Roman Baburske

Dynamik des Ladungsträgerplasmas während des Ausschaltens bipolarer Leistungsdioden

Roman Baburske

Dynamik des Ladungsträgerplasmas während des Ausschaltens bipolarer Leistungsdioden

TECHNISCHE UNIVERSITÄT
CHEMNITZ

Universitätsverlag Chemnitz
2011

Impressum

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Angaben sind im Internet über http://dnb.d-nb.de abrufbar.

Diese Arbeit wurde von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Chemnitz als Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur genehmigt.

Tag der Einreichung: 16. November 2010

Gutachter: Prof. Dr. Josef Lutz
Prof. Dr. Hans-Günter Eckel
PD Dr. Franz-Josef Niedernostheide

Tag der Verteidigung: 15. April 2011

Cover: Markus Baburske

Technische Universität Chemnitz/Universitätsbibliothek
Universitätsverlag Chemnitz
09107 Chemnitz
http://www.bibliothek.tu-chemnitz.de/UniVerlag/

Herstellung und Auslieferung
Verlagshaus Monsenstein und Vannerdat OHG
Am Hawerkamp 31
48155 Münster
http://www.mv-verlag.de

ISBN 978-3-941003- 33-0
http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:bsz:ch1-qucosa- 74615

Meinen Eltern gewidmet

Die ganze Mannigfaltigkeit,
der ganze Reiz und die ganze Schönheit des Lebens
setzen sich aus Licht und Schatten zusammen.
(Lew N. Tolstoi)

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der verwendeten Symbole **IX**

1 Einleitung **1**

2 Vorarbeiten zu Ausschaltverhalten und -robustheit **5**
2.1 Grundgleichungen der Halbleiterphysik 5
2.2 Ladungsträgerabbau während des Ausschaltens 6
2.2.1 Vereinfachte Modelle 6
2.2.2 Ambipolare Diffusion 9
2.3 Statischer Sperrfall (Lawinengeneration und Post-Avalanche) 13
2.3.1 Durchbruchspannung 13
2.3.2 Negative differentielle Widerstände in Kennlinien von Leistungsbauelementen 15
2.4 Stromfilamente während des Ausschaltens 24
2.4.1 Dynamischer Avalanche 24
2.4.2 Filamentbildung und Filamentverhalten 29
2.4.3 Zerstörung durch Filamente 32
2.5 Designmaßnahmen zur Verbesserung des Diodenverhaltens . 34
2.5.1 Ausschaltverhalten und Ausschaltrobustheit 34
2.5.2 Ausschaltrobustheit vs. Stoßstromfestigkeit 38
2.5.3 Ausschaltverhalten vs. Höhenstrahlfestigkeit 41

3 Bauelementsimulation **43**
3.1 Verwendete physikalische Modelle 43
3.2 Randbedingungen 50
3.3 Dotierprofile und Eigenschaften der simulierten Dioden . . . 52
3.4 Simulationsschaltungen 55
3.5 Numerisches Gitter 59

4 Untersuchung des Ladungsträgerabbaus **63**
4.1 Frontdynamik des Ladungsträgerbergs 63
4.1.1 Simulationsergebnis 63
4.1.2 Modell zur Erklärung des Frontverhaltens 63
4.2 Einfluss von Schaltbedingungen auf die Frontdynamik . . . 77

4.2.1 Einfluss von Schaltspannung und Schaltinduktivität 77
4.2.2 Einfluss der Durchlassstromdichte 83
4.3 Einfluss des dynamischen Avalanche auf die Frontdynamik . 86
4.4 Bewertung des ambipolaren Diffusionsansatzes 93
4.5 Ladungsträgerabbau in optimierten CIBH-Dioden 96
4.5.1 Potential: Freiheitsgrad zur Verbesserung der Höhenstrahlfestigkeit 96
4.5.2 Ausschaltsimulation und Bufferdimensionierung . . . 97
4.5.3 Verbesserte Relation zwischen Durchlassspannung und Ausschaltverlustenergie 104
4.6 Ergebnisse und Diskussion 106

5 Zerstörung durch Stromfilamente 109
5.1 Laterale Bewegung der Filamente 109
5.1.1 Simulationsergebnis 109
5.1.2 Bewegung resultierend aus der Frontdynamik 110
5.1.3 Thermische Bewegung 115
5.2 Zerstörungsmechanismus 119
5.2.1 Zerstörung durch ein kathodenseitiges Filament . . . 119
5.2.2 Zerstörung im SSCM 129
5.2.3 Einfluss von Feldstoppschichten 132
5.2.4 Diskussion des Zerstörungsmechanismus 133
5.3 Robustheit von CIBH-Dioden 144
5.3.1 Ausschaltrobustheit 144
5.3.2 Potential: Freiheitsgrad zur Verbesserung der Stoßstromfestigkeit 145

6 Zusammenfassung und Ausblick 153

A Anhang 159
A.1 Beweglichkeitsmodelle 159
A.2 Hydrodynamisches Modell in Sentaurus$_{\mathrm{TCAD}}$ 162

Literaturverzeichnis 165

Verzeichnis der verwendeten Symbole

α	effektive Stoßionisationsrate
$\alpha_{\mathrm{n,p}}$	Stoßionisationsrate der Elektronen bzw. der Löcher
γ_{A}	Emitterwirkungsgrad des p^+-Gebiets
γ_{K}	Emitterwirkungsgrad des n^+-Gebiets
κ_{th}	thermische Leitfähigkeit
μ_{n}	Elektronenbeweglichkeit
μ_{p}	Löcherbeweglichkeit
$\overline{n}_{\mathrm{a}}$	mittlere anodenseitige Ladungsträgerdichte
$\overline{n}_{\mathrm{k}}$	mittlere kathodenseitige Ladungsträgerdichte
τ_{HL}	Hochinjektionsträgerlebensdauer
$\tau_{\mathrm{n,p}}$	Trägerlebensdauer der Elektronen und Löcher
ε	elektrische Permittivität
ϱ_{a}	Raumladung in der anodenseitigen Ladungssträgerbergfront
ϱ_{k}	Raumladung in der kathodenseitigen Ladungssträgerbergfront
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$\vec{j}$	Stromdichte, Gesamtstromdichte
a	Modellparameter zur Beschreibung der Frontdynamik, $a = -j_{\mathrm{n,diff,a}}/j_{\mathrm{n,feld,a}}$
b	Exponent im Stoßionisationsmodell von Shields/Fulop [Ful67, Lut06]
C	Ionisationskoeffizient im Stoßionisationsmodell von Shields/Fulop [Ful67, Lut06]
D_{A}	Ambipolare Diffusionskonstante
D_{n}	Diffusionskonstante der Elektronen
D_{p}	Diffusionskonstante der Löcher
d_{x}	Laterale Ausdehnung
d_{y}	Diodendicke, Ausdehnung des Chips von der Anode zur Kathode
E_{off}	Ausschaltverlustenergie
G	Generationsrate
G_{Aug}	Augergenerationsrate
G_{ava}	Lawinengenerationsrate

H	Wärmegenerationsrate
h_n	Emitterparameter für den n^--n^+-Übergang
h_p	Emitterparameter für den p^+-n^--Übergang
I_F	Durchlassstrom
I_n	Nennstrom
j	Stromdichte
j_n	Elektronenstromdichte
j_p	Löcherstromdichte
j_D	Verschiebungsstromdichte
j_F	Durchlassstromdichte
$j_\mathrm{n,ava}$	Elektronenstromdichte in der anodenseitigen Raumladungszone für den Fall des anodenseitigen dynamischen Avalanches
j_nenn	Nennstromdichte
$j_\mathrm{p,ava}$	Löcherstromdichte in der kathodenseitigen Raumladungszone für den Fall des kathodenseitigen dynamischen Avalanches
j_RRM	Maximum der Rückstromdichte während des Ausschaltens einer Diode
k	Boltzmann-Konstante
k	Modellparameter zur Beschreibung der Frontdynamik, $k = -j_\mathrm{n,diff,k}/j_\mathrm{n,feld,k}$
L_A	ambipolare Diffusionslänge
L_schalt	Schaltinduktivität
n	Elektronendichte
N_A	Konzentration der Akzeptoren
N_D	Konzentration der Donatoren, Grunddotierung
N_Buffer	Dotierung eines gaußförmigen Buffers
N_eff	effektive Ladungsträgerdichte
$n_\mathrm{i,eff}$	effektive intrinsische Dichte
n_k	Ladungsträgerdichten in der kathodenseitigen Ladungsträgerbergfront
N_A	Ladungsträgerdichten in der anodenseitigen Ladungsträgerbergfront
N_A^-	Konzentration der ionisierten Akzeptoren
N_D^+	Konzentration der ionisierten Donatoren
p	Löcherdichte
P_n	absolute thermoelektrische Leistung der Elektronen
P_p	absolute thermoelektrische Leistung der Löcher
$p_\mathrm{a,forw}$	Ladungsträgerplasmakonzentration am p^+-n^--Übergang
$p_\mathrm{k,forw}$	Ladungsträgerplasmakonzentration am n^--n^+-Übergang

q	Elementarladung
Q_{rr}	Sperrerholladung
R	Widerstand in Simulationsschaltung
R_{net}	Netto-Rekombinationsrate der Elektronen bzw. der Löcher
T	Gittertemperatur
T_{init}	Anfangstemperatur bei elektrothermischer Simulation (homogen verteilt)
T_{n}	Elektronentemperatur
T_{p}	Löchertemperatur
U	elektrostatische Potential
U,u	Spannung
U_{F}	Durchlassspannung
U_{ava}	Einsatzspannung des dynamischen Avalanches, bezeichnet Spannungsabfall über der Raumladungszone
U_{bat}	Schaltspannung, Zwischenkreisspannung
U_{BD}	Durchbruchspannung
U_{F}	Durchlassspannungsabfall
U_{sn}	snap-off-freie Spannung
U_{th}	Schwellenspannung in der Transferkennlinie eines Transistors
v_{a}	Geschwindigkeit der anodenseitigen Ladungsträgerbergfront
v_{k}	Geschwindigkeit der kathodenseitigen Ladungsträgerbergfront
$v_{\mathrm{n,p}}$	Elektronen- und Löchergeschwindigkeit
v_{sat}	Sättigungsdriftgeschwindigkeit
w_{B}	Basisweite, Ausdehnung der niedrig dotierten Zone
w_{x}	Position der Erschöpfung des Ladungsträgerbergs
w_{Buffer}	Buffereindringtiefe
$w_{\mathrm{RLZ,a}}$	Weite der anodenseitigen Raumladungszone
$w_{\mathrm{RLZ,k}}$	Weite der kathodenseitigen Raumladungszone
x	Koordinate in lateraler Richtung (2D-Modell)
y	Koordinate in vertikaler Richtung
y_{a}	Position der anodenseitigen Ladungsträgerbergfront
y_{a}	Position der anodseitigen Ladungsträgerbergfront
y_{k}	Position der kathodenseitigen Ladungsträgerbergfront
y_{k}	Position der kathodseitigen Ladungsträgerbergfront
FWHM	Halbwertsbreite (engl.: Full Width of Half Maximum)

1 Einleitung

Hintergrund: In einer Vielzahl von unterschiedlichen Anwendungen tragen Leistungsbauelemente maßgeblich zum effizienten Umgang mit elektrischer Energie bei. Gelingt es ihren sicheren Arbeitsbereich zu vergrößern, so können sie verlustärmer betrieben werden. Hierzu ist insbesondere ein Verständnis der Vorgänge im Halbleiter während transienter Belastungen von großer Bedeutung. Seit dem vermehrten Einsatz von schnellschaltenden Insulated Gate Bipolar Transistors (IGBT), sind bipolare Freilaufdioden die limitierenden Bauelemente in leistungselektronischen Schaltungen [BEHN05]. Für Standard-Industrieanwendungen bis 1,7 kV sind bereits gute Leistungsdioden auf dem Markt. Jedoch muss die Robustheit insbesondere von hochsperrenden Leistungsdioden ($> 3{,}3$ kV) weiter verbessert werden. Diese werden in der Traktionstechnik und künftig auch vermehrt zur Energiewandlung in Großumrichtern eingesetzt.

Zielstellung und Abgrenzung: Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem besonders kritischen Ausschaltvorgang bipolarer Leistungsdioden, bei dem das im Durchlass vorhandene Ladungsträgerplasma abgebaut wird. Schwerpunkt ist dabei die Untersuchung von zwei ungewollten Phänomenen, die während des Ausschaltens auftreten können. Diese sind ein plötzliches Abreißen des Rückstroms während der Kommutierung und eine Zerstörung der Diode mit einem lokalen Aufschmelzen.

Ein plötzlicher Stromabriss kann in Verbindung mit parasitären Induktivitäten zu LC-Schwingungen führen, was Ausfälle aufgrund hoher Spannungsspitzen und EMV-Störungen zur Folge haben kann. Umfangreiche experimentelle Arbeiten (z.B. [SRH99, Lut99]) zeigen, dass eine hohe Schaltspannung, eine hohe Schaltinduktivität und eine niedrige Durchlassstromdichte ein softes Ausschaltverhalten einer p^+-n^--n^+-Diode verhindern können. Zur Abschätzung gibt es zwei analytische Modelle [Lut06, Fel09], die als Grenzfälle des Verhaltens des entstandenen Ladungsträgerbergs betrachtet werden können. Ein Fokus dieser Arbeit liegt darin zu klären, wie es zu Ausschaltverhalten kommt, die zwischen den beiden Grenzfällen liegen. Zur Analyse des Ladungsträgerplasma-Abbaus werden eindimensionale Strukturen simuliert. Die Einflüsse von Schaltparametern

auf das Verhalten des Ladungsträgerbergs sollen anhand der Ergebnisse nachvollziehbar sein.

Ein lokales Aufschmelzen des Silizium-Chips kann auftreten, wenn die Stromdichteverteilung in lateraler Richtung stark inhomogen ist. Dies kann durch Inhomogenitäten in der Diodenstruktur hervorgerufen werden. Eine große Inhomogenität ist der Randbereich eines Bauelements. Es wurde jedoch gezeigt, dass sich ein Bauelementausfall am Rand durch geeignete Strukturen (z.B. [MKY00]) in einem großen Parameterbereich verhindern lässt. Der Fokus dieser Arbeit liegt deshalb auf der Untersuchung von Diodenzerstörungen mit einem punktförmigen Aufschmelzen in der Chipmitte. Derartige Ausfälle werden auf die Existenz von Filamenten zurückgeführt. Filamente sind sehr starke Stromdichteanhebungen. Sie können auftreten, wenn die Diode mit harten Schaltbedingungen (hohe Schaltspannung, hohe Schaltinduktivität, hohes di/dt, hohes I_F, aber auch sehr niedriges I_F) ausgeschaltet wird. Die Bildung eines Filaments lässt sich mit der S-Form der transienten Kennlinie der Raumladungszone begründen [OJK$^+$00]. Für schnelle transiente Vorgänge sind Filamente nur schwer messtechnisch erfassbar, wurden aber bereits simulativ untersucht, z.B. [NFSKW04, HLFS08]. Ein Vergleich von Messung und Simulation deutet darauf hin, dass eine Zerstörung durch kathodenseitigen dynamischen Avalanche getriggert wird [DLS03]. Dies wird auch durch Bauelementsimulationen [NFSKW06] gestützt, welche zeigen, dass sich kathodenseitige Filamente deutlich langsamer in lateraler Richtung bewegen als anodenseitige Filamente. Ein Ziel dieser Arbeit ist ein tieferes Verständnis für das unterschiedliche Verhalten von anodenseitigen und kathodenseitigen Filamenten. Darüber hinaus sollen die Vorgänge in der Diode während der Zerstörung mittels Bauelementsimulation untersucht werden. Zwar gibt es bereits eine veröffentlichte Zerstörungssimulation [MSNF08, Mil10], dabei wird jedoch nur das Verhalten des anodenseitigen Filaments untersucht. Zu klären ist, warum das anodenseitige Filament lokal stehen bleibt. Da die Filamentbildung ein Effekt ist, der nur in der Fläche auftritt, und zusätzlich in einer Zerstörungssimulation sehr hohe Temperaturen erwartet werden, muss auf die Grenzen derzeitiger Bauelementsimulation eingegangen werden. Unter dem Begriff „Ausschaltrobustheit“ wird in dieser Arbeit die Fähigkeit einer Diode verstanden, die Zerstörung durch kathodenseitige Filamente zu verhindern.

Einen Meilenstein in der Entwicklung von soften und robusten Dioden ist das **C**ontrolled **I**njection of **B**ackside **H**oles (CIBH) Konzept. Es wurde bereits mit umfangreichen Mess- und Simulationsergebnissen vorgestellt

[CLD+06, FPS+08, LBC+09]. In dieser Arbeit soll auf Aspekte der Bufferdimensionierung eingegangen werden. Darüber hinaus soll diskutiert werden, inwieweit sich durch das CIBH-Konzept die Kompromisse zwischen gegensätzlichen Anforderungen, wie softes Ausschalten zu geringen Schaltverlusten, softes Ausschalten zu hoher Höhenstrahlfestigkeit und robustes Ausschalten zu hoher Stoßstromfestigkeit verbessern lassen.

Die Kernziele dieser Arbeit sind daher die Untersuchung der Bewegungsformen des Ladungsträgerbergs und der Begrenzung der Ausschaltrobustheit durch kathodenseitige Filamente sowie das Aufzeigen einiger Potentiale des CIBH-Konzepts. Wesentliche Teile der Kapitel 2, 4 und 5 sind bereits in [BHLN08a, BHLN08b, BHN+09, BLS+10b, BLH10, BLSN10, BLS+10a] veröffentlicht.

Vorgehensweise: Zum Ausschaltverhalten von Dioden gibt es eine große Zahl an Vorarbeiten, von denen einige Wesentliche in Kapitel 2 beschrieben sind. Für die Analyse der Vorgänge während des Diodenschaltvorgangs wird sich in dieser Arbeit der Bauelementsimulation bedient, zu der einige relevante Aspekte in Kapitel 3 beschrieben sind. Weiterhin sind in Kapitel 3 die verwendeten Diodenstrukturen charakterisiert. Kapitel 4 beschäftigt sich mit dem Abbau des Ladungsträgerplasmas in der eindimensionalen Betrachtung. Auf den Erkenntnissen zum Verhalten der Ladungsträgerbergfronten aus Kapitel 4 aufbauend, beschäftigt sich Kapitel 5 mit der Bewegung von Filamenten in lateraler Richtung. Zudem wird ein möglicher Ausfallmechanismus diskutiert. Sowohl in Kapitel 4 als auch in Kapitel 5 wird mit den eher theoretischen Erkenntnissen zur Plasmadynamik das Verhalten von CIBH-Dioden begründet. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

2 Vorarbeiten zu Ausschaltverhalten und -robustheit

2.1 Grundgleichungen der Halbleiterphysik

Das Gleichungssystem zur Modellierung von Halbleiterbauelementen [Sze07, Tca07] besteht aus der Poissongleichung[1] und den Kontinuitätsgleichungen für Elektronen und Löcher:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \operatorname{div}(-\operatorname{grad} U) = \frac{q}{\varepsilon}(p - n + N_{\mathrm{D}}^{+} - N_{\mathrm{A}}^{-}), \tag{2.1}$$

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = R_{\mathrm{net}} - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_{\mathrm{n}}, \tag{2.2}$$

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = R_{\mathrm{net}} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_{\mathrm{p}}. \tag{2.3}$$

Dabei ist ε die elektrische Permittivität, q die Elementarladung, n und p sind die Elektronen- und Löcherdichte, N_{D}^{+} ist die Konzentration der ionisierten Donatoren und N_{A}^{-} ist die Konzentration der ionisierten Akzeptoren. R_{net} ist die Netto-Rekombinationsrate der Elektronen bzw. der Löcher. Mit einer Netto-Rekombinationsrate kann nur dann gerechnet werden, wenn der Einfluss von tiefen Störstellen vernachlässigt wird. Die Poissongleichung und die Kontinuitätsgleichungen lassen sich aus den Maxwell'schen Gleichungen - dem Coulomb'schen Gesetz und dem Durchflutungsgesetz - herleiten. In Gl. (2.1) ist bereits die Beziehung von elektrischem Potential U und der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ enthalten, es gilt:

$$\vec{E} = -\operatorname{grad} U. \tag{2.4}$$

[1] Eine Poissongleichung ist eine partielle Differentialgleichung des Typs $\operatorname{div}(-\operatorname{grad} u) = f$. Daher ist die Bezeichnung streng genommen nur für den Ausdruck $\operatorname{div}(-\operatorname{grad} U) = \frac{q}{\varepsilon}(p - n + N_{\mathrm{D}}^{+} - N_{\mathrm{A}}^{-})$ richtig. Jedoch ist es auch geläufig den Ausdruck $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{q}{\varepsilon}(p - n + N_{\mathrm{D}}^{+} - N_{\mathrm{A}}^{-})$ als Poissongleichung zu bezeichnen [Pau76, Lin06]. [Sze07] weist darauf hin, dass für den Ausdruck mit $\operatorname{div} \vec{E}$ sowohl Gaussgesetz als auch Poissongleichung gebräuchlich ist.

Für die Stromdichten gelten nach dem erweiterten Drift-Diffusionsmodell [Wac90] folgende Transportgleichungen:

$$\vec{j}_\mathrm{n} = q\mu_\mathrm{n} n\vec{E} + qD_\mathrm{n}\,\mathrm{grad}\,n + q\mu_\mathrm{n} n P_\mathrm{n}\,\mathrm{grad}\,T, \tag{2.5}$$

$$\vec{j}_\mathrm{p} = q\mu_\mathrm{p} p\vec{E} - qD_\mathrm{p}\,\mathrm{grad}\,p - q\mu_\mathrm{p} p P_\mathrm{p}\,\mathrm{grad}\,T, \tag{2.6}$$

$$\vec{j} = \vec{j}_\mathrm{n} + \vec{j}_\mathrm{p} + \vec{j}_\mathrm{D} = \vec{j}_\mathrm{n} + \vec{j}_\mathrm{p} + \varepsilon\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}. \tag{2.7}$$

Hierbei sind μ_n und μ_p die Elektronen- und Löcherbeweglichkeit und P_n und P_p sind die absoluten thermoelektrischen Leistungen. j_D ist die Verschiebungsstromdichte. Mit $D_\mathrm{n,p} = k\ T/q \cdot \mu_\mathrm{n,p}$ ist die Diffusionskonstante der Elektronen bzw. der Löcher gegeben, wobei k die Boltzmann-Konstante ist und T die Gittertemperatur. Nach den Gln. (2.5) bis (2.7) können elektrische Felder, Konzentrationsgefälle von Ladungsträgern, Temperaturgradienten und schnelle Änderungen der elektrischen Feldstärke Ursache für eine Stromdichte sein.

Für elektrothermische Simulationen muss zusätzlich die Wärmeleitungsgleichung berechnet werden:

$$c\frac{\partial T}{\partial t} = \mathrm{div}(\kappa_\mathrm{th}\,\mathrm{grad}\,T) + H, \tag{2.8}$$

dabei ist κ_th die thermische Leitfähigkeit und H die Wärmegenerationsrate. Die Temperatur der Elektronen und Löcher ist dabei gleich der Gittertemperatur.
Insgesamt muss ein Gleichungssystem aus partiellen Differentialgleichungen mit vier Unbekannten (U, n, p und T), welche orts- und zeitabhängig sind, gelöst werden.

2.2 Ladungsträgerabbau während des Ausschaltens

2.2.1 Vereinfachte Modelle

Kommt es am Ende des Ausschaltvorgangs zu einem plötzlichen Abfall des Rückstroms mit einer hohen Stromsteilheit, so spricht man von einem Stromabriss. Dieser führt zu Strom- und Spannungsoszillationen zwischen den parasitären Induktivitäten im Schaltkreis und der Kapazität der Diode. Man spricht von einem snappigen Ausschalten. Derartige Schwingungen sind unerwünscht, da sie zu Ausfällen aufgrund hoher Spannungsspit-

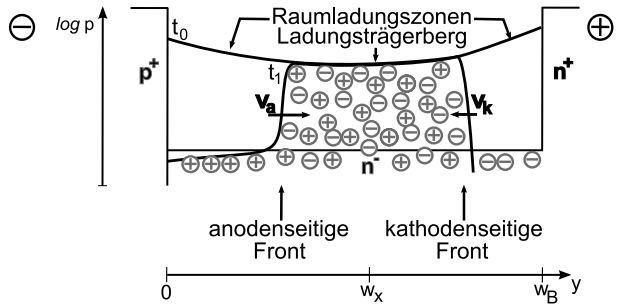


Abb. 2.1 Schematische Darstellung eines beidseitigen Plasmaabbaus: Löcherverteilung im Durchlass (t_0) und während des Ausschaltvorgangs (t_1).

zen und EMV-Störungen führen können. Ein Ausschalten ohne Stromabriss wird auch als softes Ausschalten bezeichnet. Während des Ausschaltens wird das Ladungsträgerplasma, welches sich im Durchlasszustand in der niedrig dotierten Mittelzone befindet, abgebaut. Ob ein Ausschalten soft oder snappig ist, ergibt sich daraus, wie das Ladungsträgerplasma abgebaut wird. Dies wird beeinflusst durch das Diodendesign und die Schaltbedingungen. Bei der folgenden Betrachtung sei die Verteilung der Stromdichte in lateraler Richtung homogen angenommen. Die untersuchten Strukturen sind daher quasi-eindimensional (1D).

Ein wichtiger Parameter zur Bewertung des Ausschaltens einer Leistungsdiode ist die snap-off-freie Spannung U_{sn}. Sie bezeichnet die Schaltspannung U_{bat}, bei der die Diode gerade noch soft schaltet. Bei $U_{\mathrm{bat}} > U_{\mathrm{sn}}$ kommt es zu einem Stromabriss während des Ausschaltens. Für die Abschätzung von U_{sn} gibt es zwei Ansätze [Lut06], die im Folgenden kurz dargestellt sind.

A. Abschätzung - beidseitiger Plasmaabbau: Zum Zeitpunkt t_0 ist die niedrig dotierte Mittelzone mit freien Ladungsträgern überflutet (Abb. 2.1). Da die Konzentration freier Ladungsträger sehr groß ist und $n \approx p$ gilt, spricht man auch von einem Ladungsträgerplasma. Die Diode befindet sich im Durchlasszustand. Während des Ausschaltvorgangs wird das Ladungsträgerplasma ausgeräumt. Die positiv geladenen Löcher wandern zur negativ geladenen Anode und die negativ geladenen Elektronen zur positiv geladenen Kathode. Die Ladungsträger werden zuerst in der Nähe der hoch dotierten Emittergebiete (p^+- und n^+-Gebiet) ausgeräumt. Es entsteht ein Ladungsträgerberg, auch Plasmaberg genannt, der durch

Raumladungszonen von den Emittergebieten separiert ist (Abb. 2.1). Die Grenzen zwischen Ladungsträgerberg und Raumladungszonen werden Ladungsträgerbergfronten (kurz: Fronten) genannt. Ihre Geschwindigkeiten sind nach Benda und Spenke [BS67] mit

$$v_{\mathrm{a}} = -\frac{\mu_{\mathrm{n}}}{\mu_{\mathrm{n}} + \mu_{\mathrm{p}}} \frac{j}{q n_{\mathrm{a}}}, \tag{2.9}$$

$$v_{\mathrm{k}} = \frac{\mu_{\mathrm{p}}}{\mu_{\mathrm{n}} + \mu_{\mathrm{p}}} \frac{j}{q n_{\mathrm{k}}}, \tag{2.10}$$

gegeben, wobei der Index a für anodenseitig und der Index k für kathodenseitig steht. Der Parameter $n_{\mathrm{a,k}}$ bezeichnet die Ladungsträgerdichte in der Front. Da die Gesamtstromdichte während des Ausschaltens negativ ist, ist v_{a} stets positiv und v_{k} stets negativ. Das heißt, dass sich die anodenseitige Front immer in Richtung Kathode und die kathodenseitige Front immer in Richtung Anode bewegt. Eine Richtungsumkehr ist im Rahmen dieser Abschätzung nicht möglich.

In [Lut04] wird die Durchlassladungsträgerverteilung durch eine mittlere anodenseitige Konzentration $\overline{n}_{\mathrm{a}}$ und eine mittlere kathodenseitige Konzentration $\overline{n}_{\mathrm{k}}$ vereinfacht[2]. Damit ergibt sich die Position bei der sich die Ladungsträgerbergfronten treffen zu

$$w_{\mathrm{x}} = \frac{1}{1 + \frac{v_{\mathrm{k}}}{v_{\mathrm{a}}}} \cdot w_{\mathrm{B}} = \frac{1}{1 + \frac{\mu_{\mathrm{p}} \cdot \overline{n}_{\mathrm{a}}}{\mu_{\mathrm{n}} \cdot \overline{n}_{\mathrm{k}}}} \cdot w_{\mathrm{B}}. \tag{2.11}$$

Die snap-off-freie Spannung lässt sich berechnen mit

$$U_{\text{sn-Benda Vereinfachung}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{q \cdot N_{\mathrm{D}}^{+}}{\varepsilon} {w_{\mathrm{x}}}^2. \tag{2.12}$$

B. Abschätzung - einseitiger Plasmaabbau: Messungen von hochsperrenden Dioden aus Si [FFPL04] und SiC [BMS+03, Bab04] zeigen jedoch, dass die snap-off-freie Spannung deutlich größer sein kann, als durch die Gln. (2.11) und (2.12) vorausgesagt. Bei Schaltvorgängen mit einer ausgeprägten Tailphase –typisch für softes Ausschalten– liegt U_{sn} in der Größenordnung der Punch-Through-Spannung. Als Punch-Through-Spannung

[2] Für diese Abschätzung lässt sich $\overline{n}_{\mathrm{a}}$ mit dem arithmetischen Mittel der Ladungsträgerdichten zwischen p^{+}-n^{-}-Übergang und w_{x} angeben. Der Wert $\overline{n}_{\mathrm{k}}$ ist dann entsprechend das arithmetische Mittel der Ladungsträgerdichten zwischen w_{x} und dem n^{-}-n^{+}-Übergang (ausführliche Diskussion siehe [Lut04]).

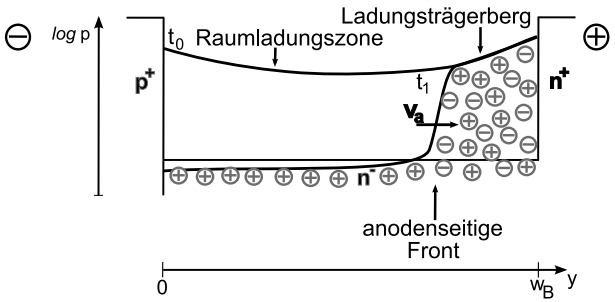


Abb. 2.2 Schematische Darstellung eines einseitigen Plasmaabbaus: Löcherverteilung im Durchlass (t_0) und kurz vor der Erschöpfung des Ladungsträgerbergs (t_1).

wird hier die Spannung unter dem dreiecksförmigen Feldverlauf bezeichnet, wenn die Raumladungszone gerade das n^+-Gebiet berührt. In diesem Fall kann ein einseitiger Abbau des Ladungsträgerplasmas angenommen werden (Abb. 2.2). Die snap-off-freie Spannung kann nach [FFPL04] abgeschätzt werden mit

$$U_{\text{sn-tail}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{q \cdot N_{\text{D}}^{+}}{\varepsilon} {w_{\text{B}}}^2. \tag{2.13}$$

Der Fakt, dass sich der Ladungsträgerberg an verschiedenen Positionen erschöpft, wird mit der Durchlassladungsträgerverteilung begründet [Lut04, RS01]. Diese Abhängigkeit ist bereits über $\overline{n}_{\text{a}}$ und $\overline{n}_{\text{k}}$ in der Abschätzung von U_{sn} nach Gl. (2.12) enthalten. Messungen (z.B. [SRH99]) zeigen jedoch, dass U_{sn} zusätzlich von anderen Parametern wie der Schaltinduktivität abhängt. Mit Hilfe von numerischen Simulationen wurde gezeigt, dass der Ladungsträgerberg seine Bewegungsrichtung während des Ausschaltvorgangs ändern kann (z.B. [RS01, CBF$^+$06]). Es ist noch ungeklärt, warum sich ein Plasmaabbau von beiden Seiten (Abb. 2.1) in ein Szenario, wie in Abb. 2.2 gezeigt, ändert und unter welchen Bedingungen dies geschieht. Deshalb wird in Abschnitt 4.1 die Bewegung der Ladungsträgerbergfronten näher untersucht.

2.2.2 Ambipolare Diffusion

Für das im Durchlass mit freien Ladungsträgern überschwemmte n^--Gebiet gilt näherungsweise

$$n(y) = p(y), \tag{2.14}$$

da Ladungsträgerneutralität gilt und die Grunddotierung wesentlich niedriger ist als die Elektronendichte und Löcherdichte. Im Bereich des Ladungsträgerplasmas sind Verschiebeströme vernachlässigbar klein. Damit lässt sich die Gesamtstromdichte nach Gl. (2.7) für den eindimensionalen Fall wie folgt angeben:

$$j = j_\mathrm{n} + j_\mathrm{p} = q(\mu_\mathrm{n} + \mu_\mathrm{p})nE + q(D_\mathrm{n} - D_\mathrm{p})\frac{dn}{dy}. \tag{2.15}$$

Stellt man diese Gleichung nach der elektrischen Feldstärke um, so erhält man

$$E = \frac{\frac{j}{q} - (D_\mathrm{n} - D_\mathrm{p}) \cdot \frac{dn}{dy}}{(\mu_\mathrm{n} + \mu_\mathrm{p}) \cdot n}. \tag{2.16}$$

Die Transportgleichungen (Gln. (2.5) und (2.6)) können in die Kontinuitätsgleichungen (2.2) und (2.3) eingesetzt werden. Da Gl. (2.14) gilt, sind sowohl die Orts- als auch die Zeitableitungen von n und p identisch. Damit ist es egal, welche der beiden Gleichungen für die weitere Herleitung der ambipolaren Diffusionsgleichung herangezogen wird. Es wird Gl. (2.16) eingesetzt, siehe z.B. [Lut06, Lin06, Per10, BGG99]. Dies führt zu

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = R_\mathrm{net} - \frac{1}{q}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{j}{D_\mathrm{n}/D_\mathrm{p} + 1} - qD_\mathrm{A}\frac{\partial n}{\partial y}\right), \tag{2.17}$$

wobei für die ambipolare Diffusionlänge D_A gilt

$$D_\mathrm{A} = \frac{2 \cdot D_\mathrm{n} D_\mathrm{p}}{D_\mathrm{n} + D_\mathrm{p}}. \tag{2.18}$$

Die Nettorekombinationsrate kann mit $R_\mathrm{net} = n/\tau_\mathrm{HL}$ berechnet werden, wenn angenommen wird, dass die Ladungsträgerdichte n um einige Größenordnungen höher ist als die Grunddotierung. Dabei ist τ_HL die Hochinjektionsträgerlebensdauer. Somit ergibt sich schließlich die übliche Form der ambipolaren Diffusionsgleichung

$$D_\mathrm{A}\frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = \frac{p}{\tau_\mathrm{HL}} + \frac{\partial n}{\partial t}. \tag{2.19}$$

Im Durchlassfall ist diese Gleichung für das gesamte n^--Gebiet gültig. Der letzte Term mit der Zeitableitung wird Null. Damit verbleibt eine gewöhnliche Differentialgleichung, aus der die **Durchlassladungsträgerverteilung** berechnet werden kann. Im Folgenden soll dies kurz dargestellt

werden, eine ausführliche Herleitung erfolgt z.B. in [Lin06]. Die Lösung der gewöhnlichen Differentialgleichung ist

$$n(x) = A \cdot \exp\left(\frac{y}{L_\mathrm{A}}\right) + B \cdot \exp\left(-\frac{y}{L_\mathrm{A}}\right), \tag{2.20}$$

bzw.

$$n(x) = Y \cdot \sinh\left(\frac{y}{L_\mathrm{A}}\right) + Z \cdot \cosh\left(\frac{y}{L_\mathrm{A}}\right), \tag{2.21}$$

dabei gilt für L_A, der ambipolaren Diffusionslänge: $L_\mathrm{A} = \sqrt{D_\mathrm{A} \cdot \tau_\mathrm{HL}}$. Da Gl. (2.14) gilt, lassen sich die Transportgleichungen, Gln. (2.5) und (2.6), für den eindimensionalen, isothermen Fall wie folgt schreiben

$$j_\mathrm{p} = q\mu_\mathrm{p} nE - qD_\mathrm{p}\frac{dn}{dy}, \tag{2.22}$$

$$j_\mathrm{n} = q\mu_\mathrm{n} nE + qD_\mathrm{n}\frac{dn}{dy}. \tag{2.23}$$

Stellt man Gl. (2.23) nach nE um, setzt diesen Ausdruck in Gl. (2.22) ein und stellt nach dn/dx um, so erhält man eine allgemeine Bedingung für den Ladungsträgergradienten

$$\frac{dn}{dy} = -\frac{1}{2q}\left(\frac{j_\mathrm{n}}{D_\mathrm{n}} - \frac{j_\mathrm{p}}{D_\mathrm{p}}\right). \tag{2.24}$$

Nimmt man ideale Emitter an, so ist die Elektronenstromdichte am p^+-n^--Übergang $j_\mathrm{n,a}$ und die Löcherstromdichte am n^--n^+-Übergang $j_\mathrm{p,k}$ gleich Null. Damit gelten folgende Randbedingungen

$$\left.\frac{dn}{dy}\right|_{y=0} = -\frac{j}{2qD_\mathrm{p}}, \tag{2.25}$$

$$\left.\frac{dn}{dy}\right|_{y=w_\mathrm{B}} = \frac{j}{2qD_\mathrm{n}}. \tag{2.26}$$

Setzt man die Randbedingungen in Gl. (2.21) ein, so ergibt sich die Lösung der ambipolaren Diffusionsgleichung zu

$$n(y) = \frac{j\ \tau_\mathrm{HL}}{2qL_\mathrm{A}}\left(\frac{\cosh\frac{y+w_\mathrm{B}/2}{L_\mathrm{A}}}{\sinh\frac{w_\mathrm{B}}{2L_\mathrm{A}}} - \frac{\mu_\mathrm{n}-\mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n}+\mu_\mathrm{p}}\frac{\sinh\frac{y+w_\mathrm{B}/2}{L_\mathrm{A}}}{\cosh\frac{w_\mathrm{B}}{2L_\mathrm{A}}}\right). \tag{2.27}$$

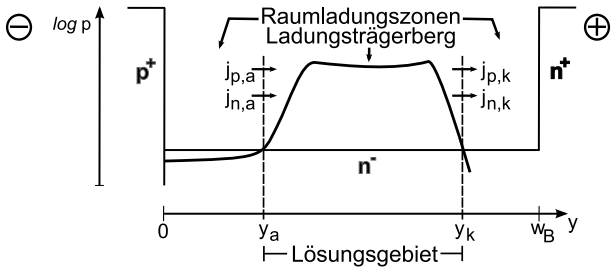


Abb. 2.3 Schematische Darstellung des Ladungsträgerbergs mit der Verkleinerung des Lösungsgebiets der ambipolaren Diffusionsgleichung auf den Bereich des Ladungsträgerbergs während des Ausschaltvorgangs.

Im Allgemeinen kann nicht von idealen Emittern ausgegangen werden. Dadurch verändern sich die Randbedingungen und der Ausdruck für die Durchlassladungsträgerverteilung. Darauf wird in Abschnitt 4.2 eingegangen.

Einige Kompaktmodelle für das Ausschaltverhalten von bipolaren Leistungsbauelementen benutzen den ambipolaren Diffusionsansatz zur Berechnung des **Ladungsträgerabbaus**. Die Voraussetzungen für den Ansatz sind während des Ausschaltens nur im Bereich des Ladungsträgerbergs gegeben. Damit verkleinert sich das Lösungsgebiet wie in Abb. 2.3 skizziert. Die Ränder des Lösungsgebiets sind dann nicht mehr der p^+-n^--Übergang und der n^--n^+-Übergang, wie im Durchlassfall, sondern die Ladungsträgerbergfronten. Nun ist die gesamte Gl. (2.19) als partielle Differentialgleichung zu lösen. Dies ist nur numerisch möglich. Dazu kann ein Finite Differenzen Verfahren verwendet werden, z.B. in [Win93]. Ein anderer Ansatz bietet die Überführung in ein Gleichungssystem aus gewöhnlichen Differentialgleichungen mittels diskreter Fouriertransformation [LBD+95]. Auch für dieses Verfahren ist es entscheidend die richtigen Randbedingungen zu wählen. Ältere Arbeiten [LBD+95, LBM96] gehen dabei von den idealen Randbedingungen, Gln. (2.25) und (2.26), aus. Damit gilt $j_{\mathrm{n,a}} = 0$ und $j_{\mathrm{p,k}} = 0$. Aufbauende Arbeiten z.B. [MBP+06, PSH+03] weichen davon ab und verwenden die Ausdrücke für die Minoritätenstromdichten von realen Emittern nach Schlangenotto [SSSM89, Lut06]

$$j_{\mathrm{n,a}} = q h_{\mathrm{p}} N_{\mathrm{A}}^2, \tag{2.28}$$

$$j_{\mathrm{p,k}} = q h_{\mathrm{n}} {n_{\mathrm{k}}}^2. \tag{2.29}$$

Dabei sind h_{p} und h_{n} die Emitterparameter und N_{A} und n_{k} die Ladungsträgerdichten an den Rändern.

Inwieweit die hier angeführten Randbedingungen für die Abbildung des Ladungsträgerbergverhaltens gültig sind, soll in Abschnitt 4.4 diskutiert werden.

