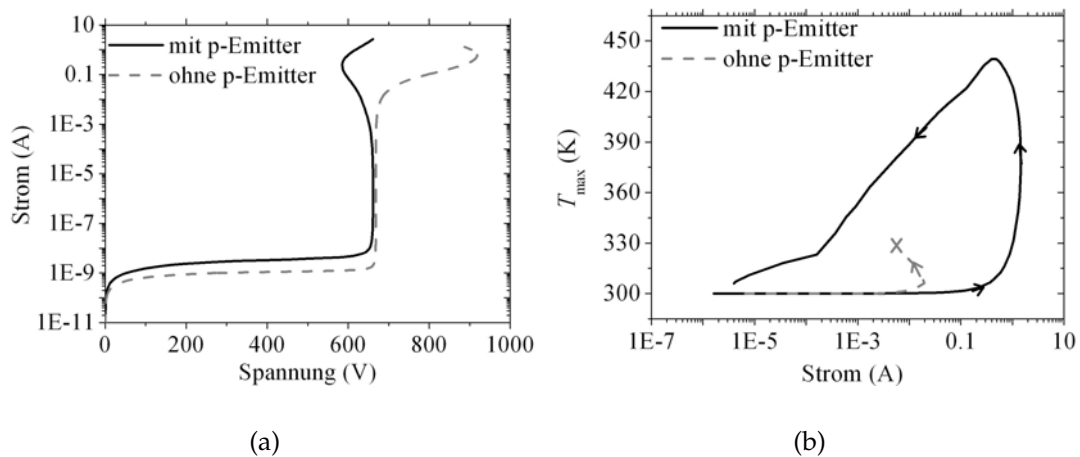


Abbildung 6.30: (a) Stationäre Sperrkennlinie für die VLD-Struktur mit und ohne p-Emitter (Simulation bei 300 K). (b) Zeitabhängige Zustände für die VLD-Struktur mit und ohne p-Emitter in der Strom-Temperatur-Ebene. Die VLD_{ohne} -Struktur erreicht im Lawinendurchbruch einen stabilen stationären Zustand (markiert mit einem Kreuz); die VLD_{mit} -Struktur zeigt für einen Stromfilamentierungsprozess im Lawinendurchbruch eine nahezu geschlossene Kurve; dies zeigt die großen Änderungen im Strom- und Temperaturverhalten.

In diesem Abschnitt wird die Korrelation zwischen der stationären und transienten Charakteristik für die VLD-Struktur mit und ohne p-Emitter untersucht. Die jeweiligen stationären Sperrkennlinien der VLD-Struktur mit und ohne p-Emitter sind in Abb. 6.30a dargestellt. Der Verlauf der stationären Strom-Spannungs-Charakteristik für die VLD-Struktur mit p-Emitter wurde in Ab-

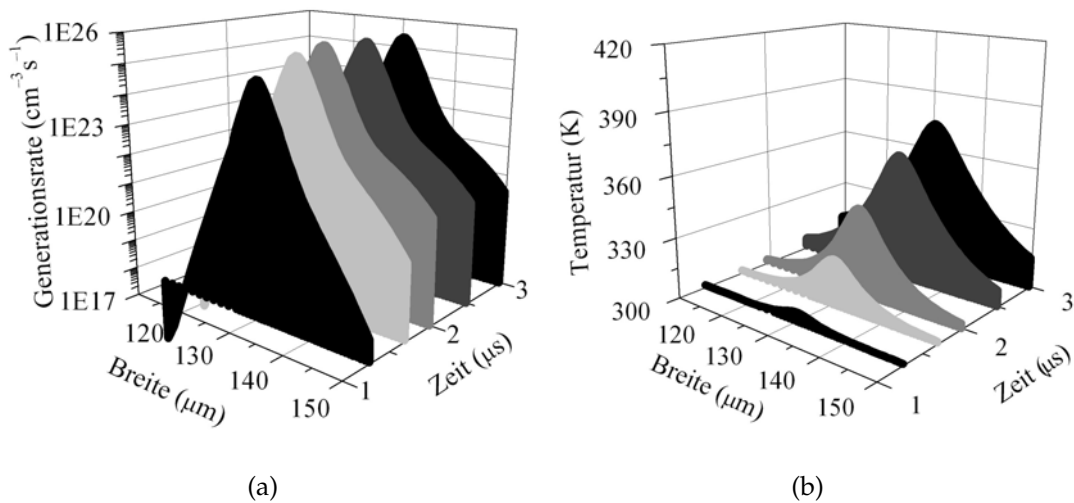


Abbildung 6.31: Entwicklung der Generationsrate und Temperatur entlang eines horizontalen Schnitts für die VLD-Struktur ohne p-Emitter in der Anfangsphase (vgl. Abb. 6.28a). Ab $2 \mu\text{s}$ ist die angelegte Sperrspannung konstant.

schnitt 6.2 und für die VLD-Struktur ohne p-Emitter in Abschnitt 6.3.5 analysiert. Die Verläufe der stationären Kennlinien sind für Ströme zwischen 10^{-4} A und 0.1 A sehr unterschiedlich. Die VLD_{mit}-Struktur zeigt einen deutlichen Zweig mit negativem differentiellen Widerstand, die VLD_{ohne}-Struktur einen ausgeprägten Zweig mit positivem differentiellen Widerstand. Zunächst wird die Korrelation der stationären und transienten Charakteristik anhand der VLD_{ohne}-Struktur und dann anhand der VLD_{mit}-Struktur aufgezeigt.

Die VLD_{ohne}-Struktur zeigt in den zeitabhängigen Simulationen, die im Zweig mit positivem differentiellen Widerstand in der stationären Sperrkennlinie betrieben werden, einen ununterbrochenen Stromfluss im Lawinendurchbruch. Wie in der JTE-Struktur folgt einer kleinen Spannungserhöhung in der stationären wie in der transienten Simulation eine moderate Stromerhöhung. Für die transiente Simulation der VLD_{ohne}-Struktur (vgl. Abb. 6.28) ist in Abb. 6.31 die Entwicklung der Generationsrate und Temperatur entlang eines horizontalen Schnitts für die Anfangsphase dargestellt. Bis $2 \mu\text{s}$ wird die Sperrspannung hochgefahren und dann konstant gehalten. Die Generationsrate steigt bis $2 \mu\text{s}$ leicht und sinkt dann moderat bei einer konstanten Sperrspannung durch die einsetzende Erwärmung. Der Strom steigt dementsprechend zunächst langsam und moderat, sinkt dann leicht und erreicht einen stabilen stationären Zustand, in dem Strom und Temperatur konstante Werte annehmen (vgl. zeitabhängige Zustände in der Strom-Temperatur-Ebene in Abb. 6.30b).

Die VLD_{mit}-Struktur zeigt hingegen einen ausgeprägten Zweig mit negativem differentiellen Widerstand in der stationären Sperrkennlinie, die zu Stromfilamentierungen führen kann. Die zeitabhängigen Simulationen wie Messungen an der VLD_{mit}-Struktur, die im Zweig mit negativem differentiellen Widerstand betrieben werden, zeigen eine periodische Folge von Stromspitzen im Lawi-

nendurchbruch, also eine Folge von Stromfilamentierungsprozessen. Wird die VLD_{mit} -Struktur in den transienten Simulationen in der Nähe des Zweigs mit negativem differenziellem Widerstand betrieben, schaltet das Bauelement als Reaktion auf eine kleine Spannungsrampe sprunghaft in einen Zustand mit hohen Strömen, das heißt in einen Stromzweig mit positivem differenziellem Widerstand [Shu04]. Durch die dynamische Modulierung des elektrischen Felds ist also die zeitabhängige Reaktion des Bauelements auf die Spannungsrampe ein drastischer und schneller Anstieg des Stroms ohne eine deutliche Erwärmung. Mit einer kurzen Zeitverzögerung von ca. 100 ns erhöht sich die Temperatur signifikant, was die Generationsrate schnell und erheblich reduziert, und das Stromfilament löscht sich aus (vgl. Abschnitt 6.3.2.2). Die zeitabhängigen Zustände in der Strom-Temperatur-Ebene (Abb. 6.30b) zeigen eine nahezu geschlossene Kurve für einen Stromfilamentierungsprozess und verdeutlichen damit die großen Änderungen im Strom- und Temperaturverhalten.

Im Folgenden wird die Kopplung zwischen transientser und stationärer Charakteristik der VLD_{mit} -Struktur anhand von Abb. 6.32 untersucht. In Abb. 6.32 links ist eine Stromspitze aus den transienten Simulationen im Lawinendurchbruch gezeigt. Die vertikale gestrichelte Linie gibt den jeweiligen betrachteten Zustand an, in dem sich das Bauelement bezüglich der stationären Sperrkennlinie, die auf der rechten Seite dargestellt ist, befindet. Die Sperrkennlinie ist für eine oder für verschiedene Temperaturen dargestellt; die vertikale gestrichelte Linie in den Abbildungen der stationären Sperrkennlinie deutet die konstante Sperrspannung aus den transienten Simulationen an.

In der transienten Simulation steigt zunächst die Sperrspannung an, das Bauelement befindet sich im Lawinendurchbruch, und der Avalanche-geführte Strom steigt (6.32a). In der stationären Sperrkennlinie bedeutet dies, dass das Bauelement den steilen Stromast der Strom-Spannungs-Charakteristik hinaufläuft (Abb. 6.32b). Durch den großen Stromfluss fängt das Bauelement an sich zu erwärmen (Abb. 6.32c) und die stationäre Sperrkennlinie verschiebt sich aufgrund der Temperaturerhöhung nach rechts zu höheren Spannungen (Abb. 6.32d). Es existieren nun in der stationären Sperrkennlinie zwei stabile Zustände für das Bauelement, die mit einem positivem differenziellem Widerstand verknüpft sind und die durch die konstante Sperrspannung in der transienten Simulation definiert sind (Abb. 6.32d, die stabilen Zustände sind mit einem ausgefülltem Kreis markiert). Ein Teil des Bauelements befindet sich in dem stabilen Zustand auf dem hoch-leitendem Stromzweig und ein Teil in dem stabilen Zustand auf dem schwach-leitendem Stromzweig. Erhöht sich die Temperatur weiter (Abb. 6.32e), verschiebt sich die stationäre Sperrkennlinie weiter nach rechts, und der hoch-leitende stabile Zustand liegt nicht mehr auf der Operationsgeraden, die durch die konstante Spannung in der transienten Simulation definiert ist (Abb. 6.32f). Es existiert nun nur noch ein stabiler erlaubter Zustand im schwach-leitendem Stromzweig (Abb. 6.32h). Das Bauelement fällt in diesen einen stabilen Zustand zurück, und das Stromfilament zerfällt (Abb. 6.30g). Danach kühlt sich das Bauelement ab, die stationäre Sperrkennlinie kehrt in die Ausgangslage zurück, und der nächste Stromfilamentierungsprozess beginnt.