2.3 Statischer Sperrfall (Lawinengeneration und Post-Avalanche)

2.3.1 Durchbruchspannung

Nimmt die Sperrspannung zu, so wird die elektrische Feldstärke am p^+-n^--Übergang irgendwann so groß, dass Lawinengeneration (engl. avalanche generation) einsetzt. Voraussetzung dafür ist Stoßionisation. Das heißt, dass freie Ladungsträger durch die hohe elektrische Feldstärke so stark beschleunigt werden, dass beim Zusammenstoß mit dem Gitter ein Elektron-Loch-Paar erzeugt wird. Die generierten Ladungsträger können wiederum stark beschleunigt werden, wodurch es zu weiteren Stößen kommt und weitere freie Ladungsträger generiert werden. Wichtige Parameter sind die Stoßionisationsraten der Elektronen und Löcher $\alpha_{\mathrm{n,p}}$. Sie geben an, wie viele Elektron-Loch-Paare von einem frei beweglichen Teilchen auf einer Einheitslänge durch Stoßionisation generiert werden. Für die Herleitung des Lawinendurchbruchkriteriums kann vereinfachend von $\alpha_{\mathrm{n}} = \alpha_{\mathrm{p}} = \alpha$ ausgegangen werden [LSSDD11, Lin06, Gru06]. Für die Lawinengenerationsrate gilt dann

$$G_{\mathrm{ava}} = \alpha_{\mathrm{n}} n v_{\mathrm{n}} + \alpha_{\mathrm{p}} p v_{\mathrm{p}} = \frac{\alpha_{\mathrm{n}} \cdot |j_{\mathrm{n}}|}{q} + \frac{\alpha_{\mathrm{p}} \cdot |j_{\mathrm{p}}|}{q} = \frac{\alpha \cdot |j|}{q}. \tag{2.30}$$

Ausgangspunkt sind die Kontinuitätsgleichungen der Elektronen und Löcher, Gln. (2.2) und (2.3). Es wird der eindimensionale statische Fall betrachtet; damit werden die Zeitableitungen von n und p gleich Null. Im Sperrfall gibt es thermische Generation von Ladungsträgern in der Raumladungszone. Diese wird jedoch hier nicht berücksichtigt, da sie vernachlässigbar wird, wenn starke Lawinengeneration einsetzt. Mit diesen Bedingungen wird aus den Gln. (2.2) und (2.3):

$$0 = \alpha \cdot j - \frac{dj_{\mathrm{n}}}{dy}, \tag{2.31}$$

$$0 = \alpha \cdot j + \frac{dj_{\mathrm{p}}}{dy}, \tag{2.32}$$

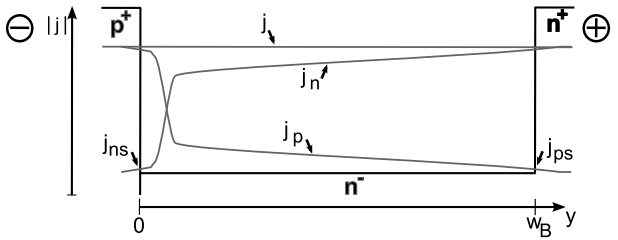


Abb. 2.4 Schematische Darstellung der Stromdichten in einer sperrgepolten p^+-n^--n^+-Diode.

dabei ist das Vorzeichen vor den Lawinengenerationstermen positiv, da die Stromdichte j im Sperrfall negativ ist. Addiert man die Gln. (2.31) und (2.32), so erhält man

$$0 = 2 \cdot \alpha \cdot j + \frac{dj_\mathrm{p}}{dy} - \frac{dj_\mathrm{n}}{dy}. \tag{2.33}$$

Diese Differentialgleichung wird über das Gebiet der Raumladungszone integriert. Das führt zu

$$0 = 2j \cdot \int_0^{w_\mathrm{B}} \alpha dy + j_\mathrm{p}(w_\mathrm{B}) - j_\mathrm{p}(0) - j_\mathrm{n}(w_\mathrm{B}) + j_\mathrm{n}(0). \tag{2.34}$$

Werden die Randbedingungen aus Abb. 2.4 in Gl. (2.34) eingesetzt, folgt:

$$0 = j \cdot \left(\int_0^{w_\mathrm{B}} \alpha dy - 1 \right) + j_\mathrm{ps} + j_\mathrm{ns}, \tag{2.35}$$

wobei j_ns und j_ps die Minoritätsstromdichten sind, die in die Raumladungszone gelangen und damit zum Sperrstrom beitragen. Formt man die Gl. (2.35) nach j um, so erhält man

$$j = \frac{j_\mathrm{ps} + j_\mathrm{ns}}{1 - \int_0^{w_\mathrm{B}} \alpha dy}. \tag{2.36}$$

Dabei gibt der Multiplikationsfaktor

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^{w_\mathrm{B}} \alpha dy} \tag{2.37}$$

die Verstärkung des Stroms an. Im Diodendurchbruch steigt der Strom bis ins Unendliche an, daher gilt $M = \infty$. Damit erhält man das Lawinendurchbruchkriterium:

$$\int_0^{w_\mathrm{B}} \alpha dy = 1. \tag{2.38}$$

Nun soll beispielhaft für einen dreiecksförmigen Feldverlauf die Durchbruchspannung berechnet werden. Der Gradient der elektrischen Feldstärke ist proportional zur Grunddotierung, da die Löcher- und Elektronendichten sehr klein sind und sich gegenseitig kompensieren. Ausgehend von der Poissongleichung, Gl. (2.1), lässt sich für die elektrische Feldstärke schreiben:

$$E = -\frac{q \cdot N_{\mathrm{D}}^{+}}{\varepsilon} \cdot (w_{\mathrm{B}} - y). \tag{2.39}$$

Wird diese Gleichung in das Lawinendurchbruchkriterium, Gl. (2.38) unter Verwendung der Stoßionisationsraten nach Shields/Fulop [Ful67]

$$\alpha = C \cdot E^{b} \tag{2.40}$$

eingesetzt, so erhält man

$$w_{\mathrm{B}} = \left(\frac{b+1}{C}\right)^{\frac{1}{b+1}} \cdot \left(\frac{q \cdot (N_{\mathrm{D}}^{+} + p)}{\varepsilon}\right)^{-\frac{b}{b+1}}, \tag{2.41}$$

wobei für die Stoßionisationsparameter bei 300 K gilt: $C = 1{,}806 \times 10^{-35}\ \mathrm{cm}^6/\mathrm{V}^7$ und $b = 7$ [Lut06]. Aus den Gln. (2.39) und (2.41) ergibt sich für die Durchbruchspannung

$$U_{\mathrm{BD}} = -\int_0^{w_{\mathrm{B}}} E\ dy = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{b+1}{C}\right)^{\frac{2}{b+1}} \cdot \left(\frac{q \cdot N_{\mathrm{D}}^{+}}{\varepsilon}\right)^{\frac{1-b}{b+1}}. \tag{2.42}$$

2.3.2 Negative differentielle Widerstände in Kennlinien von Leistungsbauelementen

Der Ausdruck in Gl. (2.42) gilt im Durchbruch nur solange, wie sich n und p in der gesamten Raumladungszone etwa kompensieren, also für relativ kleine Ströme im Durchbruch. Werden jedoch bei höheren Strömen lokal Ladungsträger injiziert oder ist die Lawinengeneration so stark, dass die Raumladung in vertikaler Richtung stark inhomogen wird, so ändert sich die Spannung. Es kann dann zu Kennlinienästen mit negativem differentiellen Widerstand kommen, wie sie auch in den statischen Kennlinien anderer Leistungsbauelemente auftreten (Abb. 2.5). Schließt sich der Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand an einen Stromdichteanstieg durch Lawinengeneration an, so spricht man davon, dass sich der Kennlinienast im Post-Avalanche-Bereich befindet. Da das Vorzeichen des differentiellen Widerstands für größere Stromdichten wieder positiv wird, bezeichnet man derartige Kennlinien als S-förmige Kennlinien [Rid63]. In Bipolartransistoren und MOSFETs kann die Ursache für

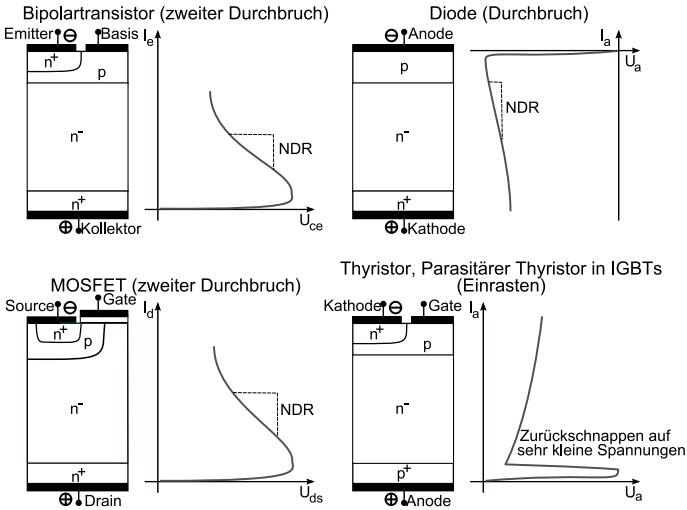


Abb. 2.5 Schematische Darstellung von Leistungsbauelementen mit ihren S-förmigen Kennlinien (u.a. [Sil09b]).

den negativen differentiellen Widerstand ein zweiter Durchbruch [HKR70] sein. Auch beim statischen Durchbruch einer Leistungsdiode kommt es zu einem Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand. Ursache dafür ist der Egawa-Effekt [Ega66]. Schließlich zeigt die Kennlinie eines Thyristors einen typischen Spannungseinbruch. Der Thyristor springt vom Blockierzustand in den Leitzustand. Man spricht vom Einrasten (engl.: Latchen). Dieser Mechanismus ist auch für das Verständnis der Robustheit von modernen IGBTs entscheidend. Im Folgenden sollen die Effekte anhand von Beispielsimulationen erklärt werden. Die Doterprofile der untersuchten Strukturen stammen dabei nicht von realen Bauelementen, sondern wurden so gewählt, um die Effekte aufzuzeigen.

Der **Egawa-Effekt** tritt in p^+-n^--n^+-Strukturen auf. Um diesen Effekt aufzuzeigen, wurde eine Struktur mit einer Sperrfähigkeit von über 5 kV simuliert, Abb. 2.6. Grunddotierung und Basisweite wurden mittels der Stoßionisationsraten von Fulop [Ful67] zu $N_\mathrm{D} = 1{,}2{\times}10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und 470 µm berechnet. Die hoch dotierten Gebiete haben identische gaußförmige Profile ($N_\mathrm{peak} = 1{\times}10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $\mathrm{d}_{\ddot{\mathrm{U}}\mathrm{bergang}} = 1$ µm). Die laterale Ausdehnung der Struktur beträgt 1 µm.

In Punkt 1, Abb. 2.6 ist die Stromdichte noch sehr gering. Der Gradient

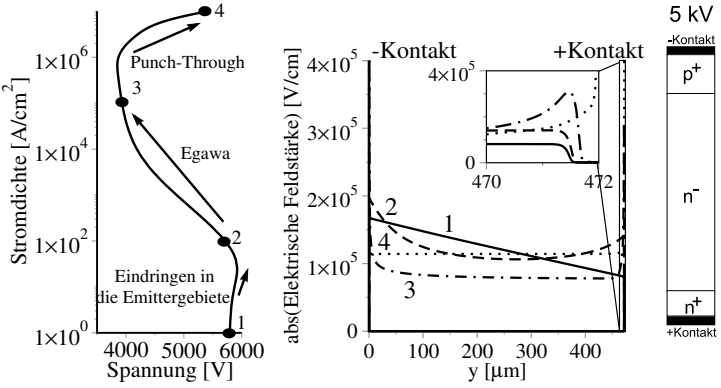


Abb. 2.6 Links: Statische Kennlinie einer p^+-n^--n^+-Struktur mit einer Sperrfähigkeit von etwa 5 kV (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 1; $\tau_n = 1$ µs, $\tau_p = 0{,}2$ µs; $T = 300$ K). **Mitte:** Elektrische Feldstärke bei verschiedenen Stromdichten, markiert in der Kennlinie links. **Rechts:** Schematische Darstellung der simulierten Struktur.

der elektrischen Feldstärke

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\varepsilon} N_{\text{eff}} = \frac{q}{\varepsilon}(N_{\text{D}}^{+} + p - n) \tag{2.43}$$

ist hauptsächlich durch die Grunddotierung N_{D} bestimmt, da p und n noch sehr klein sind (Abb. 2.7). Damit ist der Gradient nahezu konstant im gesamten n^--Gebiet und der Feldverlauf ist trapezförmig. Steigt nun die Stromdichte an, Punkt 2, so nimmt die Lawinengenerationrate stark zu. Damit steigen auch die Elektronen- und Löcherdichte auf Werte über der Grunddotierung, wodurch der Feldstärkegradient beeinflusst wird. Die generierten Löcher bewegen sich in Richtung *–Kontakt* und die generierten Elektronen in Richtung *+Kontakt*. Die Löcher erhöhen den Feldstärkegradienten vor dem p^+-n^--Übergang und die Elektronen verringern den Feldstärkegradienten vor dem n^--n^+-Übergang. Damit entstehen zwei Feldspitzen zwischen denen der Feldverlauf eine hängematten-ähnliche Form hat. Erhöht sich die Stromdichte weiter, so verstärkt sich der Effekt: die Elektronen- und Löcherdichte werden größer, wodurch sich die Feldspitzen erhöhen, gleichzeitig hängt der Feldverlauf in der Mitte stärker durch, Punkt 3 (Abb. 2.6, Mitte). Dadurch verringert sich die Spannungsfläche unter dem Feldverlauf, was zu dem Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand führt. Wird die Stromdichte weiter erhöht, so kommt es zum Oberflächen-Punch-Through der Raumladungszone zuerst am Anodenkontakt ($j \approx 8{\times}10^5$ A/cm^2) und bei etwas höheren Stromdichten auch

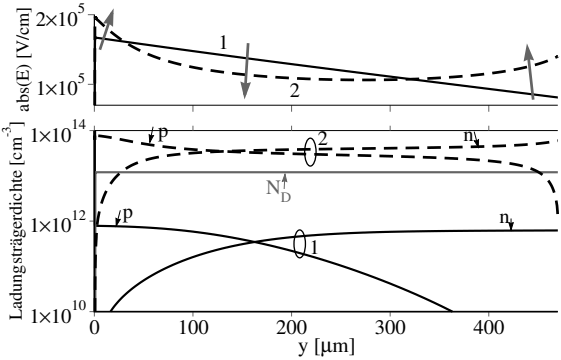


Abb. 2.7 Elektrische Feldstärke und Ladungsträgerdichten in der sperrgepolten p^+-n^--n^+-Struktur in Abb. 2.6 für zwei verschiedene Stromdichten (Punkte 1 und 2).

am Kathodenkontakt. Oberflächen-Punch-Though meint, dass die Raumladungszone den Halbleiter-Metall-Kontakt berührt[3]. Das Bauelement verhält sich dann wie ein ohmscher Widerstand. Der Kennlinienast hat einen positiven differentiellen Widerstand.

Zum Vergleich von Hochvoltbauelementen und Niedervoltbauelementen wurde eine p^+-n^--n^+-Struktur mit einer Durchbruchspannung von etwa 60 V simuliert (Abb. 2.8). Die Grunddotierung beträgt hier $6\times10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Die hoch dotierten Gebiete haben die gleichen Profile wie bei der 5 kV-Struktur. Im Vergleich zur 5 kV-Struktur ergeben sich im Wesentlichen drei Unterschiede. Zum einen tritt der Egawa-Effekt erst bei höheren Stromdichten auf. Das ist auf die höhere Grunddotierung zurückzuführen, wodurch höhere Löcher- und Elektronendichten notwendig sind, um den Feldverlauf hängematten-ähnlich zu modifizieren. Zum anderen sind die Kennlinienäste mit positivem differentiellen Widerstand ausgeprägter. Die Ursache für diese Kennlinienäste ist das Eindringen der Raumladungszone in die hoch dotierten Gebiete. Da diese eine hohe Eindringtiefe haben, wirken sie wie zusätzliche Bufferregionen. Deren positiver Effekt auf die Kennlinien wurde sowohl für Hochvoltbauelemente [HFM+05] als auch für DMOS-Strukturen [PPGS09] entdeckt. Da die Relation zwischen Eindringtiefe der hoch dotierten Gebiete und der Basisweite bei der 60 V Struktur deutlich größer ist, sind die Kennlinenäste stärker ausgeprägt. Ein drit-

[3] Für die Auswertung der Simulationen, wurde im Rahmen dieser Arbeit der Beginn eines Oberflächen-Punch-Throughs wie folgt definiert: $|dE/dx|_{\text{Kontakt}} > 1\times10^9\,\mathrm{V/cm}^2$.

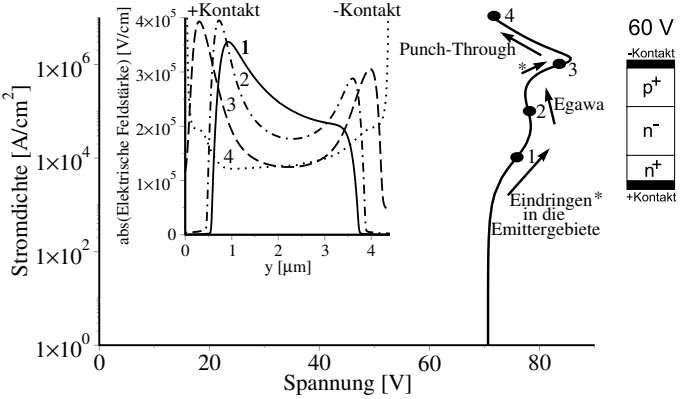


Abb. 2.8 Links: Statische Kennlinie einer p^+-n^--n^+-Struktur mit einer Sperrfähigkeit von etwa 60 V (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 1; $\tau_n = 1$ µs, $\tau_p = 0{,}2$ µs; $T = 300$ K). **Im Bild:** Elektrische Feldstärke bei verschiedenen Stromdichten. **Rechts:** Schematische Darstellung der simulierten Struktur.

ter Unterschied ist ein weiterer Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand aufgrund des Punch-Throughs der Raumladungszone an der Oberfläche. Dadurch nimmt die elektrische Feldstärke in unmittelbarer Nähe des Halbleiter-Metallkontakts ab. Da die Dicke des Bauelemente sehr gering ist, dominiert dieser Effekt. Erst für höhere Stromdichten (in Abb. 2.8 nicht dargestellt) wäre ein Kennlinienast mit positivem differentiellen Widerstand aufgrund des dann ohmschen Verhaltens des Bauelements zu erwarten.

Der **zweite Durchbruch** tritt u.a. in MOSFETs auf. Dabei schaltet der parasitäre Transistor ein. Um dies für eine Gatespannung von 0 V zu demonstrieren, reicht es aus, in die oben diskutierte 60 V-Struktur ein zusätzliches n^+-Gebiet unter dem *–Kontakt* zu platzieren. Deren laterale Ausdehnung (0,5 µm) entspricht hier der Hälfte der Länge des *–Kontakts* (1 µm), siehe Abb. 2.9. Das Dotierprofil des n^+-Gebiets ist in vertikaler Richtung gaußförmig mit $N_{peak} = 1{\times}10^{20}\,cm^{-3}$ und $d_{Übergang} = 0{,}1$ µm. Im Vergleich zur 60 V-Struktur ohne n^+-Gebiet, hat die Kennlinie beginnend bei etwa $1{\times}10^5$ A/cm^2 einen zusätzlichen Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand. Bei niedrigeren Stromdichten (Zustand 2) fließt der Strom komplett über das p^+-Gebiet (Abb. 2.10). Sind die Stromdichten höher, so fließt der Strom über die n^+-p^+-n^--n^+-Struktur. Elektronen gelangen aus dem am *–Kontakt* befindlichen n^+-Gebiet in die Raumladungszone und reduzieren den Feldstärkegradient im Bereich des p^+-Gebiets,

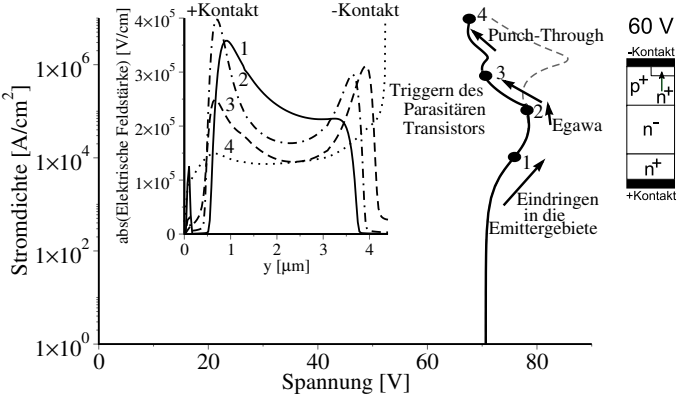


Abb. 2.9 Links: Statische Kennlinie einer p^+-n^--n^+-Struktur mit einem zusätzlichen n^+-Gebiet und einer Sperrfähigkeit von etwa 60 V (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 1; $\tau_n = 1$ µs, $\tau_p = 0{,}2$ µs; $T = 300$ K). **Im Bild:** Elektrische Feldstärke bei verschiedenen Stromdichten (Schnitt bei $x = 0{,}75$ µm). **Rechts:** Schematische Darstellung der simulierten Struktur.

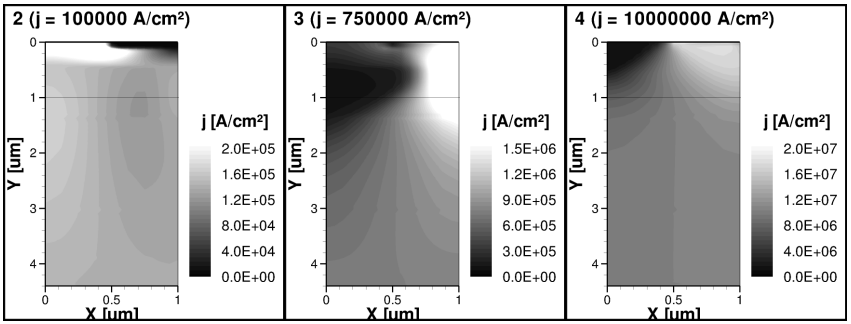


Abb. 2.10 Stromdichteverteilungen in der 60 V-Struktur mit zusätzlichem n^+-Gebiet bei verschiedenen Stromdichten (Punkte markiert in Abb. 2.9) (oben: *–Kontakt*, unten: *+Kontakt*)

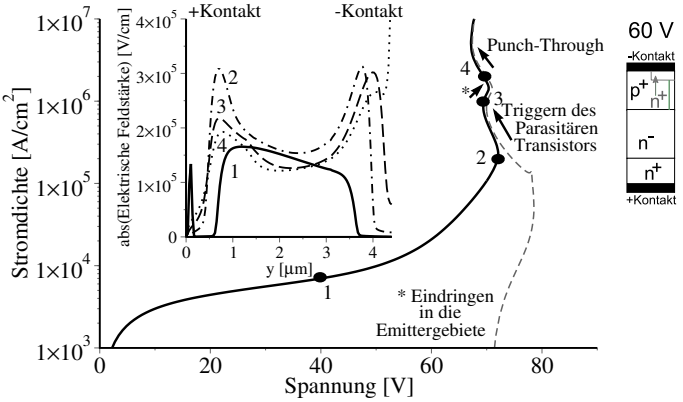


Abb. 2.11 Links: Statische Kennlinie einer p^+-n^--n^+-Struktur mit einem zusätzlichen n^+-Gebiet und einem n-Kanal-ähnlichen Gebiet (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 1; $\tau_n = 1$ µs, $\tau_p = 0{,}2$ µs; $T = 300$ K). Das Bauelement hat eine Sperrfähigkeit von etwa 60 V. **Im Bild:** Elektrische Feldstärke bei verschiedenen Stromdichten (Schnitt bei $x = 0{,}75$ µm). **Rechts:** Schematische Darstellung der simulierten Struktur.

was zu einer Verringerung des Feldstärkemaximums am p^+-n^--Übergang führt. Dadurch reduziert sich die Spannungsfläche unter der Feldkurve, was zu dem zusätzlichen Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand führt. Die Stromdichte, bei der der zweite Durchbruch einsetzt ist maßgeblich davon abhängig, wie das p^+-Gebiet dimensioniert ist. Ist seine Dotierung größer und/oder die Eindringtiefe größer, so kann auf den Egawa-Kennlinienast erst ein Kennlinienast mit positivem differentiellen Widerstand folgen, bevor das Bauelement durch einen zweiten Durchbruch in den negativen Kennlinienast wechselt.

MOSFET-Kennlinien bei $U_{\mathrm{gate}} > U_{\mathrm{th}}$ haben für sehr hohe Stromdichten auch einen Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand. Dazu wurde in die obige Struktur ein zusätzliches schmales n^+-Gebiet zwischen n^+- und n^--Gebiet eingefügt (Abb. 2.11). Dieses zusätzliche Gebiet sorgt für einen Elektronenfluss vom *–Kontakt* ausgehend in die niedrig dotierte Zone. Dadurch wird die Stromdichte im Bauelement stark angehoben. Die Ausbildung einer Raumladungszone am p^+-n^--Übergang wird durch das parallele niederohmige Gebiet vorerst verhindert. Erst bei sehr hohen Stromdichten steigt der Spannungsabfall über dem eingebrachten n^+-Gebiet und eine Raumladungszone kann sich ausbilden. Ein Teil des Stroms fließt über das p^+-Gebiet. Wird die Stromdichte weiter erhöht,

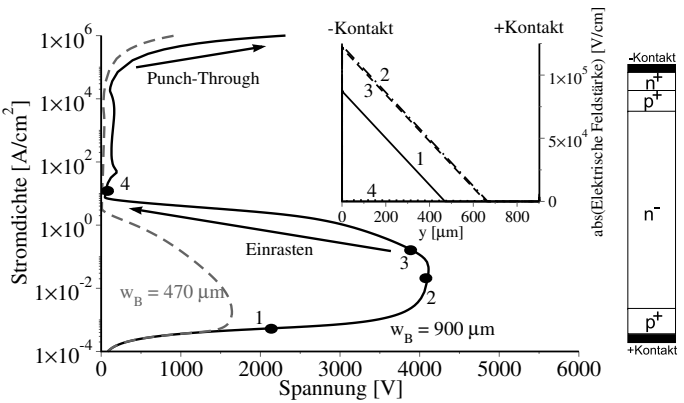


Abb. 2.12 Links: Statische Kennlinie einer n^+-p^+-n^--p^+-Struktur (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 1; $\tau_n = 1$ µs, $\tau_p = 0{,}2$ µs; $T = 300$ K). **Im Bild:** Elektrische Feldstärke bei verschiedenen Stromdichten. **Rechts:** Schematische Darstellung der simulierten Struktur.

so nimmt die Kennlinie den Verlauf der Kennlinie des Bauelements ohne zusätzliches n^+-Gebiet an (Abb. 2.9). Die Kennlinie hat daher auch Kennlinienäste mit negativem differentiellen Widerstand aufgrund des Triggern des parasitären Transistors (zweiter Durchbruch) und des Oberflächen-Punch-Throughs.

Der Effekt des **Einrastens** ist ein wichtiges Merkmal von Thyristoren. Zur Simulation wurde in die 5 kV-Struktur aus Abb. 2.6 ein zusätzliches schmales n^+-Gebiet am *–Kontakt* eingebracht und das am *+Kontakt* befindliche n^+-Gebiet durch ein p^+-Gebiet ersetzt. Es wurden zwei verschiedene Basisweiten (470 µm und 900 µm) simuliert (Abb. 2.12). Für beide Basisweiten sperrt die n^+-p-n^--p^+-Struktur bei niedrigen Stromdichten. Die n^+-p-n^--p^+-Struktur befindet sich im Blockierzustand. Wird die Kippspannung erreicht, so kommt es zum Überkopfzünden. Die Spannung über dem Bauelement sinkt drastisch ab. Das p-Gebiet und das n^--Gebiet in der Mitte der n^+-p-n^--p^+-Struktur werden mit einem Ladungsträgerplasma überschwemmt. Die Verläufe der elektrischen Feldstärke (Abb. 2.12) lassen erkennen, dass die Kippspannung nicht durch Lawinengeneration erreicht wird. Die Ursache ist die Ladungsträgerinjektion aus den an die Raumladungszone angrenzenden Gebieten, d. h. ein Punch-Through der Raumladungszone (Abb. 2.13). Deshalb ist die Kippspannung auch deutlich kleiner als die Durchbruchspannung für die 5 kV p^+-n^--n^+-Struktur mit einem trapezförmigen Feldverlauf beim Durchbruch

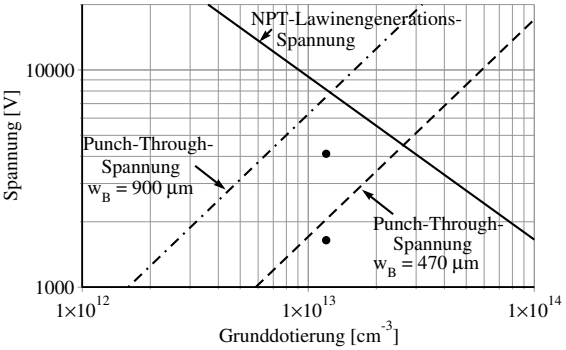


Abb. 2.13 Verlauf der NPT-Lawinengenerationsspannung und der Punch-Through-Spannung für zwei verschiedene Basisweiten in Abhängigkeit der Grunddotierung (Shields/Fulop [Ful67], 300 K).

(Abb. 2.6). In der Modellvorstellung wird die Kippspannung dann erreicht, wenn die Summe der Stromverstärkungsfaktoren des npn-Transistors α_1 und des pnp-Transistors α_2 gleich eins ist. Im Gegensatz zur Lawinengenerationsspannung, die in erster Näherung nur von den Parametern des n^--Gebiets abhängt, ist die Kippspannung daher von der Dimensionierung aller Gebiete abhängig. Zusätzlich spielen auch die Trägerlebensdauerverteilungen eine große Rolle.

Hat die Stromdichte-Spannungs-Charakteristik eines Bauelements einen Bereich mit negativem differentiellen Widerstand und hat die Kennlinie die Form eines S, so kann die Stromdichteverteilung im Bauelement inhomogen werden. Die Ursache dafür ist, dass es für einen Spannungswert zwei Stromdichtewerte gibt. Eine inhomogene Stromdichteverteilung kann kritisch sein, da sie zu lokalen Erwärmungen führt. Ein Beispiel dafür ist eine ESD-Belastung von Niedervolt-MOSFETs [PPGS09]. Beim Einschalten von Thyristoren sinkt die Spannung und es bildet sich lokal ein Ladungsträgerplasmaschlauch. Die Stromdichteverteilung ist transient inhomogen. Im Gegensatz zu einer avalanche-induzierten Stromdichte-Inhomogenität, ist hier die Ursache für den lokalen Plasmaschlauch die Injektion von Ladungsträgern aus einem hoch dotierten n^+-Gebiet und einem hoch dotierten p^+-Gebiet. Der Bereich der Ladungsträgerinjektion dehnt sich während des Schaltvorgangs in lateraler Richtung weiter aus und damit wird die Stromdichte-Inhomogenität beseitigt. Zerstörerisch kann jedoch das Überkopfzünden sein, da hierbei am Beginn der Stromeinschnürung noch eine sehr hohe Spannung über dem Thyristor anliegt.

2.4 Stromfilamente während des Ausschaltens

2.4.1 Dynamischer Avalanche

Abschätzung: Während des Abschaltens werden Löcher aus dem Ladungsträgerberg durch die anodenseitige Raumladungszone und Elektronen durch die kathodenseitige Raumladungszone (Abb. 2.1) ausgeräumt. Dadurch erhöhen sich die Beträge des Feldstärkegradienten (anodenseitig: $dE/dx \sim N_{\mathrm{D}}^{+} + p$, kathodenseitig: $dE/dx \sim -n + N_{\mathrm{D}}^{+}$) nach der Poissongleichung, Gl. (2.1). Dies hebt vor allem in hochsperrenden Dioden, die eine sehr niedrige Grunddotierung haben, die elektrische Feldstärke vor dem p^{+}-n^{-}-Übergang bzw. n^{-}-n^{+}-Übergang deutlich an. Dadurch können die freien Ladungsträger so stark beschleunigt werden, dass es zur Lawinengeneration kommt. Der Spannungsabfall über der Raumladungszone kann dabei deutlich geringer sein, als die statische Durchbruchspannung. Man spricht vom dynamischen Avalanche[4] [Lut06, LBC^{+}09]. Eine analytische Abschätzung der Einsatzspannung des dynamischen Avalanches kann wie bei der Dimensionierung des niedrig dotierten Gebiets zum einen über eine feste kritische Feldstärke [Por94] zum anderen über das Lawinendurchbruchkriterium [Dom99, Lut06] abgeleitet werden. Bei der Berechnung mit einer festen kritischen Feldstärke wird der Einfluss der Weite der Raumladungszone vernachlässigt. Die Verwendung des Lawinendurchbruchkritieriums ist daher exakter. Bei der Abschätzung in [Dom99, Lut06] wird von einem dreiecksförmigen Feldverlauf in der Raumladungszone ausgegangen. Betrachtet wird die anodenseitige Raumladungszone; sie dehnt sich schneller aus, da für die Geschwindigkeit der anodenseitigen Front die Elektronenbeweglichkeit maßgeblich ist (Gl. (2.9)) und die Durchlassladungsträgerdichte in modernen Dioden anodenseitig niedriger ist als kathodenseitig. Im Gegensatz zu der statischen Betrachtung in Abschnitt 2.3 ist der Gradient der elektrischen Feldstärke neben der Grunddotierung zusätzlich durch die Löcherdichte beeinflusst. Daher wird aus Gl. (2.42)

$$U_{\mathrm{ava,a}} = -\int_{0}^{w_{\mathrm{RLZ}}} E\,dy = \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{b+1}{C}\right)^{\frac{2}{b+1}}\cdot\left(\frac{q\cdot(N_{\mathrm{D}}^{+}+p)}{\varepsilon}\right)^{\frac{1-b}{b+1}}. \quad (2.44)$$

Unter den Annahmen, dass sich die Löcher in der gesamten Raumladungszone mit Sättigungsdriftgeschwindigkeit bewegen und $j = j_{\mathrm{p}}$ gilt, ist die Löcherdichte in der Raumladungszone $p = |j|/(p\cdot v_{\mathrm{sat,p}})$. Damit wird aus

[4] Konsequenter Weise müsste man hier von „dynamischer Lawinengeneration“ sprechen. In diesem Fall hat sich jedoch der englische Begriff auch in der deutschsprachigen Literatur durchgesetzt.

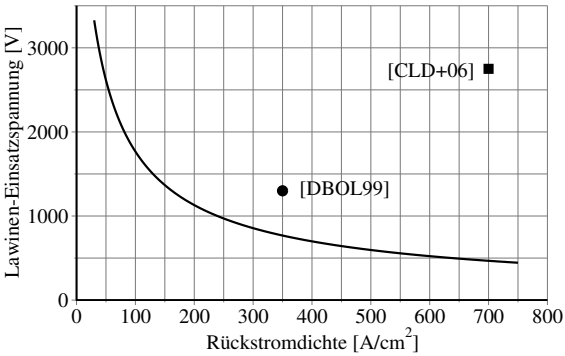


Abb. 2.14 Einsatzspannung für den anodenseitigen dynamischen Avalanche in Abhängigkeit von der Rückstromdichte nach [LBC$^+$09],[LSSDD11] ($T = 300\,\mathrm{K}$, $N_\mathrm{D}^+ = 1{,}7{\times}10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $v_\mathrm{sat,p} = 8{,}37{\times}10^6\,\mathrm{cm/s}$ [CMMO75, Tca07]). Die eingezeichneten Punkte kennzeichnen Messungen von realisierten Dioden [DBOL99, CLD$^+$06]. Wenn der Spannungsabfall über die kathodenseitige Raumladungszone vernachlässigbar ist, entspricht die Lawinen-Einsatzspannung der gemessenen Diodenspannung.

Gl. (2.44):

$$U_\mathrm{ava,a} = \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{b+1}{C}\right)^{\frac{2}{b+1}}\cdot\left(\frac{q}{\varepsilon}\right)^{\frac{1-b}{b+1}}\cdot\left(N_\mathrm{D}^+ + \frac{|j|}{qv_\mathrm{sat,p}}\right)^{\frac{1-b}{b+1}}. \qquad (2.45)$$

Abb. 2.14 zeigt die Abhängigkeit der Einsatzspannung des dynamischen Avalanche in Abhängigkeit vom Rückstrom für eine Diode mit einer Grunddotierung, die typisch für ein 3,3 kV Bauelement ist. Genau genommen ist $U_\mathrm{ava,a}$ der Spannungsabfall über der anodenseitigen Raumladungszone. Für viele Schaltvorgänge kann jedoch der Spannungsabfall über der kathodenseitigen Raumladungszone in erster Näherung vernachlässigt werden, so dass der Spannungsabfall über der anodenseitigen Raumladungszone in etwa gleich dem Spannungsabfall über der Diode ist. Dann bedeutet ein Überschreiten von $U_\mathrm{ava,a}$ den Beginn von dynamischem Avalanche. Bei harten Schaltbedingungen kann sich auch eine kathodenseitige Raumladungszone ausbilden. Auch dafür lässt sich analog zur Anodenseite eine Einsatzspannung für den dynamischen Avalanche angeben. Es gilt

$$U_\mathrm{ava,k} = \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{b+1}{C}\right)^{\frac{2}{b+1}}\cdot\left(\frac{q}{\varepsilon}\right)^{\frac{1-b}{b+1}}\cdot\left(-N_\mathrm{D}^+ + \frac{|j|}{qv_\mathrm{sat,n}}\right)^{\frac{1-b}{b+1}}, \qquad (2.46)$$

wobei $U_\mathrm{ava,k}$ der Spannungsabfall über der kathodenseitigen Raumladungszone ist. Im Vergleich zum anodenseitigen dynamischen Avalanche sind

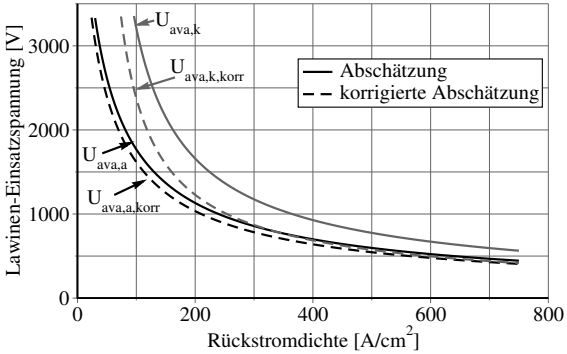


Abb. 2.15 Einsatzspannung für anodenseitigen und kathodenseitigen dynamischen Avalanche in Abhängigkeit von der Rückstromdichte, Abschätzung und korrigierte Abschätzung ($T = 300\,\mathrm{K}$, $N_\mathrm{D}^+ = 1{,}7{\times}10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $v_{\mathrm{sat,p}} = 8{,}37{\times}10^6\,\mathrm{cm/s}$, $v_{\mathrm{sat,n}} = 1{,}07{\times}10^7\,\mathrm{cm/s}$ [CMMO75, Tca07]).

höhere Spannungen notwendig, um bei gleicher Stromdichte dynamischen Avalanche hervorzurufen (Abb. 2.15). Die Ursache dafür ist, dass ein Teil der negativen Ladung der Elektronen durch die positive Ladung der Grunddotierung kompensiert wird. Deshalb ist der Feldstärkegradient und die elektrische Feldstärke in der kathodenseitigen Raumladungszone mit gleichem w_RLZ und bei gleichem j geringer als in einer anodenseitigen Raumladungszone.

Diskussion: Die Problematik der obigen Abschätzung besteht darin, dass das verwendete Lawinendurchbruchkriterium Gl. (2.38) voraussetzt, dass der Sperrstrom ohne Lawinengeneration durch die Minoritätsströme an den Grenzen der Raumladungszone verursacht wird (Abb. 2.4). Dies ist jedoch während des Ausschaltens nicht der Fall, da der Strom maßgeblich durch den Abbau des Ladungsträgerplasmas entsteht. Damit ändern sich die Randbedingungen (Abb. 2.16). Setzt man diese in Gl. (2.34) ein, so erhält man für die anodenseitige Raumladungszone

$$0 = j \cdot \left(\int_0^{w_\mathrm{RLZ,a}} \alpha dy - 0{,}5 \cdot \left(1 + \frac{\mu_\mathrm{n} - \mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n} + \mu_\mathrm{p}} \right) \right) + j_\mathrm{ns}. \tag{2.47}$$

Formt man diese Gleichung nach j um, so erhält man

$$j = \frac{j_\mathrm{ns}}{0{,}5 \cdot \left(1 + \frac{\mu_\mathrm{n} - \mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n} + \mu_\mathrm{p}} \right) - \int_0^{w_\mathrm{RLZ,a}} \alpha dy}. \tag{2.48}$$

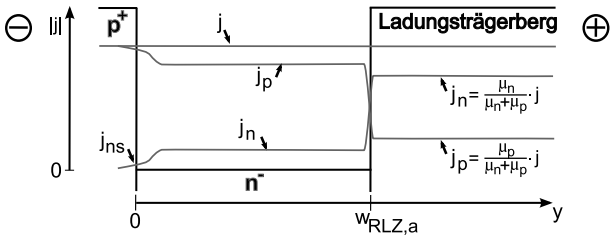


Abb. 2.16 Stromdichten während des Ausschaltvorgangs in der anodenseitigen Raumladungszone unter der Annahme von dynamischem Avalanche (schematisch, basierend auf [DLS03]).

Dabei gibt der Multiplikationsfaktor

$$M = \frac{1}{0{,}5 \cdot \left(1 + \frac{\mu_\mathrm{n} - \mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n} + \mu_\mathrm{p}}\right) - \int_0^{w_\mathrm{RLZ,a}} \alpha dy} \tag{2.49}$$

die Verstärkung des Stroms an. Der Ausdruck $(\mu_\mathrm{n} - \mu_\mathrm{p})/(\mu_\mathrm{n} + \mu_\mathrm{p})$ wird gleich 0,4 angenommen. Es folgt das Lawinendurchbruchkriterium für den anodenseitigen dynamischen Avalanche:

$$\int_0^{w_\mathrm{RLZ,a}} \alpha dy = 0{,}5 \cdot \left(1 + \frac{\mu_\mathrm{n} - \mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n} + \mu_\mathrm{p}}\right) = 0{,}7. \tag{2.50}$$

Wird die Einsatzspannung für den dynamischen Avalanche mit dem korrigierten Kriterium berechnet, so erhält man die korrigierte Spannung

$$\begin{aligned} U_\mathrm{ava,a,korr} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{0{,}7 \cdot (b+1)}{C}\right)^{\frac{2}{b+1}} \cdot \left(\frac{q}{\varepsilon}\right)^{\frac{1-b}{b+1}} \cdot \left(N_\mathrm{D}^+ + \frac{|j|}{q v_\mathrm{sat,p}}\right)^{\frac{1-b}{b+1}} \\ = 0{,}7^{\frac{2}{b+1}} \cdot U_\mathrm{ava,a}. \end{aligned} \tag{2.51}$$

Die Spannung, bei der dynamischer Avalanche in der anodenseitigen Raumladungszone einsetzt, beträgt bei 300 K etwa nur 91 % des Wertes der bisherigen Abschätzung (Abb. 2.15). Zur Erläuterung ein kleines Gedankenexperiment: zwei Raumladungszonen haben die gleiche Ausdehnung. Die eine hat eine Grunddotierung von $1{\times}10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Die Stromdichte und damit auch die Konzentration freier Ladungsträger seien in der Raumladungszone sehr klein. Die andere Raumladungszone hat eine Grunddotierung von $5{\times}10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Zusätzlich werden aber noch Löcher in die Raumladungszone injiziert, die eine Löcherdichte von ebenfalls $5{\times}10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ hervorrufen. Die effektive Dotierung $(N_\mathrm{D} + p)$ ist in beiden Raumladungszonen gleich und damit auch der Feldverlauf. Trotzdem wird es in der zweiten

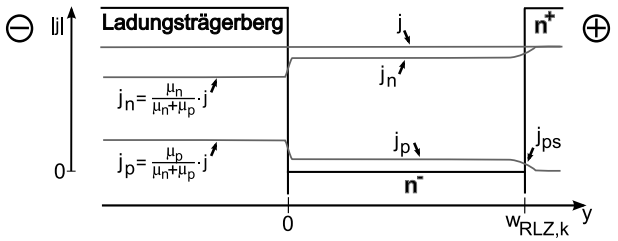


Abb. 2.17 Stromdichten während des Ausschaltvorgangs in der kathodenseitigen Raumladungszone unter der Annahme von dynamischem Avalanche (schematisch, basierend auf [DLS03]).

Raumladungszone aufgrund der hohen Löcherdichte bereits bei niedrigeren Spannungen (= niedrige elektrische Feldstärke) zu einem starken Anstieg der Lawinengenerationsrate, Gl. (2.30), kommen. Dieser Sachverhalt wird durch die korrigierte Gleichung zur Lawinen-Einsatzspannung berücksichtigt.

Für den kathodenseitigen dynamischen Avalanche, lässt sich ebenfalls ein Lawinendurchbruchkriterium ableiten. Die Randbedingungen sind in Abb. 2.17 dargestellt. Es gilt:

$$\int_0^{w_{\mathrm{RLZ,k}}} \alpha dy = 0{,}5 \cdot \left(1 - \frac{\mu_\mathrm{n} - \mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n} + \mu_\mathrm{p}}\right) = 0{,}3 \tag{2.52}$$

und damit

$$U_{\mathrm{ava,k,korr}} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{0{,}3 \cdot (b+1)}{C}\right)^{\frac{2}{b+1}} \cdot \left(\frac{q}{\varepsilon}\right)^{\frac{1-b}{b+1}} \cdot \left(-N_\mathrm{D}^+ + \frac{|j|}{q v_{\mathrm{sat,n}}}\right)^{\frac{1-b}{b+1}} = 0{,}3^{\frac{2}{b+1}} \cdot U_{\mathrm{ava,k}}. \tag{2.53}$$

Das heißt die Abnahme der Einsatzspannung für den kathodenseitigen dynamischen Avalanche fällt wesentlich stärker aus als für den anodenseitigen dynamischen Avalanche (Abb. 2.15). Die berechneten Werte für die Lawinendurchbruchkriterien in den Gln. (2.50) und (2.52) sind identisch mit den Werten in [DLS03]. Sie sind jedoch keine Begründung für eine Diodenzerstörung aufgrund kathodenseitigen dynamischen Avalanche. Vielmehr ist entscheidend, ob der dynamische Avalanche so stark ist, dass es zur Bildung von Filamenten kommt und wie sich diese Filamente verhalten.

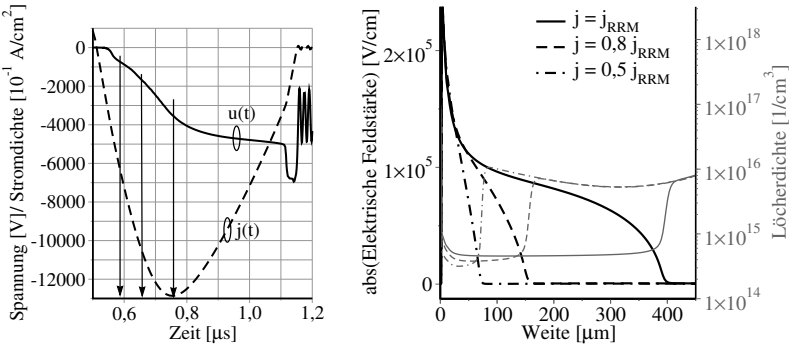


Abb. 2.18 Links: Strom- und Spannungsverlauf während des Ausschaltens einer Diode mit einer Spannungsfestigkeit von 8 kV (Diode 2, Tabelle 3.3; Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 1; $T = 300\,\mathrm{K}$). **Rechts:** Elektrische Feldstärke und Löcherdichte in der anodenseitigen Raumladungszone für drei verschiedene Stromdichten markiert in der linken Abbildung.

2.4.2 Filamentbildung und Filamentverhalten

Abb. 2.18 zeigt für einen Ausschaltvorgang beispielhaft die Ausbreitung der anodenseitigen Raumladungszone und den Verlauf der elektrischen Feldstärke für drei Zeitpunkte.

Schon bei $0{,}5\,j_{\mathrm{RRM}}$ ist der Feldverlauf nicht ideal dreiecksfrömig. Da die Raumladungszone an den Löcher injizierenden Ladungsträgerberg anstößt, ist die Löcherdichte in der Nähe des Ladungsträgerbergs höher, wodurch der Feldstärkegradient direkt vor dem Ladungsträgerberg leicht angehoben wird. Setzt dynamischer Avalanche ein, so ändert sich der Feldverlauf vorerst nicht wesentlich, da sich die generierten Elektronen und Löcher gegenseitig kompensieren [SN89]. Man spricht vom „dynamischen Avalanche erster Art“ [Lut06]. Abb. 2.18, rechts zeigt jedoch auch, dass es bei höheren Rückstromdichten, ähnlich dem statischen Betrieb von Leistungsbauelementen (Abschnitt 2.3), zu einer Verbiegung des Feldverlaufs kommt. Dies trifft für den Zeitpunkt der Rückstromspitze zu (Abb. 2.19, links). Direkt vor dem pn-Übergang überwiegen die Löcher, wodurch der Feldstärkegradient angehoben wird. Direkt vor dem Ladungsträgerberg ist die Driftgeschwindigkeit niedrig, da die elektrische Feldstärke klein ist. Dies bedingt eine erhöhte Ladungsträgerdichte, die durch eine hohe Extraktion von Löchern aus dem Ladungsträgerberg erreicht wird. Der Feldstärkegradient ist deshalb in der Nähe des Ladungsträgerbergs hoch. In der Mitte der Raumladungszone kompensiert die Elektronendichte nahezu kom-

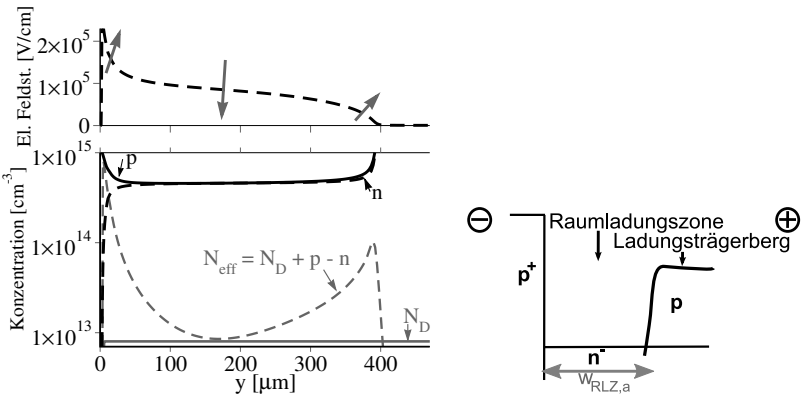


Abb. 2.19 Links: Elektrische Feldstärke und Ladungsträgerdichten in der anodenseitigen Raumladungszone bei $j = j_{\mathrm{RRM}}$ in Abb. 2.18. **Rechts:** Modell zur Bestimmung der Charakteristik der anodenseitigen Raumladungszone

plett die Löcherdichte, so dass der Feldstärkegradient gesenkt wird. Ist die Rückstromdichte ausreichend hoch, so wird der Feldverlauf so stark gekrümmt, dass die Spannungsfläche unter der Feldkurve kleiner wird. Dann spricht man nach [Lut06] vom „dynamischen Avalanche zweiter Art“.

Zur genaueren Analyse wird die anodenseitige Raumladungszone statisch charakterisiert. Zur Simulation der Kennlinie wird der Ladungsträgerberg, der während des Ausschaltvorgangs Löcher in die Raumladungszone injiziert, durch einen p-Emitter ersetzt (Abb. 2.19, rechts). Abb. 2.20, links zeigt die Kennlinien einer simulierten p^+-n^--p^+-Struktur ($N_{\mathrm{D}} = 6{,}7{\times}10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $N_{\mathrm{peak,p+}} = 1{\times}10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $\mathrm{d}_{\mathrm{Übergang,p+}} = 1\ \mu\mathrm{m}$, $N_{\mathrm{peak,pLTB}} = 1{\times}10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $\mathrm{d}_{\mathrm{Übergang,pLTB}} = 1\ \mu\mathrm{m}$) mit drei verschiedenen Weiten der Raumladungszone $w_{\mathrm{RLZ,a}}$. Für $w_{\mathrm{RLZ,a}} = 120\ \mu\mathrm{m}$ sind für drei verschiedene Stromdichten die Feldverläufe dargestellt (Abb. 2.20, rechts). Bei $50\,\mathrm{A/cm^2}$ ist der Gradient der elektrischen Feldstärke nahezu konstant. Er ist proportional zu $N_{\mathrm{D}}^{+} + p$. Bei deutlich höheren Stromdichten steigt die Löcherdichte p und damit auch der Feldstärkegradient und das Feldstärkemaximum. Es kommt zur Lawinengeneration. Die generierten Löcher wandern in Richtung Anode und die generierten Elektronen in Richtung Plasmakontakt. Aufgrund der resultierenden inhomogenen Verteilung der freien Ladungsträger krümmt sich der Feldverlauf. Die Krümmung nimmt mit steigender Stromdichte zu, wie beim Vergleich der Feldverläufe von $200\,\mathrm{A/cm^2}$ und $2000\,\mathrm{A/cm^2}$ zu sehen ist. Bei einer bestimmten Stromdichte kommt es dazu, dass die Fläche unter der Kurve $E(y)$ kleiner wird.

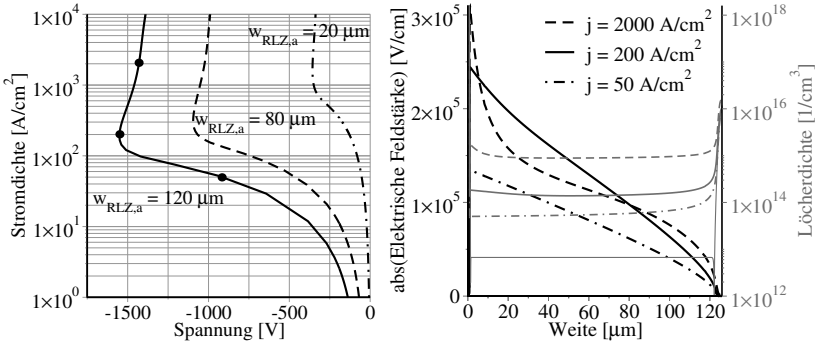


Abb. 2.20 Links: Kennlinien einer p^+-n^--p^+-Stuktur, welche qualitativ die transienten Charakteristiken einer anodenseitigen Raumladungszone widerspiegeln (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 3; τ_{max}-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; $T = 400\,\mathrm{K}$). **Rechts:** Elektrische Feldstärke in der p^+-n^--p^+-Stuktur bei verschiedenen Stromdichten für $w_{\mathrm{RLZ,a}} = 120\ \mu\mathrm{m}$.

Das hat einen ausgeprägten Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand in der Kennlinie zur Folge [OJK+00]. Eine größere Weite der Raumladungszone führt bei gleicher Stromdichte zu höheren elektrischen Feldstärken am p^+-n^--Übergang. Daher kommt es bereits bei kleineren Stromdichten zum dynamischen Avalanche und zur Verbiegung der Feldkurve. Folglich sinkt für steigende w_B auch die Stromdichte, bei welcher der Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand beginnt. Wird ein Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand während des Ausschaltens erreicht, so wird die Stromdichteverteilung in lateraler Richtung inhomogen. Es bilden sich Bereiche mit hoher Stromdichte und Bereiche mit niedriger Stromdichte. Die Bereiche mit hoher Stromdichte werden Filamente oder Stromröhren (engl.: current tubes) genannt. Eine notwendige Voraussetzung für eine Filamentbildung ist eine hinreichend große laterale Ausdehnung des Bauelements [SVM07]. Der Grund für die Inhomogenisierung der Stromdichte ist das Streben der Diode nach dem Zustand mit geringstem Spannungsabfall [Sil09b]. Die Spannung über der Raumladungszone sinkt. Der Zeitpunkt der Filamentbildung ist daher oft im Spannungsverlauf durch einen kleinen Rückgang in der Spannung zu erkennen [OJK+00, NS04]. Sobald sich jedoch Filamente gebildet haben, dehnt sich die Raumladungszone im Bereich der Filamente stärker aus [OJK+00].

Wenn sich die Raumladungszone im Bereich eines Filaments stärker ausdehnt als außerhalb, sinkt die elektrische Feldstärke im Bereich des Fi-

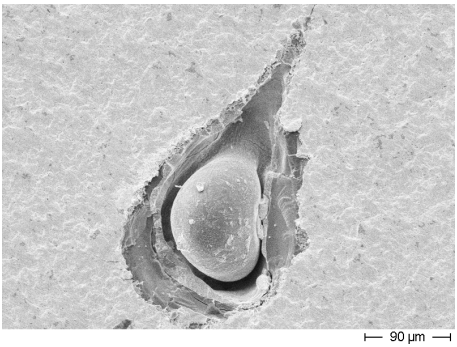


Abb. 2.21 REM-Aufnahme einer 6 kV Diode nach einem Ausschalten mit einer punktförmigen Zerstörung des Chips. Das geschmolzene Silizium ist zu einer Perle erstarrt [BLH10].

laments im Vergleich zur elektrischen Feldstärke außerhalb, da über beide Bereiche die gleiche Spannung abfällt. Dadurch kann es dazu kommen, dass die Bedingungen für die Lawinengeneration außerhalb günstiger werden als im Filament. Dies kann eine Bewegung des Filaments zu benachbarten Bereichen [OJK$^+$00] zur Folge haben. Weiterhin können sich Filamente auch aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten der Stoßionisationsraten bewegen [Wac91]. Die hohe Stromdichte im Filament führt zu einer starken lokalen Erwärmung. Dadurch sinken die Stoßionisationsraten und die Lawinengeneration wird schwächer. Die Bereiche außerhalb des Filaments sind deutlich kühler, deshalb sind dort die Bedingungen für die Lawinengeneration günstiger. Das Filament wandert. Man spricht auch von einer thermischen Filamentbewegung.

Durch diese Betrachtungen ist zwar verstanden, wie und warum es zur Ausbildung von Stromfilamenten kommt und warum diese wandern können, es bleibt jedoch die Frage, wie es zur Zerstörung der Diode kommt.

2.4.3 Zerstörung durch Filamente

Abb. 2.21 zeigt ein typisches Fehlerbild einer beim Ausschaltvorgang zerstörten Diode. Auf der Chipfläche ist eine punktförmige Aufschmelzung des Siliziums zu sehen. Die Aufschmelzung ist in der aktiven Fläche lokalisiert. Der Chip muss sich lokal sehr stark erwärmt haben, was auf die Existenz eines Stromfilaments hindeutet. Viele Ausfallbilder weisen ein durchgehendes Loch auf. Die genaue Gestalt hängt maßgeblich davon ab, wie schnell die Spannung abgeschaltet wird. Liegt die Spannung noch eine

gewisse Zeit an, so kommt es zu einer großflächigen Zerstörung und ein Fehlerbild wie in Abb. 2.21 ist nicht mehr zu erkennen. Welcher Mechanismus führt zur Zerstörung der Diode?

Auf der Grundlage der Betrachtungen der statischen Lawinengeneration ging man in [Por94] davon aus, dass dynamischer Avalanche per se zur Zerstörung von Leistungsbauelementen führt. Bei dieser Erklärung der Zerstörung spielt die Stromfilamentierung keine Rolle. Nach [Por94] ist die hohe Generation von freien Ladungsträgern Ursache für die Zerstörung. Erst [OJK$^+$00] erklärte die Inhomogenisierung der Stromdichteverteilung während des Ausschaltens und zeigte anhand von 2D-Simulationen, dass sich Filamente aufgrund des verstärkten Ladungsträgerbergabbaus bewegen. Weiterhin wird in [OJK$^+$00] konstatiert, dass Dioden durch eine starke lokale Erwärmung im Bereich eines Filaments zerstört werden. Solange sich jedoch ein Filament bewegt, wird einer starken lokalen Erwärmung entgegengewirkt. Ein Filament führt also nicht per se zur Zerstörung einer Diode. Sondern die Existenz eines Filaments ist notwendige Bedingung für eine punktförmige Zerstörung. Zur Zerstörung kommt es aber vermutlich erst dann, wenn ein Filament nahezu ortsfest ist und die Stromdichte im Filament sehr groß ist.

Realisierte Dioden [DBOL99, CLD$^+$06] zeigen jedoch auch beim Überschreiten der Kennlinie für die Einsatzspannung des dynamischen Avalanches (Abb. 2.14) ein robustes Schaltverhalten. Insbesondere die CIBH-Diode [CLD$^+$06], bei der die Entstehung einer kathodenseitigen Raumladungszone und damit auch die Bildung einzelner kathodenseitiger Filamente unterdrückt wird, weist eine sehr hohe Robustheit auf. In [DLS03] wird mittels einer Gegenüberstellung von Messungen und Simulationen gezeigt, dass die Zerstörung durch kathodenseitigen dynamischen Avalanche getriggert wird. Offen ist aber, durch welchen Mechanismus kathodenseitiger dynamischer Avalanche bzw. kathodenseitige Filamente die Zerstörung der Diode hervorrufen.

Einen wichtigen Ansatzpunkt zur Beantwortung der Frage liefert die Analyse der Filamentbewegungen in [NFSKW06]. Die Simulationen deuten darauf hin, dass sich ein kathodenseitiges Filament nur thermisch bewegt. Dies wird bereits mit einer Verkleinerung der vertikalen Ausdehnung der Raumladungszone im Bereich des kathodenseitigen Filaments begründet. Die Geschwindigkeit der kathodenseitigen Filamente ist mit ca. 150 µm/µs deutlich geringer als die der anodenseitigen Filamente mit ca. 500 µm/µs. In isothermen Simulationen ist das kathodenseitige Filament örtlich feststehend [NFSKW04]. Diese Ergebnisse wurden mittels Simula-

tion eines 2D-Modell einer 3,3 kV Diode mit einer lateralen Ausdehnung von 1000 µm erzielt. Die Trägerlebensdauer wurde dabei um das 10fache des üblichen Werts angehoben. Von Interesse ist, wie sich kathodenseitige Filamente in einer realen Diode mit einer lateralen Ausdehnung in zwei Richtungen verhalten. Es ist zu vermuten, dass die geringe Geschwindigkeit des kathodenseitigen Filaments nicht ausreicht, um eine lokale Erwärmung zu verhindern, die eine Zerstörung der Diode zur Folge hat. Zu klären ist, warum sich kathodenseitige Filamente üblicherweise nur thermisch getrieben bewegen, jedoch nicht wie anodenseitige Filamente aufgrund starken Ladungsträgerbergabbaus im Bereich des Filaments.

Die Entstehung eines thermisch-generierten Filaments wurde in [Mil10, MSNF08] untersucht. In der vorgestellten Zerstörungssimulation bleibt das anodenseitige Filament lokal stehen. Dadurch kommt es zu einer starken Erwärmung im Bereich des Filaments. Folglich sinken die Stoßionisationsraten. Stattdessen werden jedoch Elektronen aus dem stark erwärmten Halbleiter-Metall-Kontakt injiziert. Dieser ist in der Simulation als ideal ohmsch angenommen (siehe Abschnitt 3.2). Die Ladungsträgerinjektion aus dem Halbleiter-Metall-Kontakt hat einen positiven Temperaturkoeffizienten. Damit hat sich das anfänglich durch Lawinengeneration hervorgerufene Filament in ein thermisch-generiertes Filament gewandelt. Die Folge ist ein thermisches Weglaufen. Unschlüssig bleibt bei dieser Simulation, warum das anodenseitige Filament lokal feststeht. Es ist wichtig zu untersuchen, inwieweit in dieser Simulation das Verhalten des anodenseitigen Filaments mit Vorgängen auf der Kathodenseite korrespondiert.

Auf der Grundlage der erwähnten Arbeiten soll in Abschnitt 5.1 die Ursache für das unterschiedliche Verhalten von anodenseitigen und kathodenseitigen Filamenten weiter untersucht werden. Abschnitt 5.2 beschäftigt sich darauf aufbauend mit einem möglichen Zerstörungsmechanismus.

2.5 Designmaßnahmen zur Verbesserung des Diodenverhaltens

2.5.1 Ausschaltverhalten und Ausschaltrobustheit

Bauelementhersteller streben ein Diodendesign an, das ein softes und robustes Ausschalten in einem möglichst breiten Feld von Schaltbedingungen garantiert. Ein notwendiges Kriterium für einen soften Schaltvorgang ist, dass sich der Ladungsträgerberg direkt vor dem n^+-Gebiet erschöpft. Da-

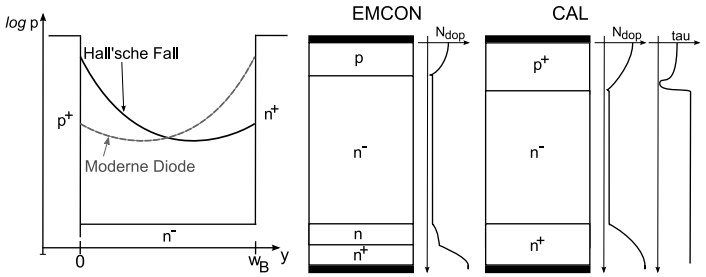


Abb. 2.22 Links: Schematische Durchlassladungsträgerverteilungen für den Hall'schen Fall und für moderne Dioden. **Rechts:** Struktur der EMCON- und CAL-Diode.

bei sollte die anodenseitige Raumladungszone sehr groß und die kathodenseitige Raumladungszone klein sein. Existiert zum Zeitpunkt der Ladungsträgerbergerschöpfung eine kathodenseitige Raumladungszone, so stoßen die beiden Raumladungszonen durch die Erschöpfung zusammen und es folgt ein snappiges Verhalten. Bildet sich eine kathodenseitige Raumladungszone, so kann bei hohen Stromdichten ein kathodenseitiges Filament entstehen, was eine mögliche Ursache für eine Diodenzerstörung mit punktförmiger Aufschmelzung in der Chipmitte sein könnte. Eine wichtige Maßnahme in Hinblick auf softes und robustes Ausschalten ist die Beeinflussung der Durchlassladungsträgerverteilung (Abb. 2.22, links). Als Kenngröße für die Bewertung der Durchlassladungsträgerverteilung lässt sich ein Wirkungsgrad

$$\eta_{\mathrm{forw}} = \frac{p_{\mathrm{k,forw}}}{p_{\mathrm{a,forw}}} \tag{2.54}$$

angeben, wobei $p_{\mathrm{a,forw}}$ die Ladungsträgerplasmakonzentration am p^+-n^--Übergang und $p_{\mathrm{k,forw}}$ die Ladungsträgerplasmakonzentration am n^--n^+-Übergang ist. Bei idealen Emittern[5] findet die gesamte Rekombination in der niedrig dotierten Mittelzone statt [Hal52]. Die Ladungsträgerverteilung ist anodenseitig höher als kathodenseitig, η_{forw} ist kleiner 1. Dadurch wird die Bildung einer kathodenseitigen Raumladungszone begünstigt. Moderne Dioden invertieren deshalb die Verteilung, damit gilt $\eta_{\mathrm{forw}} > 1$. Dies wird bei der Emitter Controlled Diode (EMCON) [PAB+97] durch ein niedrig dotiertes p-Gebiet erreicht (Abb. 2.22, rechts). Dadurch ergibt sich im Nennstrombereich ein niedrigerer Emitterwirkungsgrad. Ein höherer

[5]Der Emitterwirkungsgrad γ eines idealen Emitters ist 1. Siehe auch Definition von γ_{A} in Gl. (2.55).

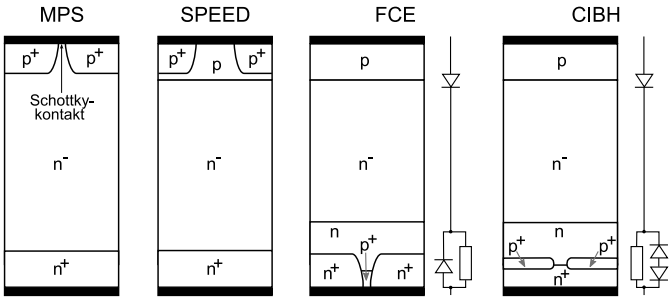


Abb. 2.23 Strukturen der MPS-, SPEED-, FCE- und CIBH-Diode.

Anteil des Stroms rekombiniert im p-Gebiet und die Ladungsträgerdichte vor dem p-Gebiet sinkt. Dem gegenüber kann die Durchlassladungsträgervereilung auch durch eine lokale Absenkung der Trägerlebensdauer im p-Gebiet dicht am pn-Übergang invertiert werden. Dieses Konzept wurde in der Controlled Axial Lifetime Diode (CAL) [LS94, Lut99] realisiert (Abb. 2.22, rechts). Durch die höhere Rekombination im p-Gebiet wird die Ladungsträgerdichte anodenseitig gesenkt. Der Vorteil ist, dass dieses Prinzip auch bei kleineren Strömen wirkt. Damit kann eine CAL-Diode auch aus niedrigen Durchlassströmen soft abschalten [Lut99]. Der Sperrstrom wird jedoch durch die zusätzlichen Rekombinationszentren angehoben. Da aber die eingebrachten Rekombinationszentren überwiegend nur lokal am p^+-n^--Übergang vorhanden sind und damit der größte Teil der Raumladungszone davon unbeeinflusst ist, hält sich die Sperrstromerhöhung in Grenzen [Lut06]. Zusätzlich reduzieren die Feldstoppschicht der EMCON4-Diode [HBS+07] und das tiefe Gaußprofil des n^+-Gebiets der CAL-Diode das Feldmaximum in einer möglichen kathodenseitigen Raumladungszone und bewirken damit zusätzlich eine Verbesserung der Ausschaltrobustheit.

Eine weitere Struktur zur Verbesserung des Diodenverhaltens ist die Merged pin/Schottky Diode (MPS), die sich durch einen Wechsel von p^+-Zonen und Zonen mit Schottky-Kontakt vor der Anode auszeichnet (Abb. 2.23). Ursprünglich wurde diese Struktur zur Erhöhung der Sperrfähigkeit von 100 V Schottky-Dioden eingeführt [Wil83]. Die p^+-Zonen senken die elektrische Feldstärke an den Schottky-Übergängen. Später wurde das MPS-Prinzip auch zur Verbesserung der Relation zwischen Durchlassspannungsabfall U_F und Ausschaltverlustenergie E_off für Dioden mit Sperrspannungen bis 500 V angewendet [Bal87]. Bei niedrigen Durchlassströmen arbeitet die Diode hauptsächlich unipolar. U_F ist geringer als bei

einer p^+-n^--n^+-Diode und die Ladungsträgerdichte in der niedrig dotierten Zone ist ebenfalls sehr gering, wodurch sich E_{off} in Grenzen hält. Selbst bei Nennstrom ist die Ladungsträgerdichte und damit auch E_{off} geringer, weil der effektive Emitterwirkungsgrad der anodenseitigen Struktur durch die Schottky-Zonen herabgesetzt ist. Bei hohen Strömen injizieren die p^+-Zonen viel Ladungsträgerplasma. Dadurch ist U_{F} bei hohen Strömen geringer als bei reinen Schottky-Dioden. Dies ist der Grund, weswegen das MPS-Konzept erfolgreich bei SiC-Dioden zur Erhöhung der Stoßstromfestigkeit [HLR+08] (siehe nächster Abschnitt) angewandt wird.

Auch bei der Self-adjusted P Emitter Efficiency Diode (SPEED) [SSSM89] ist das Niveau des Ladungsträgerplasmas bis in den Bereich des Nennstroms anodenseitig abgesenkt. In einer SPEED-Struktur wechseln sich vor der Anode hoch und niedrig dotierte p-Zonen ab (Abb. 2.23). Der Abstand zwischen zwei p^+-Zonen kann dabei deutlich größer sein als bei der MPS-Diode. Bei niedrigen und mittleren Durchlassströmen fließt nahezu der gesamte Strom über die niedrig dotierten p-Zonen. In diesen Bereichen ist die Diffusionsspannung des pn-Übergangs durch die niedrige p-Dotierung geringer. Erst durch höhere Stromdichten steigt der Spannungsabfall entlang des p^--p^+-Übergangs, wodurch die p^+-Gebiete aktiviert werden. Da der anodenseitige Emitterwirkungsgrad mit der Dotierung steigt, baut sich hohes Ladungsträgerplasmaniveau vor den p^+-Zonen auf. Dies verbessert die Stoßstromfestigkeit, wie es weiter unten diskutiert wird.

Alle bisher genannten Diodenkonzepte (EMCON, CAL, MPS, SPEED) führen im Nennarbeitsbereich zu dem gewünschten invertierten Profil der Ladungsträgerverteilung (Abb. 2.22, links). Unter sehr harten Schaltbedingungen kann sich jedoch auch in diesen Dioden das Ladungsträgerplasma kathodenseitig vom n^+-Gebiet lösen und ein snappiges Verhalten und/oder eine Zerstörung der Diode hervorrufen. Neuartige Diodenstrukturen verhindern während des Ausschaltens durch rückseitige Löcherinjektion die Ausbildung einer kathodenseitigen Raumladungszone. Bei der Field Charge Extraction Diode (FCE) [Vos86, KR05] ist das n^+-Gebiet auf der Rückseite durch p-Zonen unterbrochen, die mit der Kathode kontaktiert sind (Abb. 2.23). Während des Ausschaltvorgangs injizieren die p-Zonen über die durchlassgepolten pn-Übergänge Löcher. Bei der Controlled Injection of Backside Holes Diode (CIBH) [MSP+05, CLD+06] sind vor das durchgehende n^+-Gebiet p-dotierte Inseln implantiert. Während des Ausschaltens entstehen durch Lawinengeneration am sperrgepolten pn-Übergang zwischen p-Inseln und n^+-Gebiet Löcher, die sich in Richtung Anode be-

wegen.

An die Erkenntnisse zur CIBH-Diode in [MSP+05, CLD+06, FPS+08, BPF+08, LBC+09] anknüpfend, soll in dieser Arbeit die Wirkungsweise des CIBH-Konzepts mittels einer Analyse der Bewegung der Ladungsträgerbergfronten verdeutlicht werden. Eine große Bedeutung hat die Dimensionierung des n-Buffers. Darauf soll ebenfalls eingegangen werden (Abschnitt 4.5.2). Weiterhin werden die bisher veröffentlichten Simulationsergebnisse zum Ausschaltverhalten [CLD+06, FPS+08] durch Simulationen zur Ausschaltrobustheit ergänzt (Abschnitt 5.3.1).

2.5.2 Ausschaltrobustheit vs. Stoßstromfestigkeit

Während einer Stoßstrombelastung ruft die inhomogene Anordnung der Bondfüße eine Inhomogenisierung der Stromdichteverteilung hervor. Da die Bondfüße jedoch die Wärme etwas abführen, steigt die Temperatur direkt unter dem Bondfuß nur leicht an. Direkt neben dem Bondfuß ist die Stromdichte jedoch ebenfalls signifikant angehoben, was zu einem starken lokalen Anstieg der Temperatur führt. Damit kommt es zu den typischen Ausfallbildern von Dioden unter Stoßbelastung. Die Metallisierung schmilzt um die Bondfüße, wie in [HBLS08, HSW07] für Si-Dioden und in [HLR+08] für SiC-Dioden analysiert wurde. Das bedeutet, dass die Stoßstromfestigkeit derzeitiger Dioden maßgeblich über die Aufbau- und Verbindungstechnik auf der Anodenseite verbessert werden kann [HBLS08]. Von Interesse sei an dieser Stelle jedoch nur der Einfluss des Chipdesigns. Die Güte eines Chips in Hinblick auf Stoßstromfestigkeit lässt sich anhand des Spannungsabfalls bei hohen Strömen in Durchlassrichtung beurteilen. Dies ist möglich, da der Ausfall beim Erreichen der Schmelztemperatur der Metallisierung auftritt und damit durch die Verluste während der Stoßstrombelastung bestimmt ist. Ein hoch dotiertes n^+-Gebiet begünstigt sowohl ein softes und robustes Ausschalten, als auch eine hohe Stoßstromfestigkeit aufgrund eines hohen Niveaus des Ladungsträgerplasmas im Durchlass, was den Spannungsabfall senkt. Problematisch ist die Dimensionierung des p-Gebiets vor der Anode. Für ein sicheres Ausschalten ist ein niedriges Niveau des Ladungsträgerplasmas und damit eine niedrige Dotierung angestrebt; eine hohe Stoßstromfestigkeit verlangt hingegen auch anodenseitig ein hohes Ladungsträgerplasmaniveau und damit eine hohe Dotierung. Ein niedriges Ladungsträgerplasmaniveau bedeutet hohe Durchlassspannungsabfälle. Daher ist für den Verlauf der Durchlasskennlinie ein flacher Anstieg im Bereich niedriger Ströme gefolgt von einem sehr steilen Anstieg bis in den Bereich von Stoßströmen wünschenswert.

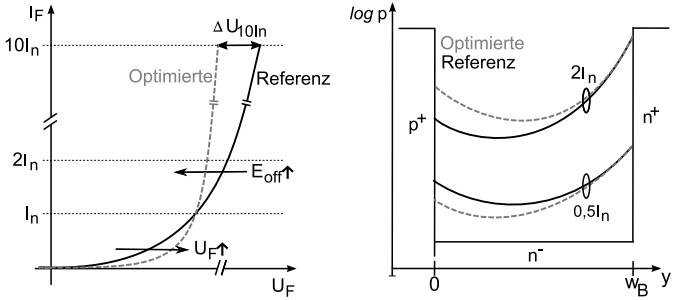


Abb. 2.24 Links: Schematische Darstellung der Durchlasskennlinien einer Referenzdiode und einer optimierten Diode. Die optimierte Diode ist dabei die Zielvorstellung für eine verbesserte Relation von Ausschaltverhalten und Stoßstromfestigkeit. **Rechts:** Durchlassladungsträgerverteilungen bei halbem und doppeltem Nennstrom für die Referenzdiode und die optimierte Diode.

Diese Zielvorstellung ist in Abb. 2.24 als „Optimierte“ Diode eingezeichnet. Für den Bereich um den Nennarbeitspunkt ist die Kennlinie der optimierten Diode ähnlich der Kennlinie der Referenz. Es gibt lediglich eine kleine Verschiebung, die zu etwas höheren Durchlassspannungen für $I < I_{\mathrm{nenn}}$ und zu leicht höheren Ausschaltverlusten für $I > I_{\mathrm{nenn}}$ führt. Im Stoßstrombereich ist jedoch das Ladungsträgerplasmaniveau in der optimierten Diode vor der p-Zone deutlich höher verglichen mit der Referenz. Der Spannungsabfall ist reduziert, was dazu führt, dass die Diode höhere Stoßstrombelastungen überlebt.

Der Emitterwirkungsgrad γ_{A} eines diffundierten lateral homogenen anodenseitigen p^+-Gebiets ist gegeben durch

$$\gamma_{\mathrm{A}} = \frac{j_{\mathrm{p}}}{j}, \tag{2.55}$$

wobei j_{p} die in das n^--Gebiet injizierte Löcherstromdichte ist. Für solche Emitter nimmt γ_{A} mit steigender Stromdichte stark ab, da mehr Rekombination im p^+-Gebiet stattfindet. Um jedoch die oben beschriebene optimierte Diode zu realisieren, ist eine Invertierung dieser Abhängigkeit anzustreben. Dies gelingt wie in Abschnitt 2.5.1 beschrieben mit dem MPS- oder SPEED-Konzept.

Wird j_{p} in Gl. (2.55) durch $j - j_{\mathrm{n}}$ ersetzt, so kann γ_{A} auch wie folgt ausgedrückt werden

$$\gamma_{\mathrm{A}} = 1 - \frac{j_{\mathrm{n}}}{j}. \tag{2.56}$$

Bei einer MPS-Struktur, wie sie erfolgreich bei SiC-Dioden eingesetzt wird, fließt bei einer niedrigen Stromdichten ein Großteil des Stroms als j_n über die Schottkyübergänge. Der Emitterwirkungsgrad ist niedrig. Bei hohen Strömen im Stoßstrombereich werden die p^+-Zonen aktiviert. Ein merklicher Teil des Stroms fließt nun als j_p in den Bereich der p^+-Zonen. Der anodenseitige Emitterwirkungsgrad steigt. Dies bedeutet, dass sich ein Ladungsträgerplasma aufbaut, was den Durchlassspannungsabfall senkt.

Entscheidend für die SPEED-Struktur ist, dass das Verhältnis j_n/j in einem p-Emitter mit höherer Emitterdotierung sinkt. Dadurch ist γ_a bei niedrigen Strömen, wenn der Großteil des Stroms über die p^--Zonen fließt, niedrig und bei hohen Strömen, wenn die p^+-Zonen aktiviert sind, hoch. Damit verbessert sich wie bei der MPS-Diode auch die Relation (Tradeoff) zwischen Ausschaltverhalten und Stoßstromfestigkeit. Experimentelle Untersuchungen zeigen jedoch für SPEED-Strukturen eine sehr niedrige Ausschaltrobustheit beim Schalten aus hohen Durchlassströmen [PSN+10] (Abb. 5.12). Dazu soll nochmals Abb. 2.24 betrachtet werden. Die gezeigte optimierte Diode hat im Vergleich zur Referenz für alle Durchlassströme größer Nennstrom eine höhere Ladungsträgerdichte vor dem p-Gebiet (Annahme: gleiches $\tau(\mathrm{x})$, Dicke, N_D und n^+-Gebiet identisch). Das erklärt, warum in dieser Diode beim Schalten aus hohen Strömen leichter eine kathodenseitige Raumladungszone entsteht und es daher auch leichter zu dem als kritisch angesehenen kathodenseitigen dynamischen Avalanche kommt. Der Schnittpunkt der Durchlasskennlinien von der Referenzdiode und der optimierten Diode müsste demnach bei höheren Strömen (z.B. $2 \cdot I_\mathrm{n}$) liegen. Das wiederum würde die Verbesserung der Stoßstromfestigkeit deutlich schmälern.

Auch mit dem Einsatz einer CAL-Struktur kann die Relation zwischen Ausschaltrobustheit und Stoßstromfestigkeit einer Diode verbessert werden. Durch der Herabsetzung von $p_\mathrm{a,forw}$ bei niedrigen Stromdichten aufgrund der eingebrachten Rekombinationszentren, kann das Maximum der p^+-Dotierung vor der Anode deutlich angehoben werden. Die höhere Dotierung bewirkt bei hohen Durchlassströmen einen Anstieg von $p_\mathrm{a,forw}$ und damit eine größere Stoßstromfestigkeit.

In dieser Arbeit soll dass Potential von CIBH-Dioden zur Verbesserung der Stoßstromfestigkeit diskutiert werden. Dabei soll auf die Notwendigkeit von Anodenemitterkonzepten eingegangen werden und ein neues Anodenemitterkonzept, genannt „Inverse Injection dependency of Emitter Efficiency“ (IDEE) [BLS+10b] mittels Simulationsergebnissen vorgestellt werden (Abschnitt 5.3.2).

2.5.3 Ausschaltverhalten vs. Höhenstrahlfestigkeit

Für den sicheren Betrieb eines Leistungsbauelements ist zusätzlich eine ausreichende Höhenstrahlfestigkeit notwendig. Neutronen oder Protonen können insbesondere in hochsperrenden Bauelementen zu einer sehr starken lokalen Ladungsträgergeneration (= Streamer) führen, die einen Ausfall des Bauelements hervorruft [SVK$^+$00, KSB$^+$04, KSSW05]. Als Gütekriterium für die Höhenstrahlfestigkeit eines Bauelements werden FIT-Raten (engl. Abkürzung für "failures in time") angegeben. Sie geben Auskunft darüber, wie viele Fehler in 10^9 h Bauelementbetrieb auftreten. Eine entscheidende Größe für die FIT-Raten, ist die elektrische Feldstärke im Sperrzustand. Ist die angelegte Sperrspannung hoch, steigt die elektrische Feldstärke und die FIT-Raten nehmen zu. Da die maximale elektrische Feldstärke in Bauelementen mit einer niedrigen Grunddotierung (PT-Bauelement) geringer ist als in Bauelementen mit einer hohen Grunddotierung (NPT-Bauelement), sind auch die FIT-Raten für diese Bauelemente geringer. Da der entscheidende Prozess der Stoßionisation einen negativen Temperaturkoeffizient hat, sinken die FIT-Raten mit höheren Temperaturen. Des Weiteren steigen die FIT-Raten mit zunehmender Höhe über dem Meeresspiegel, bei der sich ein Bauelement befindet [SKSW04]. Dies liegt an der stärkeren Höhenstrahlung in großen Höhen. Aktuelle Veröffentlichungen zur Höhenstrahlfestigkeit enthalten teilweise auch neue Messdaten für konkrete Bauelemente [PS10, KK09, Bau08]. Für eine Abschätzung der Höhenstrahlfestigkeit wird an dieser Stelle auf ein älteres Modell [Zel95] zurückgegriffen, das auf experimentellen Ergebnissen mit GTOs basiert. Dieses Modell hat den Vorteil, dass Dimensionierungsgrößen wie N_D direkt eingehen. Die angegebenen Gleichungen sind zugeschnittene Größengleichungen. Es gilt

$$FIT = a \cdot A\,\rho\,\exp\left(\frac{-251{,}13}{4\,S}\right) S^{3/2}\left(1 - \mathrm{erf}\left(\sqrt{\frac{83{,}71}{4\,S}}\right)\right) \tag{2.57}$$

mit

$$a = 1{,}37 \times 10^{10}\frac{FIT}{\Omega cm^3}, \tag{2.58}$$

$$\rho = \frac{1}{q \cdot \mu_\mathrm{n} \cdot N_\mathrm{D}}, \tag{2.59}$$

$$S = 0{,}2786 \cdot \frac{U}{w_\mathrm{B}} + 0{,}8972 \cdot \frac{w_\mathrm{B}}{\rho} \tag{2.60}$$

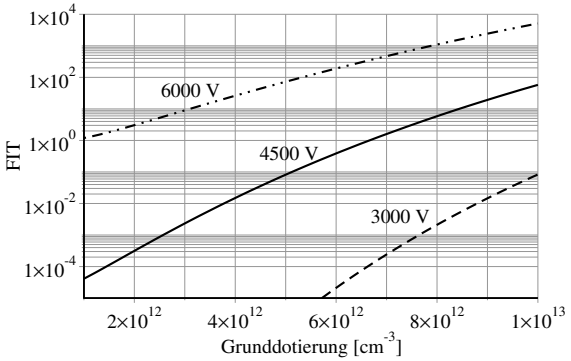


Abb. 2.25 FIT-Raten zur Bewertung der Höhenstrahlfestigkeit in Abhängigkeit von der Grunddotierung und der Sperrspannung nach [Zel95] für ein Punch-Through-Bauelement mit einer aktiven Fläche von $1\,\mathrm{cm}^2$ und einer Basisweite von $w_\mathrm{B} = 660\ \mu\mathrm{m}$.

für eine Punch-Through Dimensionierung. Zugeschnittene Größengleichung heißt, dass die Maßeinheiten der einzusetzenden Größen separat angegeben sind. So ist A die Diodenfläche in cm^2, U die angelegte Spannung in V und ρ der spezifische Widerstand in Ωcm. Die Dicke der niedrig dotierten Zone w_B wird in µm eingesetzt. Die FIT-Raten steigen mit höheren Spannungen und höheren Grunddotierungen (Abb 2.25). Für eine hohe Höhenstrahlfestigkeit ist deshalb eine niedrige Grunddotierung wünschenswert. Diese ist verknüpft mit einem fast rechteckförmigen Feldverlauf im Sperrzustand und damit niedrigeren maximalen elektrischen Feldstärken. Diese Forderung zur Verbesserung der Höhenstrahlfestigkeit steht jedoch im Gegensatz zu einer hohen snap-off-freien Spannung beim Ausschalten, die nach Gl. (2.12) bzw. Gl. (2.13) mit sinkender Grunddotierung kleiner wird. Daher ist es notwendig, eine gute Relation zwischen Ausschaltverhalten und Höhenstrahlfestigkeit zu finden.

Es soll diskutiert werden, wie die Relation von Ausschaltverhalten und Höhenstrahlfestigkeit durch die Verwendung einer CIBH-Struktur verbessert werden kann (Abschnitt 4.5.1).

3 Bauelementsimulation

3.1 Verwendete physikalische Modelle

Da die Rekombinationsraten und die Beweglichkeiten von den Größen U, n, p und T abhängen, ist das in Abschnitt 2.1 beschriebene Gleichungssystem stark nichtlinear. Zur Berücksichtigung dieser Abhängigkeiten werden in der Simulation Modelle eingebunden, auf welche im Folgenden eingegangen wird. Alle verwendeten Modelle sind bereits in $\text{Sentaurus}_{\text{Device}}$ implementiert. Ihre detaillierte Beschreibung kann der Bedienungsanleitung [Tca07] entnommen werden.

Effektive intrinsische Dichte: Der Einfluss der Reduktion des Bandabstands bei hohen Dotierkonzentrationen wird in der Simulation mittels einer effektiven intrinsischen Dichte nach dem Modell von Slotboom [SG77] über die Größe E_{bgn} berücksichtigt. Es gilt

$$n_{\text{i,eff}} = n_{\text{i}} \exp\left(\frac{E_{\text{bgn}}}{2kT}\right). \tag{3.1}$$

Rekombinationsmodelle: Bei allen Simulationen werden Shockley-Read-Hall-Rekombination (SRH), Augerrekombination und Stoßionisation berücksichtigt. SRH beschreibt die Rekombination an tiefen Störstellen. Sie ist stark von den Minoritätsträgerlebensdauern abhängig. Diese berechnen sich aus einem dotierabhängigen Faktor τ_{dop}, einem temperaturabhängigen Faktor $f(T)$ und einem feldabhängigen Faktor $g(E)$ wie folgt:

$$\tau_{\text{n,p}} = \tau_{\text{dop,n,p}} \frac{f(T)}{1 + g_{\text{n,p}}(E)}. \tag{3.2}$$

Die Dotierabhängigkeit wird über das Scharfetter-Modell berücksichtigt:

$$\tau_{\mathrm{dop,n,p}} = \frac{\tau_{\mathrm{max,n,p}}}{1 + \left(\frac{N_{\mathrm{A}} + N_{\mathrm{D}}}{1 \times 10^{16} cm^{-3}}\right)} \tag{3.3}$$

Die in dieser Arbeit verwendeten Parameter für τ_{max} sind in Tabelle 3.1 angegeben. Die Relation $\tau_{\mathrm{p}}/\tau_{\mathrm{n}}$ hat bei den verschiedenen Parametersät-

Tabelle 3.1 In den Simulationen verwendete Parameter für τ_{max}.