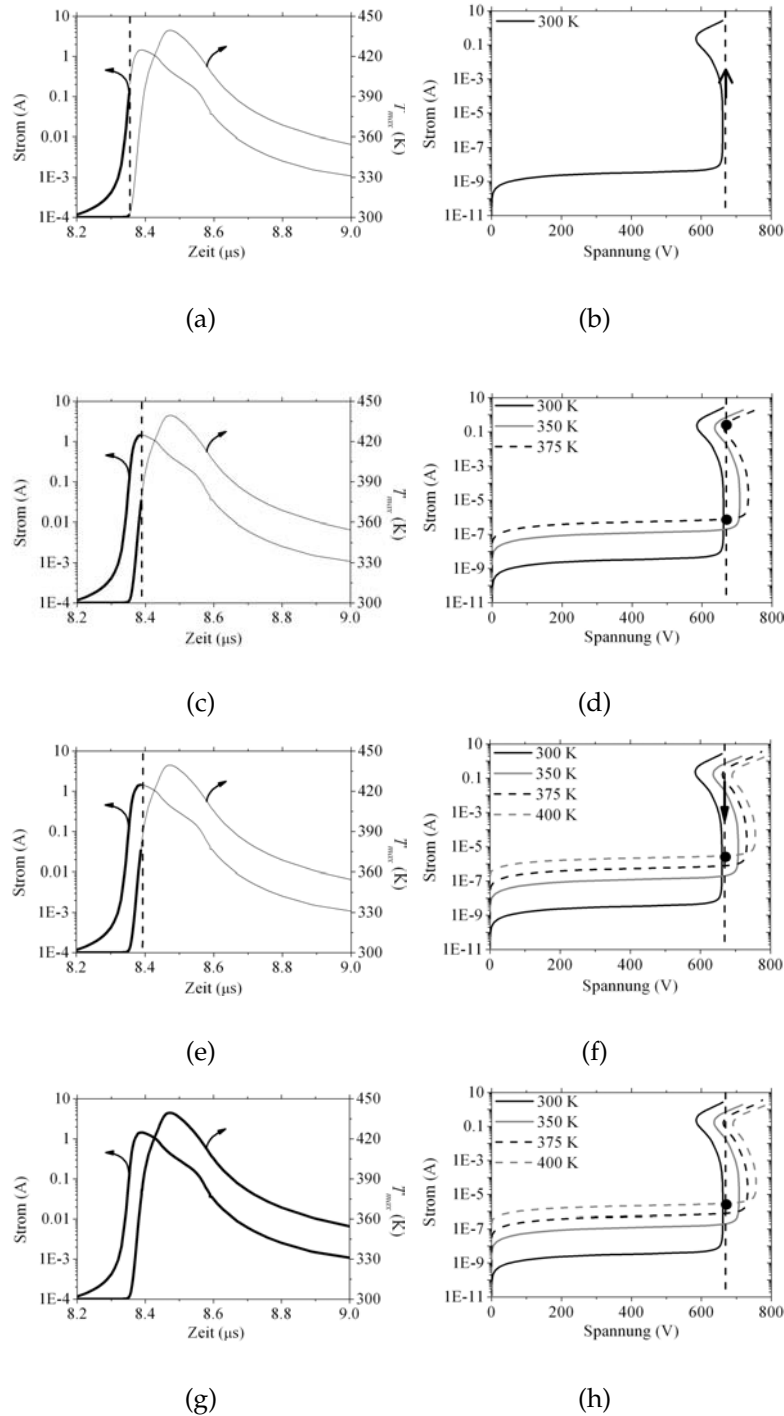


Abbildung 6.32: Zusammenhang zwischen stationärer und transienter Charakteristik der VLD_{mit}-Struktur (Erläuterungen siehe Text). Links: Darstellung einer Stromspitze. Die vertikale gestrichelte Linie gibt den jeweiligen Zustand an, in dem sich das Bauelement bezüglich der stationären Sperrkennlinie, die auf der rechten Seite dargestellt ist, befindet. Rechts: Sperrkennlinie für verschiedene Temperaturen. Die vertikale gestrichelte Linie gibt die konstante Sperrspannung aus der transienten Simulation an. Die Abbildungen c) und d) entsprechen dem Zeitpunkt t , die Abbildungen e) und f) entsprechen dem Zeitpunkt $t + \Delta t$ mit $\Delta t > 0$.

In [IBS05, HFM⁺05, FHL06, HLFS06, FFN⁺06] wird der Einfluss des n-Buffers und verschiedener Randabschlüsse auf die Robustheit von Dioden bzw. mögliche Zweige mit negativem differentiellen Widerstand in der Sperrkennlinie untersucht und gezeigt, dass zum Beispiel mit einer Veränderung des n-Buffers Einfluss genommen werden kann. In dieser Arbeit wird die Wirkungsweise des n-Buffers nicht gesondert analysiert. Die Untersuchungen zeigen jedoch (vgl. Kapitel 3, 5, 6), dass eine Struktur mit einem n-Buffer/p-Emitter-Übergang anfällig für einen Zweig mit negativem differentiellen Widerstand ist. In solchen Strukturen – zum Beispiel bei der VLD-Struktur – nimmt durch eine hohe Löcherkonzentration die Steigung des elektrischen Felds in der Driftzone zu, die Raumladungszone verkürzt sich, und folglich liegt ein Spannungsrückgang vor. Eine interessante Frage ist, ob die stationäre Sperrkennlinie der VLD-Struktur beispielsweise durch eine Veränderung des n-Buffers so transformiert werden kann, dass nach dem Steilanstieg des Stroms zunächst ein Zweig mit positivem differentiellem Widerstand auftritt.

7 Analyse von Randabschluss und Zellenfeld

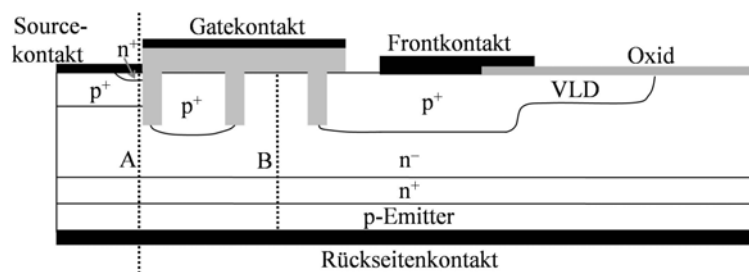
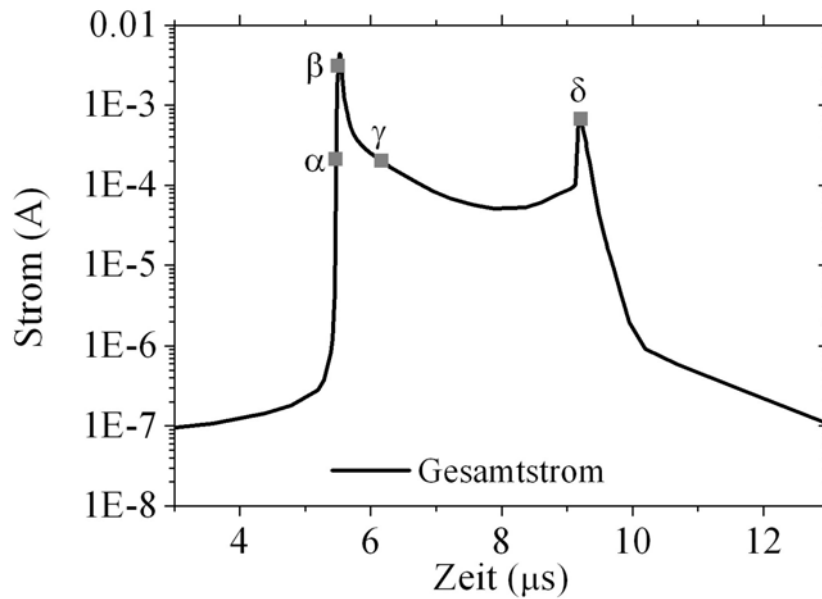


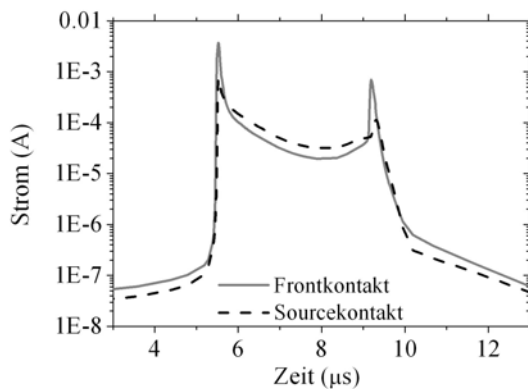
Abbildung 7.1: Schema der in diesem Kapitel analysierten Struktur, die aus einem VLD-Randabschluss, einem Übergang zum aktiven Zellenfeld und der ersten aktiven Trench-IGBT-Zelle besteht.

In diesem Kapitel wird die Analyse des IGBT-Chips im Lawinendurchbruch in den Simulationen auf eine Struktur erweitert, die in Abb. 7.1 dargestellt ist. Diese Struktur zeigt den bisher behandelten VLD-Randabschluss, den Übergang zum aktiven Zellenfeld und die erste aktive Trench-IGBT-Zelle. Diese Struktur wird im Folgenden mit „erweiterter Struktur“ bezeichnet und die gekrümmte p-Wanne im Bereich des VLD-Randabschlusses mit „gekrümmter p-Wanne“ bzw. „Krümmung der p-Wanne“. Die in diesem Kapitel gezeigten Simulationen wurden nicht zylindersymmetrisch durchgeführt. Zunächst werden in Abschnitt 7.1 Simulationen vorgestellt, die die Messungen an IGBT-Teststrukturen mit einem VLD-Randabschluss hervorragend bestätigen (vgl. Kapitel 6). Dabei wird auf eine exakte Analyse des Verhaltens verzichtet, da die grundlegenden physikalischen Mechanismen wie dynamische Modulierung des elektrischen Felds und Wärmegeneration sowie das Zusammenspiel dieser beiden Faktoren bereits in Kapitel 6 behandelt wurden; es folgt eine phänomenologische Darstellung (vergleiche hierzu auch Untersuchungen von Shoji et. al. an einer erweiterten Struktur unter „Unclamped Inductive Switching“ Konditionen in [SIF⁺05]). In Abschnitt 7.2 werden im Hinblick auf maßgebliche Ziele in der Leistungselektronik – wie kurzzeitiger sicherer Betrieb im Avalanche-Modus, Reduzierung der Substratdicke und der Fläche des Randabschlusses – Simulationen vorgestellt, die eine thermische Zerstörung in der aktiven Trench-IGBT-Zelle zeigen. Diese Zerstörung wird ausgelöst durch den Lawinendurchbruch am Randabschluss. Sie lässt sich durch eine

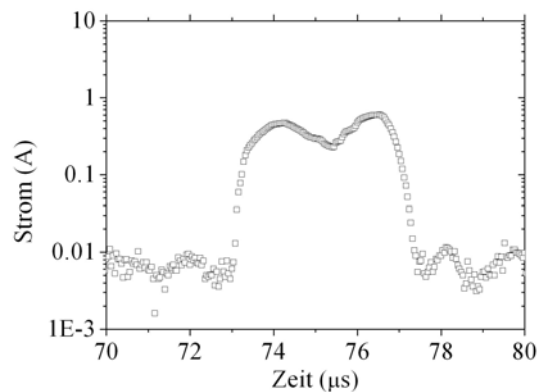
höhere Robustheit der aktiven Zellen oder durch ein Weglassen der n-Source für die ersten aktiven Zellen im Bereich des Randabschlusses vermeiden.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 7.2: (a) Im Lawinendurchbruch ergibt sich bei einer konstanten Sperrspannung an der erweiterten Struktur eine periodische Folge von Stromspitzen. In dieser Abbildung ist der Gesamtstrom für eine Stromspitze dargestellt. (b) Ströme durch den Front- und Sourcekontakt. (c) Gemessene Stromspitze an einer IGBT-Teststruktur mit einem VLD-Randabschluss (vgl. Abschnitt 6.3.1).

7.1 Verifizierung der Resultate

Mit der in Abb. 7.1 dargestellten Struktur wurden, analog zu Abschnitt 6.3.2.1 Simulationen unter Berücksichtigung der Wärmegeneration durchgeführt. Eine konstante Sperrspannung liegt für $100 \mu\text{s}$ an der Struktur, und der Source-, Gate- und Frontkontakt liegen auf einem Potenzial. Im Lawinendurchbruch tritt eine periodische Folge von Stromspitzen wie in der VLD-Struktur auf. Die Stromspitzen der erweiterten Struktur (Abb. 7.2a) weisen eine deutlich größere Halbwertsbreite als die simulierten Stromspitzen der VLD-Struktur in Kapitel 6 auf und stimmen damit überzeugend gut mit den Messungen (Abb. 7.2c) überein.

In Abb. 7.2a sind der Gesamtstrom und in Abb. 7.2b die einzelnen Ströme durch den Front- und Sourcekontakt für eine Stromspitze der erweiterten Struktur dargestellt. Die Stromspitze besteht aus einer Überlagerung von zwei Spitzen, der Front- und mit einer Zeitverzögerung auch der Sourcekontakt nehmen hohe Stromwerte an. Für diese Stromspitze sind in Abb. 7.3 für vier verschiedene Zeitpunkte die Stromdichte und Temperaturverteilung gezeigt. Zunächst tritt in der erweiterten Struktur wie in Kapitel 6 der Lawinendurchbruch an der Krümmung der p-Wanne auf, und der Avalanche-geführte Strom steigt (Abb. 7.3a). Durch den steigenden Strom im Bereich des VLD-Randabschlusses erhöht sich über die Injektion des p-Emitters auch die Löcherkonzentration in der Region der Trenchs, das elektrische Feld an den Ecken der Trenchs wird aufgestellt, und der Avalanche-geführte Strom steigt dort ebenso (Abb. 7.3c). Durch die Erwärmung an der Krümmung der p-Wanne (Abb. 7.3d) löscht sich das Stromfilament in dieser Region aus. Der Strom wird nun durch zwei Stromfilamente an den äußeren Trenchs getragen (Abb. 7.3e), die durch eine sinkende Löcherinjektion und die Temperaturerhöhung schwächer werden. In der folgenden Zeitspanne kühlt die Region um die Krümmung der p-Wanne ab, der Lawinendurchbruch tritt in diesem Bereich erneut ein und verursacht den zweiten Peak. Als Konsequenz wird wiederum das elektrische Feld an den Trenchs aufgestellt und erhöht dort den Avalanche-geführten Stromfluss. Die Stromfilamentierungen löschen sich durch die resultierende Erwärmung aus. Der nächste Stromfilamentierungsprozess tritt erst wieder einige zehn μs später auf, da nicht nur die Region des ersten Lawinendurchbruchs an der Krümmung der p-Wanne, sondern auch der angrenzende Bereich erwärmt ist (Abb. 7.3h). Resultierend ist der Gradient der Temperatur [PJG⁺04] und die thermische Diffusionskonstante [SMSD63] im angrenzenden Bereich kleiner als in Abb. 7.3d. Der „Hot Spot“ benötigt mehrere zehn μs , um für den nächsten Lawinendurchbruch hinreichend abzukühlen.