τ_{max}-Parameter	τ_{n} [µs]	τ_{p} [µs]	T_{alpha}
1	10,0	3,0	-
2	6,845	1,369	2,33
3	6,680	1,336	2,11
4	6,000	0,600	2,05

zen unterschiedliche Werte von 0,3, 0,2 und 0,1. Für schnelle Ausschaltvorgänge ist der Trägerlebensdauer-Einfluss auf die Ladungsträgerplasmaverteilung zu Beginn des Schaltvorgangs entscheidend. Im Ladungsträgerplasma selbst gilt jedoch die Hochinjektionsträgerlebensdauer τ_{HL}, die Summe von τ_{n} und τ_{p}. Die Relation $\tau_{\mathrm{p}}/\tau_{\mathrm{n}}$ ist daher nicht maßgebend. Bei einem schnellen Schaltvorgang ist die Schaltzeit deutlich kleiner als die Trägerlebensdauern, so dass der Einfluss der Rekombination auf den Ladungsträgerabbau gering ist. Die Relation $\tau_{\mathrm{p}}/\tau_{\mathrm{n}}$ kann jedoch immer dann entscheidend sein, wenn eine Injektion einer Ladungsträgersorte das Verhalten eines Bauelements bestimmt. Dies ist zum Beispiel bei IDEE-Dioden (Abschnitt 5.3.2) der Fall. Die Untersuchung des Einflusses von $\tau_{\mathrm{p}}/\tau_{\mathrm{n}}$ ist jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Der Parametersatz 1 in Tabelle 3.1 enthält die Standardparameter vom Bauelementsimulator. Dieser Parametersatz wurde für die prinzipiellen Untersuchungen zum eindimensionalen Ladungsträgerabbau in Kapitel 4 verwendet. Zur Bestimmung der Parametersätze 2-4 lagen gemessene Durchlasskennlinien von realen Dioden vor. Es wurden Dioden simuliert, deren Dotierprofil ähnlich dem von realisierten Dioden ist. Die Trägerlebensdauern wurden dabei so angepasst, dass die Durchlassarbeitspunkte deckungsgleich mit denen der Messungen sind. Damit ist die Speicherladung im Durchlassarbeitspunkt mit der realen Diode vergleichbar und es ergeben sich beim Ausschalten ähnliche Schaltverluste. Die Parametersätze 2 und 3 wurden für eine Diode mit einer Sperrfähigkeit von etwa 8 kV ermittelt.

Dabei wurden jedoch unterschiedliche physikalische Modelle eingebunden. Für den Parametersatz 2 wurde die Dotierabhängigkeit der Beweglichkeit nach [MSS83] verwendet und für den Parametersatz 3 nach [RVC+02]. Der Parametersatz 4 [Hei08] gilt für eine Diode, die sich durch eine Durchbruchspannung von ungefähr 5 kV auszeichnet. Zu jedem in dieser Arbeit vorgestellten Simulationsergebnis werden unter Verweis auf Tabelle 3.1 die $\tau_{\max}$-Parameter angegeben.

Die Temperaturabhängigkeit der Trägerlebensdauern wird über eine Potenzfunktion realisiert; es gilt:

$$f(T) = \left(\frac{T}{300K}\right)^{T_{\text{alpha}}}. \tag{3.4}$$

Die Trägerlebensdauer nimmt mit steigender Temperatur zu. Damit ist T_{alpha} positiv. Die in der Simulation benutzten Werte für T_{alpha} sind ebenfalls in der Tabelle 3.1 angegeben.

Das Auger-Rekombinationsmodell bildet die Band-Band-Rekombination ab, bei der Energie an ein drittes Teilchen abgegeben wird. Sie ist vor allem für Bereiche mit sehr hohen Ladungsträgerdichten zu berücksichtigen. Es gilt

$$R_{\text{Auger}} = (C_{\text{n}} n + C_{\text{p}} p)(n \cdot p - {n_{\text{i,eff}}}^2), \tag{3.5}$$

wobei C_{n} und C_{p} die Augerkoeffizienten sind. Wird ${n_{\text{i,eff}}}^2$ aufgrund einer hohen Temperatur größer als $n \cdot p$, so kommt es zur Augergeneration. Die Augergeneration ist wie die Stoßionisation ein Umkehrprozess der Augerrekombination [Pau76, QEM93, IEM04]. Bei allen drei Prozessen sind drei Ladungsträger beteiligt. Für die Stoßionisation ist eine hohe elektrische Feldstärke und eine hohe Stromdichte notwendig, wohingegen für die Augergeneration hohe Temperaturen und hohe Ladungsträgerdichten entscheidend sind [Sel84, LSSDD11].

Im Sperrfall und für das Ausschalten muss die Stoßionisation von freien Ladungsträgern bei hohen elektrischen Feldstärken berücksichtigt werden. Im Simulator sind verschiedene Stoßionisationsmodelle standardmäßig implementiert. Das Modell von van Overstraeten/de Man [OM70] wird in den meisten bisherigen Arbeiten zum Ausschaltverhalten von Dioden [Dom99, NFSKW06, FHL06, HLFS08, MSNF08] benutzt und wird auch in dieser Arbeit bei allen isothermen Simulationen verwendet. Bei den elektrothermischen Simulationen wird das Modell von Reggiani *et al.* [RGR+05] eingebunden. Diesem Modell liegen neue Messungen zu Grunde. Es ist laut

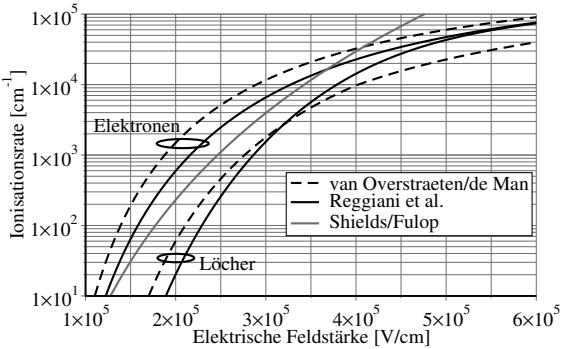


Abb. 3.1 Stoßionisationsraten von van Overstraeten/de Man, Reggiani *et al.* und Shields/Fulop in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke (T = 300 K).

[RGR+05] bis zu einer Temperatur von 773 K validiert. Abb. 3.1 zeigt die Stoßionisationsraten $\alpha_{\mathrm{n,p}}$ verschiedener Modelle bei 300 K in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke. Die Stoßionisationsrate gibt an, wie viele Elektronen-Loch-Paare von einem Primärteilchen auf einer Einheitslänge durch Stoßionisation erzeugt werden. Die Stoßionisationenraten von van Overstraeten/ de Man liegen bei moderaten elektrischen Feldstärken deutlich über denen von Reggiani *et al.* Deshalb ist in Simulationen der Sperrkennlinie der Durchbruch schon bei geringeren Spannungen zu erwarten.

Beweglichkeitsmodelle: Die Beweglichkeiten sind die Proportionalitätsfaktoren zwischen elektrischer Feldstärke und den Geschwindigkeiten der Ladungsträger. Es gilt: $\vec{E} = \mu_{\mathrm{n,p}} \cdot \vec{v}_{\mathrm{n,p}}$. Die Beweglichkeiten werden durch Streuprozesse der Ladungsträger verringert. Streuungen treten zum Beispiel am Kristallgitter durch deren temperaturabhängiges Schwingen auf. Zu Streuungen kommt es auch an Störstellen, sowie an anderen freien Ladungsträgern. Zur Berücksichtigung der Temperatur- und Dotierabhängigkeit der Beweglichkeiten wird in dieser Arbeit bei isothermen Simulationen das Standardmodell von Masetti *et al.* [MSS83] (Anhang *A*.1) eingebunden, wie es auch bei anderen simulativen Untersuchungen [HLFS08, MSNF08] verwendet wurde. Für die elektrothermischen Simulationen wird das neuere Modell von Reggiani *et al.* [RVC+02] (Uni-Bologna-Modell, Anhang *A*.1) genutzt. Es basiert auf dem Modell von Masetti *et al.*, berücksichtigt jedoch die unterschiedliche Wirkung von anziehenden und abstoßenden Streuungen. Damit sind die Beweglichkeiten nicht länger eine

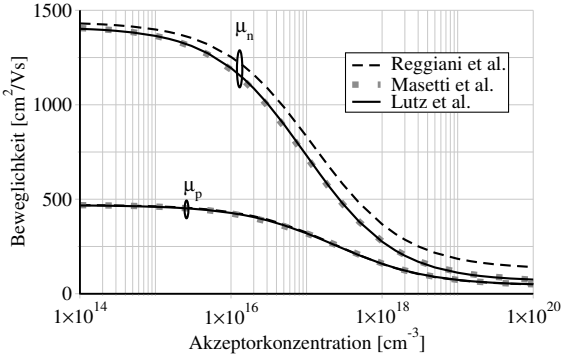


Abb. 3.2 Beweglichkeiten in Abhängigkeit von der Akzeptorkonzentration nach Masetti *et al.*, Reggiani *et al.* und Lutz *et al.* (für: $N_\mathrm{D} = 1{\times}10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $\mathrm{T} = 300\,\mathrm{K}$).

Funktion der Gesamtdotierung $(N_\mathrm{D} + N_\mathrm{A})$ sondern der Donatorkonzentration und der Aktzeptorkonzentration. Abb. 3.2 zeigt beispielhaft, dass sich dadurch die Beweglichkeit der Minoritäten (hier Elektronen) erhöht. Die Tatsache, dass für dieses Modell Messungen bei Temperaturen bis zu 700 K berücksichtigt sind, gibt ihm den Vorzug bei elektrothermischen Simulationen. In Abb. 3.2 ist zusätzlich auch die Dotierabhängigkeit der Beweglichkeiten mit den Parametern von Lutz *et al.* [LSSDD11] (Anhang *A*.1) dargestellt. Diese Parameter werden zur analytischen Abschätzung verwendet und benutzen die Caughey-Thomas Gleichung. Die Abhängigkeit bezieht sich wie beim Modell von Masetti *et al.* auf eine Gesamtdotierung $N_\mathrm{D} + N_\mathrm{A}$. Damit unterscheidet dieses Modell ebenfalls nicht zwischen der Wirkung von positiv und negativ geladenen Störstellen. Die Kurven nach dem Masetti *et al.*-Modell und dem Lutz *et al.*-Modell sind nahezu identisch (Abb. 3.2).

Die Temperaturabhängigkeit ist bei niedriger Störstellendichte bei allen drei betrachteten Beweglichkeitsmodellen vergleichbar (Abb. 3.3, links). Bei hoher Störstellendichte gibt es jedoch deutliche Abweichungen (Abb. 3.3, rechts). Im Modell nach Masetti *et al.* ist nur der gitterabhängige Beweglichkeitsterm temperaturabhängig. Dahingegen sind bei Reggiani *et al.* und Lutz *et al.* alle Terme temperaturabhängig. Dies ermöglicht eine bessere Anpassung an die gemessenen Abhängigkeiten. Deshalb sind die beiden letzteren Modelle bei Berechnungen mit einer Temperatur ungleich 300 K vorzuziehen. Die Verläufe von μ_p stimmen für Reggiani *et al.* und Lutz *et al.* annähernd überein. Allerdings sind die Abweichungen bei μ_n

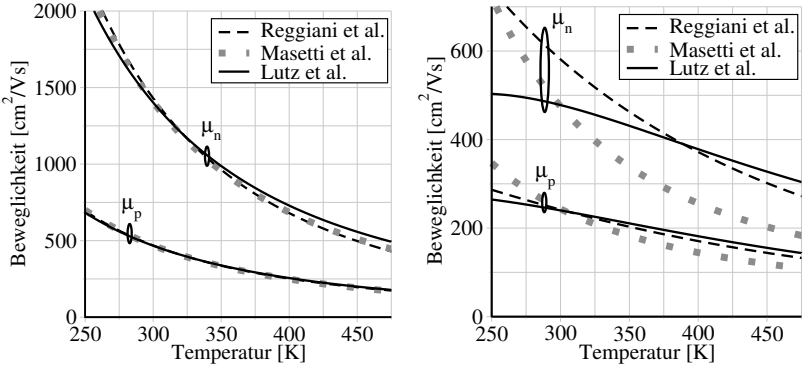


Abb. 3.3 Beweglichkeiten in Abhängigkeit von der Temperatur nach Masetti *et al.*, Reggiani *et al.* und Lutz *et al.* (**Links** für: $N_\mathrm{D} = 1{\times}10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $N_\mathrm{A} = 1{\times}10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$, **Rechts** für: $N_\mathrm{D} = 1{\times}10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $N_\mathrm{A} = 3{\times}10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$).

deutlich unterschiedlich, was vermutlich auf die Berücksichtigung des Minoritätencharakters der Elektronen bei Reggiani *et al.* zurückzuführen ist.

Bei sehr hohen Ladungsträgerdichten kommt es zwischen den freien Ladungsträgern vermehrt zu Stößen. Die Bewegung der Ladungsträger ist gehemmt. Die daraus resultierende Reduktion der Beweglichkeiten wird in der Simulation mit dem Conwell-Weisskopf-Modell [Cho72] (Anhang *A*.1) berücksichtigt. Demnach wird der Einfluss dieses Mechanismus bedeutend, wenn das Produkt von Elektronen- und Löcherdichte zirka $1{\times}10^{31}\,\mathrm{cm}^{-6}$ übersteigt, siehe Abb. 3.4, links. In der Bauelementsimulation werden alle berücksichtigten Beweglichkeitsmodelle über die Matthiessen'sche Regel miteinander zu einer Gesamtbeweglichkeit verknüpft. Werden die Dotierabhängigkeit (μ_N) und die Streuung an freien Ladungsträgern (μ_ccs) berücksichtigt, dann gilt

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_\mathrm{N}} + \frac{1}{\mu_\mathrm{ccs}}. \tag{3.6}$$

Abb. 3.4, rechts zeigt exemplarisch die Abhängigkeit der Gesamtbeweglichkeit in einem n^--Gebiet, das mit einem Ladungsträgerplasma geflutet ist. Das ist die Situation im Durchlasszustand von hochsperrenden bipolaren Bauelementen. Für die Berechnung der Beweglichkeiten wurden die Standardmodelle von $\mathrm{Sentaurus}_\mathrm{Device}$ (Masetti *et al.* und Conwell *et al.*) verwendet. Im Gegensatz dazu geht Lutz *et al.* [LSSDD11] mit Verweis auf [Dan72] von einer gleichen Wirkung der Streuung von Störstellen und freien Ladungsträgern aus. In die Beweglichkeitsgleichungen (Anhang *A*.1)

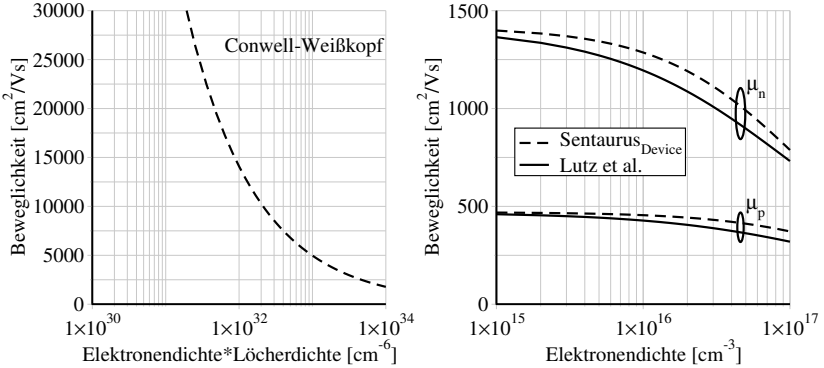


Abb. 3.4 Links: Beweglichkeitsabnahme durch Streuungen an freien Ladungsträgern [Cho72] **Rechts:** Beweglichkeiten in einem mit Ladungsträgerplasma gefluteten n^--Gebiet (Durchlasszustand) ($n = p$, $N_\mathrm{D} = 6{,}7{\times}10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $N_\mathrm{A} = 0$, $T = 300\,\mathrm{K}$), Sentaurus$_\mathrm{Device}$: Masetti *et al.* und Conwell *et al.*

wird daher für die Konzentration N die Summe $N_\mathrm{D}{+}N_\mathrm{A}{+}p$ zur Berechnung von μ_n und $N_\mathrm{D}{+}N_\mathrm{A}{+}n$ zur Berechnung von μ_p eingesetzt. Der Einfluss von Streuungen an freien Ladungsträgern gleichen Typs wird als vernachlässigbar betrachtet. Nach dieser Vorschrift wurde ebenfalls für den betrachteten Fall des Ladungsträgerplasmas die Abhängigkeit der Beweglichkeit berechnet (Abb. 3.4, rechts). Es ergeben sich im Bereich um $n = 2{\times}10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ etwa 8 % niedrigere Beweglichkeitswerte im Vergleich zur Berechnung des Simulators. In Lutz *et al.* wird damit der Einfluss der Streuung an freien Ladungsträgern im für das Ladungsträgerplasma relevanten Bereich leicht überbewertet. Angaben in welchem Temperaturbereich Conwell *et al.* gültig ist, lassen sich in der Literatur nicht finden.

Treten sehr hohe elektrische Feldstärken auf, sind die Geschwindigkeiten der freien Ladungsträger nicht länger proportional zur elektrischen Feldstärke, sondern nähern sich den Sättigungsdriftgeschwindigkeiten an. Dieser Fakt wird bei der Lösung der Grundgleichungen durch eine Reduktion der Beweglichkeiten berücksichtigt. Dazu wird das erweiterte Modell von Canali *et al.* [Tca07, CMMO75] eingebunden. Die Beweglichkeiten sind daher eine Funktion der elektrischen Feldstärke. In den Transportgleichungen, Gln. (2.5) und (2.6), sind sie als skalare Größen enthalten. Dies ist nur solange gerechtfertigt, wie die Stromdichte in lateraler Richtung Null ist (1D-Betrachtung). In einem Filament hat die elektrische Feldstärke eine vertikale und zwei laterale Komponente, wobei die vertikale Komponente deutlich größer ist. Daher müssten die Beweglichkeiten als Tensoren be-

rücksichtigt werden [Sil09a]. Aus den Gln. (2.5) und (2.6) würde für den 2D-Fall

$$\vec{j}_{\mathrm{n}} = q \begin{pmatrix} \mu_{\mathrm{n,x}} & 0 \\ 0 & \mu_{\mathrm{n,y}} \end{pmatrix} \left(n\vec{E} + \frac{kT}{q} \operatorname{grad} n + nP_{\mathrm{n}} \operatorname{grad} T \right), \tag{3.7}$$

$$\vec{j}_{\mathrm{p}} = q \begin{pmatrix} \mu_{\mathrm{p,x}} & 0 \\ 0 & \mu_{\mathrm{p,y}} \end{pmatrix} \left(p\vec{E} - \frac{kT}{q} \operatorname{grad} p - pP_{\mathrm{p}} \operatorname{grad} T \right). \tag{3.8}$$

Die konsequente Rechnung mit Beweglichkeitstensoren ist mit den derzeitig verfügbaren Bauelement-Simulationsprogrammen noch nicht möglich. Dies wäre insbesondere für die Analyse der lateralen Filamentausdehnung und der Anzahl der Filamente wichtig. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Mechanismen zur Robustheit gründen sich auf der Bewegung der Ladungsträgerbergfronten. Da dies eine Bewegung in vertikaler Richtung –daher in der Hauptstromflussrichtung– ist, lassen die Ergebnisse der Bauelementsimulation mit skalaren Beweglichkeiten Rückschlüsse auf das reale Verhalten zu. Dazu wird zur Berechnung des Einflusses hoher elektrischer Feldstärken die Feldstärkekomponente in Richtung des Stromflusses verwendet.

Zusammenfassung Für die Simulationen in dieser Arbeit wurden unterschiedliche Modelle verwendet. In Tabelle 3.2 sind diese zusammengefasst. Zu jedem Simulationergebnis findet sich in der Bildunterschrift ein Hinweis auf eine der Spalten von Tabelle 3.2.

3.2 Randbedingungen

Die simulierten Dioden haben eine vertikale Ausdehnung in y-Richtung, wobei sich bei $y = 0$ die Anode befindet und bei $y = d_{\mathrm{y}}$ ($d_{\mathrm{y}} =$ Diodendicke) die Kathode. Bei der Untersuchung der Ausschaltrobustheit haben die Strukturen auch eine laterale Ausdehnung in x-Richtung von $x = 0$ bis $x = d_{\mathrm{x}}$ ($d_{\mathrm{x}} =$ laterale Ausdehnung). Für diese beiden Ränder gilt eine homogene Neumann-Randbedingung. Das heißt, dass die Ableitungen in x-Richtung Null sind. Damit kann kein Strom aus diesen Rändern fließen. Die Ränder fungieren als Symmetrieachsen und vergrößern damit virtuell das simulierte Halbleitergebiet.

Elektrische Randbedingungen: Für die Anode und die Kathode werden ideale ohmsche Kontakte angenommen. Damit gilt Ladungsneutralität

Tabelle 3.2 In den Bauelementesimulationen verwendete Modelle („+“ bedeutet, dass dieses Modell verwendet wurde, „–“ bedeutet, dass dieses Modell nicht verwendet wurde).

Modell	1	2	3	4	5
$\mu_{n,p}$ Temp.-/Dotierabhängigkeit [Tca07, MSS83]	+	+	–	–	–
$\mu_{n,p}$ Temp.-/Dotierabhängigkeit [RVC$^+$02]	–	–	+	+	+
$\mu_{n,p}$ Sättigung der Driftgeschwindigkeit [CMMO75]	+	+	+	+	+
$\mu_{n,p}$ Streuungen an n, p Conwell-Weisskopf [Tca07]	+	+	+	+	+
SRH	+	+	+	+	+
SRH Dotierabhängigkeit Scharfetter [Tca07]	+	–	+	+	–
SRH Temperaturabhängigkeit [Tca07]	–	–	+	+	+
Augerrekombination	+	+	+	+	+
Augergeneration	–	–	–	+	–
Stoßionisation [OM70]	+	+	–	–	–
Stoßionisation [RGR$^+$05]	–	–	+	+	+
Bandgap Narrowing [SG77]	+	+	+	+	+

und -gleichgewicht [Tca07]:

$$0 = N_D - N_A + p - n, \tag{3.9}$$

$$n \cdot p = {n_{i,eff}}^2. \tag{3.10}$$

Abb. 3.5 zeigt beispielhaft für eine Dotierkonzentration von $N_D - N_A = 1{\times}10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, wie sich die Ladungsträgerdichten am Kontakt mit zunehmender Temperatur erhöhen. Für hohe Temperaturen dominiert der Einfluss der intrinsischen Dichte die Randkonzentrationen, die deutlich über der Dotierung liegen. Es kommt zur Ladungsträgerinjektion aus dem Halbleiter-Metall-Kontakt [MSNF08].

Thermische Randbedingungen: Bei den elektrothermischen Simulationen wurden Strukturen verwendet, bei denen sich an den Kathodenkontakt eine 50 µm dicke Lotschicht ($c_{th} = 1{,}57\,\mathrm{J/(K\,cm^3)}$, $\kappa_{th} = 0{,}36\,\mathrm{W/(K\,cm)}$) und eine 300 µm dicke Kupferschicht ($c_{th} = 3{,}42\,\mathrm{J/(K\,cm^3)}$, $\kappa_{th} = 3{,}85\,\mathrm{W/(K\,cm)}$) anschließen. Danach folgt der Kühlkörper, der eine konstante Temperatur von 400 K hat. Die Kontaktwiderstände zwischen den Schichten sind gleich Null. Für den Anodenkontakt gilt die ideale Neumannbedingung. Das heißt der Kontakt ist thermisch isoliert. Zu Beginn der transienten Simulation ist die Temperatur im Halbleitergebiet homogen 400 K.

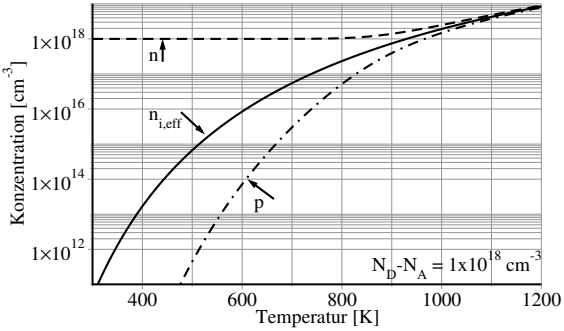


Abb. 3.5 Effektive intrinsische Dichte und Konzentrationen der freien Ladungsträger bei einem ideal ohmschen Kontakt an einem n^+-Emitter in Abhängigkeit von der Temperatur (für: N_D - $N_A = 1{\times}10^{18}\,cm^{-3}$).

3.3 Dotierprofile und Eigenschaften der simulierten Dioden

Für die Untersuchungen wurden eine Reihe von p^+-n^--n^+-Dioden mit unterschiedlichen Sperrspannungen verwendet. Ihre Desingparameter sind in Tabelle 3.3 aufgelistet.

Tabelle 3.3 Designparameter der Referenzdioden (U_{BD} bei 1 mA/cm^2, U_F bei 100 A/cm^2).

Diode	N_D [cm^{-3}]	d_y [µm]	$N_{peak,a}$ [cm^{-3}]	FWHM$_a$ [µm]	$N_{peak,k}$ [cm^{-3}]	FWHM$_k$ [µm]	U_{BD} [kV]	U_F [V]
1	$6{,}4{\times}10^{13}$	125	$2{,}0{\times}10^{17}$	3,22	$2{,}0{\times}10^{17}$	3,22	1,6	0,9
2	$8{,}0{\times}10^{12}$	712	$1{,}0{\times}10^{17}$	2,66	$1{,}0{\times}10^{19}$	2,66	8,2	3,8
3	$8{,}0{\times}10^{12}$	712	$5{,}0{\times}10^{19}$	2,66	$1{,}0{\times}10^{17}$	2,66	8,2	2,7
4	$6{,}7{\times}10^{12}$	670	$2{,}0{\times}10^{19}$	0,59	$2{,}0{\times}10^{19}$	0,59	8,2	3,2
5	$6{,}7{\times}10^{12}$	670	$N_{5,a}$	$FWHM_{5,a}$	$N_{5,k}$	$FWHM_{5,k}$	8,2	4,5
6	$6{,}7{\times}10^{12}$	670	$2{,}0{\times}10^{19}$	0,59	$2{,}0{\times}10^{17}$	0,59	8,2	4,4
7	$1{,}4{\times}10^{13}$	450	$N_{7,a}$	$FWHM_{7,a}$	$N_{7,k}$	$FWHM_{7,k}$	5,0	2,3

Für eine statische Charakterisierung der Dioden 1 bis 7 wurden ihre Durchlasskennlinien unter Einbindung gleicher physikalischer Modelle simuliert (Abb. 3.6). Der Verlauf einer Durchlasskennlinie ist maßgeblich bestimmt durch die Trägerlebensdauern, die Basisweite w_B und der Emitter-

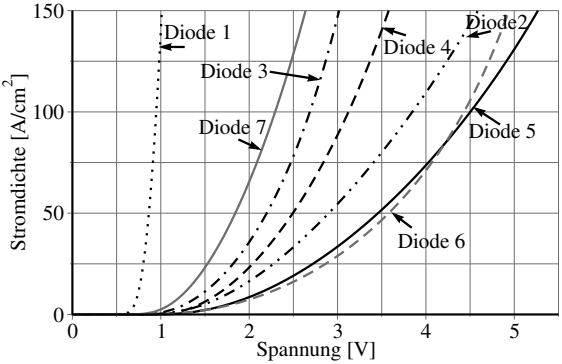


Abb. 3.6 Durchlasskennlinien der Dioden in Tabelle 3.3 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 1; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.3, Zeile 1 für die Dioden 1, 2 und 3, $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.3, Zeile 2 für die Dioden 4 und 6, $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.3, Zeile 3 für die Diode 5 und $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.3, Zeile 4 für die Diode 7; $T = 300\,\mathrm{K}$).

wirkungsgrade, welche durch die Peakkonzentration N_{peak} und die Halbwertsbreite FWHM (engl.: Full Width of Half Maximum) der hoch dotierten Gebiete festgelegt sind. Die Diode 1 hat aufgrund ihrer geringen Basisweite den geringsten Durchlassspannungsabfall. Der niedrige Durchlassspannungsabfall der Dioden 3 und 4 ist auf den hohen Emitterwirkungsgrad des anodenseitigen p^+-Gebiets zurückzuführen. Dieser bewirkt eine hohe Ladungsträgerdichte im Durchlasszustand.

Neben den Durchlasseigenschaften ist insbesondere die Sperrfähigkeit eine entscheidende Eigenschaft eines Leistungsbauelements. Diese ist in erster Linie durch die Dimensionierung der niedrig dotierten Zone bestimmt. Dabei sind ihre Weite w_{B} und ihre Dotierung N_{D} die wichtigen Parameter. Es gibt verschiedene Dimensionierungskriterien. Neben der bereits im Abschnitt 2.3.1 abgeleiteten Beziehung für einen dreiecksförmigen Verlauf ist der zweite Grenzfall der Dimensionierung ein rechteckförmiger Feldverlauf. Dieser ist jedoch in der Praxis nur näherungsweise durch eine sehr kleine Grunddotierung zu erreichen. Für den allgemeinen Fall, den trapezförmigen Verlauf der elektrischen Feldstärke, wird im Folgenden die Abhängigkeit der Durchbruchspannung von der Basisweite und der Dotierung berechnet. Aus der Poissongleichung (2.1) kann für den eindimensionalen Fall folgender Ausdruck für einen trapezförmigen Feldverlauf abgeleitet

werden:

$$E = -E_1 - \frac{q \cdot N_\mathrm{D}^+}{\varepsilon} \cdot (w_\mathrm{B} - y), \tag{3.11}$$

wobei E_1 die elektrische Feldstärke am n^--n^+-Übergang ist. Setzt man diesen Ausdruck in das Lawinendurchbruchkriterium (2.38), ein, so erhält man mit dem Stoßionisationsmodell von Shields/Fulop:

$$\frac{C\varepsilon}{qN_\mathrm{D}^+(1+b)}\left(\left(E_1 + \frac{q \cdot N_\mathrm{D}^+}{\varepsilon} \cdot w_\mathrm{B}\right)^{b+1} - {E_1}^{b+1}\right) = 1. \tag{3.12}$$

Der Spannungsabfall über einer Raumladungszone mit trapezförmigen Feldverlauf lässt sich mittels Gl. (2.4) berechnen zu:

$$U = -\int_0^{w_\mathrm{B}} E\,dy = E_1 w_\mathrm{B} + \frac{qN_\mathrm{D}^+}{2\varepsilon}{w_\mathrm{B}}^2. \tag{3.13}$$

Im Durchbruch gilt $U = U_\mathrm{BD}$. Zur Berechnung der Durchbruchspannung wird Gl. (3.13) nach E_1 umgestellt und in Gl. (3.12) eingesetzt. Man erhält

$$\frac{C \cdot \varepsilon}{qN_\mathrm{D}^+(1+b)}\left(\left(\frac{U_\mathrm{BD}}{w_\mathrm{B}} + \frac{qN_\mathrm{D}^+}{2\varepsilon}w_\mathrm{B}\right)^{b+1} - \left(\frac{U_\mathrm{BD}}{w_\mathrm{B}} - \frac{qN_\mathrm{D}^+}{2\varepsilon}w_\mathrm{B}\right)^{b+1}\right) = 1. \tag{3.14}$$

Diese Gleichung lässt sich nicht analytisch nach U_BD umstellen. Sie wird mit Hilfe des Gauß-Newton-Verfahrens für gegebene Basisweiten numerisch gelöst. Abb. 3.7 zeigt die mit MATLAB berechneten Kurven zusammen mit den durch Bauelementsimulation ermittelten Durchbruchspannungen. Die Abweichung zur Simulation liegt darin begründet, dass dort die Stoßionisationsparameter von van Overstraeten/de Man verwendet wurden. Anhand der Kurven in Abb. 3.7 wird deutlich, dass die Sperrspannung für sehr kleine Dotierungen durch eine weitere Verringerung der Dotierung kaum noch ansteigt. Der Grund dafür ist, dass bei kleinen Grunddotierungen der Feldstärkegradient sehr flach ist. Der Verlauf der elektrischen Feldstärke ist annähernd rechteckförmig und ändert sich mit Verringerung der Grunddotierung nur noch unwesentlich. Erhöht man jedoch die Grunddotierung, bei gleichbleibender Basisweite, so wird der Feldstärkegradient steiler, wodurch sich das Maximum der elektrischen Feldstärke erhöht und damit auch die Stoßionisation vor allem in der Nähe des p^+-n^--Übergangs. Dies führt bereits bei niedrigeren Sperrspannungen zum Durchbruch. Schließlich münden die Kennlinien für hohe Werte von N_D in die NPT-Grenzlinie. Der Durchbruchfeldverlauf ist dreiecksförmig. Durch eine weitere Erhöhung der Grunddotierung verringert sich

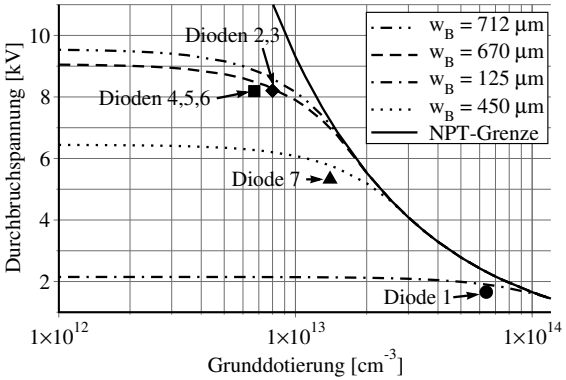


Abb. 3.7 Durchbruchspannung in Abhängigkeit von der Grunddotierung und der Basisweite. Die Kennlinien wurden mit dem Stoßionisationsmodell nach Shields/Fulop berechnet. Die eingezeichneten Punkte markieren die simulierten Werte mit dem Modell nach van Overstraeten/de Man.

die Durchbruchspannung weiter. Die Raumladungszone erreicht dann im Durchbruch nicht mehr den n^--n^+-Übergang.

Die simulierten Werte der Durchbruchspannungen wurden aus den Sperrkennlinien in Abb. 3.8 bei $j_R = 1\,\mathrm{mA/cm^2}$ extrahiert. Die Kennlinien weisen bei hohen Strömen einen Kennlinienast mit negativem differentiellen Widerstand auf, der bereits in Abschnitt 2.3.2 diskutiert wurde.

3.4 Simulationsschaltungen

Zur Untersuchung des Ausschaltverhaltens werden in dieser Arbeit die beiden in Abb. 3.9 dargestellten Schaltungen verwendet. Die linke Schaltung wurde bereits in vielen Arbeiten [FFPL04, HLFS08, MSNF08] verwendet. Im Unterschied zu einer realen Doppelpulsschaltung, wird mittels eines idealen Schalters geschaltet. Zu Beginn der Simulation ist der Schalter S offen. Die Diode befindet sich im Durchlass; durch sie fließt der Durchlassstrom I_F. Nach dem Schließen des Schalters bewirkt die Schaltspannung U_{bat} das Ausschalten der Diode. Die Kommutierungsgeschwindigkeit wird dabei einzig durch die Schaltinduktivität L_{schalt} bestimmt. Es gilt $di/dt = U_{bat}/L_{schalt}$. Ein Merkmal dieser Schaltung ist, dass die Diodenspannung zum Zeitpunkt des Rückstrommaximums gleich der Schaltspannung ist, da das di/dt Null ist und somit der Spannungsabfall über der Schaltin-

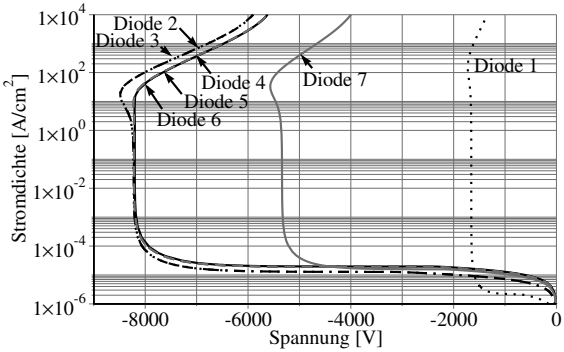


Abb. 3.8 Sperrkennlinien der Diode in Tabelle 3.3 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 1; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.3, Zeile 1 für die Dioden 1, 2 und 3, $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.3, Zeile 2 für die Dioden 4 und 6, $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.3, Zeile 3 für die Diode 5 und $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.3, Zeile 4 für die Diode 7; $T = 300\,\mathrm{K}$).

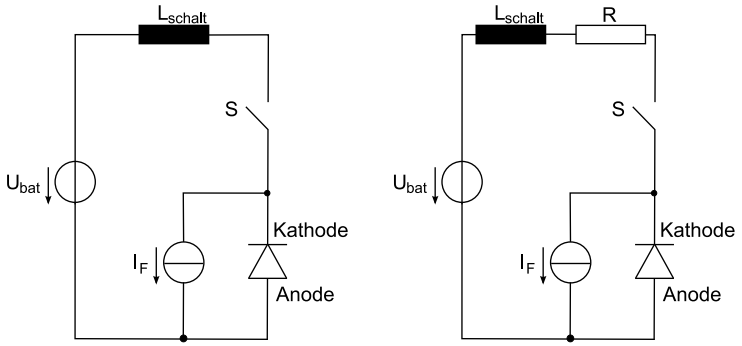


Abb. 3.9 Links: Simulationsschaltung mit einem idealen Schalter. **Rechts:** Simulationsschaltung mit einem idealen Schalter und einem zusätzlichen ohmschen Widerstand.

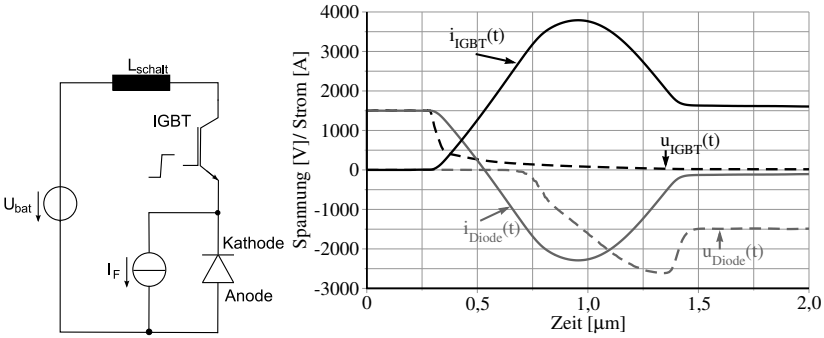


Abb. 3.10 Links: Simulationsschaltung mit einem realen Schalter (IGBT). **Rechts:** Strom und Spannung während des Ausschaltens von zwölf Dioden 5, Tabelle 3.3, mit 24 IGBTs mit Feldstoppschicht (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 3; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 4; $I_{\mathrm{F}} = 1500\,\mathrm{A}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}167\,\mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 1500\,\mathrm{V}$, $R_{\mathrm{G}} = 0{,}5\,\Omega$, $T = 300\,\mathrm{K}$).

duktivität Null. Weiterhin induziert der fallende Rückstrom in der Schaltinduktivität eine Spannung, die als Überspannung über der Diode abfällt. Dadurch kann die Diodenspannung transient größer als die zweifache Schaltspannung werden. Hinsichtlich eines soften Ausschaltens wird eine Diode durch die Verwendung der Schaltung in Abb. 3.9, links sehr stark belastet.

Die Simulation mit einem idealen Schalter kann als worst-case Betrachtung hinsichtlich eines soften Schaltverhaltens gesehen werden. Insbesondere im Fall einer Parallelschaltung von mehreren Einzelchips, wie sie bei Anwendungen hoher Leistung eingesetzt werden, kann der Einfluss großer Induktivitäten bei einer schnellen Kommutierung nicht vernachlässigt werden [LB11]. Dies soll im Folgenden mittels Bauelementsimulation veranschaulicht werden. Abb. 3.10, links zeigt die Simulationsschaltung. Verwendet wurde eine IGBT-Halbzelle mit einer kollektorseitigen Feldstoppschicht und einer Sperrfähigkeit vergleichbar der von Diode 5. Für die Simulation in Abb. 3.10 wurden 12 parallelgeschaltene Dioden mit 24 IGBT-Chips aus dem Nennstrom von 1500 A ausgeschalten. Die Schaltinduktivität beträgt 0,167 µH. Aufgrund des hohen di/dt kommt es zu einem hohen Spannungsabfall über der Schaltinduktivität $L_{\mathrm{schalt}} \cdot di/dt$ und die Spannung über den IGBTs sinkt bereits während der Stromanstiegszeit drastisch. In realen Schaltkurven ist dieser Spannungseinbruch je nach Höhe der Schaltinduktivität deutlich zu sehen. Er wird jedoch in der Regel kleiner ausfallen, da die Schaltinduktivitäten kleiner sind als für

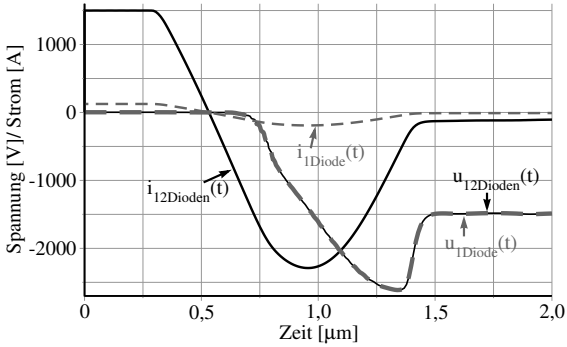


Abb. 3.11 Strom und Spannung während des Ausschaltens mit realem Schalter (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 3; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 4; $U_{\text{bat}} = 1500\,\text{V}$, $T = 300\,\text{K}$). **Schwarz:** 12 Dioden 5, Tabelle 3.3, mit 24 IGBTs ($I_{\text{F}} = 1500\,\text{A}$, $L_{\text{schalt}} = 0{,}167\,\mu\text{H}$). **Grau gestrichelt:** 1 Diode 5, Tabelle 3.3, mit 2 IGBTs ($I_{\text{F}} = 125\,\text{A}$, $L_{\text{schalt}} = 2\,\mu\text{H}$).

die Simulation angenommen.

Abb. 3.11 stellt die simulierten Strom- und Spannungsverläufe für die Parallelschaltung der Dioden und einer Einzelchip-Diode gegenüber. Der Spannungsverlauf ist identisch. Jedoch sinkt der Strom durch die Einzelchip-Diode auf 1/12 des Wertes durch die Parallelschaltung. Dadurch sinkt auch das di/dt, was bedeutet, dass die chipbezogene Induktivität den 12fachen Wert der Schaltinduktivität der Gesamtschaltung hat [BHEF06]. Ein Einzelchip von Diode 5 wurde mit einer hohen Schaltinduktivität von 2 µH zum einen mit idealem Schalter und zum anderen mit IGBT simuliert Abb. 3.12. Für den betrachteten Fall einer hohen Induktivität nähern sich die Strom- und Spannungsverläufe für sehr kleine Gatewiderstände denen mit idealem Schalter an.

Zur Untersuchung des Filamentverhaltens ist es in bestimmten Fällen notwendig, ein frühzeitiges snappiges Verhalten zu verhindern. Dies kann durch einen höheren Gatewiderstand bei Verwendung eines IGBT-Modells als Schalter realisiert werden. Jedoch erfordert dies zusätzliche Rechenleistung. Eine andere Möglichkeit besteht darin, einen zusätzlichen Widerstand R in die Schaltung mit idealem Schalter einzubringen (Abb. 3.9, rechts). Solange ein signifikanter Rückstrom fließt, reduziert R maßgeblich die Spannung über der Diode. Ein snappiges Verhalten kann dadurch verhindert oder an das Ende der Tailphase verschoben werden. Die Belastung der Diode bei Verwendung dieser Schaltung ist der Verwendung eines

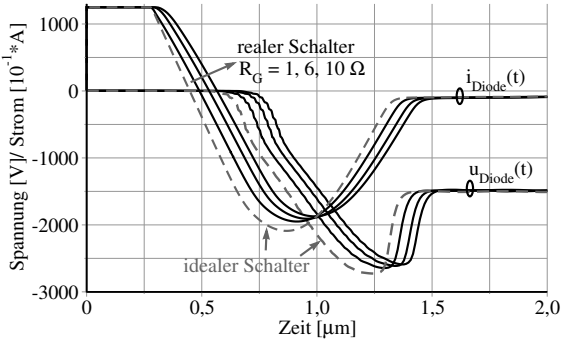
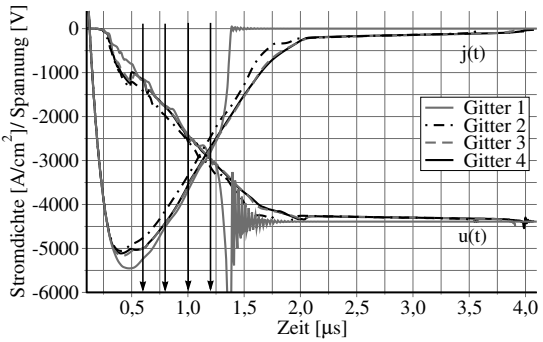


Abb. 3.12 Strom und Spannung während des Ausschaltens von Diode 5, Tabelle 3.3, mit realem und idealem Schalter (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 3; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 4; $I_{\mathrm{F}} = 125\,\mathrm{A}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 2\,\mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 1500\,\mathrm{V}$, $T = 300\,\mathrm{K}$).

realen Schalters ähnlicher. Beim Einschalten eines realen Schalters steigt erst der Strom an, bevor die Spannung sinkt. Daher ist in vielen Fällen die Diodenspannung zum Zeitpunkt der Rückstromspitze deutlich kleiner als die Schaltspannung.

3.5 Numerisches Gitter

Die Wahl eines guten Gitters ist für die numerische Simulation entscheidend. Ist ein Gitter zu fein, so stellt die Simulation unter Umständen zu hohe Anforderungen an den Arbeitsspeicher und die Rechenzeit erhöht sich drastisch. Auf der anderen Seite können zu grobe Gitter zu einer falschen Abbildung des Bauelementverhaltens führen. Das Simulationsergebnis hängt dann nicht mehr von der Physik sondern vom Gitter ab. Insbesondere ist ein feines Gitter für Filamentuntersuchungen notwendig, da im Bereich von Filamenten sowohl in lateraler Richtung als auch in vertikaler Richtung hohe Gradienten der physikalischen Größen wie elektrische Feldstärke, Ladungsträgerdichten und Temperatur auftreten. Im Folgenden wird diese Problematik anhand des Ausschaltens von Diode 4, Tabelle 3.3 mit einer lateralen Ausdehnung von 800 µm und unterschiedlichen Gittern aufgezeigt. In Abb. 3.13, rechts ist die Anzahl der Gitterpunkte der vier verwendeten numerischen Gitter aufgelistet. Das Gitter 1 hat in der gesamten niedrig dotierten Zone vertikale Abstände von 42 µm und laterale Abstände von 50 µm. Bei den Gittern 2, 3 und 4 sind diese Abstände



	Anzahl der Gitterpunkte
Gitter 1	744
Gitter 2	12471
Gitter 3	35346
Gitter 4	40728

Abb. 3.13 Links: Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 4, Tabelle 3.3 mit vier unterschiedlich feinen numerischen Gittern (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 3; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 3; laterale Ausdehnung = 800 µm, $j_F = 122\,A/cm^2 = 2\,j_{nenn}$, $L_{schalt} = 0{,}280$ µH, $U_{bat} = 44000$ V, $T_{init} = 400$ K, R = 2 Ω). **Rechts:** Anzahl der Gitterpunkte der vier verwendeten numerischen Gitter.

auf 5,2 µm und 12,5 µm reduziert. Zusätzlich weisen die Gitter 3 und 4 eine Reduktion der Abstände auf 2,6 µm und 1,56 µm vor dem n^+-Gebiet auf. Dieses Verfeinerungsgebiet hat bei Gitter 3 eine vertikale Ausdehnung von 20 µm und bei Gitter 4 von 50 µm. Bereits in den Stromdichte- und Spannungsverläufen ist ein snappiges Verhalten bei grobem Gitter vor Erreichen der Tailphase zu erkennen (Abb. 3.13, links). Die Dioden mit den Gittern 2 bis 4 zeigen hingegen eine deutlich ausgeprägte Tailphase. Zur Untersuchung des Filamentverhaltens sind für vier Zeitpunkte die Stromdichteverteilungen für die Gitter 1, 2 und 4 in Abb. 3.14 dargestellt. Für Gitter 3 ähneln die Verteilungen denen von Gitter 2 und 4, deshalb sind sie nicht mit dargestellt. Die hellen Bereiche hoher Stromdichte sind Filamente. Es bildet sich mit allen drei Gittern ein anodenseitiges und ein kathodenseitiges Filament aus. Anhand der Filamente lassen sich auch die Weiten der Raumladungszonen abschätzen. Gemeinsam ist allen drei Gittern die Ortsveränderung der anodenseitigen Filamente. Jedoch, bewegt sich bei Gitter 1 im Gegensatz zu den feineren Gittern 2 und 4 auch das kathodenseitige Filament. Der Abschnitt 5.1.2 wird zeigen, dass die hohe Stoßionisation im Bereich des kathodenseitigen Filaments zu einer Verkleinerung der Raumladungszone im Bereich des Filaments führt, was das Filament lokal fixiert. Bei der Verwendung eines groben Gitters (Gitter 1) ist das kathodenseitige Filament nicht so stark ausgeprägt. Es hat eine größere laterale Ausdehnung (Abb. 3.14). Das Verhältnis von maximaler Stromdichte zur mittleren Stromdichte $j_{Filament}/j_{Mittel}$ ist sehr niedrig

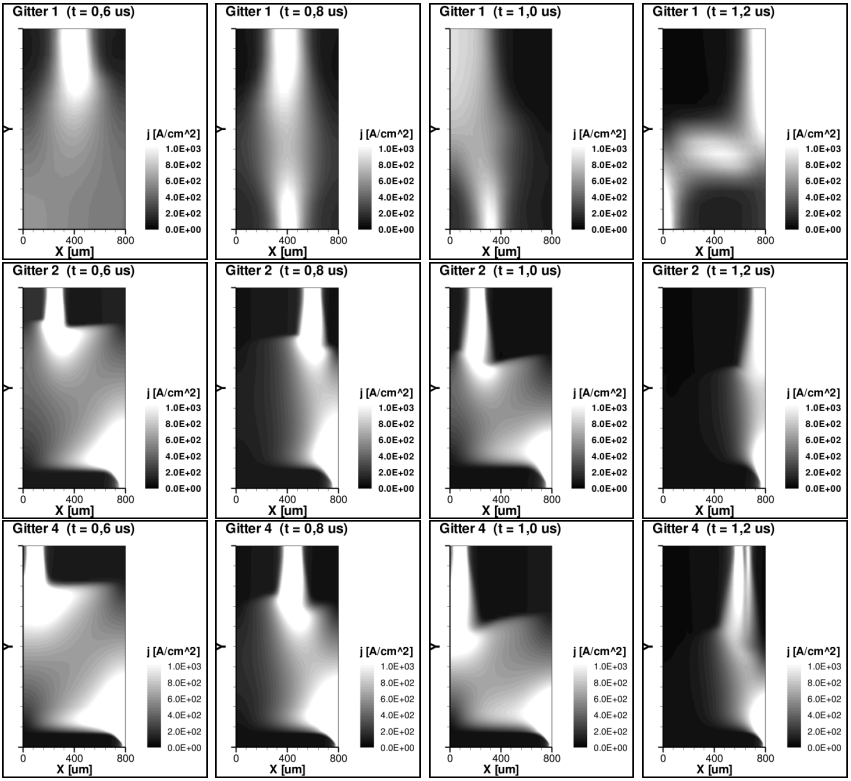


Abb. 3.14 Stromdichte während des Ausschaltvorgangs zu bestimmten Zeitpunkten markiert in Abb. 3.13, links, für die vier verwendeten numerischen Gitter (oben: Anode, unten: Kathode)

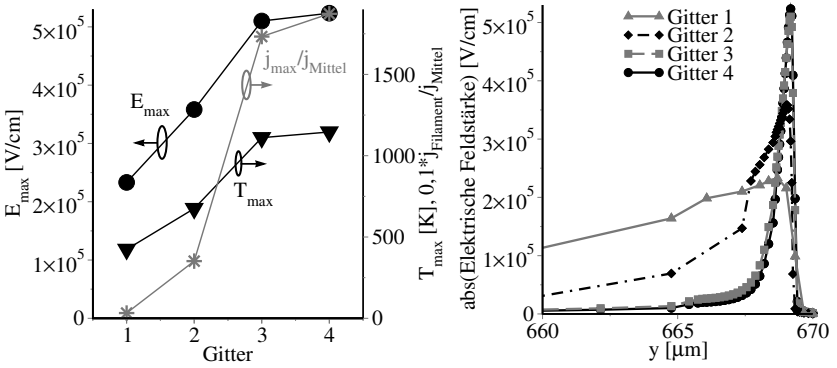


Abb. 3.15 Links: Maximale elektrische Feldstärke, maximale Temperatur und Verhältnis von maximaler Stromdichte zur durchschnittlichen Stromdichte in Abhängigkeit vom Gitter zum Zeitpunkt $t = 0{,}8$ µs (Abb. 3.13, links). **Rechts:** Elektrische Feldstärke im kathodenseitigen Filament zum Zeitpunkt $t = 0{,}8$ µs, Abb. 3.13.

(Abb. 3.15). Das heißt, dass auch das Maximum der elektrischen Feldstärke im Filament deutlich geringer ist. Damit sinkt die Stoßionisation. Die maximale Temperatur ist kleiner (Abb. 3.15, links). Darüber hinaus fällt bei Gitter 1 die mit den anderen Gittern beobachtete Verengung der vertikalen Ausdehnung der Raumladungszone im Bereich des Filaments deutlich schwächer aus (Abb. 3.15, rechts).

Gitter 1 ist demnach zur Beurteilung des Filamentverhaltens unzureichend. Mit Gitter 2 ist bereits eine qualitative Auswertung möglich. Für eine quantitative Auswertung, z.B. der maximal auftretenden Temperatur, ist aber eine weitere Gitterverfeinerung notwendig. Die Unterschiede zwischen Gitter 3 und 4 fallen bereits deutlich geringer aus. Zusätzlich wurde Diode 4 mit einer lateralen Ausdehnung von 400 µm mit Gitter 4 (20456 Gitterpunkte) und einem weiter verfeinerten Gitter (23287 Gitterpunkte) simuliert. Der Unterschied in der maximal auftretenden Temperatur beträgt nur noch 4 K. Damit ist das Bauelementverhalten mit der Verwendung von Gitter 4 bereits nicht mehr durch Gittereffekte beeinflusst. Das Simulationsergebnis ist vom Gitter unabhängig. Für derartige Simulationen bleibt problematisch, dass die derzeitigen physikalischen Modelle nicht für so hohe Temperaturen evaluiert sind.

4 Untersuchung des Ladungsträgerabbaus

4.1 Frontdynamik des Ladungsträgerbergs

4.1.1 Simulationsergebnis

Zur Analyse der Frontgeschwindigkeiten des Ladungsträgerbergs wurde die Diode 1, Tabelle 3.3, in der Simulationsschaltung Abb. 3.9, links simuliert. Um ein snappiges Verhalten zu vermeiden, wurden moderate Schaltbedingungen gewählt: $j_\mathrm{F} = 100\,\mathrm{A/cm^2}$, $L_\mathrm{schalt} = 0{,}335\,\mu\mathrm{H}$ und $U_\mathrm{bat} = 240\,\mathrm{V}$. Der Stromdichte- und Spannungsverlauf zeigt ein softes Schalten (Abb. 4.1). Bei dieser Simulation startet der Schaltvorgang bei 0,5 µs und endet mit einer Tailphase zwischen 1,15 und 1,4 µs. Der zeitliche Abbau des Ladungsträgerplasmas ist anhand der Ladungsträgerkonzentrationen für bestimmte Zeitpunkte in Abb. 4.2 gezeigt. Die Zeitpunkte sind auch in Abb. 4.1 markiert. Zusätzlich, wurden die Frontgeschwindigkeiten aus der Simulation extrahiert[1] und nach Benda und Spenke (Gln. (2.9) und (2.10)) berechnet (Abb. 4.3).

Zwischen 0,75 µs und 1,05 µs stimmen die nach Benda und Spenke berechneten Verläufe der Frontgeschwindigkeiten mit dem Ergebnis der numerischen Simulation näherungsweise überein. Insgesamt gibt es jedoch drei entscheidende Unterschiede. Erstens wird die kathodenseitige Raumladungszone in der Simulation deutlich später gebildet. Zweitens sind beide Frontgeschwindigkeiten im Zeitintervall von 1,00 bis 1,11 µs positiv, was bedeutet, dass sich der gesamte Ladungsträgerberg in Richtung Kathode bewegt. Und drittens gibt es in der Tailphase ein Zeitintervall, in dem sich der Ladungsträgerberg beidseitig ausdehnt (1,11 – 1,17 µs).

4.1.2 Modell zur Erklärung des Frontverhaltens

Ziel dieses Abschnittes ist es zu erklären, warum sich die Ladungsträgerbergfronten nicht gleichzeitig bilden, und den Mechanismus zu verstehen,

[1] Die Positionen der Ladungsträgerbergfronten wurden mit den folgenden Bedingungen für die Raumladungen ermittelt: $\varrho_\mathrm{a} = 0{,}1\,q \cdot N_\mathrm{D}$ und $\varrho_\mathrm{k} = \text{-}0{,}1\,q \cdot N_\mathrm{D}$

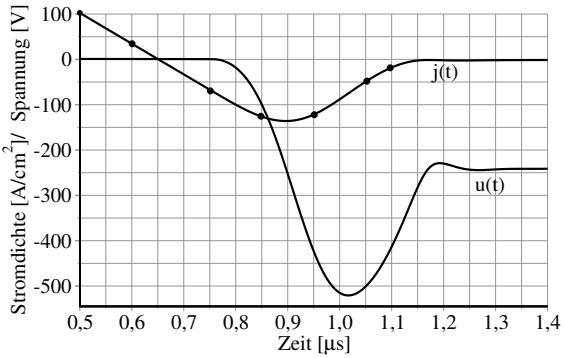


Abb. 4.1 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 1, Tabelle 3.3 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 1; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 1; $j_{\mathrm{F}} = 100\,\mathrm{A/cm^2}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}335\ \mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 240\,\mathrm{V}$, $T = 300\,\mathrm{K}$, $\mathrm{R} = 0\,\Omega$).

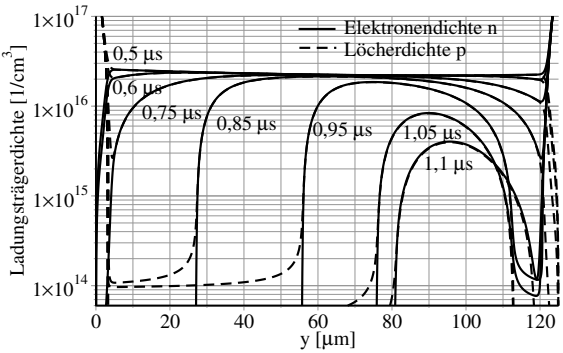


Abb. 4.2 Ladungsträgerdichteverteilungen zu einigen Zeitpunkten während des Ausschaltvorgangs in Abb. 4.1 (bei $y = 0$: Anode, bei $y = 125\ \mu\mathrm{m}$: Kathode).

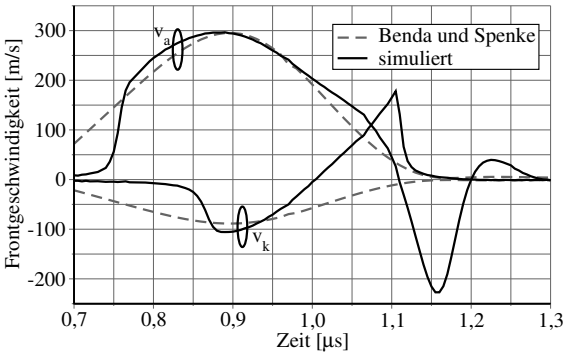


Abb. 4.3 Frontgeschwindigkeiten des Ladungsträgerbergs während des Abschaltvorgangs in Abb. 4.1 extrahiert aus der Bauelementsimulation und berechnet nach Benda und Spenke (Gln. (2.9) und (2.10)).

der zu einer Änderung der Bewegungsrichtung der Fronten führt. Die Art und Weise wie sich das Plasma während des Ausschaltvorgangs abbaut, lässt sich über die Bewegung der Ladungsträgerbergfronten beschreiben. Die Bewegungsrichtung einer Front ist durch die Bewegungsrichtung der freien Ladungsträger in der Front bestimmt. Um dies zu analysieren wird die Gesamtstromdichte in den Fronten in ihre einzelnen Komponenten, Elektronen- bzw. Löcherstromdichte und Feld- bzw. Diffusionsstromdichte zerlegt. Zur Vereinfachung werden isotherme Bedingungen angenommen. Für den betrachteten stationären 1D-Fall vereinfachen sich die Gln. (2.5) bis (2.7) zu:

$$j_\mathrm{n} = j_\mathrm{n,feld} + j_\mathrm{n,diff} = q\mu_\mathrm{n} nE + qD_\mathrm{n}\frac{dn}{dy}, \tag{4.1}$$

$$j_\mathrm{p} = j_\mathrm{p,feld} + j_\mathrm{p,diff} = q\mu_\mathrm{p} pE - qD_\mathrm{p}\frac{dp}{dy}, \tag{4.2}$$

$$j = j_\mathrm{n} + j_\mathrm{p}. \tag{4.3}$$

Alternativ kann die Gesamtstromdichte j auch als Summe der Feldstromdichte j_feld und der Diffusionsstromdichte j_diff betrachtet werden: $j = j_\mathrm{feld} + j_\mathrm{diff} = j_\mathrm{n,feld} + j_\mathrm{p,feld} + j_\mathrm{n,diff} + j_\mathrm{p,diff}$. Es wird angenommen, dass im Ladungsträgerberg und seinen Fronten die Elektronendichte gleich der Löcherdichte ist.

Erste Phase – Durchlassarbeitspunkt: Wenn an der Diode keine Spannung anliegt, existiert eine Raumladungszone am $\mathrm{p^+}$-$\mathrm{n^-}$-Übergang

und am n^--n^+-Übergang. In beiden Raumladungszonen herrscht ein Gleichgewicht zwischen Diffusionsstromdichten und Feldstromdichten. In dem Maße, wie die Diffusionstromdichten nach einer Ausweitung der Raumladungszone streben, bewirken die Feldstromdichten eine Verkleinerung der Raumladungszone. Durch das Anlegen einer positiven Anodenspannung wechselt die Diode in den Durchlasszustand und der Spannungsabfall über der Raumladungszone verringert sich. Das Gleichgewicht zwischen Diffusions- und Feldstromdichten ist gestört. Die Diffusionsstromdichten dominieren. In den Ladungsträgerbergfronten, die sich in diesem Fall am p^+-n^--Übergang und am n^--n^+-Übergang befinden, ist die elektrische Feldstärke immer noch negativ, auch bei hoher Ladungsträgerinjektion. Obwohl die elektrische Feldstärke in diesem Gebiet sehr klein ist, verursacht sie negative Feldströme.

Abb. 4.4 illustriert die verschiedenen Stromdichtekomponenten in der anodenseitigen und kathodenseitigen Front zusammen mit der Feldverteilung im Durchlass für eine Diode mit abrupten Übergängen. Zusätzlich sind die Richtungen der Teilchenflüsse von Elektronen und Löchern angegeben. Die Gesamtstromdichte ist von der Anode zur Kathode gerichtet. Während des Abschaltvorgangs wird sie negativ. Es gilt stets:

$$j_\mathrm{a} = j_\mathrm{k} \tag{4.4}$$

Zweite Phase – Bildung des Ladungsträgerbergs: Abb. 4.4 zeigt, dass die Diffusionsstromdichten die Erhaltung des Ladungsträgerplasmas im n^--Gebiet im Durchlassarbeitspunkt sichern. Im Gegensatz dazu, bewirken die Feldstromdichten einen Abbau der Ladungsträger im Plasma. Das bedeutet, dass abhängig davon ob Diffusions- oder Feldstromdichten dominieren, das Plasma erhalten bleibt oder abgebaut wird. Während des Abschaltvorgangs verursacht die negative Spannung einen Anstieg der elektrischen Feldstärke. Dies hat zur Folge, dass die Feldstromdichten größer werden und die Gesamtstromdichte negativ wird. Schlussendlich führt dies zu einem Abbau der Ladungsträger vor den Emitterregionen. Es verbleibt ein Ladungsträgerberg, der von den nahegelegenen Emitterregionen durch Raumladungszonen getrennt ist.

Für den Fall einer symmetrischen Durchlass-Ladungsträgerverteilung ist bekannt, dass die höhere Elektronenbeweglichkeit eine frühere Formierung der anodenseitigen Front und eine höhere Geschwindigkeit dieser Front bewirkt [BS67]. Dies wird aus den Kontinuitätsgleichungen der Elektronen und Löcher ersichtlich. Da Rekombinations- und Generationsprozesse im

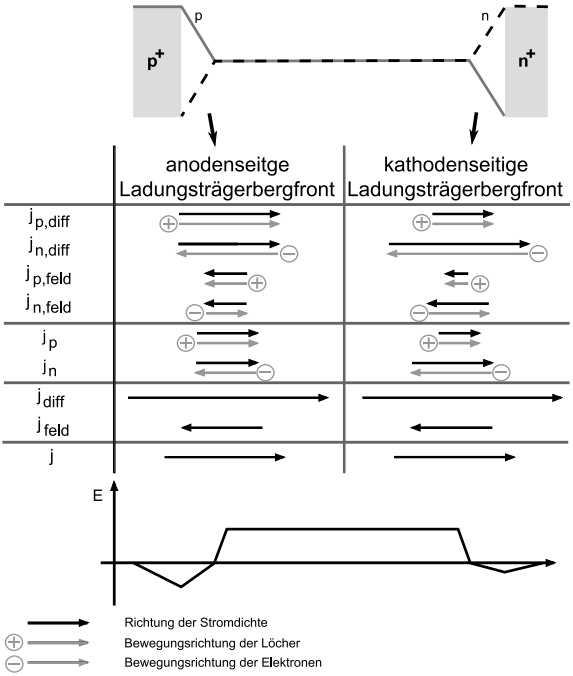


Abb. 4.4 Beispiel für die Stromdichtekomponenten in der Nähe des p^+-n^-- und des n^--n^+-Übergangs im Durchlass. Die Frontregionen sind nicht maßstabgerecht gezeichnet. Die Pfeillängen sind ein Maß für die Höhe der Stromdichtekomponenten.

Bereich des Ladungsträgerplasmas bei schnellen Schaltvorgängen vernachlässigt werden können und der 1D-Fall betrachtet wird, vereinfachen sich die Gln. (2.2) und (2.3) zu

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q}\frac{dj_\mathrm{n}}{dy} = \mu_\mathrm{n}\left(n\frac{dE}{dy} + E\frac{dn}{dy} + \frac{kT}{q}\frac{d^2n}{dy^2}\right), \tag{4.5}$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{q}\frac{dj_\mathrm{p}}{dy} = \mu_\mathrm{p}\left(-p\frac{dE}{dy} - E\frac{dp}{dy} + \frac{kT}{q}\frac{d^2p}{dy^2}\right). \tag{4.6}$$

Zur Vereinfachung der Betrachtung kann davon ausgegangen werden, dass die Größen E, dE/dy, n_a und p_k, p_a und n_k zu Beginn des Ladungsträgerabbaus die gleichen Werte in beiden Übergangsregionen haben. Das heißt, dn/dt ist größer als dp/dt, weil die Elektronenbeweglichkeit größer als die Löcherbeweglichkeit ist.

Die anodenseitige Raumladungszone ist durch eine vernachlässigbar kleine Elektronendichte gekennzeichnet, weil nahezu die gesamte Stromdichte durch Löcher getragen wird. Infolgedessen ist die Zeit zur Formierung einer anodenseitigen Front durch dn/dt bestimmt. In gleicher Weise ist die Zeit zur Formierung einer kathodenseitigen Front durch dp/dt bestimmt. Folglich sorgt die höhere Elektronenbeweglichkeit für eine frühere Entstehung der anodenseitigen Front.

Dritte Phase – Bewegung des Ladungsträgerbergs: In der anodenseitigen Front bewegen sich die Löcher aufgrund von Drift und Diffusion in Richtung Anode. In welche Richtung sich die anodenseitige Front bewegt, hängt daher allein von der Bewegungsrichtung der Elektronen ab. Bewegen sich diese gegen den Löcherstrom in Richtung Kathode, so bewegt sich die anodenseitige Ladungsträgerbergfront in Richtung Kathode und der Ladungsträgerberg wird abgebaut. Kommt es jedoch zu einer Elektronenbewegung in die gleiche Richtung wie der Löcherstrom, daher in Richtung Anode, so dehnt sich der Ladungsträgerberg in Richtung Anode aus. So wie sich die Bewegungsrichtung der anodenseitigen Front maßgeblich durch die Bewegungsrichtung der Elektronen ergibt, ist die Bewegungsrichtung der Löcher für die Bewegung der kathodenseitigen Front entscheidend. Verglichen mit den Ladungsträgerdichtegradienten im Durchlass, haben die Gradienten der Ladungsträgerdichten in der dritten Phase des Ausschaltens ein entgegengesetztes Vorzeichen. Dass bedeutet, dass die Stromdichten $j_\mathrm{p,diff,a}$ und $j_\mathrm{n,diff,k}$ ihre Richtungen ändern (Abbn. 4.4 und 4.5).

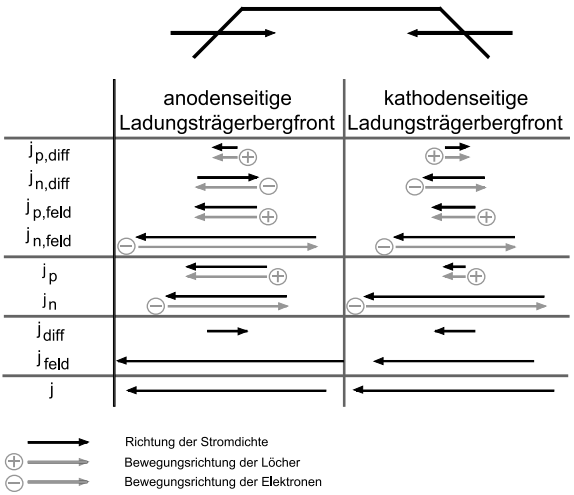


Abb. 4.5 Beispiel für die Stromdichtekomponenten in den Ladungsträgerbergfronten für den Fall des beidseitigen Plasmaabbaus. Die Pfeillängen sind ein Maß für die Höhe der Stromdichtekomponenten.

Für die Beschreibung eines transienten Vorgangs müsste die Transportgleichung (4.3) nach Gl. (2.7) um die Verschiebungsstromdichte erweitert werden. Da die Verschiebungsstromdichten in den Fronten beim Schalten mit moderatem di/dt sehr gering sind, wird diese Stromdichtekomponente weiterhin vernachlässigt. In den folgenden Absätzen wird beleuchtet, wie der dominierende Transportmechanismus – Drift bzw. Diffusion – die Bewegungsrichtung einer Front festlegt.

Die Abb. 4.5 repräsentiert den Fall, dass die Feldstromdichten in den Fronten die Gesamtstromdichte dominieren. Für dieses spezielle Beispiel wird angenommen, dass die Ladungsträgerdichtegradienten in beiden Fronten betragsmäßig gleich groß sind. Die Elektronendiffusionsstromdichten sind größer als die Löcherdiffusionsstromdichten wegen der größeren Elektronenbeweglichkeit. Damit lässt sich für eine gegebene Löcherdiffusionsstromdichte $j_{\mathrm{p,diff}}$ und eine gegebene Gesamtstromdichte j die Gesamtdiffusionsstromdichte mit $j_{\mathrm{diff}} = (\mu_{\mathrm{n}}/\mu_{\mathrm{p}} + 1)j_{\mathrm{p,diff}}$ berechnen. Die Differenz zwischen der Gesamstromdichte und der Gesamtdiffusionsstromdichte ergibt die Gesamtfeldstromdichte. Diese kann nach den Ladungsträgerbeweglichkeiten in ihre Komponenten, Löcherfeldstromdichte und Elektronenfeldstromdichte, zerlegt werden. Zuletzt können die Gesamtlöcherstromdichte und die Gesamtelektronenstromdichte berechnet werden.

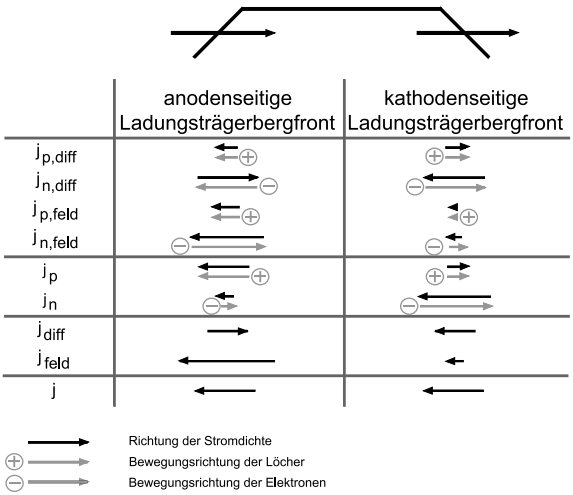
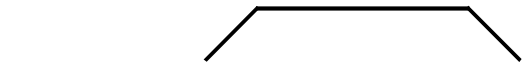


Abb. 4.6 Beispiel für die Stromdichtekomponenten in den Ladungsträgerbergfronten für den Fall, dass sich der gesamte Ladungsträgerberg in Richtung Kathode bewegt. Die Pfeillängen sind ein Maß für die Höhe der Stromdichtekomponenten.

Aus Abb. 4.5 ist ersichtlich, dass sich die Elektronen in der anodenseitigen Front in Richtung Kathode bewegen und die Löcher in der kathodenseitigen Front in Richtung Anode. Das bedeutet, dass sich das Ladungsträgerplasma bei dominierenden Feldstromdichten beidseitig abbaut.

Für den Fall, dass sich der Ladungsträgerberg als Ganzes in Richtung Kathode bewegt, ist eine charakteristische Verteilung der Stromdichtekomponenten in Abb. 4.6 dargestellt. Ausgehend vom selben Wert der Löcherdiffusionsstromdichte wie im vorhergehenden Fall und einer deutlich niedrigeren Gesamtstromdichte, ergeben sich auch hier die anderen Stromdichtekomponenten in den beiden Fronten wie oben beschrieben. Als Ergebnis ist zu sehen, dass die Feldstromdichten in der anodenseitigen Front immer noch dominieren, jedoch ist in der kathodenseitigen Front die Löcherdiffusionsstromdichte höher als die Löcherfeldstromdichte. Aus diesem Grund hat die Löcherstromdichte in der kathodenseitigen Front ihr Vorzeichen geändert. Die Löcher bewegen sich in Richtung Kathode. Folglich bewegt sich der gesamte Ladungsträgerberg in Richtung Kathode. Solch eine Situation tritt häufig am Ende des Ausschaltens auf, wenn der Schaltvorgang eine Tailphase hat.

Ein Schema zur Berechnung der Teilstromdichtekomponenten ist in



	anodenseitge Ladungsträgerbergfront	kathodenseitige Ladungsträgerbergfront
$j_{p,diff}$	$\frac{\mu_p}{\mu_n} a / (1+\frac{\mu_p}{\mu_n} - a + a\frac{\mu_p}{\mu_n})\ j$	$-k / (1+\frac{\mu_n}{\mu_p} - k + k\frac{\mu_n}{\mu_p})\ j$
$j_{n,diff}$	$-a / (1+\frac{\mu_p}{\mu_n} - a + a\frac{\mu_p}{\mu_n})\ j$	$k\frac{\mu_n}{\mu_p} / (1+\frac{\mu_n}{\mu_p} - k + k\frac{\mu_n}{\mu_p})\ j$
$j_{p,feld}$	$\frac{\mu_p}{\mu_n} / (1+\frac{\mu_p}{\mu_n} - a + a\frac{\mu_p}{\mu_n})\ j$	$1 / (1+\frac{\mu_n}{\mu_p} - k + k\frac{\mu_n}{\mu_p})\ j$
$j_{n,feld}$	$1 / (1+\frac{\mu_p}{\mu_n} - a + a\frac{\mu_p}{\mu_n})\ j$	$\frac{\mu_n}{\mu_p} / (1+\frac{\mu_n}{\mu_p} - k + k\frac{\mu_n}{\mu_p})\ j$
j_p	$\frac{\mu_p}{\mu_n}(1+a) / (1+\frac{\mu_p}{\mu_n} - a + a\frac{\mu_p}{\mu_n})\ j$	$(1-k) / (1+\frac{\mu_n}{\mu_p} - k + k\frac{\mu_n}{\mu_p})\ j$
j_n	$(1-a) / (1+\frac{\mu_p}{\mu_n} - a + a\frac{\mu_p}{\mu_n})\ j$	$\frac{\mu_n}{\mu_p}(1+k) / (1+\frac{\mu_n}{\mu_p} - k + k\frac{\mu_n}{\mu_p})\ j$
j_{diff}	$a(\frac{\mu_p}{\mu_n} - 1) / (1+\frac{\mu_p}{\mu_n} - a + a\frac{\mu_p}{\mu_n})\ j$	$k(\frac{\mu_n}{\mu_p} 1) / (1+\frac{\mu_n}{\mu_p} - k + k\frac{\mu_n}{\mu_p})\ j$
j_{feld}	$(1+\frac{\mu_p}{\mu_n}) / (1+\frac{\mu_p}{\mu_n} - a + a\frac{\mu_p}{\mu_n})\ j$	$(1+\frac{\mu_n}{\mu_p}) / (1+\frac{\mu_n}{\mu_p} - k + k\frac{\mu_n}{\mu_p})\ j$
j	j	j

Abb. 4.7 Schema zur Berechnung der einzelnen Stromdichtekomponenten in den Ladungsträgerbergfronten.

Abb. 4.7 dargestellt. Es basiert auf drei Modellparametern. Diese sind die Gesamtstromdichte j, das Verhältnis

$$a = -\frac{j_{\mathrm{n,diff,a}}}{j_{\mathrm{n,feld,a}}} \tag{4.7}$$

und das Verhältnis

$$k = -\frac{j_{\mathrm{p,diff,k}}}{j_{\mathrm{p,feld,k}}}. \tag{4.8}$$

Alle anderen Stromdichtekomponenten können mit Hilfe dieser Modellparameter, der Ladungsträgerbeweglichkeiten μ_n und μ_p und unter Verwendung der Gln. (4.1) bis (4.4) berechnet werden. Da alle Stromdichtekomponenten mit j multiplikativ verknüpft sind, hat j keinen Einfluss auf die Bewegungsrichtung der Fronten, und die Bewegungsart der Fronten ist einzig durch die zwei Modellparameter, a und k, bestimmt. Die Diskussion des Einflusses der Schaltbedingungen auf die Bewegung der Ladungsträgerbergfronten in Abschnitt 4.2.1 wird jedoch zeigen, dass die Modellparameter a und k selbst von j abhängen.

Die vier Bewegungsarten des Ladungsträgerbergs sind die Bewegung des gesamten Ladungsträgerbergs in Richtung Kathode oder in Richtung

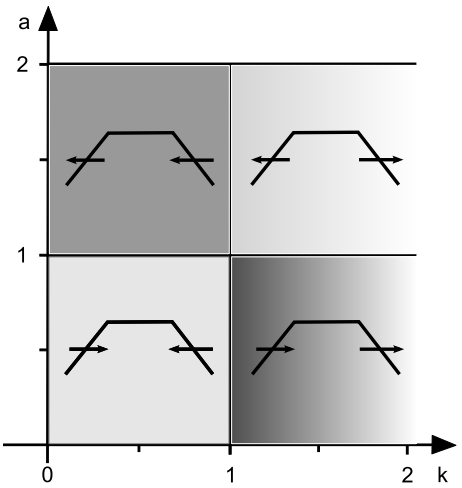


Abb. 4.8 Die a-k Parameterebene. Jeder der markierten Regionen lässt sich eine bestimmte Bewegungsform des Ladungsträgerbergs zuordnen. Die Pfeile nach Links (Rechts) kennzeichnen eine Frontbewegung in Richtung Anode (Kathode) ($\mu_\mathrm{n} = 3\,\mu_\mathrm{p}$).

Anode, der beidseitige Abbau und die beidseitige Ausdehnung. Diese vier Bewegungsarten sind zusammen mit den Parameterbereichen, in denen sie auftreten, in Abb. 4.8 als Funktion der Modellparameter a und k dargestellt.

Die Modellparameter a und k sind immer positiv. Da $j_\mathrm{feld} < 0$, ist der Parameter a wie folgt eingeschränkt:

$$a < \frac{1 + \frac{\mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n}}}{1 - \frac{\mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n}}}. \tag{4.9}$$

Zur Bewertung der Softheit einer Diode wurden in Abschnitt 2.2.1 die Frontgeschwindigkeiten betrachtet. Die Gln. (2.9) und (2.10) gelten solange wie die Feldstromdichten dominant sind. Sind jedoch die Diffusionsstromdichten nicht vernachlässigbar, müssen die allgemeineren Ausdrücke

$$v_\mathrm{a} = -\frac{j_\mathrm{n,a}}{q n_\mathrm{a}}, \tag{4.10}$$

$$v_\mathrm{k} = \frac{j_\mathrm{p,k}}{q n_\mathrm{k}}, \tag{4.11}$$

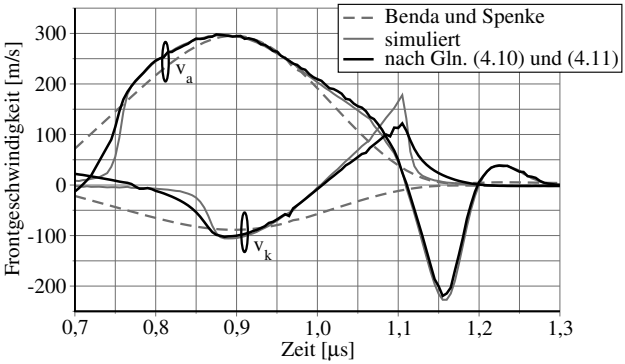


Abb. 4.9 Frontgeschwindigkeiten des Ladungsträgerberges während des Abschaltvorgangs Abb. 4.1 extrahiert aus der Bauelementsimulation, berechnet nach Benda und Spenke (Gln. (2.9) und (2.10)) und berechnet mit den Gln. (4.10) und (4.11).

genutzt werden. Abb. 4.9 zeigt zum Vergleich die Frontgeschwindigkeiten berechnet mittels der Benda und Spenke Vereinfachung, extrahiert aus der Simulation und berechnet mittels der neu eingeführten Gln. (4.10) und (4.11). Dabei stimmen die neuen Ausdrücke sehr gut mit den simulierten Verläufen überein. Deutliche Abweichungen gibt es nur am Beginn des Schaltvorgangs, wenn sich die Ladungsträgerbergfronten noch nicht gebildet haben und für v_k am Ende des Schaltvorgangs, weil sich der Ladungsträgerberg zurück in Richtung Kathode bewegt hat und sich daher direkt vor dem n^+-Gebiet befindet. Die Gln. (4.10) und (4.11) gelten nur, wenn die Ladungsträgerbergfront vom Emittergebiet durch eine Raumladungszone separiert ist.

Da die Bewegungsrichtung der Fronten durch das Verhältnis der jeweiligen Feld- und Diffusionsstromdichten festgelegt ist, können die Frontgeschwindigkeiten nach Gl. (4.10) und Gl. (4.11) ihr Vorzeichen ändern. Die Stromdichten $j_\mathrm{n,a}$ und $j_\mathrm{p,k}$ können durch die Ausdrücke in Abb. 4.7 ersetzt werden. Wenn sich die kathodenseitige Front in Richtung Kathode bewegt, muss ihre Geschwindigkeit v_k positiv sein. Dies führt zu folgender Bedingung:

$$k > 1. \tag{4.12}$$

Die anodenseitige Frontgeschwindigkeit v_a muss negativ sein, für den Fall, dass sich die anodenseitige Front in Richtung Anode bewegt. Das bedeutet

$$a > 1. \tag{4.13}$$

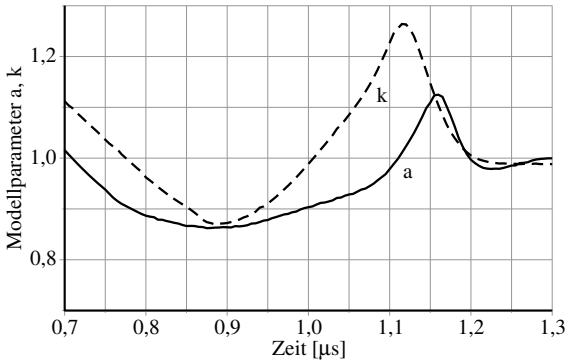


Abb. 4.10 Zeitlicher Verlauf der Modellparameter a and k während des Ausschaltvorgangs in Abb. 4.1.

Die drei Bedingungen, Gln. (4.9), (4.12) und (4.13), definieren die vier Gebiete in der a-k Ebene (Abb. 4.8). Jedes dieser Gebiete verweist auf eine andere Bewegungsart des Ladungsträgerbergs. Um ein hohes U_{sn} zu gewährleisten, sollte sich der Ladungsträgerberg in der Nähe des n^--n^+-Übergangs erschöpfen. Dies wird erreicht, wenn während des gesamten Ausschaltvorgangs a so klein wie möglich und k so groß wie möglich ist.

Der Verlauf der Modellparameter a und k wurde für den Schaltvorgang in Abb. 4.1 extrahiert (Abb. 4.10). Beide Parameter sind in der Größenordnung von eins während des gesamten Schaltvorgangs. Das bedeutet, dass die korrespondierenden Feld- und Diffusionsstromdichten fast gleich groß sind. Im ersten Teil des Ausschaltens sind die Feldstromdichten leicht dominant, was zu Werten kleiner eins für a und k führt. Die Modellparameter werden größer als eins, wenn die Diffusionsstromdichten dominant werden. Abb. 4.11, zeigt die Stromdichten in der Umgebung des Ladungsträgerbergs bei 1,05 µs. In der anodenseitigen Raumladungszone wird der Strom durch Löcher getragen und in der kathodenseitigen Raumladungszone durch Elektronen. Die Elektronenstromdichte ist in der anodenseitigen Ladungsträgerbergfront negativ, was nach Gl. (4.10) eine Frontbewegung in Richtung Kathode bedingt. Die Löcherstromdichte in der kathodenseitigen Ladungsträgerbergfront ist positiv. Das heißt nach Gl. (4.11), dass die Frontgeschwindigkeit v_{k} positiv ist. Die Front läuft zurück in Richtung Kathode. Dabei ist die Stromdichte bei 1,05 µs mit $50\,\mathrm{A/cm^2}$ noch signifikant hoch. Die Rückwärtsbewegung der Front ist daher nicht auf die Tailphase beschränkt, sondern kann bereits während der Rückstromfallzeit auftreten.

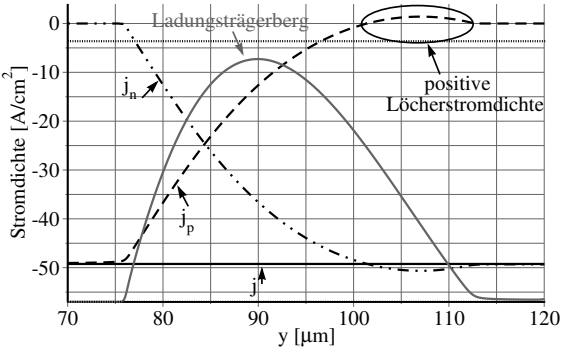


Abb. 4.11 Stromdichten im Ladungsträgerberg bei 1,05 µs während des Ausschaltvorgangs in Abb. 4.1 (bei $y = 0$: Anode, bei $y = 125$ µm: Kathode). Zur Verdeutlichung der Position des Ladungsträgerbergs ist die Elektronendichte in willkürlichen Einheiten eingezeichnet.