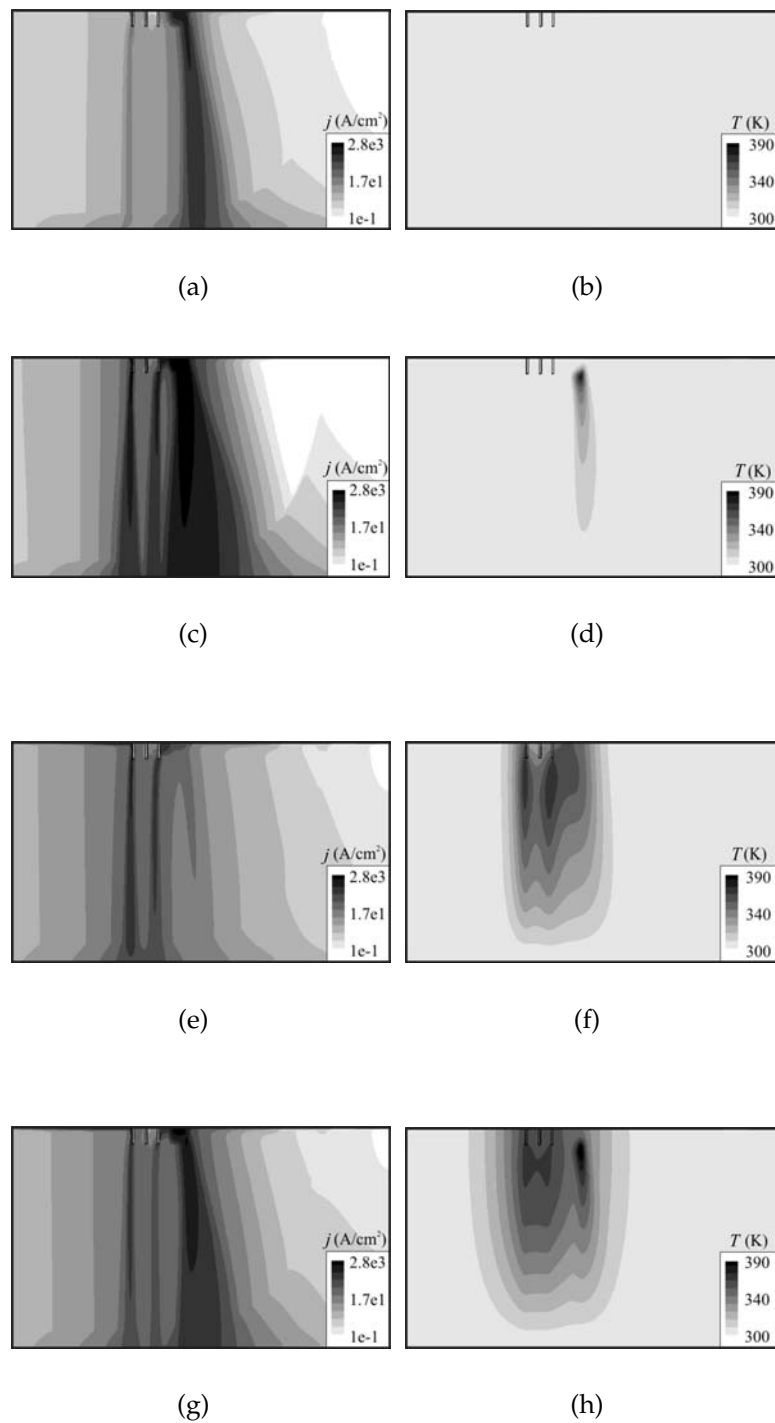


Abbildung 7.3: Stromdichte j und Temperaturverteilung T für vier verschiedene Zeitpunkte (vgl. Stromspitze in Abb. 7.2a). (a), (b): Zeitpunkt α . (c), (d): Zeitpunkt β . (e), (f): Zeitpunkt γ . (g), (h): Zeitpunkt δ .

Deckelmann et. al. haben in [DWK⁺03, DWKH04] gezeigt, dass sich bei einer Parallelschaltung von MOSFETs, die thermisch und elektrisch interagieren können, ähnliche Resultate wie bei der Betrachtung einer einzelnen MOSFET-Zelle ergeben. Dies gilt bedingt auch für die hier betrachteten Strukturen. Die thermische Interaktion zwischen verschiedenen Bereichen wie VLD-Randabschluss und aktiver Zelle muss nicht berücksichtigt werden, da die Erwärmung nur lokal auftritt und die Wärme in den betrachteten Zeiten (zum Beispiel für einen Stromfamentierungsprozess) nur begrenzt diffundiert (vgl. Abschnitt 6.3.4). Wie in diesem Abschnitt für die erweiterte Struktur angedeutet und sich in Abschnitt 7.2 zeigt, tritt eine elektrische Interaktion zwischen den einzelnen Teilbereichen auf. Anders als bei einer MOSFET-Struktur, gibt es bei einem IGBT stets einen p-Emitter, der eine elektrische Rückkopplung verursacht. Mit Simulationen der VLD-Randstruktur wurde in Kapitel 6 gezeigt, dass sich die experimentell beobachteten Stromspitzen gut reproduzieren lassen und man die Phänomene in der Struktur verstehen kann. Bei einer erweiterten Struktur wird das Geschehen komplexer; die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment ist überzeugend gut.

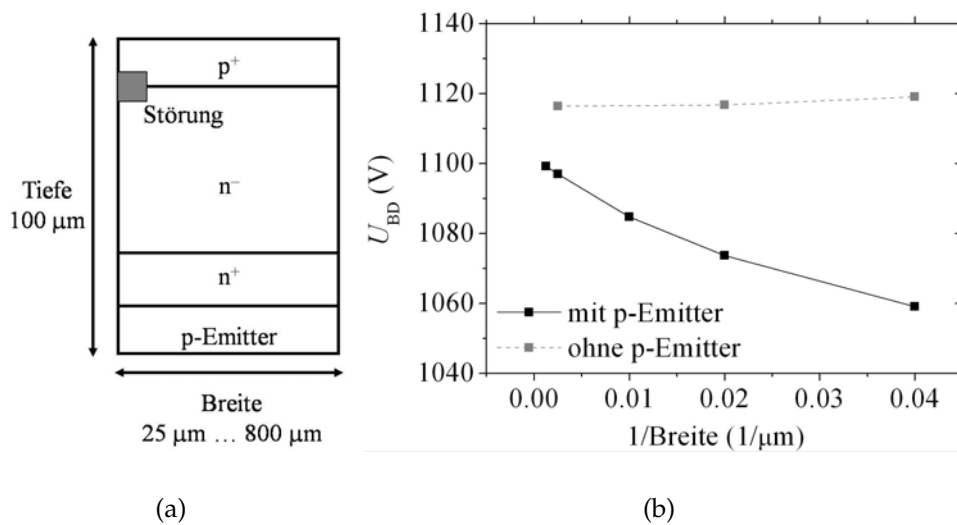


Abbildung 7.4: (a) Schema der simulierten $p^+n^-n^+p^+$ -Struktur. Der Lawinendurchbruch tritt lokalisiert an der Störung am p^+n^- -Übergang ein. (b) Die stationäre Durchbruchspannung U_{BD} als Funktion der inversen Breite für eine $p^+n^-n^+p^+$ - und eine $p^+n^-n^+$ -Struktur.

Um den elektrischen Einfluss des p-Emitters zu analysieren, wurden Simulationen an einer $p^+n^-n^+p^+$ -Struktur mit einer eingebauten Störung, an der der Lawinendurchbruch lokal eintritt, mit variabler Breite durchgeführt (Abb. 7.4a). In Abb. 7.4b ist die stationäre Durchbruchspannung U_{BD} in Abhängigkeit der Breite der Struktur dargestellt; die stationäre Durchbruchspannung nimmt mit steigender Breite zu. Ursache hierfür ist, dass bei einer großen Breite und Tiefe der Struktur die durch Stoßionisation generierten Elektronen, die auf-

grund der angelegten Spannung in Richtung des p-Emitters laufen, eine horizontale Diffusions-Geschwindigkeitskomponente besitzen und sich dementsprechend horizontal verteilen. Es liegt eine homogene und niedrige Elektronenkonzentration am p-Emitter vor; daraus resultiert eine homogene und niedrige Löcherinjektion des p-Emitters (Abb. 7.5a).

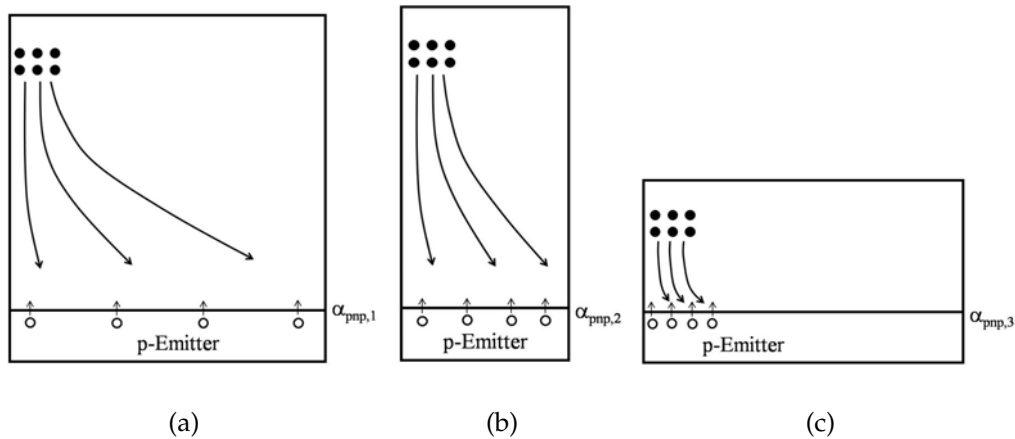


Abbildung 7.5: Schema eines lokalisierten Lawinendurchbruchs an einer Struktur mit variierender Breite und Tiefe. Die schwarz ausgefüllten Kreise sind Elektronen, die nicht ausgefüllten Kreise Löcher. Die Löcherinjektion vom p-Emitter wird über den Stromverstärkungsfaktor α_{pnp} beschrieben. (a) Bei einer Struktur von großer Breite und Tiefe ist die Löcherinjektion homogen und vergleichsweise klein (Stromverstärkungsfaktor $\alpha_{\text{pnp},1}$). (b) Bei einer Struktur mit verringerter Breite und großer Tiefe ist die Löcherinjektion homogen und vergleichsweise groß (Stromverstärkungsfaktor $\alpha_{\text{pnp},2}$) mit $\alpha_{\text{pnp},2} > \alpha_{\text{pnp},1}$. (c) Bei einer Struktur mit kleiner Tiefe ist die resultierende Injektion von Löchern durch den p-Emitter inhomogen.

Wird die Breite des Bauelements reduziert, ist die Elektronenkonzentration am p-Emitter weiterhin homogen, aber höher als im vorherigen Fall. Dies resultiert wiederum in einer homogenen, nun aber höheren Injektion von Löchern durch den p-Emitter (Abb. 7.5b) und damit auch in einem größerem Stromverstärkungsfaktor α_{pnp} . Folglich sinkt die Durchbruchspannung (vgl. Abschnitt 2.2). Simulationen dieser Struktur ohne p-Emitter zeigen eine konstante Durchbruchspannung bei variabler Breite (Abb. 7.4b). Die Erläuterungen für die Abhängigkeit der Durchbruchspannung von der Breite beinhalten, dass die durch Stoßionisation generierten Ladungsträgerkonzentrationen kleiner als die Dotierungen im Bauelement sind. Als Konsequenz ist bei einer IGBT-ähnlichen Struktur mit einem p-Emitter – solange es keine vertikale Eingrenzung der Ladungsträger gibt – der simulierte Ausschnitt aus der Gesamtstruktur mit Bedacht zu wählen, um beispielsweise die Durchbruchspannung möglichst exakt zu bestimmen.

In dieser Arbeit ist vor allem der Operationsbereich von Bedeutung, bei dem die Konzentration der durch Stoßionisation generierten Ladungsträger vergleich-

bar mit bzw. größer als die Driftdotierung wird und Einfluss auf das Verhalten von Bauelementen mit kleinen Substratdicken ($\sim 60 \mu\text{m}$) bei großen Avalanche-Strömen nimmt. In diesem Fall reduziert sich der Einfluss der Breite, da die Ladungsträger nur begrenzt horizontal diffundieren können, und die Injektion von Löchern durch den p-Emitter wird inhomogen (Abb. 7.5c und Abb. 7.6). Je dünner die zu untersuchende Struktur ist, desto größer ist die lokale Rückkopplung durch den p-Emitter. Resultierend kann eine periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch entstehen (Abschnitt 7.1) oder eine Zerstörung eintreten (Abschnitt 7.2).

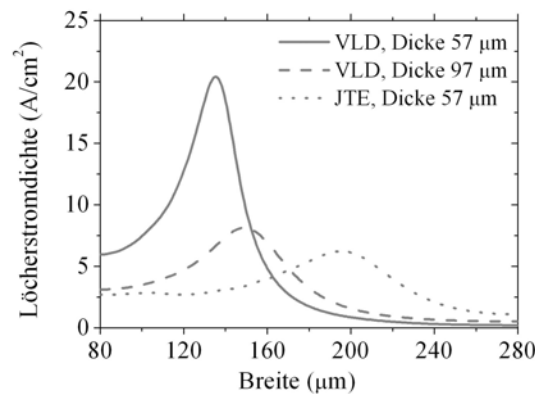
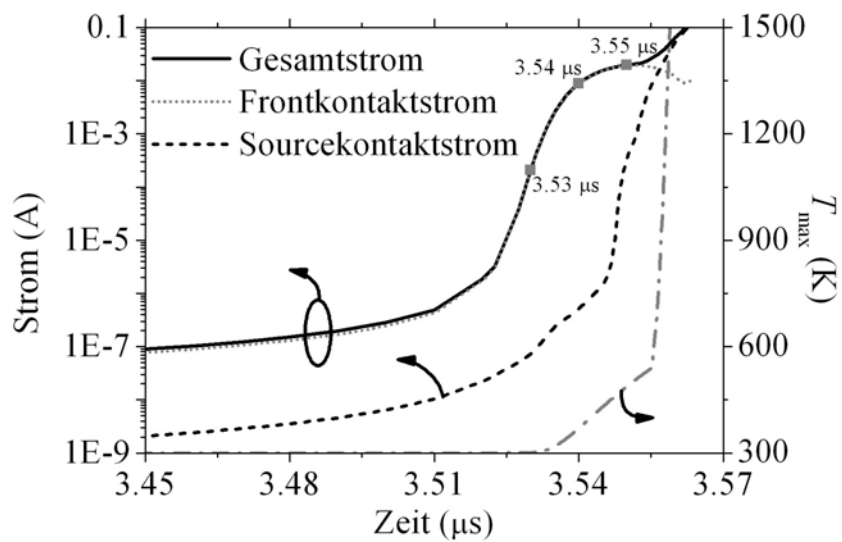


Abbildung 7.6: Löcherstromdichte entlang eines horizontalen Schnitts am p-Emitter der JTE- und VLD-Struktur für einen Strom von 0.01 A. Bei einer Reduzierung der Dicke der VLD-Struktur wird die Löcherinjektion durch den p-Emitter inhomogener.

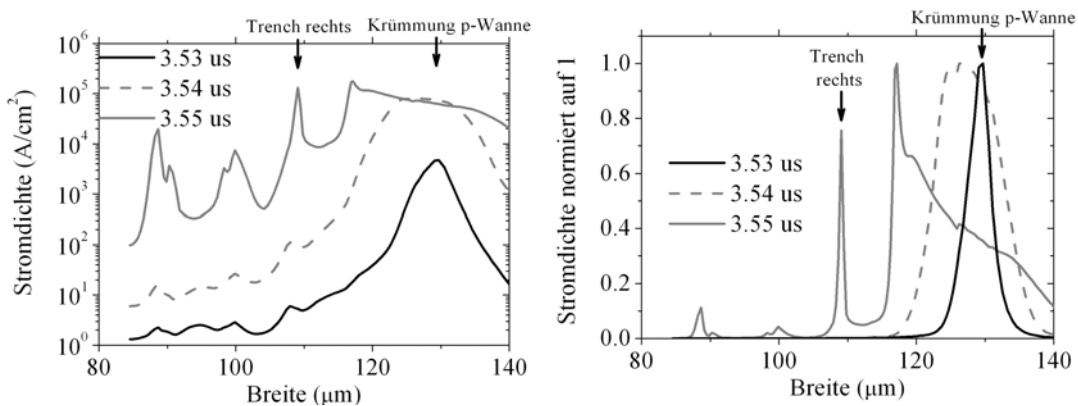
7.2 Zerstörung im aktiven Teil des IGBT-Chips

Abb. 7.7a zeigt eine Simulation der erweiterten Struktur für eine verringerte Substratdicke, bei der eine konstante Sperrspannung oberhalb der stationären Durchbruchspannung anliegt. Es entwickelt sich ein steiler Stromanstieg, bei dem die Temperatur in dem Bauelement so hoch wird, dass eine thermische Zerstörung eintritt (vgl. Gesamtstrom- und Temperaturentwicklung in Abb. 7.7a). Für diesen Fall sind in Abb. 7.8 die Stromdichte und Temperaturverteilung und in Abb. 7.9 das elektrische Feld als Höhenprofil für drei ausgewählte Zeitpunkte dargestellt. Zunächst tritt der Lawinendurchbruch an der Krümmung der p-Wanne auf, und unterhalb dieser Region entwickelt sich ein Stromfilament (Abb. 7.8a und Abb. 7.9a). Durch einen wie in Abschnitt 6.3.3 beschriebenen Mechanismus beginnt das Stromfilament, sich als Funktion des Orts zu bewegen (Abb. 7.7): Das elektrische Feld stellt sich zunächst an der Krümmung der p-Wanne auf, trägt das Strommaximum, und die Region erwärmt sich. Der angrenzende Bereich ist bereits durch Stoßionisation generierte Elektronen und Löcher aufgesteilt (Abb. 7.9) und übernimmt das Strommaximum. Durch den steilen Stromanstieg im Bereich des VLD-Randabschlusses steigt die Löcherkonzentration im ganzen Bauelement aufgrund der Injektion des p-Emitters (Abb. 7.10) und steilt die elektrischen Feldspitzen an den Ecken

der Trenchs auf. Dort steigt dann der Avalanche-geführte Strom (Abb. 7.8e und Abb. 7.9c). Es entwickeln sich im Bereich der Trenchs zwei Stromfilamente, die primär durch die Feldspitzen an den beiden äußeren Trenchs hervorgerufen werden; ein Stromfilament fließt über den Sourcekontakt, ein Stromfilament über den Frontkontakt ab.



(a)



(b)

(c)

Abbildung 7.7: (a) Strom- und Temperaturentwicklung im Lawinendurchbruch der erweiterten Struktur bei verringerter Substratdicke. (b) Stromdichte für drei verschiedene Zeitpunkte entlang eines horizontalen Schnitts. (c) Normierte Stromdichte für drei verschiedene Zeitpunkte entlang eines horizontalen Schnitts (vgl. Abb. 7.7a).

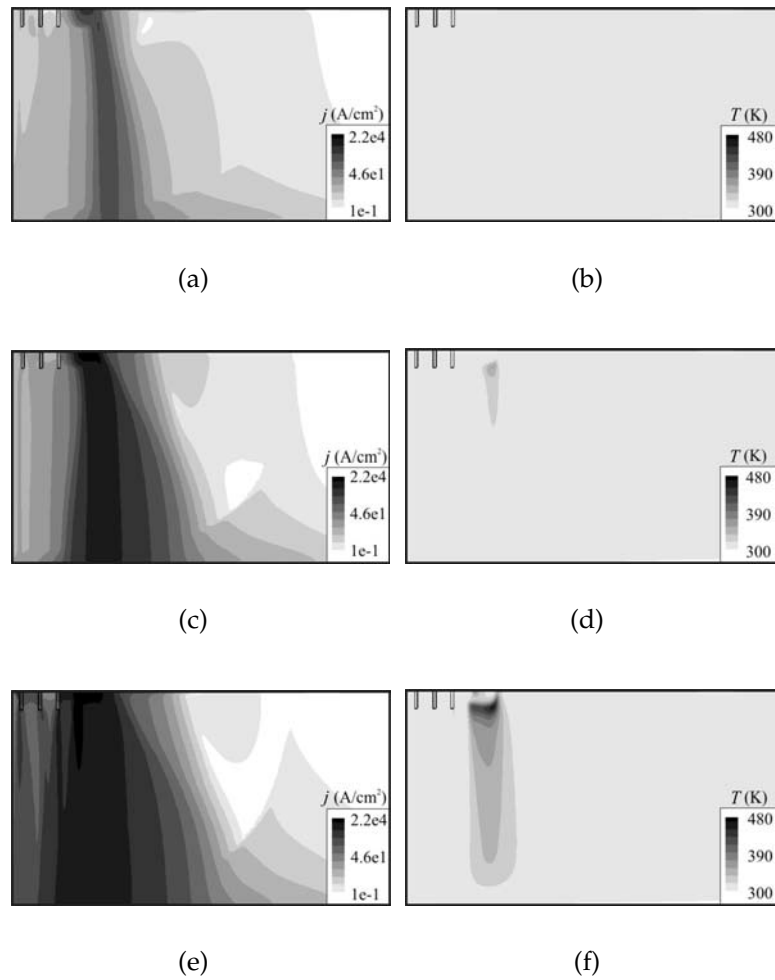


Abbildung 7.8: Stromdichte j und Temperaturverteilung T für drei verschiedene Zeitpunkte (vgl. Abb. 7.7). (a), (b): $3.53 \mu\text{s}$. (c), (d): $3.54 \mu\text{s}$. (e), (f): $3.55 \mu\text{s}$.

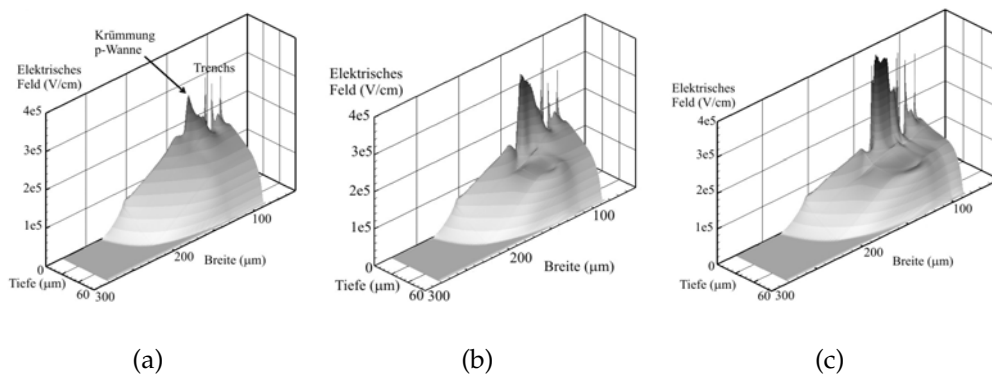


Abbildung 7.9: Elektrisches Feld als Höhenprofil für drei verschiedene Zeitpunkte (vgl. Abb. 7.7). (a): $3.53 \mu\text{s}$. (b): $3.54 \mu\text{s}$. (c): $3.55 \mu\text{s}$.

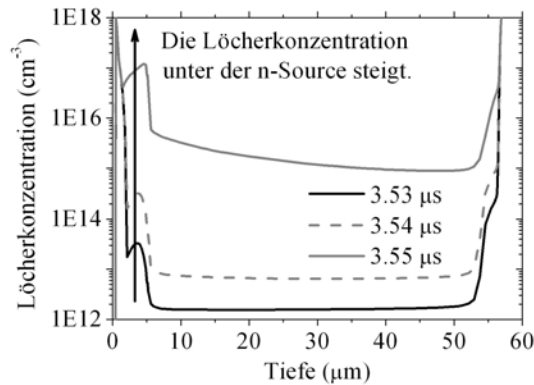


Abbildung 7.10: Lösserkonzentration für drei verschiedene Zeitpunkte entlang eines vertikalen Schnitts (vergleiche gepunktete Linie A in der schematischen Darstellung der Struktur in Abb. 7.1a). Die Lösserkonzentration unter der n-Source der aktiven Trench-IGBT-Zelle steigt als Funktion der Zeit.