Für vier verschiedene Zeitpunkte des Ausschaltvorgangs in Abb. 4.1 sind mit dem Programm MATLAB alle Stromdichtekomponenten extrahiert (Abb. 4.12). Die Positionen der Fronten y_a und y_k nach den Bedingungen in Fußnote 1 auf Seite 63 sind ebenfalls eingezeichnet. Zusätzlich ist die Elektronen- und Löcherdichte in linearer Skala grau eingezeichnet. Bei 0,85 µs und 0,95 µs sind $j_\mathrm{n,a}$ ($= j_\mathrm{n}(y_\mathrm{a})$) und $j_\mathrm{p,k}$ ($= j_\mathrm{p}(y_\mathrm{k})$) negativ. Damit gilt nach den Gln. (4.10) und (4.11): $v_\mathrm{a} > 0$ und $v_\mathrm{c} < 0$. Der Ladungsträgerberg wird beidseitig abgebaut. Zum Zeitpunkt 1,05 µs ist $j_\mathrm{n,a}$ immer noch negativ. Die anodenseitige Front bewegt sich in Richtung Kathode. Jedoch ist $j_\mathrm{p,k}$ nun positiv. Die kathodenseitige Front bewegt sich zurück in Richtung Kathode. Daher bewegt sich der gesamte Ladungsträgerberg in Richtung Kathode. Bei 1,15 µs ist sowohl $j_\mathrm{p,k}$, als auch $j_\mathrm{n,a}$ positiv. Der Ladungsträgerberg dehnt sich in beide Richtungen aus.

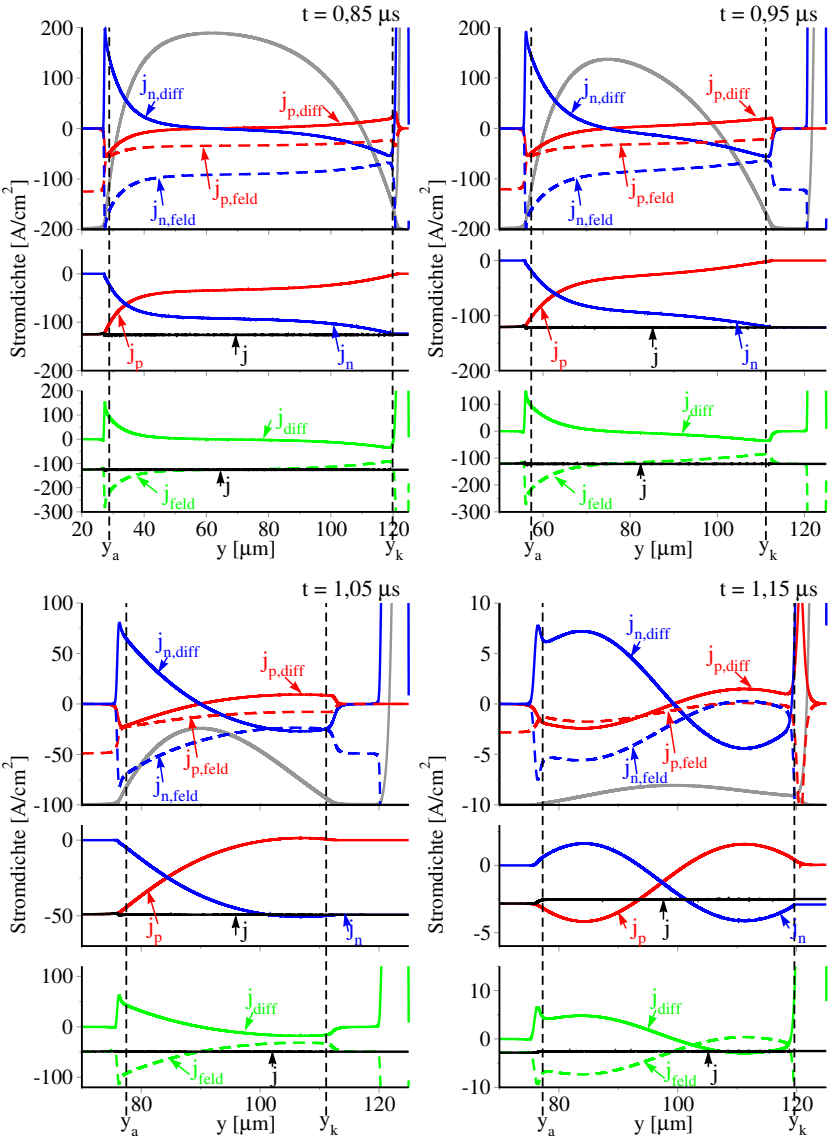


Abb. 4.12 Verlauf der Stromdichtekompenenten im Ladungsträgerberg bei 0,85 µs, 0,95 µs, 1,05 µs und 1,15 µs während des Ausschaltvorgangs Abb. 4.1. Eingezeichnet sind zusätzlich die Positionen der Ladungsträgerbergfronten, die nach den Bedingungen in Fußnote 1 auf Seite 63 ermittelt wurden, und die Elektronendiche in willkürlichen Einheiten.

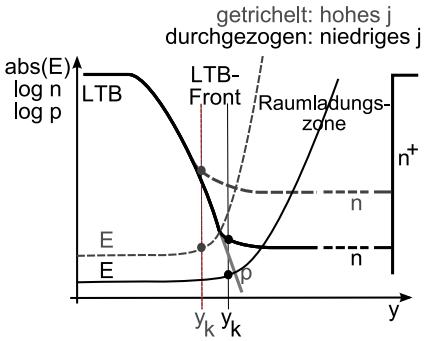


Abb. 4.13 Schematische Darstellung der Ladungsträgerdichten und der elektrischen Feldstärke in der kathodenseitigen Ladungsträgerbergfront (LTB-Front) für eine niedrige und eine hohe Rückstromdichte.

4.2 Einfluss von Schaltbedingungen auf die Frontdynamik

4.2.1 Einfluss von Schaltspannung und Schaltinduktivität

Steigt die Rückstromdichte, so steigt auch die elektrische Feldstärke im Inneren des Ladungsträgerbergs. Dort sind die Diffusionsstromdichten sehr klein; somit gilt näherungsweise das Ohm'sche Gesetz

$$j = q \cdot (\mu_\mathrm{n} n + \mu_\mathrm{p} p) \cdot E. \tag{4.14}$$

Die Ladungsträgerdichte im Inneren des Ladungsträgerbergs ändert sich in erster Näherung während weiten Teilen des Ausschaltens nicht. Daher muss die elektrische Feldstärke bei höheren Rückstromdichten ansteigen. Durch ein Ansteigen der elektrischen Feldstärke im Inneren des Ladungsträgerbergs steigt auch die elektrische Feldstärke in den Ladungsträgerbergfronten (Abb. 4.13). Hinzu kommt, dass die Ladungsträgerdichten im Bereich der Raumladungszonen mit zunehmenden Rückstromdichten steigen. Es werden mehr Ladungsträger aus dem Ladungsträgerberg extrahiert. Dadurch werden auch die Ladungsträgerdichten in den Ladungsträgerbergfronten angehoben. Beides, die Erhöhung der elektrischen Feldstärke und die Erhöhung der Ladungsträgerdichten, führt zu höheren Feldstromdichten in den Ladungsträgerbergfronten bei höheren Rückstromdichten. Es sei hierzu angemerkt, dass sich mit einer verstärkten Ladungsträgerextraktion auch die Ladungsträgergradienten im Bereich der Fronten vergrößern und damit auch die Diffusionsstromdichten steigen. Der

Anstieg der Diffusionsstromdichten ist jedoch geringer als der Anstieg der Feldstromdichten, da ein überproportionaler Anstieg der Diffusionsstromdichten einer weiteren Ausdehnung der Raumladungszone mit steigenden Rückstromdichten entgegenwirken würde. Daher sinken die Modellparameter a und k mit steigenden Rückstromdichten, wie zum Beispiel in Abb. 4.10 zu sehen.

Bei der Diskussion des Einflusses der **Schaltspannung** $U_{\mathbf{bat}}$ kann bei Verwendung der Simulationsschaltung Abb. 3.9, links zwischen zwei Grenzfällen unterschieden werden:

- Der Parameter L_{schalt} wird konstant gehalten. Damit führt eine Erhöhung von U_{bat} nach $U_{\mathrm{bat}}/L_{\mathrm{schalt}}$ zu einem höheren di/dt und damit zu höheren Rückstromdichten.

- Der Parameter L_{schalt} wird in gleichem Maße wie U_{bat} erhöht, so dass das di/dt konstant bleibt. Bei gleichem di/dt bleibt der Stromdichteverlauf während der Speichernachlaufzeit etwa gleich, das Ladungsträgerplasma baut sich zu Beginn des Ausschaltens in gleicher Weise ab. Da zum Zeitpunkt der Rückstromspitze U_{bat} über der Diode anliegt, kommt es beim Schalten mit höherem U_{bat} später zur Rückstromspitze. Die Raumladungszone muss sich weiter ausdehnen.

Beiden Grenzfällen ($L_{\mathrm{schalt}} = \text{konst.}$, $di/dt = \text{konst.}$) ist gemeinsam, dass mit höherem U_{bat} höhere Rückstromdichten auftreten. Wie bereits gezeigt, führen hohe Rückstromdichten zu einer Dominanz der Feldstromdichten gegenüber den Diffusionsstromdichten in den Ladungsträgerbergfronten. Dies begünstigt einen beidseitigen Abbau des Ladungsträgerplasmas. Je ausgedehnter die Phase des beidseitigen Abbaus, desto wahrscheinlicher ist eine Erschöpfung des Ladungsträgerbergs im n^--Gebiet nach Benda und Spenke und desto geringer ist die snap-off-freie Spannung.

Im Vergleich zum bereits diskutierten Ausschaltvorgang in Abb. 4.1, wurde Diode 1 mit einer höheren Zwischenkreisspannung von 300 V ausgeschaltet (Abb. 4.14). Die Durchlassstromdichte und die Schaltinduktivität sind identisch mit denen des Schaltvorgangs in Abb. 4.1. Bei etwa 1,02 µs erschöpft sich jedoch beim Schalten mit hohem U_{bat} der Ladungsträgerberg und es kommt zu einem Stromabriss, der starke Strom- und Spannungsoszillationen zwischen der Kapazität der Raumladungszone und der Schaltinduktivität zur Folge hat. Vorausgegangen ist ein beidseitiger Abbau des Ladungsträgerplasmas ($a < 1$ und $k < 1$), der von einem Zeitabschnitt mit einer Ladungsträgerbergbewegung in Richtung Kathode (0,96 -

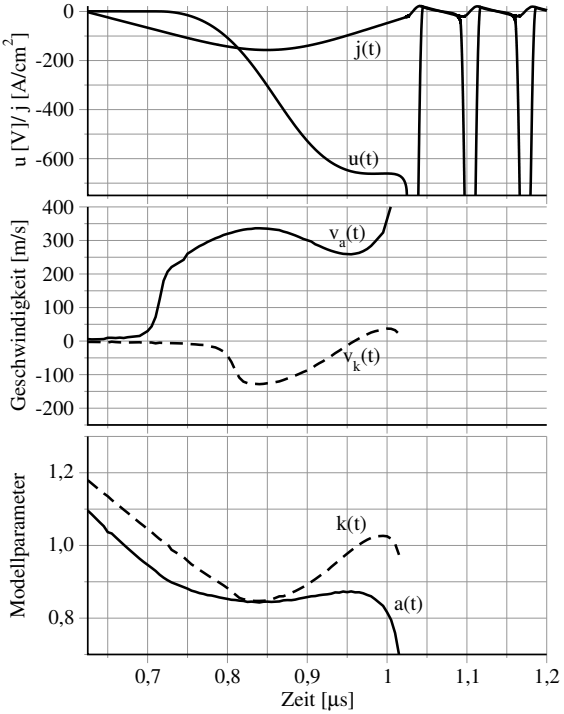


Abb. 4.14 Verläufe der Spannung, Stromdichte, Frontgeschwindigkeiten und Modellparameter a und k während des snappigen Ausschaltens von Diode 1, Tabelle 3.3 mit einer hohen Schaltspannung (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 1; $j_{\mathrm{F}} = 100\,\mathrm{A/cm^2}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}355\ \mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 300\,\mathrm{V}$).

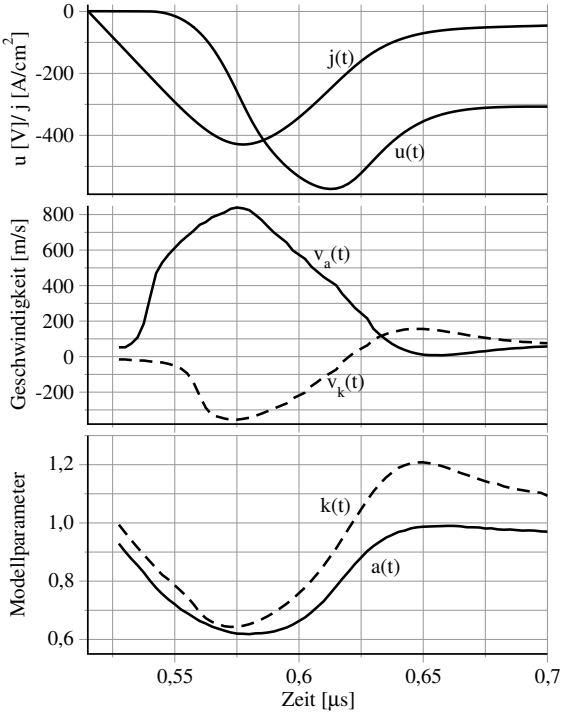


Abb. 4.15 Verläufe der Spannung, Stromdichte, Frontgeschwindigkeiten und Modellparameter a und k während des soften Ausschaltens von Diode 1, Tabelle 3.3 mit einer niedrigen Schaltinduktivität (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 1; $j_{\mathrm{F}} = 100\,\mathrm{A/cm^2}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}0355\,\mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 300\,\mathrm{V}$).

1,02 µs) abgelöst wird. Dieser Zeitabschnitt ist jedoch zu kurz, als dass die kathodenseitige Front das n^+-Gebiet erreichen könnte. Die beiden Raumladungszonen kollidieren, was das snappige Verhalten hervorruft. Ein Vergleich der Verläufe der Modellparameter a und k (Abb. 4.14) mit denen der Simulation mit 240 V (Abb. 4.10) zeigt, dass a und k im Bereich der Rückstromspitze kleinere Werte erreichen. Die Feldstromdichten sind beim Schalten mit hohem U_{bat} dominanter.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist die **Schaltinduktivität** $L_{\mathbf{schalt}}$. Abb. 4.15 zeigt ein Ausschalten ausgehend von $100\,\mathrm{A/cm^2}$ mit einer niedrigen Schaltinduktivität. Weil der Ausschaltvorgang mit einem idealen Schalter (Abb. 3.9, links) simuliert wird, führt die niedrige Schaltindukti-

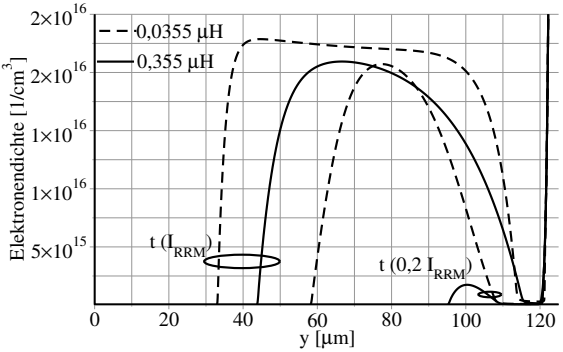


Abb. 4.16 Elektronendichte zum Zeitpunkt der Rückstromspitze und während der Rückstromfallzeit bei $i = 0{,}2\,I_{\mathrm{RRM}}$ für ein Ausschalten mit 0,0355 µH (Abb. 4.15) und 0,355 µH (Abb. 4.14).

vität zu einer hohen Kommutierungsgeschwindigkeit $di/dt = U_{\mathrm{bat}}/L_{\mathrm{schalt}}$ und damit zu einem schnellen Schalten mit hohen Rückstromdichten. Deshalb steigen die Frontgeschwindigkeiten und die Modellparameter a und k sinken infolge der stärker ausgeprägten Dominanz der Feldstromdichte in den Fronten. Im Gegensatz zum oben gezeigten snappigen Schalten mit hohem U_{bat} ist die zeitweise starke Dominanz der Feldstromdichte hier jedoch unkritisch. Der Grund ist, dass der Phase mit beidseitigem Plasmaabbau eine ausgeprägte Phase folgt, in der sich die kathodenseitige Front zurück in Richtung Kathode bewegt (beginnend bei 0,62 µs). Trotz der Tatsache, dass die kathodenseitige Raumladungszone zum Zeitpunkt der Rückstromspitze breiter ist als beim Schalten mit höherer Schaltinduktivität (0,355 µH, Abb. 4.16), schaltet die Diode soft. Eine Ursache dafür ist, dass zum Zeitpunkt der Rückstromspitze noch deutlich mehr Ladungsträgerplasma vorhanden ist. Dies liegt daran, dass bei höheren Rückstromdichten die Löcherdichte in der anodenseitigen Raumladungszone und die Elektronendichte in der kathodenseitigen Raumladungszone größer sind. Bei größerer Konzentration an freien Ladungsträgern steigt der Betrag des Feldstärkegradienten und die Spannungsfläche unter dem Feldverlauf ist bei gleicher Ausdehnung der Raumladungszone größer. Daher ist beim Schalten mit niedriger Schaltinduktivität trotz der höheren Frontgeschwindigkeit zum Zeitpunkt der Rückstromspitze deutlich mehr Ladungsträgerplasma vorhanden als beim Schalten mit höherer Schaltinduktivität. Auch zum Zeitpunkt, wenn die Rückstromdichte auf 20% ihres Maximums gesunken ist, ist noch ausreichend Ladungsträgerplasma vorhanden, so dass sich die kathodenseitige Ladungsträgerbergfront während

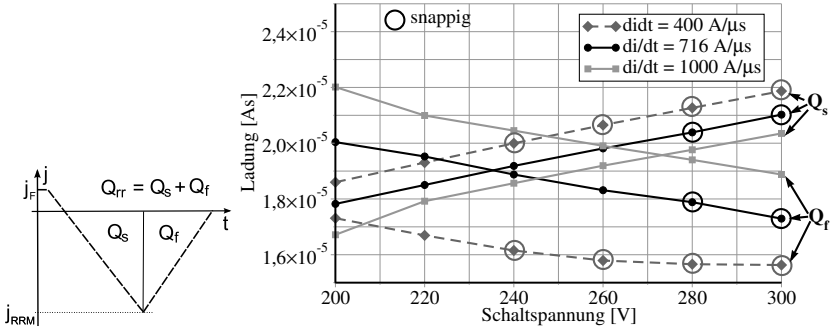


Abb. 4.17 Links: Schematische Darstellung des Verlaufs der Rückstromdichte während des Ausschaltens mit den Teilen der Sperrerholladung Q_s und Q_f. **Rechts:** Q_s und Q_f in Abhängigkeit von der Schaltspannung und der Kommutierungsgeschwindigkeit berechnet aus simulierten Schaltvorgängen (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 1; $j_\mathrm{F} = 100\,\mathrm{A/cm^2}$).

einer ausgedehnten Tailphase zurück zum n^--n^+-Übergang bewegen kann und die Diode soft schaltet.

Je niedriger die Schaltinduktivität, desto geringer ist die Ausdehnung der Raumladungszonen während der Rückstromfallzeit. Der Grund dafür ist, dass bei der verwendeten Simulationsschaltung mit idealem Schalter ein hohes di/dt mit einer niedrigen Schaltinduktivität verknüpft ist. Daraus ergeben sich niedrige Spannungsspitzen während der Rückstromfallzeit. Ist der Spannungsabfall über der Diode während der Rückstromfallzeit geringer, so sinkt die Motivation für eine weitere Ausdehnung der Raumladungszonen. Der Modellparameter k kann steigen. Dadurch werden Strom- und Spannungsoszillationen am Ende des Schaltvorgangs vermieden. Um dies weiter zu untersuchen, wurden für einige Schaltvorgänge die Teile der Sperrerholladung Q_s und Q_f berechnet (Abb. 4.17). Je höher die Spannung, desto höher Q_s und desto geringer Q_f. Ab einer gewissen Schaltspannung reicht Q_f nicht mehr aus, damit die kathodenseitige Ladungsträgerbergfront den n^--n^+-Übergang erreicht. Die Diode reagiert snappig. Abb. 4.17 zeigt weiter, dass je höher das di/dt, daher je niedriger L_schalt, desto höher Q_s, bei dem die Diode noch soft schaltet.

Entscheidend für ein softes Ausschalten ist daher nicht, wie weit sich die kathodenseitige Raumladungszone während des Schaltvorgangs ausdehnt, sondern dass sie sich am Ende des Schaltvorgangs am n^--n^+-Übergang

befindet. Es muss gelten

$$\int_{t_{\mathrm{aus}}} k = 0, \tag{4.15}$$

wobei t_{aus} die Dauer des Ausschaltvorgangs ist. Bis zur Rückstromspitze baut sich das Ladungsträgerplasma beidseitig ab. Für softes Ausschaltverhalten sollte zum Zeitpunkt der Rückstromspitze möglichst noch viel Speicherladung in der Diode sein. Die noch vorhandene Speicherladung wird durch eine hohe Schaltspannung limitiert, da diese zu einer längeren Speichernachlaufzeit führt. Zusätzlich sollte der Spannungsabfall über der Diode während der Rückstromfallzeit niedrig sein. Dies wird ebenfalls durch eine niedrige Schaltspannung und eine niedrige Schaltinduktivität erreicht.

4.2.2 Einfluss der Durchlassstromdichte

Wie auf der Grundlage von Messungen in [Lut99] festgestellt wird, verringert sich U_{sn} beim Ausschalten einer p-n$^-$-n$^+$-Diode aus einer niedrigen Durchlassstromdichte. Dafür gibt es zwei Ursachen. Zum einen ist die **Form der Ladungsträgerverteilung** $n(y)$ bei niedrigen Durchlassstromdichten ungünstig. Um ein softes Ausschalten zu gewährleisten, wird eine asymmetrische Verteilung mit einer geringeren Ladungsträgerdichte vor dem p-Gebiet angestrebt. Dadurch baut sich das Plasma anodenseitig schneller ab als kathodenseitig, was ein hohes U_{sn} zur Folge hat. Auf der Grundlage des ambipolaren Diffusionsansatz leitet Herlet [Her68] den folgenden Ausdruck für die Durchlassladungsträgerverteilung ab:

$$n(y) = \frac{j_{\mathrm{m}} \tau_{\mathrm{HL}}}{2qL_{\mathrm{A}}} \left(\frac{\cosh \frac{y+w_{\mathrm{B}}/2}{L_{\mathrm{A}}}}{\sinh \frac{w_{\mathrm{B}}}{2L_{\mathrm{A}}}} - B' \frac{\sinh \frac{y+w_{\mathrm{B}}/2}{L_{\mathrm{A}}}}{\cosh \frac{w_{\mathrm{B}}}{2L_{\mathrm{A}}}} \right), \tag{4.16}$$

wobei j_{m} der Anteil der Stromdichte ist, der in der Mittelregion rekombiniert. Der Faktor B' lässt sich als Funktion des Anodenemitterwirkungsgrads γ_{A} und des Kathodenemitterwirkungsgrads γ_{K} ausdrücken:

$$B' = \frac{\frac{\mu_{\mathrm{n}}-\mu_{\mathrm{p}}}{\mu_{\mathrm{n}}+\mu_{\mathrm{p}}} - \gamma_{\mathrm{K}} + \gamma_{\mathrm{A}}}{\gamma_{\mathrm{K}} + \gamma_{\mathrm{A}} - 1}. \tag{4.17}$$

Im Unterschied zu Gl. (2.27) wird hier von realen Emittern ausgegangen. Bei einer Diode mit einem soften Ausschalten ist im Durchlassarbeitspunkt γ_{K} gewöhnlich fast 1, wohingegen γ_{A} deutlich kleiner als 1 ist. Daraus

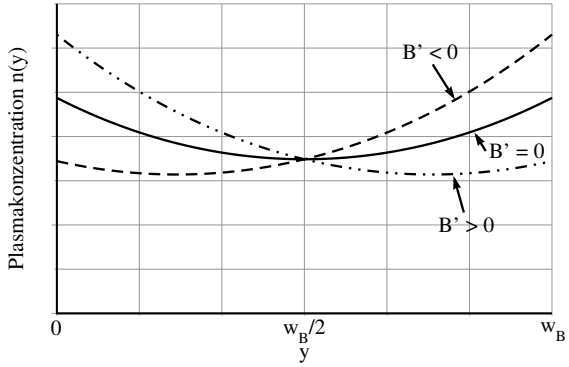


Abb. 4.18 Durchlass-Ladungsträgerverteilung nach der analytischen Formel von Herlet [Her68] in Abhängigkeit vom Parameter B'.

resultiert $B' < 0$ und damit die gewünschte asymmetrische Ladungsträgerverteilung (Abb. 4.18). Jedoch strebt γ_A bei einem lateral homogen dotierten p-Gebiet für niedrige Durchlassstromdichten gegen 1, was $B' = (\mu_\mathrm{n}\text{-}\mu_\mathrm{p})/(\mu_\mathrm{n}+\mu_\mathrm{p}) > 0$ (Hall'sche Fall) und damit ein snappiges Verhalten begünstigt (vgl. Abschnitt 2.5).

Zum zweiten bedingt eine niedrige Durchlassstromdichte auch eine **Senkung der Parameter** a **und** k. Hierzu wurde die Diode 1 aus einem Zehntel der Nennstromdichte geschaltet (Abb. 4.19). Die Diode schaltet schon bei einer Schaltspannung von 240 V snappig (Abb. 4.19). Dies lässt sich jedoch nicht mit einer Veränderung der Form der Durchlassladungsträgerverteilung erklären, da sich die simulierte Diode durch identische gaußförmige Dotierprofile des p^+- und n^+-Gebiets auszeichnet und die Trägerlebensdauern sehr hoch sind. Die Durchlassladungsträgerverteilung gleicht bereits bei bei $100\,\mathrm{A/cm^2}$ dem Hall'schen Fall (Abb. 4.2). Das Verhältnis $\overline{n}_\mathrm{a}/\overline{n}_\mathrm{k}$ ändert sich bei niedrigen Durchlassstromdichten nur unwesentlich. Das snappige Verhalten kann daher nicht mit der Verschiebung der Durchlassladungsträgerverteilung erklärt werden. Zur Erklärung des Verhaltens muss das Modell der Ladungsträgerbergfrontdynamik mit dem eingeführten Modellparametern a und k herangezogen werden.

Bei einer niedrigen Durchlassstromdichte ist die Speicherladung Q_F klein. Das führt zu einer geringeren Schaltzeit und damit zu größeren Frontgeschwindigkeiten (Abbn. 4.3 und 4.19). Ein Vergleich der Abbn. 4.10 und 4.19 zeigt, dass a und k während des Schaltens aus niedrigem j_F deutlich kleiner sind. Wird aus Nennstrom und einem Zehntel Nennstrom

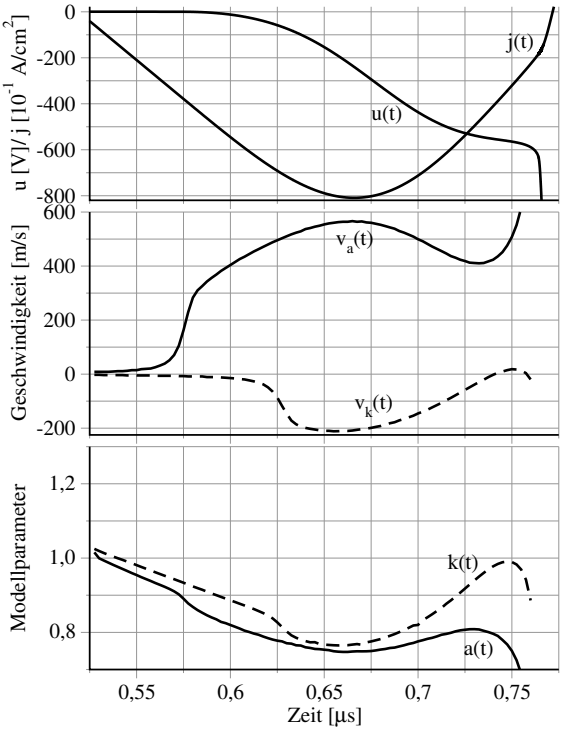


Abb. 4.19 Verläufe der Spannung, Stromdichte, Frontgeschwindigkeiten und Modellparameter a und k während des snappigen Ausschaltens von Diode 1, Tabelle 3.3 aus einer kleinen Durchlassstromdichte (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 1; $j_{\mathrm{F}} = 10\,\mathrm{A/cm^2}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}355\ \mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 240\,\mathrm{V}$).

mit gleichem di/dt geschaltet, so ist der Verlauf der Stromdichte bis zur Rückstromspitze des Schaltvorgangs aus niedrigem j_F identisch. Eine Diskussion des Einflusses von j_F auf die Frontdynamik ist deshalb für diesen Zeitabschnitt möglich. Die Ladungsträgerdichten sind beim Schalten aus niedrigem j_F im Ladungsträgerberg deutlich kleiner als beim Schalten aus mittleren und hohen Stromdichten. Das bedeutet, dass die elektrische Feldstärke im Ladungsträgerberg größer ist. Damit wird auch –ähnlich zu dem in Abb. 4.13 dargestellten Fall hoher Rückstromdichte– die elektrische Feldstärke in den Fronten angehoben. Die Feldstromdichtekomponenten steigen und die Modellparameter a und k sinken, was einen beidseitigen Abbau des Ladungsträgerbergs begünstigt. Der Mechanismus der Anhebung der elektrischen Feldstärke im Ladungsträgerberg aufgrund der niedrigeren Ladungsträgerdichten wirkt während des gesamten Ausschaltvorgangs. Allerdings lässt sich dessen Einfluss für die Phase der Rückstromfallzeit schwer diskutieren, da sich hier noch andere Größen, wie z.B. die Höhe des Rückstroms, ändern. Durch die Dominanz der Feldstromdichten wird ein beidseitiger Abbau des Ladungsträgerplasmas während des gesamten Schaltvorgangs gefördert. Folglich schaltet die Diode bereits bei niedrigem U_{bat} snappig.

4.3 Einfluss des dynamischen Avalanche auf die Frontdynamik

Bei anodenseitigem dynamischen Avalanche werden in der anodenseitigen Raumladungszone Elektronen und Löcher generiert. Die Elektronenstromdichte in der anodenseitigen Raumladungszone kann nunmehr nicht länger vernachlässigt werden. Daher wird die Größe $j_{\mathrm{n,ava}}$ als die durch anodenseitigen dynamischen Avalanche generierte Elektronenstromdichte eingeführt. Gleichfalls bezeichnet $j_{\mathrm{p,ava}}$ die durch kathodenseitigen dynamischen Avalanche in der kathodenseitigen Raumladungszone hervorgerufene Löcherstromdichte. Die Ausdrücke für die Frontgeschwindigkeiten, Gln. (4.10) und (4.11), müssen entsprechend erweitert werden zu

$$v_{\mathrm{a}} = \frac{j_{\mathrm{n,ava}} - j_{\mathrm{n,a}}}{q n_{\mathrm{a}}}, \tag{4.18}$$

$$v_{\mathrm{k}} = \frac{j_{\mathrm{p,k}} - j_{\mathrm{p,ava}}}{q n_{\mathrm{k}}}. \tag{4.19}$$

Da dynamischer Avalanche nur bei hohen Rückstromdichten auftritt, kann der Einfluss der Diffusionsanteile auf $j_{\mathrm{n,a}}$ bzw. $j_{\mathrm{p,k}}$ vernachlässigt werden.

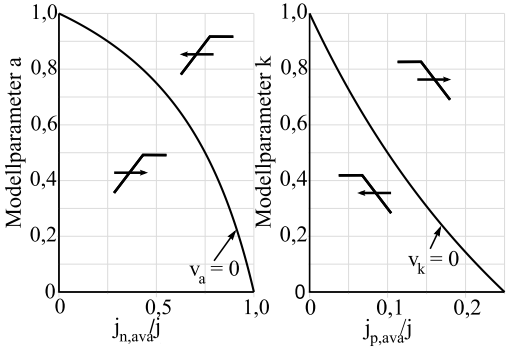


Abb. 4.20 Modellparameter a bzw. k für die Bedingungen $v_\mathrm{a} = 0$ bzw. $v_\mathrm{k} = 0$ als Funktion der Avalanchestromdichten ($\mu_\mathrm{n} = 3\,\mu_\mathrm{p}$).

Damit lässt sich sagen: je größer der dynamische Avalanche, desto größer die Avalanche-Stromdichten $j_{\mathrm{n,ava}}$ bzw. $j_{\mathrm{p,ava}}$ und desto stärker die betragsmäßige Reduktion der Frontgeschwindigkeiten. Sind die Avalanche-Stromdichten größer als die dazugehörigen Stromdichten in den Fronten, $j_{\mathrm{n,a}}$ bzw. $j_{\mathrm{p,k}}$, so kehrt sich die Bewegungsrichtung der Fronten sogar um. Ausgehend von den Gln. (4.18) und (4.19) und den Gleichungen in Abb. 4.7 lässt sich herleiten, wie die Modellparameter a bzw. k für die Bedingung $v_\mathrm{a} = 0$ bzw. $v_\mathrm{k} = 0$ mit zunehmendem dynamischen Avalanche abnehmen (Abb. 4.20). Demnach würde eine Richtungsumkehr der Frontbewegungen wahrscheinlicher, je stärker der dynamische Avalanche ist. Jedoch steigen mit dem dynamischen Avalanche auch die Feldstromdichten, was die Modellparameter a und k senkt. Dies macht eine detaillierte Diskussion des Einflusses auf die Bewegungsrichtung notwendig.

Je ausgedehnter eine Raumladungszone, desto niedriger die Stromdichte bei der dynamischer Avalanche auftritt. Deshalb ist die Untersuchung des Einflusses des dynamischen Avalanche auf den Ladungsträgerabbau besonders für Dioden mit einer hohen Sperrfestigkeit interessant. Die Diode 2, Tabelle 3.3 hatte eine Durchbruchspannung von etwa 8,2 kV und wurde von einer für diese Spannungsklasse hohen Stromdichte ($100\,\mathrm{A/cm^2}$) und mit einer hohen Schaltspannung (3500 V) ausgeschalten (Abb. 4.21). Unter diesen Bedingungen zeigt die Diode ein snappiges Verhalten. Die Diode kommutiert ähnlich schnell wie Diode 1 in Abb. 4.14. Da jedoch ihre Basisweite wesentlich ausgedehnter ist, ist die Frontgeschwindigkeit v_a um nahezu eine Größenordnung höher. Der Betrag der Frontgeschwindigkeit v_k ist dahingegen nicht so stark angehoben, was auf eine günstigere Durch-

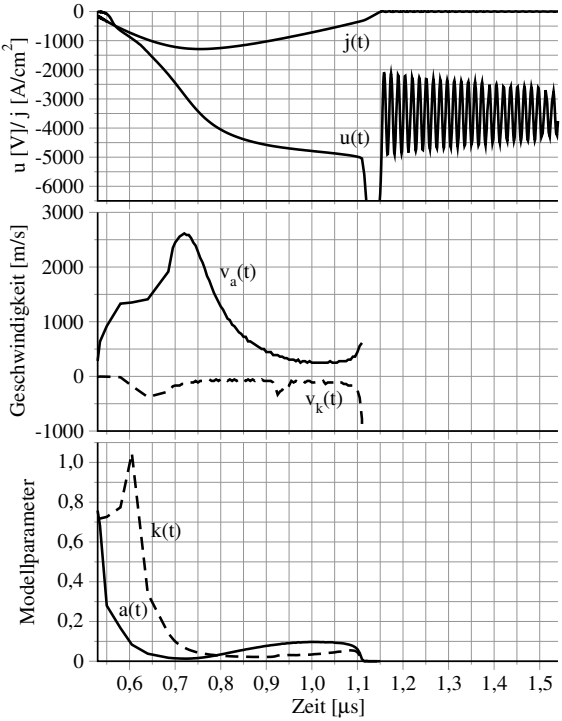


Abb. 4.21 Verläufe der Spannung, Stromdichte, Frontgeschwindigkeiten und Modellparameter a und k während des Ausschaltens von Diode 2, Tabelle 3.3 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 1; $j_{\mathrm{F}} = 100\,\mathrm{A/cm^2}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 3{,}86\ \mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 3500\,\mathrm{V}$).

lassladungsträgerverteilung aufgrund des hoch dotierten n^+-Gebiets und des niedrig dotierten p^+-Gebiets zurückzuführen ist. Die Feldstromdichten dominieren sehr stark in den Fronten, so dass die Modellparameter a und k sehr klein sind. Deshalb ändert sich trotz des starken dynamischen Avalanche das Vorzeichen von v_a nicht.

Zur Diskussion des Einflusses des anodenseitigen dynamischen Avalanche wurde eine auf Diode 2 basierende p^+-n^--n^+-Diode und eine p^+-p^--n^--n^+-Diode, welche sich durch eine zusätzliche p^--Schicht auszeichnet, simuliert. Beide Dioden haben eine Dicke von 722 µm, die Dotierprofile der p^+-Gebiete und der n^--Gebiete sind identisch mit denen von Diode 2. Allerdings ist das n^+-Gebiet beider Dioden deutlich höher dotiert ($N_{peak} = 1{\times}10^{20}\,cm^{-3}$, FWHM = 16,8 µm) und es ist zusätzlich eine Bufferschicht implementiert ($N_{peak} = 1{\times}10^{15}\,cm^{-3}$, FWHM = 71 µm). Beide Maßnahmen sollen kathodenseitigen dynamischen Avalanche unterbinden. Die zusätzliche p^--Zone der p^+-p^--n^--n^+-Diode wurde dabei nach [CLFS08] dimensioniert. Sie hat eine Dotierung von $1{\times}10^{14}\,cm^{-3}$ und eine Eindringtiefe von 61 µm. Damit weist diese Diode eine um zirka 250 V höhere Durchbruchspannung auf als die p^+-n^--n^+-Diode. Der entscheidende Vorteil dieser p^+-p^--n^--n^+-Struktur ist die Reduktion des Feldstärkemaximums am p^+-n^--Übergang während des Ausschaltens [VH07, CLFS08]. Damit verringern sich während des Ausschaltens die Stoßionisationsraten und dynamischer Avalanche tritt erst bei höheren Rückstromdichten und größeren Weiten der Raumladungszone auf. Abb. 4.22, rechts vergleicht die p^+-n^--n^+-Diode und die p^+-p^--n^--n^+-Diode anhand eines Ausschaltvorgangs mit gleichen Schaltbedingungen. Die niedrigere Sperrerholladung Q_{rr} der p^+-p^--n^--n^+-Diode zeigt die effiziente Dämpfung des dynamischen Avalanche. Die p^+-p^--n^--n^+-Diode schaltet im Gegensatz zur p^+-n^--n^+-Diode soft. Bis zur Rückstromspitze sind die Stromverläufe beider Dioden ähnlich, da das di/dt durch die anderen Elemente in der Simulationsschaltung vorgegeben ist. Die Stromdichten in den Ladungsträgerbergfronten sind deshalb auch in etwa gleich. Dennoch dehnt sich die anodenseitige Raumladungszone in der p^+-p^--n^--n^+-Diode bis 0,7 µs schneller aus (Abb. 4.23, links). Im Umkehrschluss lässt sich sagen, dass der stärkere dynamische Avalanche und damit die höhere Stromdichte $j_{n,ava}$ in der p^+-n^--n^+-Diode die Frontgeschwindigkeit v_a reduziert. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit Gl. (4.18). Während der Rückstromfallzeit steigt der Rückstrom der p^+-n^--n^+-Diode aufgrund der stärkeren Ladungsträgergeneration. Damit steigen auch die Stromdichten in den Ladungsträgerbergfronten. Deshalb ist die Ausdehnung der anodenseitigen Raumladungszone in der p^+-n^--n^+-Diode zum Zeitpunkt 1,1 µs größer (Abb. 4.23,

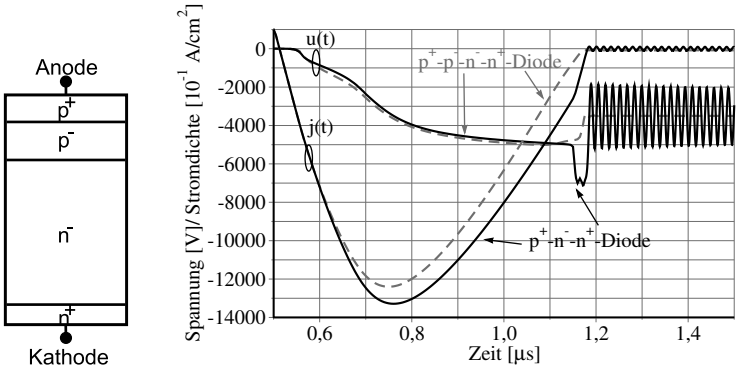


Abb. 4.22 Links: Schematische Darstellung einer p^+-p^--n^--n^+-Diodenstruktur [VH07, CLFS08]. **Rechts:** Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens einer p^+-p^--n^--n^+-Diode und einer p^+-n^--n^+-Diode. Beide Dioden haben die gleiche gaussförmige kathodenseitige Bufferschicht ($N_{\mathrm{peak}} = 1{\times}10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$, FWHM = 71 µm) (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 1; $j_{\mathrm{F}} = 100\,\mathrm{A/cm}^2$, $L_{\mathrm{schalt}} = 3{,}86\,\mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 3500\,\mathrm{V}$).

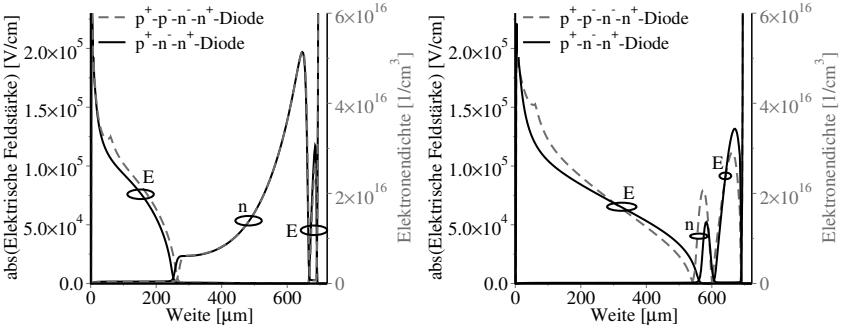


Abb. 4.23 Elektrische Feldstärke und Elektronendichte in der p^+-n^--n^+-Diode und der p^+-p^--n^--n^+-Diode während der Ausschaltvorgänge in Abb. 4.22. **Links:** $t = 0{,}7$ µs. **Rechts:** $t = 1{,}1$ µs.

rechts). Jedoch reicht die im Vergleich zur p^+-p^--n^--n^+-Diode deutlich geringere Restladung für eine vollständige Bewegung des Ladungsträgerbergs bis zum n^--n^+-Übergang nicht mehr aus.