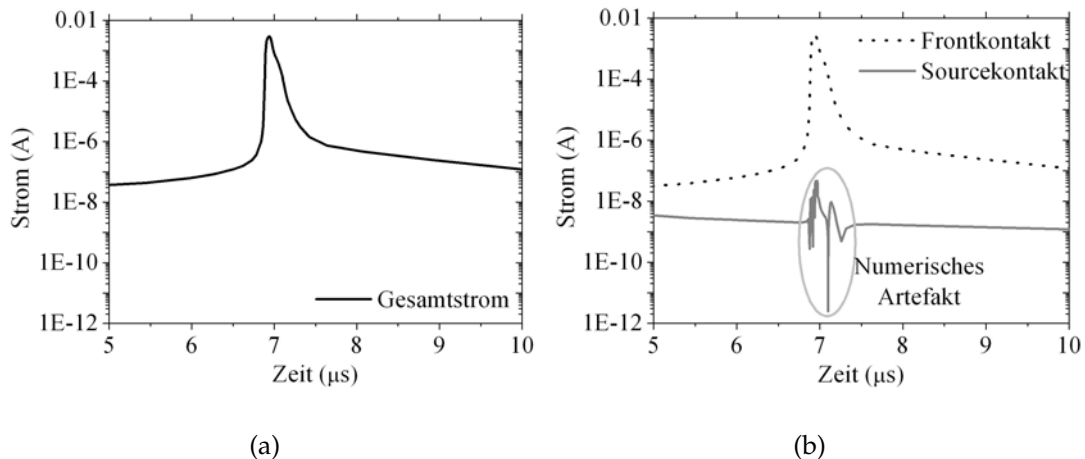


Abbildung 7.11: (a) Simulation der erweiterten Struktur im Lawinendurchbruch, bei der die rechte und linke Region durch eine vertikale Oxidschicht getrennt sind (vergleiche gepunktete Linie B im Schema der Struktur in Abb. 7.1). Gezeigt ist der Gesamtstrom. (b) Ströme durch den Front- und Sourcekontakt.

Dass der Stromfluss durch die aktive Trench-IGBT-Zelle vom Lawinendurchbruch am VLD-Randabschluss verursacht wird, lässt sich zunächst aufgrund der sehr unterschiedlichen Stromstärken, die bei etwa gleicher Kontaktfläche durch den Front- und Sourcekontakt fließen, vermuten. Zum Zeitpunkt von $3.54 \mu\text{s}$ fließt durch den Frontkontakt ein Strom, der ca. vier Größenordnungen über dem Sourcekontaktstrom liegt (Abb. 7.7a). Zur Verifizierung, dass die erhöhten Feldspitzen an den Trenchs und der Stromfluss im Bereich der aktiven Trench-IGBT-Zelle durch den Lawinendurchbruch am VLD-Randabschluss verursacht sind,

wurde eine Simulation wie in 7.7a durchgeführt, bei der die Struktur in Abb. 7.1 durch eine vertikale Oxidschicht geteilt ist (gepunktete Linie B in Abb. 7.1). Da die Simulation keinen Tunnelmechanismus verwendet, gibt es keinen Ladungsträgeraustausch zwischen der rechten und linken Seite. Für diese Simulation ergibt sich analog eine periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch (Darstellung einer Stromspitze in Abb. 7.11). Der Gesamtstrom und der Strom über den Frontkontakt sind gleich, der Strom durch die aktive Trench-IGBT-Zelle ist vernachlässigbar. Der Auslöser für den Stromfluss durch die aktive Trench-IGBT-Zelle und die spätere thermische Zerstörung in diesem Bereich (siehe weiter unten) ist also der Lawinendurchbruch am VLD-Randabschluss.

Für die erweiterte Struktur im Lawinendurchbruch ohne trennendes, vertikales Oxid erhöht sich die Löcherkonzentration durch den Stromfluss in der aktiven Trench-IGBT-Zelle unterhalb der n-Source (Abb. 7.10). Das Maximum der Temperatur ist zunächst im Bereich des VLD-Randabschlusses lokalisiert, und die aktive Trench-IGBT-Zelle erwärmt sich auf lediglich 320 K. Ab einem Zeitpunkt von $3.552 \mu\text{s}$ beginnt die n-Source der aktiven Trench-IGBT-Zelle, Elektronen zu injizieren (Abb. 7.12). Im sperrenden Zustand ist also die Kontrolle über den np-Übergang der n-Source/p-Wanne verloren. Dies bezeichnet man mit „Latch-up“ oder auch „Latches“. Eine mögliche Ursache für das „Latches“ der aktiven Trench-IGBT-Zelle kann ein Anstieg des Elektronen-Diffusionsstroms sein verursacht durch eine Erhöhung der Temperatur und folglich eine Zunahme der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration [DWHK02, DWKH02]. Da die Temperaturerhöhung im Bereich der aktiven Trench-IGBT-Zelle zum Zeitpunkt des „Latches“ sehr gering ist, kann dies als Ursache für die Injektion von Elektronen durch die n-Source ausgeschlossen werden. Eine weitere mögliche Ursache für das „Latches“ ist eine Vorwärtspolung des np-Übergangs der n-Source/p-Wanne in der aktiven Zelle durch einen großen Löcherfluss unterhalb der n-Source. Der große Löcherfluss verursacht einen Spannungsabfall; beträgt dieser mehr als 0.7 V, injiziert die n-Source Elektronen [Kha03]. In Abb. 7.13a sind die Elektronen- und Löcherquasi-Fermi-Niveaus ϕ_n , ϕ_p am Übergang n-Source/p-Wanne in der aktiven Trench-IGBT-Zelle als Funktion der Zeit gezeigt. Ab einem Zeitpunkt von $3.552 \mu\text{s}$ ist die Differenz zwischen Löcher- und Elektronenquasi-Fermi-Niveau, also der Spannungsabfall am pn-Übergang, größer als 0.7 V. Resultierend ist der np-Übergang zwischen der n-Source und der p-Wanne vorwärts gepolt, und die n-Source beginnt Elektronen zu injizieren⁸. Es entwickelt sich ein großer Stromfluss durch die aktive Zelle, der am Schluss dem Gesamtstrom entspricht (Abb. 7.7a) und die Zerstörung tritt in der aktiven Trench-IGBT-Zelle durch einen massiven Temperaturanstieg ein (Abb. 7.13b).

⁸Untersuchungen an Trench-IGBTs haben gezeigt, dass diese eine große Robustheit bezüglich des „Latches“ zeigen [MPS05, MDPPS06]. Die VLD-Struktur ermöglicht also durch die periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch für kurze Zeiten so große Ströme, dass der Trench-IGBT trotz einer hohen Stabilität in einen nicht mehr kontrollierbaren Zustand läuft.

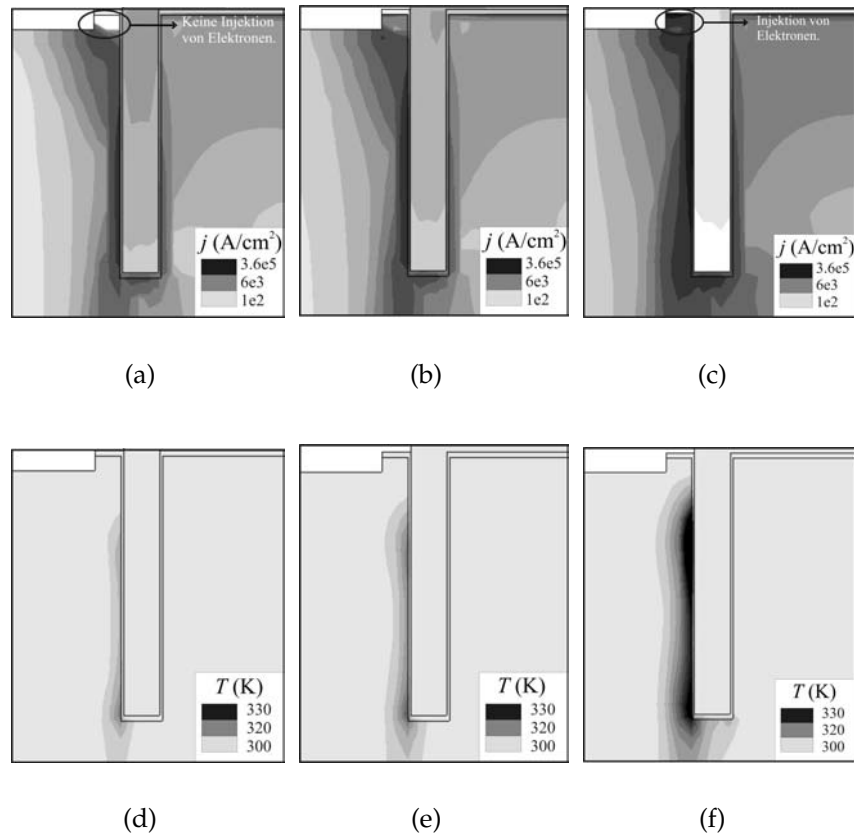


Abbildung 7.12: Stromdichte j und Temperaturverteilung T für drei verschiedene Zeitpunkte in der aktiven Trench-IGBT-Zelle (vgl. Abb. 7.7a). (a), (d): $3.551 \mu\text{s}$. (b), (e): $3.552 \mu\text{s}$. (c), (f): $3.553 \mu\text{s}$.

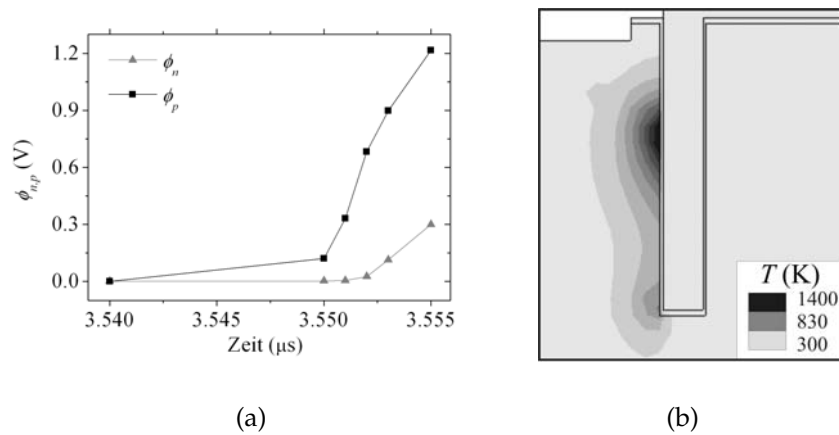


Abbildung 7.13: (a) Elektronen- und Löcherquasi-Fermi-Niveaus ϕ_n, ϕ_p am Übergang n-Source/p-Wanne in der aktiven Trench-IGBT-Zelle als Funktion der Zeit. (b) Temperaturverteilung T in der aktiven Trench-IGBT-Zelle zum Zeitpunkt $3.559 \mu\text{s}$ (vgl. Abb. 7.7a).

Diese Simulationen zeigen, dass bei einem sicheren Betrieb von IGBT-Chips im Lawinendurchbruch bei großen Strömen, einer Reduzierung der Substratdicke als auch der Fläche des Randabschlusses⁹ die ersten aktiven Zellen im Bereich des Randabschlusses bezüglich der Sicherheitsauslegung berücksichtigt werden müssen. Man kann das „Latchen“ vermeiden, indem man die n-Source der ersten aktiven Zellen nahe des Randabschlusses weglässt, erhöht damit aber effektiv die Fläche des Randabschlusses. Eine zweite Möglichkeit ist, die aktiven Zellen generell robuster gegen das „Latchen“ zu gestalten.

⁹Dies wird in der vorliegende Arbeit nicht analysiert. Es ist anzunehmen, dass bei einer Reduktion des Abstands zwischen aktivem Zellenbereich und Randabschluss die elektrische Wechselwirkung zwischen Randabschluss und aktivem Zellenbereich zunimmt.

8 Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick

In dieser Arbeit wurden IGBT-Chips im Lawinendurchbruch anhand von numerischen Simulationen sowie elektrischen Messungen analysiert. Ziele waren ein vertieftes Verständnis der Vorgänge in den Halbleiterbauelementen in kritischen Betriebszuständen und die Optimierung hinsichtlich eines maximal möglichen sicheren Arbeitsbereichs. Die IGBT-Chips wurden zunächst in den Simulationen im Lawinendurchbruch durch den Randabschluss approximiert (vgl. Abschnitt 4.3). Es wurden ein Feldplattenrand, der durch eine „Junction Termination Extension“ verstärkt wird (JTE-Struktur), und eine „Variation of Lateral Doping“, die durch eine Feldplatte unterstützt wird (VLD-Struktur), untersucht. Numerisch analysiert wurde des Weiteren ein VLD-Randabschluss mit dem ersten aktiven Bereich eines IGBT-Chips (erweiterte Struktur). In diesem Kapitel werden nun die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst sowie die Unterschiede, Vor- und Nachteile der jeweiligen Strukturen im Lawinendurchbruch diskutiert. Mögliche zukünftige Weiterentwicklungen werden skizziert. Die Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen (Abb. 8.1):

- Die JTE-Struktur zeigt in der stationären Sperrkennlinie nach dem Steilanstieg des Stroms zunächst einen Zweig mit positivem differentiellen Widerstand, dem ein Zweig mit negativem differentiellen Widerstand folgt. Die transienten Simulationen und Messungen – ausgeführt im Zweig mit positivem differentiellen Widerstand – zeigen einen ununterbrochenen Stromfluss im Lawinendurchbruch. Schließlich wird ein stabiler stationärer Zustand erreicht (vgl. Kapitel 5).
- Die VLD-Struktur mit p-Emitter zeigt in der stationären Sperrkennlinie zunächst einen ausgeprägten Zweig mit negativem differentiellen Widerstand, dem ein Zweig mit positivem differentiellen Widerstand folgt. Die transienten Simulationen und Messungen im Zweig mit negativem differentiellen Widerstand zeigen im Lawinendurchbruch eine periodische Folge von Stromspitzen. Jede der Stromspitzen wird durch ein wanderndes bzw. ortsfestes Stromfilament verursacht, das durch ein komplexes Wechselspiel zwischen einer dynamischen Modulation des elektrischen Felds und einer lokalen Erwärmung des Bauelements bedingt ist (vgl. Kapitel 6). Die Analyse der erweiterten Struktur bestätigt diese Resultate. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation ist überzeugend gut. Die

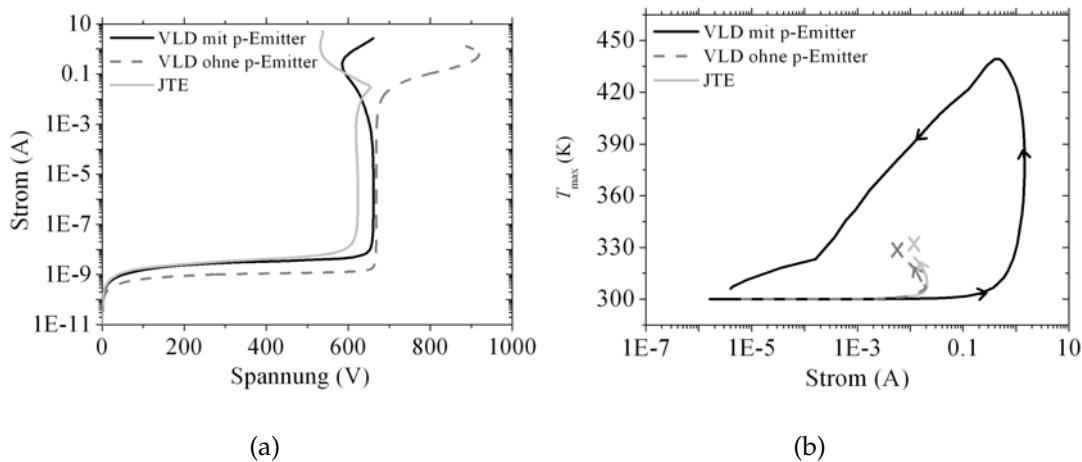


Abbildung 8.1: (a) Stationäre Sperrkennlinien für die JTE- und VLD-Struktur mit und ohne p-Emitter (Simulation bei 300 K). (b) Zeitabhängige Zustände in der Strom-Temperatur-Ebene für die JTE- und VLD-Struktur mit und ohne p-Emitter. Die JTE- und VLD-Struktur ohne p-Emitter zeigen im Lawinendurchbruch einen ununterbrochenen Stromfluss und erreichen einen stabilen stationären Zustand, markiert mit einem Kreuz. Die VLD-Struktur mit p-Emitter zeigt eine periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch. Für einen Stromfilamentierungsprozess wird dies verdeutlicht durch eine nahezu geschlossene Kurve, die die großen Veränderungen in Strom und Temperatur zeigt.

numerische Analyse der erweiterten Struktur zeigt jedoch auch, dass bei hohen Avalanche-Strömen und dünnen Substratdicken aufgrund der elektrischen Kopplung von Randabschluss und Zellenfeld nicht nur der Randabschluss, sondern auch die ersten aktiven Zellen eines IGBT-Chips optimiert werden müssen (vgl. Kapitel 7).

- Die VLD-Struktur ohne p-Emitter, wie sie zum Beispiel als Randabschluss bei einem MOSFET oder einer Diode verwendet wird, zeigt in der stationären Sperrkennlinie einen deutlich ausgeprägten Zweig mit positivem differentiellen Widerstand und wie die JTE-Struktur einen ununterbrochenen Stromfluss im zeitabhängigen Lawinendurchbruch (vgl. Kapitel 6).
- Die stationären Kennlinien und das transiente Verhalten im Lawinendurchbruch sind miteinander korreliert. Die Existenz von Zweigen mit negativem differentiellen Widerstand in der stationären Sperrkennlinie sind ein starkes Indiz für das Auftreten von Stromfilamentierungen beim transienten Betrieb.
- Numerische Untersuchungen der stationären Sperrkennlinien an einzelnen IGBT-Zellen, wie sie in Kapitel 3 vorgestellt wurden, zeigen, dass ein FS-IGBT mit niedriger Substratdotierung im Lawinendurchbruch am wenigsten robust ist, da in der stationären Sperrkennlinie ein kontinuierlicher

Zweig mit negativem differentiellen Widerstand existiert. Bei heutigen Dioden und IGBTs passiert der Lawinendurchbruch am Randabschluss; ein Ziel der Entwicklung ist es, den Durchbruch in das Zellinnere zu verschieben und zu homogenisieren [KOKY06]. Eine interessante Frage ist hierbei, wie sich zehntausende parallel geschaltete Strukturen (= inneres Zellenfeld) im Arbeitsbereich mit negativem differentiellen Widerstand im Lawinendurchbruch beim Vorhandensein einiger „schwacher“ Zellen verhalten.

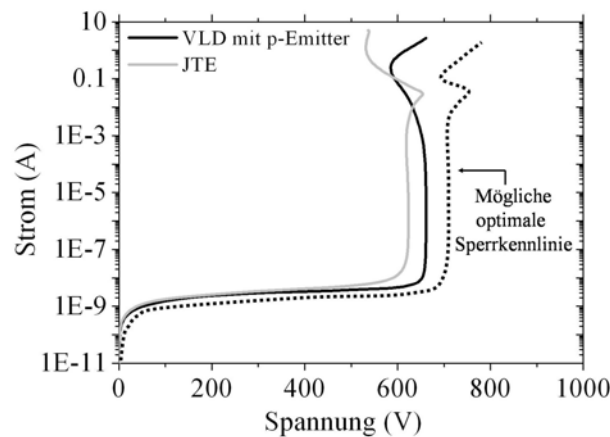


Abbildung 8.2: Schema einer möglichen optimalen stationären Sperrkennlinie.

Die JTE-Struktur wird derzeit bei kommerziell erhältlichen Produktbauelementen verwendet. Die Bauelemente werden im Sperrzustand spezifikationsgemäß stets im Zweig mit positivem differentiellen Widerstand betrieben, also in einem Arbeitsbereich, wo die Temperaturen und Ströme moderat sind und kein steiler Stromanstieg vorliegt. Große Avalanche-Ströme sind bei dieser Struktur mit einem Arbeitspunkt im Zweig mit negativem differentiellen Widerstand verknüpft (Abb. 8.1a). Würde das Bauelement in diesem Arbeitsbereich betrieben, wäre die zeitabhängige Antwort vermutlich ein Sprung zu sehr großen Strömen mit folgender Zerstörung. Messungen an IGBT-Chips mit einem JTE-Randabschluss bestätigen diese Vermutung: Im Lawinendurchbruch zeigt sich zunächst ein ununterbrochener Stromfluss. Wird die Spannung über einen bestimmten Wert erhöht, wird das Bauelement zerstört, das heißt, es tritt keine periodische Folge von Stromspitzen auf, wie sie charakteristisch für einen Bereich wäre, bei dem nach einem Spannungsrückgang ein deutlicher Spannungsanstieg folgt (vgl. VLD-Struktur).

Die VLD-Randstruktur ist in IGBT-Modulen für Anwendungen im Bereich von 6.5 kV realisiert [BDF⁺07, DBF⁺08]. Dies impliziert, dass große Substratdicken verwendet werden, um eine weite Ausdehnung der Raumladungszone zu ermöglichen, was wiederum eine nur schwache Rückkopplung durch den p-Emitter zur Folge hat, woraus ein ununterbrochener Stromfluss im Lawinendurchbruch resultiert. Die in dieser Arbeit analysierte VLD-Struktur für Anwendungen im Bereich von 600 V mit einer Substratdicke von nur ca. 60 μm zeigt

hingegen eine periodische Folge von Stromspitzen im Lawinendurchbruch. In dieser Struktur sind für kurze Zeit große Stromdichten ohne folgende thermische Zerstörung möglich, da das Bauelement „sich schützt“ und durch Wärmergeneration sich selbst „abschaltet“. Einer kurzen Erwärmungsphase mit einem großem Stromfluss steht eine lange Abkühlungsphase mit einem kleinen Stromfluss gegenüber. Insbesondere in der langen Abkühlungsphase ist das Bauelement vor Zerstörung geschützt. Bei wandernden Stromfilamenten wird während des Stromflusses im Lawinendurchbruch die Wärme im Bauelement verteilt, was die VLD-Struktur zusätzlich vor thermischer Zerstörung schützt. In dieser Struktur liegen im Lawinendurchbruch steile Stromanstiege vor, die es im Allgemeinen in Anwendungen zu vermeiden gilt. Ein möglicher Ausweg, um die Vorteile beider Randabschlüsse auszunutzen, ist eine Struktur mit einer stationären Sperrkennlinie wie in Abb. 8.2 dargestellt. Es liegt dort zunächst ein Zweig mit positivem differentiellen Widerstand wie in der JTE-Struktur vor, dem ein Zweig mit sinkender und dann wieder ansteigender Spannung wie in der VLD-Struktur folgt. Mögliches Resultat in einer zeitabhängigen Analyse im Lawinendurchbruch kann ein Stromfluss sein, der im unteren Spannungsbereich einen ununterbrochenen Stromfluss zeigt; bei höheren Spannungen treten Stromspitzen auf. Dieser obere Bereich kann als zusätzlicher Sicherheitsspielraum in der Anwendung benutzt werden, um den IGBT-Chip bei großen Strömen im Lawinendurchbruch vor Zerstörung zu schützen.