Im Fall, dass dynamischer Avalanche nur in der anodenseitigen Raumladungszone auftritt, kann die kathodenseitige Frontgeschwindigkeit nach wie vor durch Gl. (4.11) ausgedrückt werden. Da jedoch die Gesamtstromdichte durch die Stoßionisation auf der Anodenseite erhöht ist und damit auch $j_{\mathrm{p,c}}$, steigt auch v_{k} im Vergleich zum Fall ohne anodenseitigen dynamischen Avalanche. Dies ändert sich, wenn es auch in der kathodenseitigen Raumladungszone zum dynamischen Avalanche kommt. Zum Zeitpunkt 1,1 µs erreicht die elektrische Feldstärke in der kathodenseitigen Raumladungszone trotz des hohen n^+-Emitterwirkungsgrad und der Bufferschicht Werte um $1{,}3{\times}10^5\,\mathrm{V/cm}$. Dabei ist das Maximum der elektrischen Feldstärke in der p^+-n^--n^+-Diode aufgrund der höheren Rückströme deutlich größer. Es kommt dadurch zum kathodenseitigen dynamischen Avalanche. Das kathodenseitige Maximum der Lawinengenerationsraten beträgt bei 1,1 µs in der p^+-n^--n^+-Diode $1{,}62{\times}10^{23}\,\mathrm{cm^{-3}s^{-1}}$ und ist in der p^+-p^--n^--n^+-Diode mit $1{,}75{\times}10^{22}\,\mathrm{cm^{-3}s^{-1}}$ fast eine Größenordnung niedriger. In der p^+-n^--n^+-Diode mit stärkerem kathodenseitigem dynamischen Avalanche ist die Ausdehnung der kathodenseitigen Raumladungszone geringer. Die Beobachtung, dass eine hohe Stromdichte $j_{\mathrm{p,ava}}$ zu einer Verkleinerung der Ausdehnung der kathodenseitigen Raumladungszone führt, deckt sich mit Gl. (4.19). Das Simulationsergebnis zeigt, dass es trotz des hohen kathodenseitigen Emitterwirkungsgrads und der zusätzlichen Bufferschicht nicht gelungen ist, unter diesen Schaltbedingungen kathodenseitigen dynamischen Avalanche zu verhindern.

Zur weiteren Untersuchung des **kathodenseitigen dynamischen Avalanche** wurde das Ausschalten von Diode 3, Tabelle 3.3 simuliert (Abb. 4.24). Diode 3 zeichnet sich durch einen hohen Anodenemitterwirkungsgrad und einen niedrigen Kathodenemitterwirkungsgrad aus. Durch diese Maßnahmen ist die Durchlassladungsträgerdichte vor dem p^+-Gebiet stark angehoben, was die Ausbildung der anodenseitigen Raumladungszone hemmt. Gleichzeitig ist die Ladungsträgerdichte vor dem n^+-Gebiet deutlich herabgesetzt, wodurch sich früher eine kathodenseitige Raumladungszone ausbildet, die schnell eine Weite erreicht, bei der dynamischer Avalanche einsetzt. Anhand der Frontgeschwindigkeiten in Abb. 4.24 ist zu sehen, dass sich zum Zeitpunkt 0,54 µs, bereits vor der Entstehung einer anodenseitigen Front, eine kathodenseitige Front gebildet hat. Die Frontgeschwindigkeit ist bis zirka 0,6 µs kathodenseitig betragsmäßig grö-

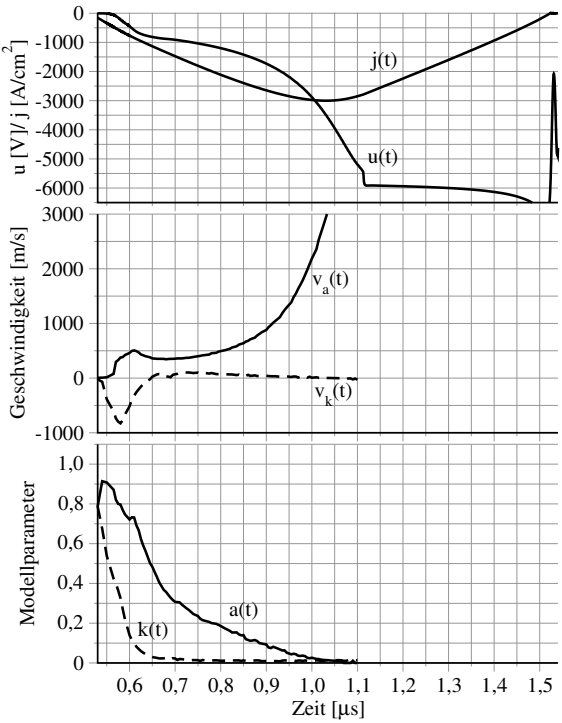


Abb. 4.24 Ausschalten von Diode 3, Tabelle 3.3 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 1; $j_{\mathrm{F}} = 100\,\mathrm{A/cm^2}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}3855\ \mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 3500\,\mathrm{V}$).

ßer. Jedoch wird die kathodenseitige Frontgeschwindigkeit bei 0,65 µs positiv. Die Avalanche-Stromdichte $j_{\mathrm{p,ava}}$ ist größer als die Löcherstromdichte in der kathodenseitigen Front $j_{\mathrm{p,k}}$. Dadurch bewegt sich die Front nach Gl. (4.19) zurück in Richtung Kathode. Auch in dieser Simulation sinken die Modellparameter hervorgerufen durch die hohen Rückstromdichten. Im Gegensatz zur Simulation in Abb. 4.21, ist k groß genug, so dass der Arbeitspunkt in Abb. 4.20 über der Kennlinie für $v_{\mathrm{k}} = 0$ liegt.

4.4 Bewertung des ambipolaren Diffusionsansatzes

Da für den Ladungsträgerberg und seine Fronten näherungsweise Gl. (2.14) gilt, kann zur Beschreibung der Frontdynamik auch der ambipolare Diffusionsansatz verwendet werden. Wird dieser auf die Gln. (4.1) und (4.2) angewandt, ergibt sich

$$j_{\mathrm{n}} = \frac{\mu_{\mathrm{n}}}{\mu_{\mathrm{n}} + \mu_{\mathrm{p}}} j + qD_{\mathrm{A}} \frac{dn}{dy}, \tag{4.20}$$

$$j_{\mathrm{p}} = \frac{\mu_{\mathrm{p}}}{\mu_{\mathrm{n}} + \mu_{\mathrm{p}}} j - qD_{\mathrm{A}} \frac{dn}{dy}. \tag{4.21}$$

Der Nachteil dieser Gleichungen ist, dass der Einfluss der elektrischen Feldstärke E und des Ladungsträgergradienten dn/dy nicht direkt diskutiert werden kann, da j von beiden Größen abhängt und der Term, der j enthält, additiv mit dem ambipolaren Diffusionsterm verknüpft ist. Eine zu Abschnitt 4.2 analoge Diskussion der Einflüsse der Schaltparameter mittels ambipolaren Diffusionsansatz ist deshalb komplizierter.

Wie in Abschnitt 2.2.2 erwähnt, wird der ambipolare Diffusionsansatz in Kompaktmodellen verwendet, um den Ladungsträgerabbau zu berechnen. Ein besonderer Schwerpunkt liegt bei der Wahl der Randbedingungen. Viele der bisher veröffentlichten Kompaktmodelle gehen von den idealen Randbedingungen $dn/dy|_{\mathrm{a,j_n=0}}$ (Gl. (2.25)) für die anodenseitige Front und $dn/dy|_{\mathrm{k,j_p=0}}$ (Gl. (2.26)) für die kathodenseitige Front aus. Betrachtet man den Ladungsträgerberg und die Stromdichteverteilungen in Abb. 4.11, so scheint das gerechtfertigt: In der anodenseitigen Front ist j_{n} gleich Null und in der kathodenseitigen Front ist j_{p} gleich Null. Um dies genauer zu untersuchen, wurde der Bereich der anodenseitigen Front vergrößert und die Ladungsträgerdichten logarithmisch aufgetragen (Abb. 4.25). Im

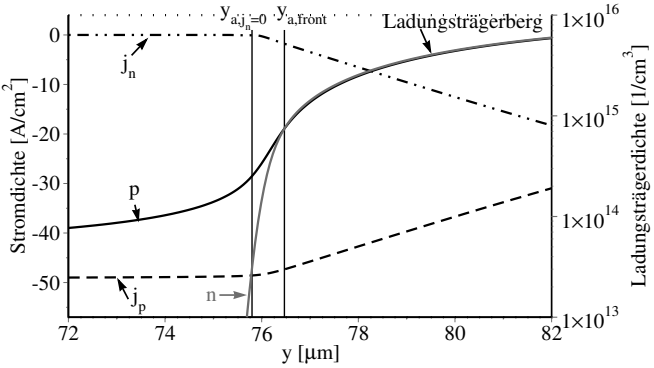


Abb. 4.25 Stromdichten und Ladungsträgerdichten im Bereich der anodenseitgen Ladungsträgerbergfront bei 1,05 µs während des Ausschaltvorgangs in Abb. 4.1 (links: Anode, rechts: Kathode). Darstellung des gesamten Ladungsträgerbergs siehe Abb. 4.11.

Bereich des Ladungsträgerbergs gilt $n \approx p$ und im Bereich der anodenseitigen Raumladungszone ist n vernachlässigbar klein. Der Parameter $y_{\mathrm{a,j_n=0}}$ bezeichnet die Stelle, an der j_n ungefähr gleich Null ist. Dies ist eine der Voraussetzungen für die Herleitung der Randbedingung, Gl. (2.25). Eine weitere entscheidende Voraussetzung für $dn/dy|_{\mathrm{a,j_n=0}}$ ist jedoch nicht erfüllt, n ist nicht mehr gleich p, sondern um zirka eine Größenordnung kleiner.

Das in dieser Arbeit eingeführte Modell zur Frontdynamik setzt ebenfalls ambipolare Diffusion voraus. Jedoch ist $j_\mathrm{n,a}$ nur dann Null, wenn sich die Ladungsträgerbergfront nicht bewegt (Annahme: dynamischer Avalanche vernachlässigt.). Nach Fußnote 1 auf Seite 63 ist die Position der anodenseitigen Front $y_\mathrm{a,front}$ durch $\varrho_\mathrm{a} = 0{,}1 \cdot N_\mathrm{D}$ definiert. Abb. 4.25 zeigt, dass für diese Stelle die Bedingung $n \approx p$ gerechtfertigt ist. Da sich zum Zeitpunkt 1,05 µs die anodenseitige Front in Richtung Kathode bewegt, ist j_n deutlich kleiner als Null. Die Stellen $y_{\mathrm{a,j_n=0}}$ und $y_\mathrm{a,front}$ liegen mit 75,8 µm und 76,47 µm dicht beieinander, so dass $y_\mathrm{a,front}$ auch als Rand des Ladungsträgerbergs angenommen werden kann. Dies wird besonders anhand von Abb. 4.11 deutlich, in der die Ladungsträgerdichte im linearen Maßstab aufgetragen ist. Setzt man die Ausdrücke für j_n und j_p aus Abb. 4.7 in die allgemeinen Randbedingung Gl. (2.24) ein, so erhält man

$$\left.\frac{dn}{dy}\right|_{\mathrm{a,front}} = \left.\frac{dn}{dy}\right|_{\mathrm{a,j_n=0}} \cdot \frac{2a}{\frac{\mu_\mathrm{n}}{\mu_\mathrm{p}} + 1 - \left(\frac{\mu_\mathrm{n}}{\mu_\mathrm{p}} - 1\right) a}, \tag{4.22}$$

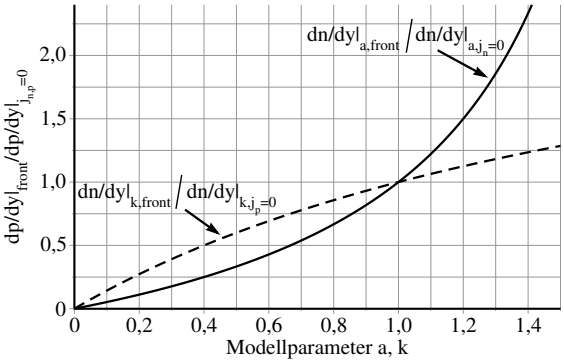


Abb. 4.26 Randbedingungen normiert auf ideale Randbedingungen in Abhängigkeit von den Modellparametern a und k (Annahme: $\frac{\mu_\mathrm{n}}{\mu_\mathrm{p}} = 3$).

$$\left.\frac{dn}{dy}\right|_{\mathrm{k,front}} = \left.\frac{dn}{dy}\right|_{\mathrm{k,j_p=0}} \cdot \frac{2k}{\frac{\mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n}} + 1 + \left(1 - \frac{\mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n}}\right) k}. \tag{4.23}$$

Abb. 4.26 zeigt die neuen Randbedingungen normiert auf die idealen Randbedingungen in Abhängigkeit von den Modellparametern a und k. Wird in einem Kompaktmodell mit den idealen Randbedingungen gerechnet, so geht man von $a = k = 1$ aus, was beim Ausschalten nur für stehende Fronten gilt. Wie in der vorangegangenen Abschnitten für zahlreiche Schaltvorgänge gezeigt, gilt im Allgemeinen $a \neq 1$ und $k \neq 1$. Die Randbedingungen weichen daher erheblich von den idealen Randbedingungen ab.

Die Einbeziehung der Emitter-Rekombinationsparameter h_p und h_n in den Gln. (2.28) und (2.29) ist eine Möglichkeit den Einfluss nicht idealer Emittergebiete auf die Durchlassladungsträgerverteilung zu berücksichtigen. Dieser Ansatz geht jedoch von einem durchlassgepolten Halbleiterübergang (z.B. $\mathrm{p^+}$-$\mathrm{n^-}$-Übergang oder $\mathrm{n^-}$-$\mathrm{n^+}$-Übergang) aus. Während des Ausschaltens ist die Diode jedoch bereits sperrgepolt. Daher ist die Drift-Bewegung der Ladungsträger in entgegengesetzter Richtung zum Durchlassfall. Die Voraussetzungen für die Herleitungen der Gln. (2.28) und (2.29) sind zwar für den $\mathrm{p^+}$-$\mathrm{n^-}$-Übergang gegeben [LSSDD11, Lut06], jedoch nicht für die Ladungsträgerbergfronten. Trotzdem ist es sinnvoll die Stromdichten $j_\mathrm{n,a}$ und $j_\mathrm{p,k}$ als von Null verschieden anzunehmen. Beide Größen sind jedoch in Wirklichkeit zeitabhängig, was in Kompaktmodellen wie [MBP$^+$06, PSH$^+$03] nicht berücksichtigt wird. In [BPSH05] ist diese Zeitabhängigkeit mit berücksichtigt; sie ist jedoch nicht physikalisch motiviert.

In den Kompaktmodellen, die auf Leturcq [LBD+95] aufbauen, müssen die Randbedingungen und zusätzlich die Frontpositionen $y_{\mathrm{a}}(t)$ und $y_{\mathrm{k}}(t)$ vorgegeben werden. In Wirklichkeit sind die Größen über die Gln. (4.10) und (4.11) und den Ausdrücken in Abb. 4.7 miteinander verknüpft.

Am Ende vieler Veröffentlichungen, die Kompaktmodelle vorstellen, wird eine gute Übereinstimmung der berechneten Verläufe mit Schaltkurven, die experimentell oder über Bauelementsimulation ermittelt wurden, festgestellt. Dies ist jedoch meist nur für die jeweils angegebenen Schaltbedingungen der Fall, für welche Anpassparameter wie z.B. die h-Parameter abgestimmt sind. Die derzeitige Herausforderung bei der Modellierung von physikalisch-basierten Kompaktmodellen besteht darin, die Gültigkeit auf einen größeren Bereich von Schaltbedingungen auszuweiten.

4.5 Ladungsträgerabbau in optimierten CIBH-Dioden

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, dass die Betrachtungen zur Frontdynamik nicht nur für $\mathrm{p^+}$-$\mathrm{n^-}$-$\mathrm{n^+}$-Dioden gültig sind, sondern auch für moderne CIBH-Dioden. Aus der Tatsache, dass sich das Ladungsträgerplasma in CIBH-Dioden nur von der Anode aus abbaut, ergeben sich einige Fragestellungen wie die Verbesserung der Höhenstrahlfestigkeit, die Bufferdimensionierung und die Verbesserung der Relation U_{F}-E_{off}, die hier diskutiert werden sollen. Bei den Untersuchungen von CIBH-Dioden wurde auf Vorarbeiten zu 3,3 kV CIBH-Dioden [CLD+06, Che] aufgebaut.

4.5.1 Potential: Freiheitsgrad zur Verbesserung der Höhenstrahlfestigkeit

Abb. 4.27 zeigt schematisch den Aufbau einer CIBH-Diode. Während des Ausschaltvorgangs ist der pn-Übergang zwischen p-Inseln und $\mathrm{n^+}$-Kathodenemitter sperrgepolt. Beide Gebiete sind hoch dotiert. Dadurch werden die Bedingungen zur Stoßionisation schnell erreicht. Die generierten Elektronen wandern durch das $\mathrm{n^+}$-Gebiet in Richtung Kathode und die Löcher werden über die p-Inseln in Richtung Anode injiziert. Die resultierende negative Löcherstromdichte $j_{\mathrm{p,ava}}$ bewirkt nach Gl. (4.19) eine Erhöhung der kathodenseitigen Frontgeschwindigkeit. Da die elektrische Feldstärke am Übergang zwischen p-Inseln und $\mathrm{n^+}$-Gebiet schon bei geringen Rückströmen sehr hoch ist, wird die Ausbildung einer kathodenseitigen Raumladungszone unterdrückt. Der Ladungsträgerberg erschöpft sich daher direkt vor den p-Inseln. Aus diesem Grund kann die snap-off-freie Spannung mit-

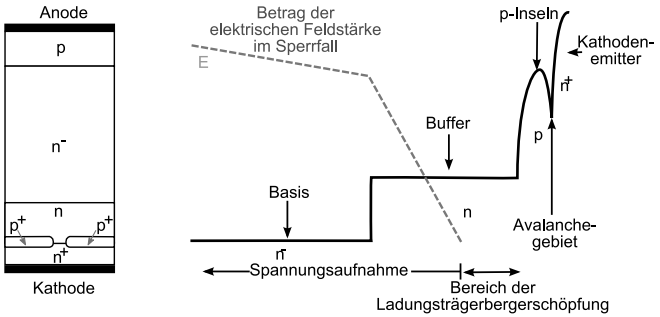


Abb. 4.27 Links: Struktur einer CIBH-Diode. **Rechts:** Schematische Darstellung der elektrischen Feldstärke im Sperrfall in einer CIBH-Diode.

tels eines guten Bufferdesigns signifikant erhöht werden.

Während der Feldverlauf zum Zeitpunkt der Ladungsträgerbergerschöpfung bei einer p^+-n^--n^+-Diode dreiecksförmig ist, kann er bei einer CIBH-Diode trapezförmig sein. Die snap-off-freie Spannung ist damit nicht mehr direkt proportional zur Grunddotierung, Gl. (2.12), sondern ist maßgeblich abhängig von den Bufferparametern. Dadurch ist es möglich, über eine Verringerung der Grunddotierung die Höhenstrahlfestigkeit signifikant zu steigern und gleichzeitig eine hohe snap-off-freie Spannung zu gewährleisten. Als Referenzdiode wird in diesem Abschnitt von Diode 5 (Tabelle 3.3) mit einer Grunddotierung von $6{,}7\times10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ ausgegangen. Die im folgenden gezeigten CIBH-Dioden zeichnen sich durch die gleiche Dicke, jedoch durch eine Grunddotierung von $3\times10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ aus. Werden die Messungen von GTOs [Zel95] zu Grunde gelegt, so verringert sich die FIT-Rate durch diese Absenkung der Grunddotierung um mehr als zwei Größenordnungen (Abb. 2.25, 4500 V).

4.5.2 Ausschaltsimulation und Bufferdimensionierung

Ein entscheidender Punkt für das Design von CIBH-Dioden ist die Auslegung des Buffers. Im Sperrfall wird die Spannung in einer CIBH-Diode überwiegend im n^--Gebiet und im Buffer aufgenommen. Wie oben beschrieben ist die Dotierung des n^--Gebiets sehr niedrig, um eine hohe Höhenstrahlungsfestigkeit zu erreichen. Die höhere Dotierung im Bereich des Buffers führt zu einem höheren Gradienten der elektrischen Feldstärke. Damit steigt die Fläche unter dem Feldverlauf deutlich an (Abb. 4.27), d. h. die Durchbruchspannung wird größer. Im Durchbruch sollte die Raumladungszone nicht an die p-Inseln anstoßen. Um dies zu vermeiden wird

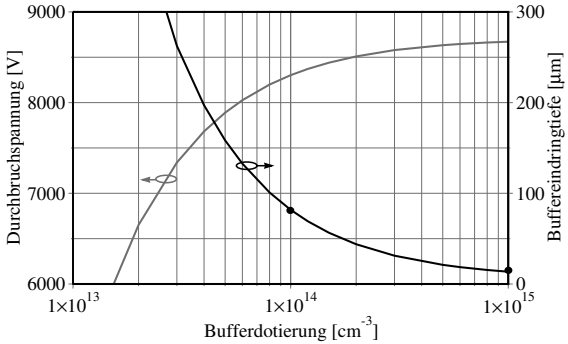


Abb. 4.28 Durchbruchspannung und Buffereindringtiefe in Abhängigkeit von der Bufferdotierung (berechnet mit MATLAB unter Verwendung der Stoßionisationsparameter von van Overstraeten/de Man [OM70] für einen boxförmigen Buffer, Annahmen: $N_D = 3{\times}10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $d = 670$ µm).

Tabelle 4.1 Designparameter für das n^--Gebiet und den Buffer der CIBH-Dioden und der Boxbuffer-Dioden.

Diode	N_D [cm^{-3}]	d [µm]	N_{Buffer} [cm^{-3}]	d_{buffer} [µm]
CIBH 1, Box 1	$3{\times}10^{12}$	670	$1{,}0{\times}10^{14}$	82
CIBH 2, Box 2	$3{\times}10^{12}$	670	$1{,}0{\times}10^{15}$	14

hier ein Sicherheitsabstand von 3 µm vorgesehen. Für einen Boxbuffer ergeben sich unendlich viele Wertepaare von Bufferdotierungen N_{Buffer} und Buffereindringtiefen w_{Buffer}, für die das Lawinendurchbruchkriterium, Gl. (2.38), gilt. Eine Vielzahl solcher Wertepaare wurde unter Verwendung der Stoßionisationsparameter von van Overstraeten/de Man numerisch mit dem Programm MATLAB ermittelt (Abb. 4.28). Je höher N_{Buffer}, desto steiler wird der Gradient der elektrischen Feldstärke im Bereich des Buffers im Sperrfall. Damit sinkt die notwendige Buffereindringtiefe. Die Weite des n^--Gebiets steigt und damit auch die Durchbruchspannung. Es wird das Ausschalten für zwei Wertepaare untersucht. Die Parameter beider CIBH-Dioden sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Mit $1{\times}10^{14}\,cm^{-3}$ ist der eine Buffer relativ niedrig dotiert und hat deshalb eine große Eindringtiefe. Der Buffer der CIBH 2 Diode ist dagegen hoch dotiert und hat eine geringe Eindringtiefe.

Anhand der Diode CIBH 1 soll die Wirkungsweise des CIBH-Konzepts gezeigt werden. Sie wurde dazu mit den gleichen Schaltbedingungen wie

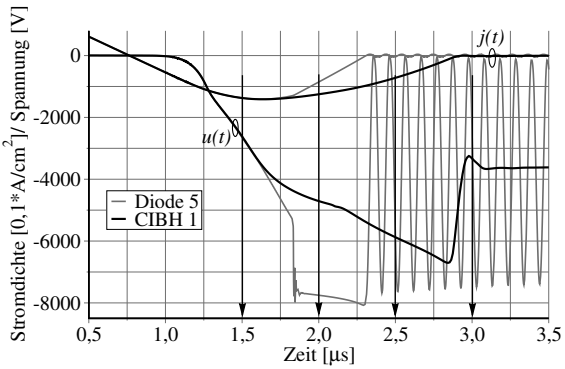


Abb. 4.29 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 5 und CIBH 1, Tabellen 3.3 und 4.1 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 3; $j_{\mathrm{F}} = 60\,\mathrm{A/cm^2}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 4{,}74\,\mu\mathrm{H}$ und $U_{\mathrm{bat}} = 3600\,\mathrm{V}$).

Diode 5, Tabelle 3.3, ausgeschaltet (Abb. 4.29). Beide Dioden haben das gleiche Sperrvermögen. Die Peakkonzentration des $\mathrm{p^+}$-Gebiets $N_{\mathrm{peak,a}}$ wurde bei den CIBH-Dioden um 75 % angehoben, um den durch die eingebrachten p-Inseln geringfügig niedrigeren kathodenseitigen Emitterwirkungsgrad zu kompensieren. Dadurch haben beide Dioden annähernd den gleichen Durchlassspannungsabfall. In den Simulationen wurden die gleichen $\tau_{\max}$-Werte verwendet. Während des Ausschaltens steigt bei etwa 1,8 µs die Spannung über der Diode 5 plötzlich stark an und die Diode geht in den SSCM (engl.: Switching Self Clamping Mode) [RKE+04]. Die Spannung im SSCM (U_{SSCM}) ist fast so groß wie die Spannung in der Sperrkennlinie für die entsprechenden Stromdichtewerte. Eine kleine Spannungsdifferenz ergibt sich durch die noch im $\mathrm{n^-}$-Gebiet verhandenen freien Ladungsträger [Hei04]. Das positive di/dt des Rückstroms

$$\frac{di}{dt} = \frac{U_{\mathrm{Diode}} - U_{\mathrm{bat}}}{L_{\mathrm{schalt}}} \tag{4.24}$$

steigt während des SSCMs an, da U_{Diode} sehr groß ist ($U_{\mathrm{Diode}} = U_{\mathrm{SSCM}}$). Der SSCM tritt dann auf, wenn das Ladungsträgerplasma beidseitig abgebaut wird und zum Zeitpunkt der Ladungsträgerbergerschöpfung ein hoher Rückstrom fließt. Die beiden Raumladungszonen treffen aufeinander und der Verlauf der elektrischen Feldstärke nimmt sprunghaft eine trapezförmige Gestalt an, die dem Verlauf im statischen Durchbruch ähnelt. Beim Verlassen des SSCMs kommt es zu starken Oszillationen im Strom- und Spannungsverlauf. Im Gegensatz dazu schaltet die Diode CIBH 1 soft. Die

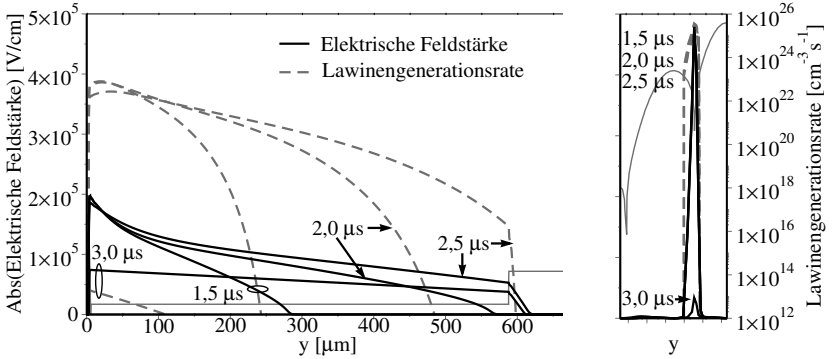


Abb. 4.30 Elektrische Feldstärke und Lawinengenerationsrate zu verschiedenen Zeitpunkten während des Ausschaltens von CIBH 1, Abb. 4.29, vertikaler Schnitt durch eine p-Insel. **Links:** gesamte Diode. **Rechts:** vor der Kathode.

höhere Sperrerholladung deutet bereits auf die zusätzliche kathodenseitige Ladungsträgergeneration hin. Während des Schaltvorgangs dehnt sich die anodenseitige Raumladungszone aus und die Ausbildung einer kathodenseitigen Raumladungszone wird unterdrückt (Abb. 4.30). Das Verhalten ist daher ähnlich zum einseitigen Plasmaabbau in einer p^+-n^--n^+-Diode (Abschnitt 2.2.1). Vor dem p^+-n^--Übergang kommt es zum dynamischen Avalanche, der eine Verbiegung des Feldverlaufs verursacht.

Die Lawinengenerationsraten sind am pn-Übergang zwischen p-Inseln und n^+-Gebiet aufgrund der höheren Dotierungen und der damit signifikant höheren Feldspitzen größer. Aus diesem Gebiet hoher Feldstärke werden Löcher in Richtung Anode beschleunigt. Ist die Stromdichte $j_{\mathrm{p,ava}}$ hoch genug, so dass gilt $j_{\mathrm{p,ava}} > j_{\mathrm{p,k}}$, so wird v_{k} nach Gl. (4.19) positiv. Eine Ausdehnung der kathodenseitigen Raumladungszone wird verhindert. Der Ladungsträgerberg erschöpft sich vor den p-Inseln. Die Raumladungszone dringt am Ende des Ausschaltvorgangs in den Buffer ein. Dadurch kann die Diode auch bei hohen Schaltspannungen soft ausschalten.

Es sollen nun die beiden Bufferdimensionierungen (CIBH 1 und CIBH 2) verglichen werden. Beide Dioden werden mit harter Schaltbedingung ($R = 0\,\Omega$) und moderater Schaltbedinung ($R = 5\,\Omega$) ausgeschalten (Abb. 4.31). Unter beiden Bedingungen schaltet CIBH 1 soft und CIBH 2 snappig. Die Ladungsträger- und die Feldverteilungen kurz vor der Ladungsträgerbergerschöpfung zeigen, dass beim harten Schalten die Raumladungszone bereits während der Rückstromfallzeit in den Buffer eindringt (Abb. 4.32, links). Aufgrund der höheren Dotierkonzentration im Bereich

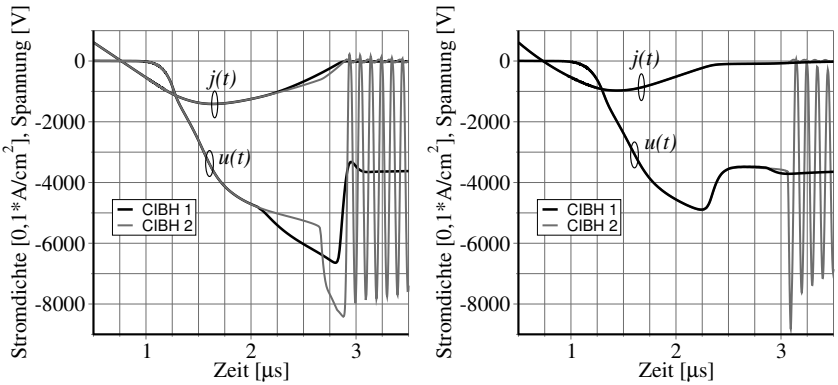


Abb. 4.31 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von CIBH 1 und CIBH 2, Tabelle 4.1 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 3; $j_{\mathrm{F}} = 60\,\mathrm{A/cm^2}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 4{,}74\ \mu\mathrm{H}$ und $U_{\mathrm{bat}} = 3600\,\mathrm{V}$). **Links:** Hartes Schalten ($R = 0$). **Rechts:** Moderates Schalten ($R = 5\,\Omega$).

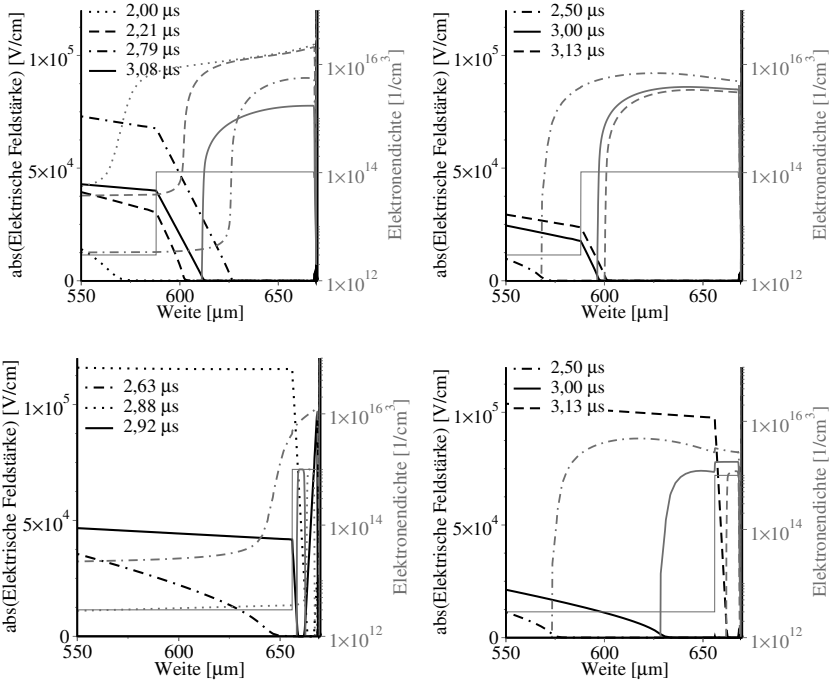


Abb. 4.32 Elektrische Feldstärke und Elektronendichte im Bereich der CIBH-Struktur am Ende der Ausschaltvorgänge in Abb. 4.31. **Links:** Hartes Schalten ($R = 0$). **Rechts:** Moderates Schalten ($R = 5\,\Omega$).

des Buffers geht der bisher annähernd dreiecksförmige Feldverlauf über in einen trapezförmigen Feldverlauf. Das Eindringen der Raumladungszone in den Buffer ist daher im Spannungsverlauf an einem betragsmäßig höheren dU/dt zu erkennen. Bei CIBH 2 findet dieser Spannungsanstieg aufgrund der geringen Eindringtiefe des Buffers später statt und ist jedoch durch die höhere Dotierung stärker ausgeprägt als bei CIBH 1. Der Spannungsverlauf erinnert etwas an den SSCM [RKE+04], wobei die Spannungshöhe hier nicht durch die statische Sperrkennlinie, sondern durch den noch vorhandenen Ladungsträgerberg begrenzt wird. In beiden Fällen kann die Spannung weiter ansteigen, im SSCM aufgrund des Kennlinienastes mit negativem differentiellen Widerstand und in den Ausschaltvorgängen der CIBH-Dioden aufgrund der Vergrößerung der Raumladungszone durch den Plasmaabbau (Abb. 4.31). In CIBH 2 ist das vorhandene Ladungsträgerplasma zum Zeitpunkt des Eindringens der Raumladungszone in den Buffer nur noch sehr gering. Die elektrische Feldstärke ist durch den hohen Feldstärkegradient ($dE/dy = q/\varepsilon(N_{\mathrm{D}}^{+} + p)$) bereits in der Ladungsträgerbergfront angehoben. Damit steigt der Modellparameter a und das restliche Ladungsträgerplasma baut sich schnell ab. Ist das Plasma restlos abgebaut, sinkt plötzlich die Löcherdichte in der Raumladungszone. Dadurch sinkt der Gradient der elektrischen Feldstärke und die Spannung über der Diode mit einem großen dU/dt. Die resultierenden Verschiebestromdichten bewirken einen erneuten Anstieg des Stromes. Es kommt zu Schwingungen mit der Schaltungsinduktivität. In CIBH 1 ist jedoch am Ende der Rückstromfallzeit der Feldstärkegradient deutlich kleiner und das noch vorhandene Ladungsträgerplasma größer verglichen mit CIBH 2. So kann die Raumladungszone dynamisch weit in den Buffer eindringen und in der ausgeprägten Tailphase mit sinkender Löcherdichte wieder kleiner werden. Unter moderaten Schaltbedingungen haben beide CIBH Dioden einen ausgeprägten Tail (Abb. 4.31, rechts). In CIBH 1 dringt die Raumladungszone während des Tails in den Buffer ein. Die Stromdichte sinkt im Tail langsam, so dass auch die Löcherdichte in der Raumladungszone langsam sinkt und damit auch der Verlauf der elektrischen Feldstärke langsam in die statische Form übergeht. Dahingegen dringt die Raumladungszone in CIBH 2 erst am Ende des Tails in den Buffer ein. Dadurch springt der Verlauf der elektrischen Feldstärke plötzlich von einem dreiecksförmigen in einen trapezförmigen. Das Plasmaniveau im Buffer ist zu diesem Zeitpunkt schon fast auf die Höhe der Grunddotierung gesunken. Dadurch reagiert die Diode snappig.

Zur Bewertung des Potentials von CIBH-Dioden hinsichtlich der Verbesserung des Ausschaltverhaltens wurden zusätzlich zwei Dioden mit box-

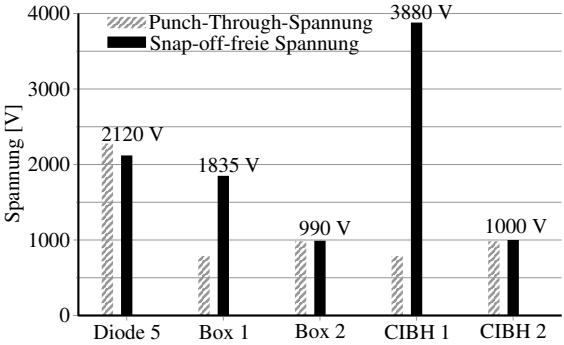


Abb. 4.33 Punch-Through-Spannungen (berechnet) und snap-off-freie Spannungen (simuliert) von Diode 5 und der Dioden Box 1 und 2 und CIBH 1 und 2 (Schaltbedingungen für die Ausschaltvorgänge: Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 1; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 3; $j_{\mathrm{F}} = 60\,\mathrm{A/cm^2}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 4{,}74\,\mu\mathrm{H}$, $R = 0$).

förmigen Buffern (Box 1 und 2) simuliert, die sich von CIBH 1 und 2 lediglich darin unterscheiden, dass sie keine p-Inseln besitzen (Tabelle 4.1). Die Dioden Box 1 und Box 2 haben demnach eine vergleichbare Höhenstrahlfestigkeit wie CIBH 1 und CIBH 2, da ihre Grunddotierung gleichermaßen herabgesetzt ist. Abb. 4.33 zeigt die snap-off-freie Spannung[2] im Vergleich zu Diode 5. Die Box 2 und die CIBH 2 haben sehr kleine snap-off-freie Spannungen, die in der Größe der Punch-Through-Spannung[3] liegen. Obwohl sich der Ladungsträgerberg kurz vor dem Zeitpunkt seiner Erschöpfung direkt vor dem $\mathrm{n^+}$-Gebiet befindet, ist die Raumladungszone noch nicht in den Buffer eingedrungen. Dies liegt an der sehr geringen Eindringtiefe. Erst durch die Erschöpfung des Ladungsträgerbergs dringt die Raumladungszone in den Buffer ein. Der Verlauf der elektrischen Feldstärke ändert sich sprunghaft. Es kommt zu Strom- und Spannungsoszillationen mit der Schaltinduktivität. Bei Diode 5 ist U_{sn} auch nach Gl. (2.13) maßgeblich durch die Punch-Through-Spannung beschränkt. Jedoch ist sie im Vergleich zu den vier anderen Dioden deutlich größer, da ihre Grunddotierung mit $6{,}7\times10^{12}\,\mathrm{cm^{-3}}$ größer ist. Die Verbesserung der Höhenstrahlfestigkeit von Box 2 und CIBH 2 verglichen mit Diode 5 geht zu Lasten

[2] Das Ausschaltverhalten gilt dann als soft, wenn der dritte Spannungspeak kleiner als 101 % der Schaltspannung ist. Zur Ermittlung von U_{sn} wurde die Schaltspannung in 10 V-Schritten variiert.

[3] Punch-Through-Spannung meint hier die Spannung, die über der Diode abfällt, wenn sich die Raumladungszone bis zum Beginn des Buffers bzw. im Fall von Diode 5 bis zum $\mathrm{n^+}$-Gebiet erstreckt.

einer geringeren snap-off-freien Spannung.

Vergrößert man jedoch die Eindringtiefe des Buffers wie in Box 1 und CIBH 1, so dringt die Raumladungszone bereits während der Rückstromfallzeit in den Buffer ein. Damit wird ein plötzlicher Anstieg der elektrischen Feldstärke zum Zeitpunkt der Ladungsträgerbergerschöpfung verhindert. Die snap-off-freien Spannungen beider Dioden sind daher deutlich größer als ihre Punch-Through-Spannungen. Für Box 1 bleibt U_{sn} jedoch unter dem Wert von Diode 5. Dahingegen ist U_{sn} von CIBH 1 deutlich größer als bei Diode 5. Hier bleibt der Ladungsträgerberg auch beim Schalten mit hohen Schaltspannungen während des gesamten Ausschaltens vor dem Kathodenemitter.

4.5.3 Verbesserte Relation zwischen Durchlassspannung und Ausschaltverlustenergie

Die Relation zwischen Durchlassspannungsabfall U_{F} und Ausschaltverlustenergie E_{off} ermöglicht den Vergleich verschiedener Bauelementdesigns hinsichtlich der Verluste. Hierzu soll die Diode CIBH 1 mit einer $\mathrm{p^+}$-$\mathrm{n^-}$-$\mathrm{n^+}$-Diode, die sich durch eine vergleichbare Sperrfähigkeit und snap-off-freien Spannung auszeichnet, verglichen werden. Diode 5, Tabelle 3.3 hat etwa die gleiche Durchbruchspannung wie CIBH 1, schaltet jedoch bei Schaltspannungen über 2260 V snappig (gegeben: $di/dt = 760\ \mathrm{A/\mu s}$, $j_{\mathrm{F}} = 60\ \mathrm{A/cm^2}$). Um U_{sn} auf etwa 3600 V zu erhöhen (Abb. 4.29) wurde die Basisdimensionierung angepasst. Abb. 4.34, links zeigt die berechneten Wertepaare für die Basisdotierung und der Basisweite, welche die gleiche Durchbruchspannung wie CIBH 1 gewährleisten. Bewegt man sich auf der Kennlinie von der Dimensionierung der Diode 5 in Richtung NPT-Design, so steigt U_{sn}. Gleichzeitig muss jedoch die Trägerlebensdauer erhöht werden, damit der Durchlassspannungsabfall im Bereich von Diode 5 und CIBH 1 liegt. Eine $\mathrm{p^+}$-$\mathrm{n^-}$-$\mathrm{n^+}$-Diode mit $N_{\mathrm{D}} = 1{,}08{\times}10^{13}$ und $w_{\mathrm{B}} = 910\ \mu\mathrm{m}$ schaltet bei 3600 V noch snappig (Abb. 4.34, rechts). Erst mit dem NPT-Design ist das Ausschalten soft. Die simulierten Relationen U_{F}-E_{off} zeigen eine Verbesserung um zirka 21 % durch den Einsatz des CIBH-Konzepts (Abb. 4.35). Dieses Ergebnis zeigt ein ähnliches Potential wie das Experiment [FPS+08]. Die Schaltbedingungen für die Relationskurven in der Simulation sind jedoch vergleichsweise hart (hohe Induktivität, idealer Schalter, hohe Spannung). Aufgrund der etwa dreifach höheren Trägerlebensdauern der $\mathrm{p^+}$-$\mathrm{n^-}$-$\mathrm{n^+}$-Diode im Vergleich zu Diode 5 ist ihr Sperrstrom geringer.

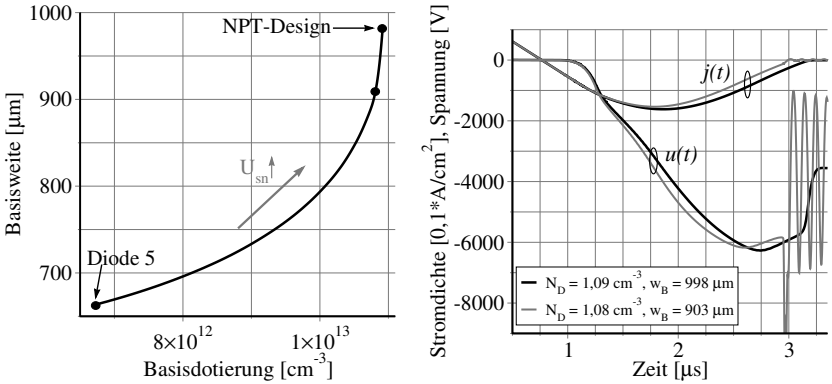


Abb. 4.34 Links: Wertepaare der Basisweite und Basisdotierung für eine Diode mit der gleichen Sperrfestigkeit wie Diode 5 (Stoßionisationsparameter von van Overstraeten/de Man [OM70]). **Rechts:** Ausschaltvorgang zweier p^+-n^--n^+-Dioden mit verschieden dimensionierten n^--Gebieten (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; τ_{max}-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 3; $j_F = 60\,A/cm^2$, $U_F \approx 3{,}75\,V$, $L_{schalt} = 4{,}74\,\mu H$ und $U_{bat} = 3600\,V$).