Verwendete Abkürzungen, Symbole und Konstanten:

α [cm^{-1}]	Ionisationskoeffizient
$\alpha_{n,p}$ [cm^{-1}]	Ionisationskoeffizient für Elektronen bzw. Löcher
α_{pnp}	Stromverstärkungsfaktor
α_{th} [cm^2/s]	Thermische Diffusionskonstante
$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ [F/m]	Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12}$ F/m	Dielektrizitätskonstante im Vakuum
$\epsilon_{r,\text{Silizium}} = 11.8$	Relative Dielektrizitätskonstante für Silizium
$\phi_{n,p}$ [V]	Quasi-Fermi-Niveau für Elektronen bzw. Löcher
ψ [V]	Potenzial
$\mu_{n,p}$ [$\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$]	Beweglichkeit für Elektronen bzw. Löcher
κ [$\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$]	Wärmeleitfähigkeit
τ [μs]	Wärmediffusionszeit
c_{th} [$\text{JK}^{-1}\text{cm}^{-3}$]	Wärmekapazität
$D_{n,p}$ [J/C]	Diffusionskonstante für Elektronen bzw. Löcher
E [V/cm]	Elektrisches Feld
$E_{C,V}$ [eV]	Leitungsband- bzw. Valenzbandkante eines Halbleiters
E_g [eV]	Bandlücke eines Halbleiters
G [$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$]	Generationsrate
G_{max} [$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$]	Maximale Generationsrate
$\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34}$ [Js]	Planck'sche Konstante geteilt durch 2π
H [AV/cm^3]	Wärmegeneration pro Volumen
I [A]	Strom
$I_{\text{Ionisation}}$	Ionisationsintegral
$I_{\text{Ionisation},n,p}$	Elektronen- bzw. Löcherionisationsintegral
j [A/cm^2]	Stromdichte
$j_{n,p}$ [A/cm^2]	Stromdichte für Elektronen bzw. Löcher
j_{max} [A/cm^2]	Maximale Stromdichte
$k_B = 1.381 \cdot 10^{-23}$ J/K	Boltzmann-Konstante
$m_{C,V}$ [g]	Effektive Masse für Elektronen bzw. Löcher
$M_{n,p}$	Multiplikationsfaktor für Elektronen bzw. Löcher
n, p [cm^{-3}]	Elektronen- bzw. Löcherkonzentration
n_i [cm^{-3}]	Intrinsische Ladungsträgerkonzentration
$N_{C,V}$ [cm^{-3}]	Zustandsdichte des Leitungs- bzw. Valenzbands
$N_{D,A}$ [cm^{-3}]	Konzentration der Donatoren bzw. Akzeptoren
N_D^+, N_A^- [cm^{-3}]	Konzentration der ionisierten Donatoren bzw. Akzeptoren
$P_{n,p}$ [$\text{JK}^{-1}\text{C}^{-1}$]	Thermokraft für Elektronen bzw. Löcher
P_{Verlust} [W/cm^2]	Verlustleistung
$q = e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C > 0	Elementarladung
R [$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$]	Rekombinationsrate
R_{th} [$\text{cm}^2\text{K}/\text{W}$]	Thermischer Widerstand

t [μs]	Zeit
Δt [μs]	Zeitdifferenz
T [K]	Temperatur
T_{max} [K]	Maximale Temperatur
ΔT [K]	Temperaturdifferenz
U [V]	Spannung
U_{BD} [V]	Stationäre Durchbruchspannung
$v_{n,p}$ [cm/s]	Elektronen- bzw. Löchergeschwindigkeit
ΔV [V]	Spannungsdifferenz
x [μm]	Breite
y [μm]	Tiefe
W	Weite der Raumladungszone
erweiterte Struktur	VLD-Randabschluss plus aktiver Bereich eines IGBT-Chips
JTE	„Junction Termination Extension“
NDR	Negativer differentieller Widerstand
PDR	Positiver differentieller Widerstand
RLZ	Raumladungszone
VLD	„Variation of Lateral Doping“
VLD _{mit}	VLD-Struktur mit p-Emitter
VLD _{ohne}	VLD-Struktur ohne p-Emitter

Literaturverzeichnis

- [AKK⁺99] AKIL, N. ; KERNS, S. E. ; KERNS, D. V. ; HOFFMANN, A. ; CHARLES, J.-P.: A multimechanism model for photo generation by silicon junctions in avalanche breakdown. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 46 (1999), Nr. 5, S. 1022–1028
- [Ara05] ARAKI, T.: Integration of power devices – Next tasks. In: *Proceedings European Conference on Power Electronics and Applications (EPE)* (2005)
- [Bal79] BALIGA, B. J.: Enhancement- and depletion-mode vertical-channel MOS gated thyristors. In: *IEE Electronic Letters* 15 (1979), Nr. 20, S. 645–647
- [Bal87] BALIGA, B. J.: *Modern Power Devices*. Malabar, Krieger Publishing Company, 1987
- [BC99] BAE, D.-G. ; CHUNG, S.-K.: A closed form expression for punch-through limited breakdown voltage of parallel-plane junction. In: *Solid-State Electronics* 43 (1999), Nr. 3, S. 503–504
- [BCF⁺85] BANK, R. E. ; COUGHRAN, W. M. ; FICHTNER, W. ; GROSSE, E. H. ; ROSE, D. J. ; SMITH, R. K.: Transient simulation of silicon devices and circuits. In: *IEEE Transactions on Computer-Aided Design* 4 (1985), Nr. 4, S. 436–451
- [BDF⁺07] BAUER, J. G. ; DUETEMEYER, T. ; FALCK, E. ; SCHAEFFER, C. ; SCHMIDT, G. ; SCHULZE, H.: Investigations on 6.5kV trench IGBT and adapted EmCon diode. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2007), S. 5–8
- [BR81] BANK, R. E. ; ROSE, D. J.: Global approximate Newton methods. In: *Numerische Mathematik* 37 (1981), Nr. 2, S. 279–295
- [BRF83] BANK, R. E. ; ROSE, D. J. ; FICHTNER, W.: Numerical methods for semiconductor device simulation. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 30 (1983), Nr. 9, S. 1031–1041
- [CB89] CHANG, H. R. ; BALIGA, B. J.: 500 V n-channel insulated-gate bipolar transistor with a trench gate structure. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 36 (1989), Nr. 9, S. 1824–1829

- [Cha01] CHARITAT, G.: Voltage handling capability and termination techniques of silicon power semiconductor devices. In: *Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting* (2001), S. 175–183
- [Chy58] CHYNOWETH, A. G.: Ionization rates for electrons and holes in silicon. In: *Physical Review* 109 (1958), Nr. 5, S. 1537–1540
- [Cle93] CLEMENTE, S.: Transient thermal response of power semiconductors to short power pulses. In: *IEEE Transactions on Power Electronics* 8 (1993), Nr. 4, S. 337–341
- [CMMO75] CANALI, C. ; MAJNI, G. ; MINDER, R. ; OTTAVIANI, G.: Electron and hole drift velocity measurement in silicon and their empirical relation to electric field and temperature. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 22 (1975), Nr. 11, S. 1045–1047
- [CT67] CAUGHEY, D. M. ; THOMAS, R. E.: Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. In: *Proceedings of the IEEE* 55 (1967), Nr. 12, S. 2192–2193
- [CZL92] CHEN, X. B. ; ZHANG, B. ; LI, Z. J.: Theory of optimum design of reverse-biased p-n junctions using resistive field plates and variation lateral doping. In: *Solid-State Electronics* 35 (1992), Nr. 9, S. 1365–1370
- [DBF⁺08] DUETEMEYER, T. ; BAUER, J.-G. ; FALCK, E. ; SCHAEFFER, C. ; SCHMIDT, G. ; STEMMER, B.: 6.5kV IGBT and FWD with trench and VLD technology for reduced losses and high dynamic ruggedness. In: *Proceedings Power Conversion Intelligent Motion (PCIM)* (2008)
- [DBR⁺04] DENISON, M. ; BLAHO, M. ; RODIN, P. ; DUBEC, V. ; POGANY, D. ; SILBER, D. ; GORNIK, E. ; STECHER, M.: Moving current filaments in integrated DMOS transistors under short-duration current stress. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 51 (2004), Nr. 10, S. 1695–1703
- [DBS⁺03] DENISON, M. ; BLAHO, M. ; SILBER, D. ; JOOS, J. ; JENSEN, N. ; STECHER, M. ; DUBEC, V. ; POGANY, D. ; GORNIK, E.: Hot spot dynamics in quasi vertical DMOS under ESD stress. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2003), S. 80–83
- [DES] DESSIS TCAD: Distributed by Synopsys, Inc.
- [DWH⁺03] DECKELMANN, A. I. ; WACHUTKA, G. ; HIRLER, F. ; KRUMREY, J. ; HENNINGER, R.: Failure of multiple-cell power DMOS transistors in avalanche operation. In: *Proceedings European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)* (2003), S. 323–326

- [DWHK02] DECKELMANN, A. I. ; WACHUTKA, G. ; HIRLER, F. ; KRUMREY, J.: UIS-failure for DMOS power transistors. In: *Proceedings European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)* (2002), S. 459–462
- [DWK⁺03] DECKELMANN, A. I. ; WACHUTKA, G. ; KRUMREY, J. ; HIRLER, F. ; HENNINGER, R.: Failure of power DMOS transistor arrays under unclamped inductive switching stress conditions. In: *Proceedings Conference on Electron Devices and Solid-State Circuits (ESREF)* (2003), S. 305–308
- [DWKH02] DECKELMANN, A. I. ; WACHUTKA, G. ; KRUMREY, J. ; HIRLER, F.: Failure mechanism of power DMOS transistors under UIS stress conditions. In: *Proceedings Advanced Semiconductor Devices and Microsystems (ASDAM)* (2002), S. 349–352
- [DWKH04] DECKELMANN, A. I. ; WACHUTKA, G. ; KRUMREY, J. ; HIRLER, F.: Simulation of the failure mechanism of power DMOS transistors under avalanche stress. In: *Proceedings Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)* (2004), S. 215–218
- [Ega66] EGAWA, H.: Avalanche characteristics and failure mechanism of high voltage diodes. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 13 (1966), Nr. 11, S. 754–758
- [Fal94] FALCK, E.: *Untersuchung der Sperrfähigkeit von Halbleiter-Bauelementen mittels numerischer Simulation*. Berlin, Technische Universität Berlin, Diss., 1994
- [FFN⁺06] FELSL, H. P. ; FALCK, E. ; NIEDERNOSTHEIDE, F.-J. ; MILADY, S. ; SILBER, D. ; LUTZ, J.: Electro-thermal simulation of current filamentation in 3.3-kV silicon p⁺-n⁻-n⁺ diodes with different edge terminations. In: *Proceedings International Seminar on Power Semiconductors (ISPS)* (2006), S. 1–4
- [FHL06] FELSL, H. P. ; HEINZE, B. ; LUTZ, J.: Effects of different buffer structures on the avalanche behaviour of high voltage diodes under high reverse current conditions. In: *Proceedings Circuits, Devices and Systems* (2006), S. 11–15
- [Gha77] GHANDI, S. K.: *Semiconductor Power Devices*. New York, John Wiley and Sons, Inc., 1977
- [GLH67] GROVE, A. S. ; LEISTIKO, O. ; HOOPER, W. W.: Effect of surface fields on the breakdown voltage of planar silicon p-n junctions. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 14 (1967), Nr. 3, S. 157–162
- [Gro67] GROVE, A. S.: *Physics and Technology of Semiconductor Devices*. New York, John Wiley and Sons, Inc., 1967

- [GVSN07] GREEN, D. W. ; VERSHIN, K. V. ; SWEET, M. ; NARAYANAN, E. M. S.: Anode engineering for the Insulated Gate Bipolar Transistor – A comparative review. In: *IEEE Transactions on Power Electronics* 22 (2007), Nr. 5, S. 1857–1866
- [HFM⁺05] HEINZE, B. ; FELSL, H. P. ; MAUDER, A. ; SCHULZE, H.-J. ; LUTZ, J.: Influence of buffer structures on static and dynamic ruggedness of high voltage FWDs. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2005), S. 215–218
- [HLFS06] HEINZE, B. ; LUTZ, J. ; FELSL, H. P. ; SCHULZE, H. J.: Influence of edge termination and buffer structures on the ruggedness of 3.3kV silicon free-wheeling diodes. In: *Proceedings International Seminar on Power Semiconductors (ISPS)* (2006), S. 55–62
- [HPS⁺01] HOWER, P. ; PENDHARKAR, S. ; STEINHOFF, R. ; BRODSKY, J. ; DEVORE, J. ; GROSE, W.: Using two-dimensional structures to model filamentation in semiconductor devices. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2001), S. 385–388
- [HSA⁺00] HUANG, S. ; SHENG, K. ; AMARATUNGA, G. A. J. ; UDREA, F. ; WAIND, P.: An experimental and numerical investigation of IGBT blocking characteristics. In: *Proceedings International Power Electronics and Motion Control Conference (IPEMC)* (2000), S. 407–411
- [HYUH96] HAGINO, H. ; YAMASHITA, J. ; UENISHI, A. ; HARUGUCHI, H.: An experimental and numerical study on the forward biased SOA of IGBTs. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 43 (1996), Nr. 3, S. 490–500
- [IBS05] IRACE, A. ; BREGGIO, G. ; SPIRITO, P.: On the safe operating area of power Schottky diodes in avalanche conditions. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2005), S. 223–226
- [KG02] KORVINK, J. G. ; GREINER, A.: *Semiconductors for micro- and nanotechnology*. Weinheim, WILEY-VCH, 2002
- [KH93] KOREC, J. ; HELD, R.: Comparison of DMOS/IGBT-compatible high-voltage termination structures and passivation techniques. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 40 (1993), Nr. 10, S. 1845–1854
- [Kha03] KHANNA, V. K.: *IGBT – Theory and Design*. New York, John Wiley and Sons, Inc., 2003
- [Kla92] KLAASSEN, D. B. M.: A unified mobility model for device simulation – I. Model equations and concentration dependence. In: *Solid-State Electronics* 35 (1992), Nr. 7, S. 953–959

- [KOKY06] KIM, S.-S. ; OH, K.-H. ; KIM, Y.-C. ; YUN, C.-M.: Degradation of avalanche ruggedness of power diodes by thermally induced local breakdown. In: *Proceedings Power Electronics Specialist Conference (PESC)* (2006), S. 1–5
- [KSTN08] KAMEYAMA, S. ; SUGIYAMA, T. ; TAGAMI, R. ; NISHIWAKI, K.: Investigation of dynamic avalanche in the termination region for FWDs with high reverse recovery capability. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2008), S. 137–140
- [Lin94] LINDEFELT, U.: Heat generation in semiconductor devices. In: *Journal of Applied Physics* 75 (1994), Nr. 2, S. 942–957
- [LMN92] LASKA, T. ; MILLER, G. ; NIEDERMEYR, J.: A 2000 V non-punchthrough IGBT with high ruggedness. In: *Solid-State Electronics* 35 (1992), Nr. 5, S. 681–685
- [LMP⁺00] LASKA, T. ; MÜNZER, M. ; PFIRSCH, F. ; SCHAEFFER, C. ; SCHMIDT, T.: The field stop IGBT (FS IGBT) – A new power device concept with a great improvement potential. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2000), S. 355–358
- [LMS97] LASKA, T. ; MATSCHITSCH, M. ; SCHOLZ, W.: Ultrathin-wafer technology for a new 600V-NPT-IGBT. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (1997), S. 361–364
- [Lor07] LORENZ, L.: Power semiconductor devices – Development trends and system interactions. In: *Proceedings Power Conversion Conference (PCC)* (2007), S. 348–354
- [LPG⁺97] LEUNG, Y.-K. ; PAUL, A. K. ; GOODSON, K. E. ; PLUMMER, J. D. ; WONG, S. S.: Heating mechanisms of LDMOS and LIGBT in ultra-thin SOI. In: *IEEE Electron Device Letters* 18 (1997), Nr. 9, S. 414–416
- [Mar68] MARI, A. de: An accurate numerical steady-state one-dimensional solution of the p-n junction. In: *Solid-State Electronics* 11 (1968), Nr. 1, S. 33–58
- [MDPPS06] MÜLLER-DAUCH, A. ; PFIRSCH, F. ; PFAFFENLEHNER, M. ; SILBER, D.: Source side thermal runaway of trench IGBTs, dependence on design aspects. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2006), S. 1–4
- [MG68] MULLER, M. W. ; GUCKEL, H.: Negative resistance and filamentary currents in avalanching silicon p⁺-i-n⁺ junctions. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 15 (1968), Nr. 8, S. 560–568

- [MM07] MAJUMDAR, G. ; MINATO, T.: Recent and future IGBT evolution. In: *Proceedings Power Conversion Conference (PCC)* (2007), S. 355–359
- [MPS05] MÜLLER, A. ; PFIRSCH, F. ; SILBER, D.: Trench IGBT behaviour near to latch-up conditions. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2005), S. 255–258
- [NFSKW06] NIEDERNOSTHEIDE, F.-J. ; FALCK, E. ; SCHULZE, H.-J. ; KELLNER-WERDEHAUSEN, U.: Influence of joule heating on current filaments induced by avalanche injection. In: *Proceedings Circuits, Devices and Systems* 153 (2006), Nr. 1, S. 3–10
- [NSS⁺04] NARAYANAN, E. M. S. ; SPULBER, O. ; SWEET, M. ; BOSE, J. V. S. C. ; VERCHININE, K. ; LUTHER-KING, N. ; MOGUILNAIA, N. ; SOUZA, M. M.: Progress in MOS-controlled bipolar devices and edge termination technologies. In: *Microelectronics Journal* 35 (2004), Nr. 3, S. 235–248
- [OJK⁺00] OETJEN, J. ; JUNGBLUT, R. ; KUHLMANN, U. ; ARKENAU, J. ; SITTIG, R.: Current filamentation in bipolar power devices during dynamic avalanche breakdown. In: *Solid-State Electronics* 44 (2000), Nr. 1, S. 117–123
- [Ols77] OLSON, H. M.: DC thermal model of semiconductor device produces current filaments as stable current distributions. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 24 (1977), Nr. 9, S. 1177–1183
- [OM70] OVERSTRAETEN, V. ; MAN, H. de: Measurement of the ionization rates in diffused silicon p-n junctions. In: *Solid-State Electronics* 13 (1970), Nr. 5, S. 583–608
- [PBG⁺03] POGANY, D. ; BYCHIKHIN, S. ; GORNIK, E. ; DENISON, M. ; JENSEN, N. ; GROOS, G. ; STECHER, M.: Moving current filaments in ESD protection devices and their relation to electrical characteristics. In: *Proceedings International Reliability Physics Symposium* (2003), S. 241–248
- [Pfi] PFIRSCH, F.: Persönliche Mitteilung.
- [PJG⁺04] PERPINA, X. ; JORDA, X. ; GODIGNON, P. ; MILLAN, J. ; KIEDROWSKI, H. von ; VOBECKY, J. ; MESTRES, N.: Direct measurement of self-heating effects at the drift region of 600V PT-IGBTs. In: *Proceedings International Conference on Microelectronics (MIEL)* 1 (2004), S. 149–152
- [Rod04] RODIN, P.: Theory of traveling filaments in bistable semiconductor structures. In: *Physical Review B* 69 (2004), Nr. 4

- [Rod05] RODIN, P.: Onset of thermally driven self-motion of a current filament in a bistable semiconductor structure. In: *Physical Review B* 71 (2005), Nr. 8
- [Roo50] ROOSBROECK, W. V.: Theory of flow of electron and holes in germanium and other semiconductors. In: *Bell System Technical Journal* 29 (1950), S. 560–607
- [Ros04] ROSE, P.: *Simulationsuntersuchungen zu instabilen Zuständen von IGBTs*. Bremen, Universität Bremen, Diss., 2004
- [RSF94] ROUVE, L. L. ; SCHAEFFER, C. ; FARJAH, E.: Thermal behavior of IGBT subjected to short power pulses of high amplitude. In: *Proceedings Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)* 1 (1994), S. 487–492
- [RSK⁺08] RAHIMO, M. ; SCHLAPPBACH, U. ; KOPTA, A. ; SCHNEIDER, D. ; BASCHNAGEL, A.: A high current 3300V module employing reverse conducting IGBTs setting a new benchmark in output power capability. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2008), S. 68–71
- [RSPP02] ROSE, P. ; SILBER, D. ; PORST, A. ; PFIRSCH, F.: Investigations on the stability of dynamic avalanche in IGBTs. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2002), S. 165–168
- [Sch98] SCHENK, A.: *Advanced physical models for silicon device simulation*. Computational Microelectronics, edited by S. Selberherr, Springer, 1998
- [Sch01] SCHÖLL, E.: *Nonlinear Spatio-Temporal Dynamics and Chaos in Semiconductors*. Cambridge, Cambridge University Press, 2001
- [SG76] SLOTBOOM, J. W. ; GRAAF, H. C.: Measurement of bandgap narrowing in silicon bipolar transistors. In: *Solid-State Electronics* 19 (1976), Nr. 10, S. 857–862
- [SGF⁺86] STENGL, R. ; GÖSELE, U. ; FELLINGER, C. ; BEYER, M. ; WALESCH, S.: Variation of lateral doping as a field terminator for high-voltage power devices. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 33 (1986), Nr. 3, S. 426–428
- [Shu04] SHUR, M.: Breakdown phenomena in semiconductors and semiconductor devices. In: *International Journal of High Speed Electronics and Systems* 14 (2004), Nr. 4
- [SIF⁺05] SHOJI, T. ; ISHIKO, M. ; FUKAMI, T. ; UETA, T. ; HAMADA, K.: Investigations on current filamentation of IGBTs under unclamped inductive switching conditions. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2005), S. 227–230

- [Sim91] SIMPSON, M. R.: Analysis of negative differential resistance in the I-V characteristics of shorted-anode IGBTs. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 38 (1991), Nr. 7, S. 1633–1640
- [SMSD63] SHANKS, H. R. ; MAYCOCK, P. D. ; SIDLES, P. H. ; DANIELSON, G. C.: Thermal conductivity of silicon from 300 to 1400 K. In: *Physical Review* 130 (1963), Nr. 5, S. 1743–1748
- [SN89] SCHLANGENOTTO, H. ; NEUBRAND, H.: Dynamischer Avalanche beim Abschalten von GTO-Thyristoren und IGBTs. In: *Archiv für Elektrotechnik* 72 (1989), Nr. 2, S. 113–123
- [SRA⁺07] SCHLAPPBACH, U. ; RAHIMO, M. ; ARX, C. von ; MUKHITDINOV, A. ; LINDER, S.: 1200V IGBTs operating at 200°C? An investigation on the potentials and the design constraints. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2007), S. 9–12
- [Sze02] SZE, S. M.: *Semiconductor Devices – Physics and Technology*. New York, John Wiley and Sons, Inc., 2002
- [Tem83] TEMPLE, V. A. K.: Increased avalanche breakdown voltage and controlled surface electric fields using a junction termination (JTE) technique. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 30 (1983), Nr. 8, S. 954–957
- [THHY96] TAKAHASHI, H. ; HARAGUCHI, H. ; HAGINO, H. ; YAMADA, T.: Carrier stored trench-gate bipolar transistor (CSTBT) – A novel power device for high voltage application. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (1996), S. 349–352
- [TKM04] TAKAHASHI, H. ; KANEDA, M. ; MINATO, T.: 1200V class reverse blocking IGBT (RB-IGBT) for AC matrix converter. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2004), S. 121–124
- [TYAM04] TAKAHASHI, H. ; YAMAMOTO, A. ; AONO, S. ; MINATO, T.: 1200V reverse conducting IGBT. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2004), S. 133–136
- [VNS08] VOSS, S. ; NIEDERNOSTHEIDE, F. J. ; SCHULZE, H. J.: Anode design variation in 1200-V trench field-stop reverse-conducting IGBTs. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2008), S. 169–172
- [VRKL08] VOBECKY, J. ; RAHIMO, M. ; KOPTA, A. ; LINDER, S.: Exploring the silicon design limits of thin wafer IGBT technology: The controlled punch trough (CPT) IGBT. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices (ISPSD)* (2008), S. 76–79

- [Wac] WACHUTKA, G.: Persönliche Mitteilung.
- [Wac90] WACHUTKA, G.: Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modelling. In: *IEEE Transactions on Computer-Aided Design* 9 (1990), Nr. 11, S. 1141–1149
- [ZSW⁺05] ZHANG, F. ; SHI, L. ; WU, Y. ; LI, C. ; SUN, X.: Novel buffer engineering: A concept for fast switching and low loss operation of planar IGBT. In: *Microelectronics Journal* 37 (2005), Nr. 7, S. 569–573

Danksagung

Ich möchte meinem Doktorvater Prof. Dr. G. Wachutka für die Betreuung dieser Arbeit danken. Durch die Bereitstellung von Ressourcen und die Vermittlung von Kontakten zu Kooperationspartnern, durch hilfreichen Diskussionen und Anregungen ist diese interessante und abwechslungsreiche Arbeit zustande gekommen.

Ich danke Prof. Dr. W. Hansch und Prof. Dr. M.-C. Amann herzlichst für die Begutachtung dieser Arbeit sowie Prof. Dr. R. Kennel für die Prüfungsorganisation.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. F. Pfirsch (Infineon Technologies AG), dem zweiten Doktorvater dieser Arbeit. Er hat diese Dissertation begleitet, stand mit Rat und Tat zur Seite und fand für jedes Problem einen Ausweg.

Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn J. Niedermeyr (Infineon Technologies AG), der mich bei den elektrischen Messungen unterstützt hat, und Herrn Dr. T. Raker (Infineon Technologies AG) bedanken.

Ich bedanke mich bei allen am TEP und bei der Infineon Technologies AG für die fachliche Hilfe, insbesondere bei Herrn Dr. F. Wittmann (TEP).

In guter Erinnerung werde ich die TEP-Kaffeerunde behalten; ganz besonders Steve, Georg, Caro, Witek, Pobi, Sandy, Alex und Ruslan.

Ich bedanke mich bei meiner Familie, Ingrid, Peter und Jan.