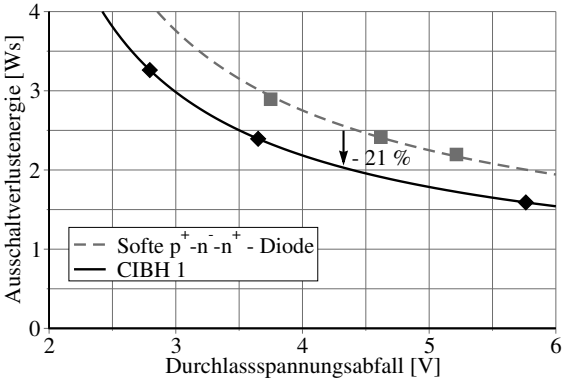


Abb. 4.35 Simulierte Relation zwischen Ausschaltverlustenergie E_{off} und Durchlassspannungsabfall U_F für CIBH 1 und einer p^+-n^--n^+-Diode mit vergleichbarer snap-off-freien Spannung (Schaltbedingungen für Ausschaltvorgang: Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; $j_F = 60\,A/cm^2$, $L_{schalt} = 4{,}74\,\mu H$ und $U_{bat} = 3600\,V$).

4.6 Ergebnisse und Diskussion

Die Untersuchungen zeigen, dass zwischen vier verschiedenen Bewegungsformen des Ladungsträgerbergs unterschieden werden kann: die Bewegung des gesamten Ladungsträgerbergs in Richtung Kathode und in Richtung Anode, der beidseitige Abbau und die beidseitige Ausdehnung des Ladungsträgerbergs. Die verschiedenen Bewegungsformen lassen sich über eine Analyse der Feld- und Diffusionsanteile der Elektronen- und Löcherstromdichten erklären. Die Bewegung der Ladungsträgerbergfronten ist davon abhängig, welcher Transportmechanismus – Drift oder Diffusion – dominant ist. Überwiegt die Driftbewegung in einer Front, so dehnt sich die angrenzende Raumladungszone weiter aus; überwiegt hingegen die Diffusionsbewegung so schrumpft die angrenzende Raumladungszone.

Damit kann der Einfluss von Schaltparametern auf das Ausschaltverhalten verstanden werden. Dies wurde für die Verwendung eines idealen Schalters gezeigt. Für ein Ausschalten ohne Strom- und Spannungsoszillationen am Ende sollte zum einen die Menge der Speicherladung, die zum Zeitpunkt der Rückstromspitze in der Raumladungszone noch vorhanden ist, möglichst groß sein. Diese sinkt jedoch durch eine hohe Schaltspannung und eine hohe Schaltinduktivität. Zum zweiten sollten die Spannungsspitzen während der Rückstromfallzeit möglichst gering sein, wodurch die elektrische Feldstärke in den Raumladungszonen und den Ladungsträgerbergfronten sinken kann und eine Rückwärtsbewegung der kathodenseitigen Ladungsträgerbergfront möglich wird. Eine niedrige Durchlasstromdichte führt zu einer Verringerung der snap-off-freien Spannung, da die elektrische Feldstärke im Ladungsträgerberg bei gleicher Rückstromdichte größer ist. Zudem verschiebt sich die Durchlassladungsträgerverteilung in Dioden ungünstig, die lateral homogen dotierte Emittergebiete haben und die sich bei Nennstrom durch einen niedrigen anodenseitigen und einen hohen kathodenseitigen Emitterwirkungsgrad auszeichnen.

Beim Ausschalten mit realem Schalter und einer moderaten Kommutierungsgeschwindigkeit wird ein Großteil der Spannung erst während der Rückstromfallzeit aufgenommen. Daher beeinflussen die Schaltspannung und die Schaltinduktivität den Abbau des Ladungsträgerplasmas hauptsächlich während der Rückstromfallzeit.

Ist die Gesamtstromdichte in der Diode unverändert, so führt anodenseitiger dynamischer Avalanche zu einer geringeren Frontgeschwindigkeit v_a. Jedoch steigt durch dynamischen Avalanche auch die Gesamtstromdichte

in der Diode. Dadurch steigt die Elektronenstromdichte in der anodenseitigen Ladungsträgerbergfront und damit v_a. Für starken kathodenseitigen dynamischen Avalanche zeigt die Simulation eine Rückwärtsbewegung der kathodenseitigen Ladungsträgerbergfront in Richtung Kathode. Auf diese Erkenntnisse aus der Simulation eindimensionaler Strukturen aufbauend, wird im nächsten Kapitel die Frontdynamik im Bereich von Stromfilamenten analysiert.

Der Ladungsträgerabbau ist in Kompaktmodellen, die auf dem ambipolaren Diffusionsansatz beruhen stark von den Randbedingungen abhängig. Es wurde mittels des Modells der Frontdynamik die Gültigkeitsbeschränkungen bisher oft verwendeter Randbedingungen aufgezeigt.

Beim Ausschalten von CIBH-Dioden mit hohen Schaltspannungen dringt die Raumladungszone während des Schaltens in den n-Buffer ein. Eine zu hohe Bufferdotierung birgt die Gefahr, dass sich der Verlauf der elektrischen Feldstärke zum Zeitpunkt der Ladungsträgerbergerschöpfung sprunghaft ändert und die resultierenden Verschiebestromdichten zu Oszillationen mit der Schaltinduktivität führen. Eine geringe Buffer-Eindringtiefe führt dazu, dass das noch vorhandene Ladungsträgerplasma zum Zeitpunkt des Eindringens der Raumladungszone in den Buffer gering ist. Dadurch kann einer sprunghaften Änderung des Feldverlaufes nicht entgegengewirkt werden. Für die vorgestellte Untersuchung wurden boxförmige Bufferprofile verwendet. Es wird erwartet, dass ein gaußförmiges Dotierprofil des Buffers mit hoher Peakkonzentration und niedriger Halbwertsbreite ebenfalls eher dazu neigt snappig zu schalten als eines mit niedriger Peakkonzentration und hoher Halbwertsbreite. Jedoch könnte die Situation mit einem gaussförmigen Bufferprofil im Vergleich zum Boxbuffer auch günstiger sein, da die Dotierung allmählich in Richtung Kathode ansteigt und damit eine starke sprunghafte Änderung des Feldverlaufs beim Schalten mit mittleren Schaltspannungen unterbleibt.

Ist der Buffer so dimensioniert, dass die Raumladungszone möglichst zeitig während des Ausschaltens in den Buffer eindringt und es zu diesem Zeitpunkt noch einen ausreichend großen Ladungsträgerberg für ein softes Schalten gibt, so lässt sich über eine Absenkung der Dotierung des n^--Gebiets die Höhenstrahlfestigkeit der CIBH-Diode deutlich verbessern.

Weiterhin wurde simulativ gezeigt, dass sich die Relation U_F-E_{off} durch den Einsatz des CIBH-Konzepts um zirka 21 % verbessert.

5 Zerstörung durch Stromfilamente

5.1 Laterale Bewegung der Filamente

5.1.1 Simulationsergebnis

Als Ausgangspunkt der Untersuchung der Ausschaltrobustheit von Dioden soll das Verhalten kathodenseitiger Filamente mit dem bereits umfangreich untersuchten Verhalten anodenseitiger Filamente verglichen werden. In derzeitig verfügbaren Leistungsdioden wird die Ausbildung von kathodenseitigen Filamenten bei moderaten Schaltbedingungen durch eine stark asymmetrische Durchlassladungsträgerverteilung unterdrückt. Um dies in der Simulation zu verhindern, zeichnet sich Diode 4, Tabelle 3.3, durch ein sehr hoch dotiertes p^+-Gebiet aus. Sie wird mit harten Schaltbedingungen, aus der doppelten Nennstromdichte, mit einer Spannung von 4400 V und einer Anfangstemperatur von 400 K, geschaltet. Abb. 5.1 zeigt, dass die Diode unter diesen Bedingungen soft schaltet. Die Einbrüche im Spannungsverlauf weisen jedoch schon auf starke Filamentierung hin. Sie entstehen typischerweise dann, wenn ein Filament entsteht oder springt [OJK+00, NFSKW04]. So ist die Ursache für die Entstehung des ersten kleinen Spannungseinbruchs bei zirka 0,35 µs die Entstehung eines anodenseitigen Filaments. Darauf folgend kommt es bei zirka 0,6 µs zu zwei aufeinanderfolgenden Spannungseinbrüchen, da ein kathodenseitiges und ein zweites anodenseitiges Filament entsteht. Dies ist mit den Stromdichteverteilungen und den Elektronendichteverteilungen in der Diode für einige in Abb. 5.1 gekennzeichneten Zeitpunkte nachvollziehbar (Abb. 5.2). Bei $t =$ 0,4 µs existiert bereits ein anodenseitiges Filament. Kathodenseitig hat sich das Ladungsträgerplasma bereits vom n^+-Gebiet gelöst. In der entstandenen Raumladungszone ist die Stromdichte jedoch noch lateral homogen verteilt. Erst zum Zeitpunkt 0,6 µs hat sich ein kathodenseitiges Filament gebildet. In der anodenseitigen Raumladungszone gibt es nun zwei Filamente. Eines davon verlischt bis 0,7 µs. Im weiteren Verlauf ist zu sehen, dass sich das verbleibende anodenseitige Filament bewegt und das kathodenseitige Filament räumlich stationär ist.

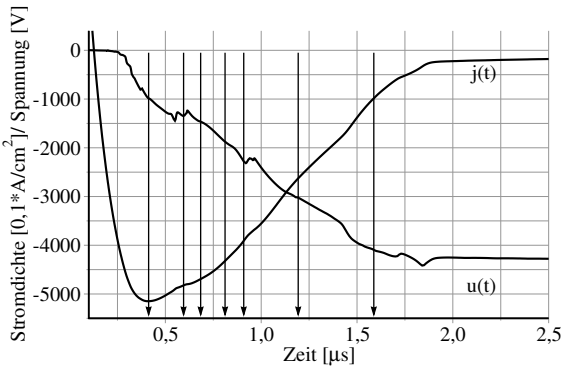


Abb. 5.1 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 4, Tabelle 3.3 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 5; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; laterale Ausdehnung = 400 µm, $j_{\mathrm{F}} = 122\,\mathrm{A/cm^2} = 2\,j_{\mathrm{nenn}}$, $L_{\mathrm{schalt}} =$ 0,280 µH, $U_{\mathrm{bat}} = 4400\,\mathrm{V}$, $T_{\mathrm{init}} = 400\,\mathrm{K}$, $\mathrm{R} = 2\,\Omega$).

5.1.2 Bewegung resultierend aus der Frontdynamik

Im Folgenden soll das unterschiedliche Verhalten von anodenseitigen und kathodenseitigen Filamenten anhand der Bewegung der Ladungsträgerbergfronten erklärt werden. Wie bereits in Abschnitt 2.4.2 erwähnt, führt die stärkere Ausdehnung der Raumladungszone im Bereich eines anodenseitigen Filaments zu dessen Bewegung in lateraler Richtung [OJK+00]. Abb. 5.3 zeigt die anodenseitige Raumladungszone im Bereich des Filaments und außerhalb für $t = 0{,}7$ µs. Aufgrund der höheren Frontgeschwindigkeit im Bereich des Filaments dehnt sich dort die Raumladungszone schneller aus, wodurch sich die elektrische Feldstärke reduziert. Haben Bereiche außerhalb des Filaments eine deutlich geringere Ausdehnung der Raumladungszone, so steigt die elektrische Feldstärke dort auf vergleichbare Werte wie am Ort des Filaments an. Ist das Ionisationsintegral außerhalb des Filaments größer als im Filament, wandert das Filament in lateraler Richtung, bei 0,7 µs in positive x-Richtung. Zur Untersuchung des kathodenseitigen Frontverhaltens [BHN+09], wird die kathodenseitige Raumladungszone im Bereich des Filaments während der Filamententstehung betrachtet (Abb. 5.4). Zum Zeitpunkt 0,4 µs existiert bereits eine kathodenseitige Raumladungszone mit einer Ausdehnung von zirka 30 µm. Bis 0,5 µs dehnt sich die Raumladungszone weiter aus, die kathodenseitige Ladungsträgerbergfront bewegt sich in Richtung Anode. Das Maximum der elektrischen Feldstärke steigt an. Im Folgenden kommt es zur Entstehung des kathodenseitigen Filaments, was zu einer Rückwärtsbewegung

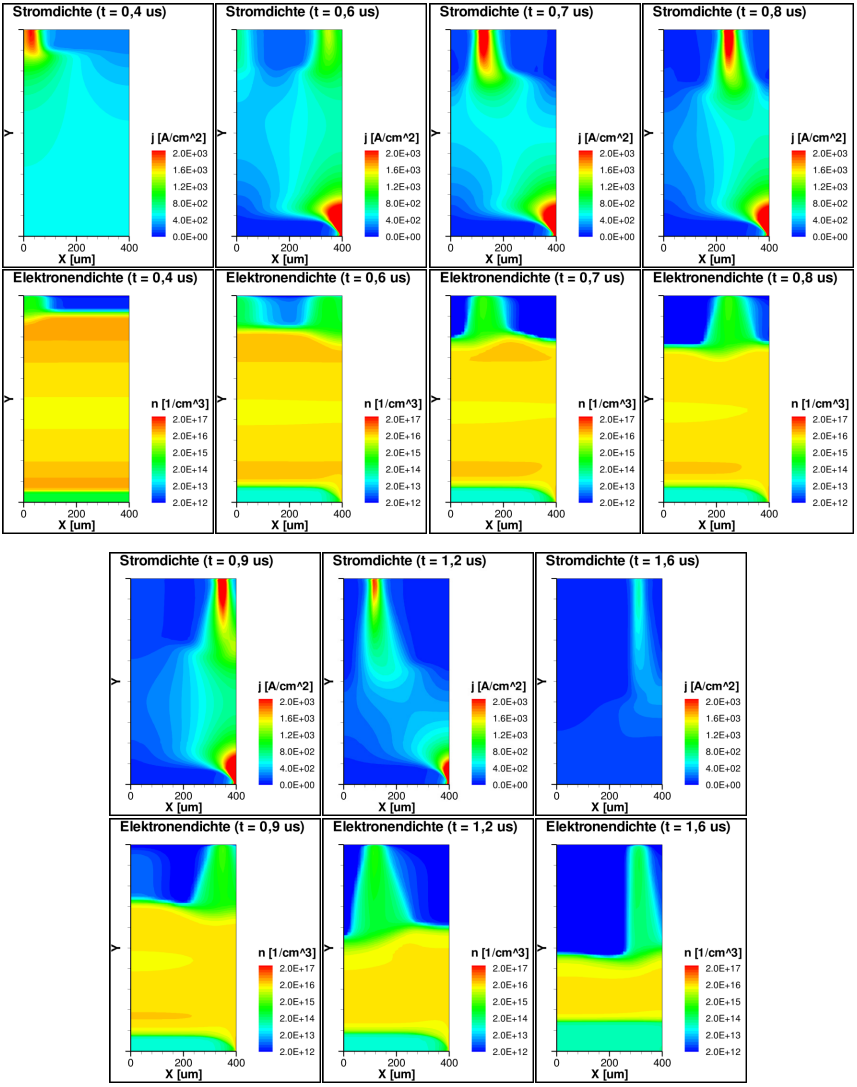


Abb. 5.2 Stromdichte und Elektronendichte während des Ausschaltvorgangs zu bestimmten Zeitpunkten markiert in Abb. 5.1 (oben: Anode, unten: Kathode)

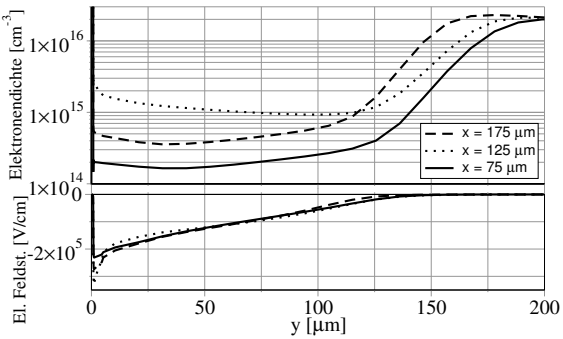


Abb. 5.3 Elektronendichte und elektrische Feldstärke in der anodenseitigen Raumladungszone während des Ausschaltvorgangs in Abb. 5.1 bei $t = 0{,}7$ µs; vertikale Schnitte durch das Filamentzentrum bei $x = 125$ µm und neben dem Filament bei $x = 75$ µm und $x = 175$ µm.

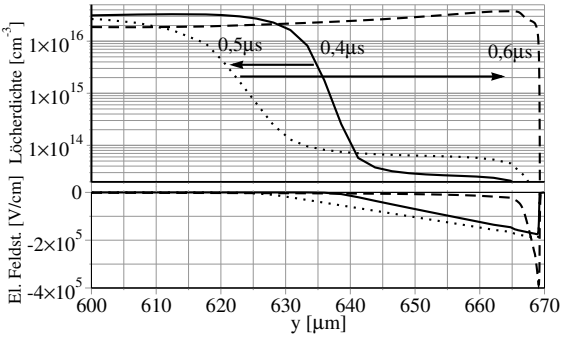


Abb. 5.4 Löcherdichte und elektrische Feldstärke in der kathodenseitigen Raumladungszone während des Ausschaltvorgangs in Abb. 5.1, vertikaler Schnitt an der Stelle des Filamentzentrums bei $x = 400$ µm.

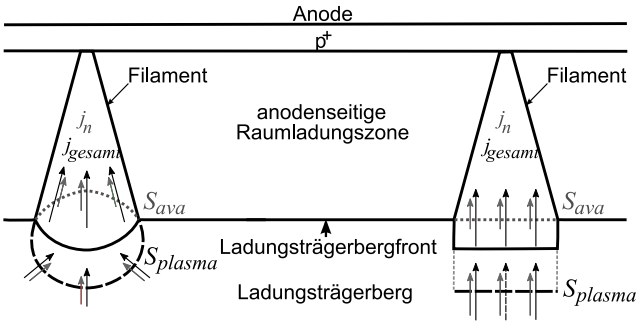


Abb. 5.5 Schematische Darstellung eines Filaments mit der Elektronenstromdichte (links) und ihre Vereinfachung (rechts); die gestrichelte Linie ist die Fläche S_{plasma}, die gepunktete Linie ist die Fläche S_{ava}.

der Ladungsträgerbergfront und damit zu einer drastischen Verkleinerung der kathodenseitigen Raumladungszone im Bereich des Filaments führt. Dadurch steigt die elektrische Feldstärke lokal erheblich an und bleibt während des gesamten Ausschaltvorgangs am Ort des Filaments deutlich größer als außerhalb des Filaments, wo sich die Ausdehnung der Raumladungszone kaum ändert (Abb. 5.2). Die Umkehr der Bewegungsrichtung der kathodenseitigen Front bewirkt daher die lokale Fixierung des Filaments.

Zur Erklärung dieses Verhaltens wird die Frontdynamik des Ladungsträgerbergs aus Abschnitt 4.1 auf den zwei- und dreidimensionalen Fall erweitert. Abb. 5.5, links illustriert den Stromfluss aus dem Ladungsträgerberg durch ein anodenseitiges Filament. Da die Stromdichten außerhalb eines Filaments viel kleiner sind, können sie für die Betrachtung der Frontbewegungen vernachlässigt werden. Maßgebend für die Bewegung der anodenseitigen Ladungsträgerbergfront ist die Bewegung der Elektronen in der Front. Damit lässt sich sagen: solange der Elektronenstrom, der den Ladungsträgerberg über die Fläche S_{plasma} verlässt, größer ist als der Elektronenstrom durch die Fläche S_{ava}, bewegt sich die Front in Richtung Kathode. Andernfalls bewegt sich die Front in Richtung Anode. Um einen einfachen analytischen Ausdruck der mittleren Frontgeschwindigkeit im Bereich des Filaments abzuleiten, wird von einer mittleren Stromdichte im Filament ausgegangen. Das heißt, es wird angenommen, dass die Stromdichte in der Front homogen verteilt ist. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass die Elektronendichte im Filament gleich der Löcherdichte ist. Diese Annahme ist für den Fall sehr starken dynamischen Avalanches gerechtfertigt, wie Abb. 5.6 für das anodenseitige Filament zum Zeitpunkt

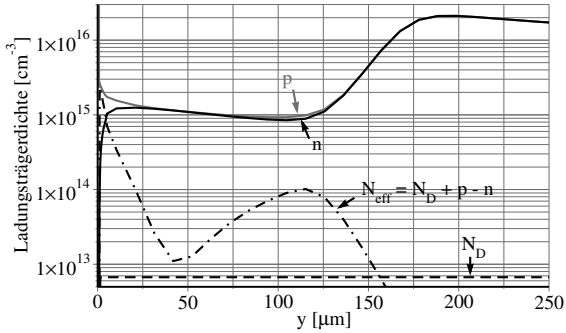


Abb. 5.6 Elektronendichte, Löcherdichte, effektive Trägerdichte und Grunddotierung im anodenseitigen Filament während des Ausschaltvorgangs in Abb. 5.1 bei $t = 0{,}7$ µs, vertikaler Schnitt bei $x = 125$ µm.

$t = 0{,}7$ µs zeigt. Die für den dynamischen Avalanche typische Feldverbiegung lässt sich anhand der effektiven Dotierung begründen, die jedoch zirka eine Größenordnung kleiner ist als die Konzentrationen der freien Ladungsträger. Die Annahmen führen uns zu einem Stromfluss, wie er in Abb. 5.5, rechts dargestellt ist. Ausgehend von den Gln. (4.18) und (4.19) können nun die Frontgeschwindigkeiten im Bereich von Filamenten wie folgt ausgedrückt werden:

$$v_{\mathrm{a,Filament}} = \frac{\left(\frac{1}{1+\frac{\mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n}}\big|_{\mathrm{S_{ava}}}} - \frac{1}{1+\frac{\mu_\mathrm{p}}{\mu_\mathrm{n}}\big|_{\mathrm{S_{plasma}}}} \right) j}{q n_\mathrm{a}}, \tag{5.1}$$

$$v_{\mathrm{k,Filament}} = \frac{\left(\frac{1}{1+\frac{\mu_\mathrm{n}}{\mu_\mathrm{p}}\big|_{\mathrm{S_{plasma}}}} - \frac{1}{1+\frac{\mu_\mathrm{n}}{\mu_\mathrm{p}}\big|_{\mathrm{S_{ava}}}} \right) j}{q n_\mathrm{k}}. \tag{5.2}$$

Die Frontgeschwindigkeiten sind demnach abhängig von der Gesamtstromdichte, den Ladungsträgerdichten in den Fronten und den Verhältnissen der Beweglichkeiten. Für den Ladungsträgerberg gilt $\mu_\mathrm{n}/\mu_\mathrm{p}|_{\mathrm{S_{plasma}}} \approx 3$. In den Gebieten hoher Feldstärke sättigen sich die Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Löcher. Das Verhältnis der Beweglichkeiten ist deutlich kleiner, $\mu_\mathrm{n}/\mu_\mathrm{p}|_{\mathrm{S_{ava}}} \approx 1$. Die Ausdrücke in den Klammern der Gln. (5.1) und (5.2) werden -0,25. Da die Gesamtstromdichte beim Ausschalten negativ ist, bleibt $v_{\mathrm{a,Filament}}$ stets positiv. Eine Rückwärtsbewegung der anodenseitigen Front im Bereich eines Filaments ist damit ausgeschlossen. Der Faktor -0,25 erklärt auch, warum dynamischer Avalanche in 1D-Strukturen die Frontgeschwindigkeit reduziert, Abschnitt 4.3.

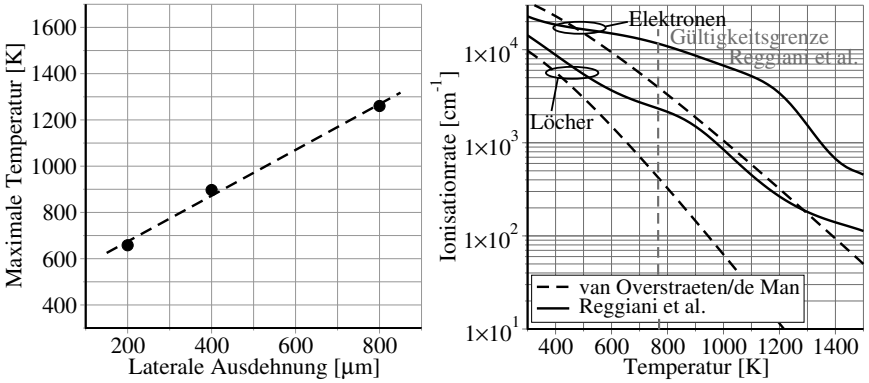


Abb. 5.7 Links: Maximale Temperatur im kathodenseitigen Filament während des Ausschaltens von Diode 4, Tabelle 3.3 in Abhängigkeit von der lateralen Ausdehnung der simulierten Struktur (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 5; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; $j_{\mathrm{F}} = 122\,\mathrm{A/cm^2} = 2\,j_{\mathrm{nenn}}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}280\,\mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 4400\,\mathrm{V}$, $T_{\mathrm{init}} = 400\,\mathrm{K}$, $\mathrm{R} = 2\,\Omega$; die gestrichelte Linie ist eine lineare Interpolation). **Rechts:** Stoßionisationsraten von Reggiani *et al.* und von van Overstraeten/de Man in Abhängigkeit von der Temperatur ($E = 4{\times}10^5\,\mathrm{V/cm}$). Reggiani *et al.* geben die Gültigkeitsgrenze ihres Modells bei 773 K an.

In 2D und 3D-Strukturen vergrößert sich jedoch die Frontgeschwindigkeit im Bereich des Filaments, weil die Gesamtstromdichte j im Bereich des Filaments um ein Vielfaches größer ist als außerhalb.

Weiterhin zeigt Gl. (5.2), dass auch die kathodenseitige Frontgeschwindigkeit unter den hier gemachten Voraussetzungen im Bereich des Filaments positiv ist. Das heißt, die Sättigung der Driftgeschwindigkeiten im Gebiet hoher elektrischer Feldstärke ist für die Rückwärtsbewegung der kathodenseitigen Front verantwortlich. Dies führt dazu, dass ein kathodenseitiges Filament dazu neigt festzustehen.

5.1.3 Thermische Bewegung

Ist ein Filament lokal feststehend, so kommt es zu einer starken Erwärmung im Bereich des Filaments. Abb. 5.7, links zeigt die maximale Temperatur im kathodenseitigen Filament in Abhängigkeit von der lateralen Ausdehnung der simulierten Dioden. Bei allen drei simulierten Strukturen ist das kathodenseitige Filament feststehend. Da in der kathodenseitigen Raumladungszone nahezu der gesamte Strom durch ein einziges Filament fließt, erhöht sich die Stromdichte im Filament mit größerer lateraler Ausdeh-

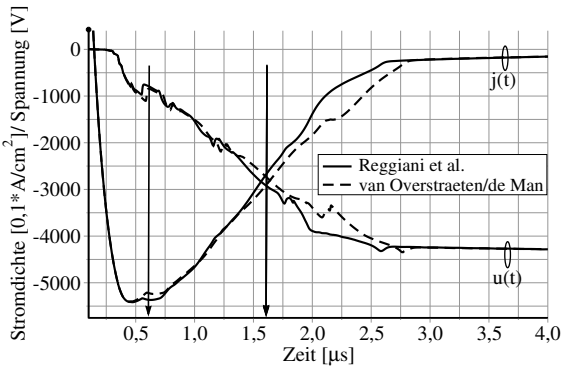


Abb. 5.8 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 4, Tabelle 3.3 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 4, jedoch mit unterschiedlichen Stoßionisationsmodellen; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; laterale Ausdehnung = 800 µm, $j_{\mathrm{F}} = 244\,\mathrm{A/cm^2} = 4\,j_{\mathrm{nenn}}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}280\,\mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 4400\,\mathrm{V}$, $T_{\mathrm{init}} = 400\,\mathrm{K}$, $\mathrm{R} = 2\,\Omega$).

nung der Struktur und damit steigt auch die lokale Temperaturanhebung. Die absoluten Werte für die Temperaturen sind jedoch kritisch zu sehen, da die vom Bauelementesimulator benutzten physikalischen Modelle (Abschnitt 3.1) für solch hohe Temperaturen nicht evaluiert sind. Dennoch lässt Abb. 5.7, links die Vermutung zu, dass in realen 3D-Strukturen, die eine wesentlich größere laterale Ausdehnung haben, die Schmelztemperatur von Silizium ($T = 1693\,\mathrm{K}$) im Filament erreicht werden kann.

In [NFSKW06] wird jedoch für eine 1000 µm breite Struktur gezeigt, dass sich ein kathodenseitiges Filament aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten der Stoßionisationsraten bewegen kann. Im Unterschied zu den Simulationen für Abb. 5.7, links, welche das Stoßionisationsmodell von Reggiani *et. al.* verwenden, wurde für die Simulationen in [NFSKW06] das Stoßionisationsmodell von van Overstreaten/de Man benutzt. Bei diesem Modell ist der negative Temperaturkoeffizient absolut betrachtet größer (Abb. 5.7, rechts). Damit ist die Motivation für ein Filament sich an einen benachbarten Ort niedrigerer Temperatur zu bewegen größer. Das heißt, wird das van Overstraeten/de Man-Modell verwendet, bewegt sich ein Filament schon bei geringeren Temperaturgradienten. Die Diode 4 wurde mit einer lateralen Ausdehnung von 800 µm zum Vergleich mit beiden Stoßionisationsmodellen simuliert (Abb. 5.8). Die Schaltbedingungen sind extrem ($j_{\mathrm{F}} = 4\,j_{\mathrm{nenn}}$), um eine hohe Stromdichte im kathodenseitigen Filament zu erzeugen. Die Strom- und Spannungsverläufe unterscheiden sich

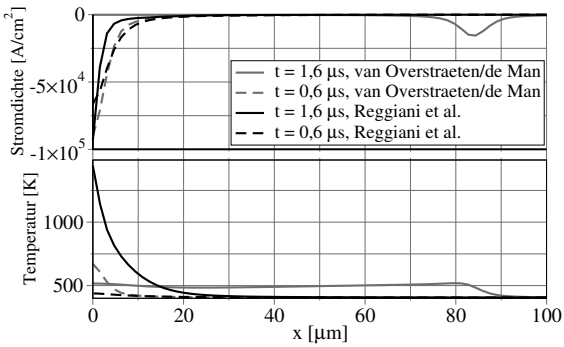


Abb. 5.9 Stromdichte (vertikale Komponente) und Temperatur bei $t =$ 0,6 µs und $t =$ 1,6 µs des Ausschaltvorgangs Abb. 5.8, lateraler Schnitt durchs Stromdichtemaximum bei $y =$ 668,7 µm.

nur geringfügig. In beiden Simulationen befindet sich das kathodenseitige Filament zum Zeitpunkt 0,6 µs bei $x =$ 0 µm (Abb. 5.9). Bei 1,6 µs hat sich das Filament in der Simulation mit dem van Overstraeten/de Man-Modell vom Rand gelöst und befindet sich bei etwa 82 µm. Zu erkennen ist der laterale Versatz zwischen Stromdichtemaximum und Temperaturmaximum [NFSKW06]. Das Filament wird durch den hohen Temperaturgradienten getrieben. Neben dem betragsmäßig höheren Temperaturkoeffizient der van Overstraeten/de Man-Stoßionisationsraten, gibt es einen zweiten Aspekt der die Filamentbewegung begünstigt. Das kathodenseitige Filament ist bei 0,6 µs schmaler als in der Simulation mit dem Reggiani *et. al.*-Modell. Dadurch ist die Temperatur im Filamentzentrum und der Temperaturgradient höher.

Es stellt sich die Frage, ob eine thermische Bewegung prinzipiell auch bei Verwendung des Reggiani *et. al.*-Modells auftreten kann. Eine Simulation von Diode 4 mit größerer lateraler Ausdehnung ist aufgrund des extrem hohen Rechenaufwands derzeit nicht möglich. Um das Verhalten in breiten Strukturen dennoch zu untersuchen, wird ein Modell der kathodenseitigen Raumladungszone herausgelöst simuliert. Dies ist möglich, da sich die Weite der kathodenseitigen Raumladungszone nach der Entstehung des Filaments kaum noch ändert (Abb. 5.2). Der Ladungsträgerberg (LTB) wird durch ein Elektronen injizierendes n^+-Gebiet ersetzt (Abb. 5.10, links). Dieses Vorgehen ist analog zum Löcher injizierenden p-Gebiet, das in Abschnitt 2.4.2 zur Charakterisierung der anodenseitigen Raumladungszone verwendet wurde. Das Modell der kathodenseitigen Raumladungszone wird zu Beginn mittels einer quasistationären Simulation mit einem Strom

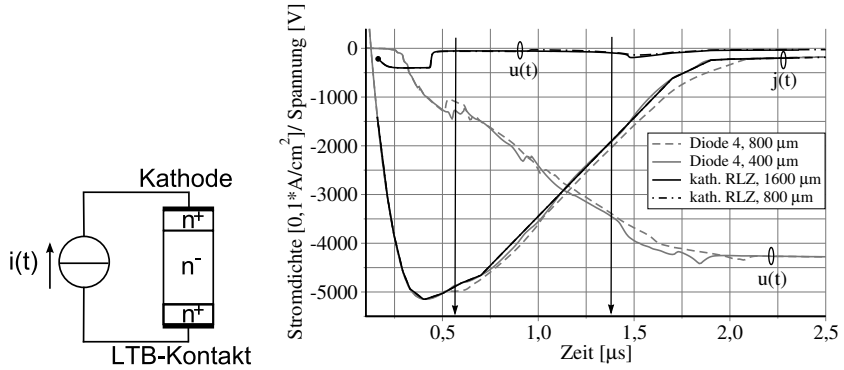


Abb. 5.10 Links: Simulationsschaltung zur Untersuchung des Filamentverhaltens in der kathodenseitigen Raumladungszone bei vorgegebenem Verlauf der Rückstromdichte. **Rechts:** Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 4, Tabelle 3.3 und Verlauf der Stromdichtevorgabe für die Simulation einer der kathodenseitigen Raumladungszone ähnlichen n^+-n^--n^+-Struktur. Ebenfalls eingezeichnet sind die simulierten Spannungsabfälle über die n^+-n^--n^+-Struktur. (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 4; τ_{max}-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; Schaltbedingungen siehe Abb. 5.1).

belastet, der dem Rückstrom kurz vor dem Zeitpunkt der Filamentbildung in den Ausschaltsimulationen entspricht. In der folgenden elektrothermischen transienten Simulation wird das Modell der kathodenseitigen Raumladungszone mit dem simulierten Stromverlauf der 400 µm Struktur (Abb. 5.1) belastet. Die Stromdichteverläufe und Zeitpunkte der kathodenseitigen Filamentierung sind für die 400 µm und 800 µm breiten Strukturen fast identisch (Abb. 5.10, rechts), so dass die Annahmen für Strukturen größerer lateraler Weite gerechtfertigt sind. Wie bei der Ausschaltsimulation ist auch in der Simulation der kathodenseitigen Raumladungszone mit der 800 µm-Strukturweite das Filament am Ort seines Entstehens fixiert (Abb. 5.11). In der 1600 µm Struktur löst sich jedoch das Filament vom Rand und befindet sich zum Zeitpunkt $t = 1{,}36$ µs bei etwa 29 µm. Schon bei 0,56 µs ist die Stromdichte im Vergleich zur 800 µm-Struktur deutlich angehoben. Das bedingt einen höheren Temperaturanstieg im Filament und einen größeren Temperaturgradient zu den Bereichen außerhalb des Filaments. Dies führt schließlich zur thermischen Filamentbewegung. Die maximale Temperatur in der 800 µm-Struktur liegt mit 1360 K nahe am Ergebnis der Ausschaltsimulation von Diode 4 (Abb. 5.7, links). In der 1600 µm-Struktur bleibt das Filament bis ca. 0,56 µs am Rand, was zu einer Temperaturanhebung auf 1160 K führt. Danach beginnt sich das Fi-

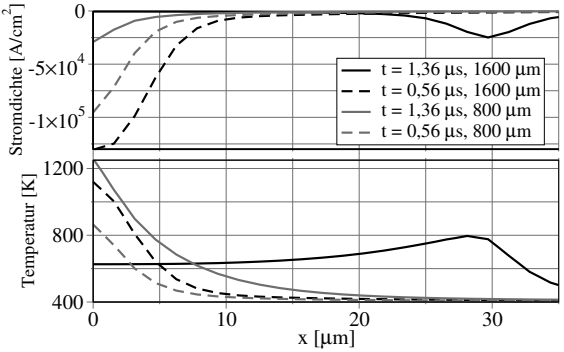


Abb. 5.11 Stromdichte (vertikale Komponente) und Temperatur am n^--n^+-Übergangs bei $t = 0{,}56$ µs und $t = 1{,}36$ µs für die Simulation der kathodenseitigen Raumladungszone mit lateralen Ausdehnungen von 800 µm und 1600 µm, Abb. 5.10.

lament zu bewegen und die maximale Temperatur sinkt. Die Bewegung des Filamentes schützt das Bauelement vor einer starken lokalen Erwärmung bis zur Schmelztemperatur. Mit den simulierten Temperaturen wird der Gültigkeitsbereich der verwendeten Stoßionisationsparameter verlassen. Die Grenze liegt nach [RGR+05] bei 773 K. Aus den Ergebnissen lassen sich daher keine quantitativen Schlüsse ziehen.

Die Simulationen zeigen, dass sich ein Diodenausfall mit einer punktförmigen Aufschmelzung des Siliziums nicht allein mit der Frontdynamik erklären lässt. Bei hohen Temperaturen bewegt sich ein kathodenseitiges Filament thermisch. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit bereits veröffentlichten Arbeiten [NFSKW06]. Die Frage ist, ob die thermische Bewegung ausreicht, um eine Zerstörung zu verhindern. Im nächsten Kapitel wird geklärt, welche zusätzlichen Mechanismen eine Zerstörung erklären können.

5.2 Zerstörungsmechanismus

5.2.1 Zerstörung durch ein kathodenseitiges Filament

Abb. 5.12 zeigt beispielhaft den Strom- und Spannungsverlauf während eines zerstörerischen Ausschaltvorgangs einer 3,3 kV SPEED-Diode. Bei etwa 3,3 µs kommt es zum thermischen Weglaufen: der Diodenstrom steigt steil an, während die Diode ihre Sperrfähigkeit verliert. Ausfallbilder zeigen punktförmige Aufschmelzungen des Chips (ähnlich Abb. 2.21). Im thermi-

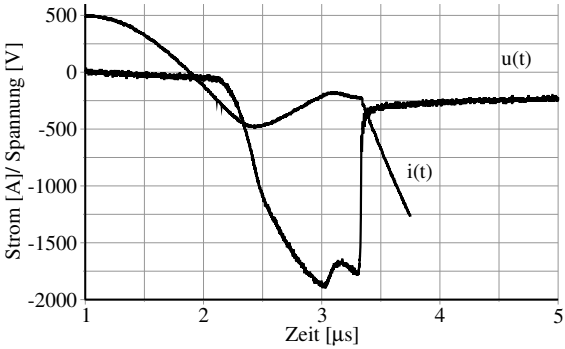


Abb. 5.12 Gemessener Diodenstrom und gemessene Diodenspannung während des Ausschaltens einer 3,3 kV SPEED-Diode aus dem doppelten Nennstrom mit einer Schaltspannung von 2500 V. Hierbei wird die Diode zerstört. (Messung von Manfred Pfaffenlehner).

schen Weglaufen wirkt ein Mechanismus mit einem positiven Temperaturkoeffizienten, andernfalls würde der Stromanstieg begrenzt. Damit kann Lawinengeneration nicht der allein entscheidende Mechanismus sein. Dies ist auch aufgrund der niedrigen Diodenspannung am Ende des Schaltvorgangs anzunehmen. Sie deutet daraufhin, dass die elektrische Feldstärke niedrig ist. Es stellt sich die Frage, welcher Mechanismus während des thermischen Weglaufens wirkt und welche Vorgänge sich vor dem thermischen Weglaufen in der Diode abspielen? Welche Rolle spielen dabei anodenseitige und kathodenseitige Filamente?

Zerstörungssimulation: Zur Untersuchung des Zerstörungsmechanismus wurde Diode 6, Tabelle 3.3, die sich durch ein niedrig dotiertes n^+-Gebiet auszeichnet, mit harten Schaltbedingungen belastet (Abb. 5.13). Wie bei der Messung (Abb. 5.12) kommt es in der Phase der abnehmenden Rückstromdichte plötzlich zu einem starken Stromdichteanstieg, der in der Simulation durch die hohe Schaltinduktivität begrenzt wird. Einhergehend mit dem Rückstromdichteanstieg bricht die Spannung über der Diode ein. Der Stromdichte- und Spannungsverlauf ist charakteristisch für ein thermisches Weglaufen eines Bauelements. Bei der Betrachtung der Stromdichte- und Elektronendichteverteilungen zu bestimmten Zeitpunkten des Ausschaltvorgangs sind verschiedene Aspekte auffällig (Abb. 5.14). Es existiert bereits bei 0,25 µs ein kathodenseitiges Filament, was auf den niedrigen Emitterwirkungsgrad des n^+-Gebiets und die damit einhergehende schnelle Ausdehnung der kathodenseitigen Raumladungszone zu Beginn

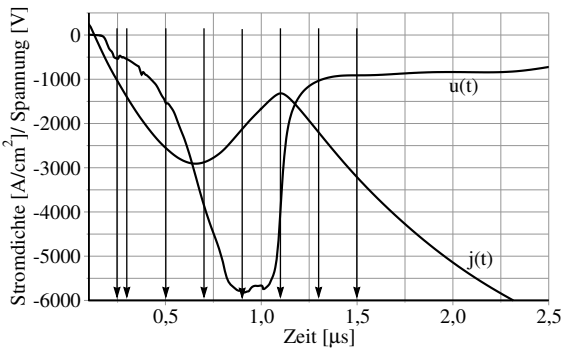


Abb. 5.13 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 6, Tabelle 3.3 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 4; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; laterale Ausdehnung = 800 µm, $j_{\mathrm{F}} = 244\,\mathrm{A/cm^2} = 4\,j_{\mathrm{nenn}}$, $L_{\mathrm{schalt}} =$ 0,14 µH, $U_{\mathrm{bat}} = 4400\,\mathrm{V}$, $T_{\mathrm{init}} = 400\,\mathrm{K}$, $\mathrm{R} = 0{,}1\,\Omega$).

des Ausschaltens zurückzuführen ist. Weiterhin bildet sich wie auch in der Simulation Abb. 5.1 vorerst nur ein einziges anodenseitiges Filament aus. Erst später existieren mehrere anodenseitige Filamente gleichzeitig. Die Entstehung mehrerer anodenseitiger Filamente wird durch die Frontdynamik des Ladungsträgerbergs im Bereich eines Filaments begünstigt: Die Raumladungszone dehnt sich im Bereich eines anodenseitigen Filaments stärker aus. Ab einem bestimmten Zeitpunkt sind die Bedingungen für den dynamischen Avalanche an mehreren Stellen günstiger als im Filament. Ist der Rückstrom weiter gestiegen, können mehrere anodenseitige Filamente gleichzeitig entstehen. Dabei erlischt das ursprüngliche Filament. Bei 0,5 µs gibt es zwei anodenseitige Filamente und bei 0,7 µs acht anodenseitige Filamente. Kathodenseitig verhindert die geschrumpfte Raumladungszone im Bereich des Filaments die Ausbildung weiterer Filamente. Im Gegensatz zur Simulation in Abb. 5.1 ist die Elektronendichte im Bereich des kathodenseitigen Filaments ($> 2{\times}10^{17}\,\mathrm{cm^{-3}}$) deutlich größer als im Ladungsträgerberg. Das Zentrum des kathodenseitigen Filaments ist vom Diodenrand ($x = 800$ µm) beabstandet. Bei $t = 0{,}9$ µs hat sich gegenüber vom kathodenseitigen Filament ein anodenseitiges Filament gebildet. Beide Filamente berühren sich. Der Ladungsträgerberg ist zu diesem Zeitpunkt schon erschöpft. Zum Rückstromdichteanstieg kommt es jedoch erst 0,2 µs später (Abb 5.13). Während des thermischen Weglaufens bleibt das durchgängige Filament ortsfest stehen.

Stromfilamente können eine punktförmige Zerstörung der Diode verursachen, wenn sie lokal feststehen und einen hohen Strom leiten. Dies trifft

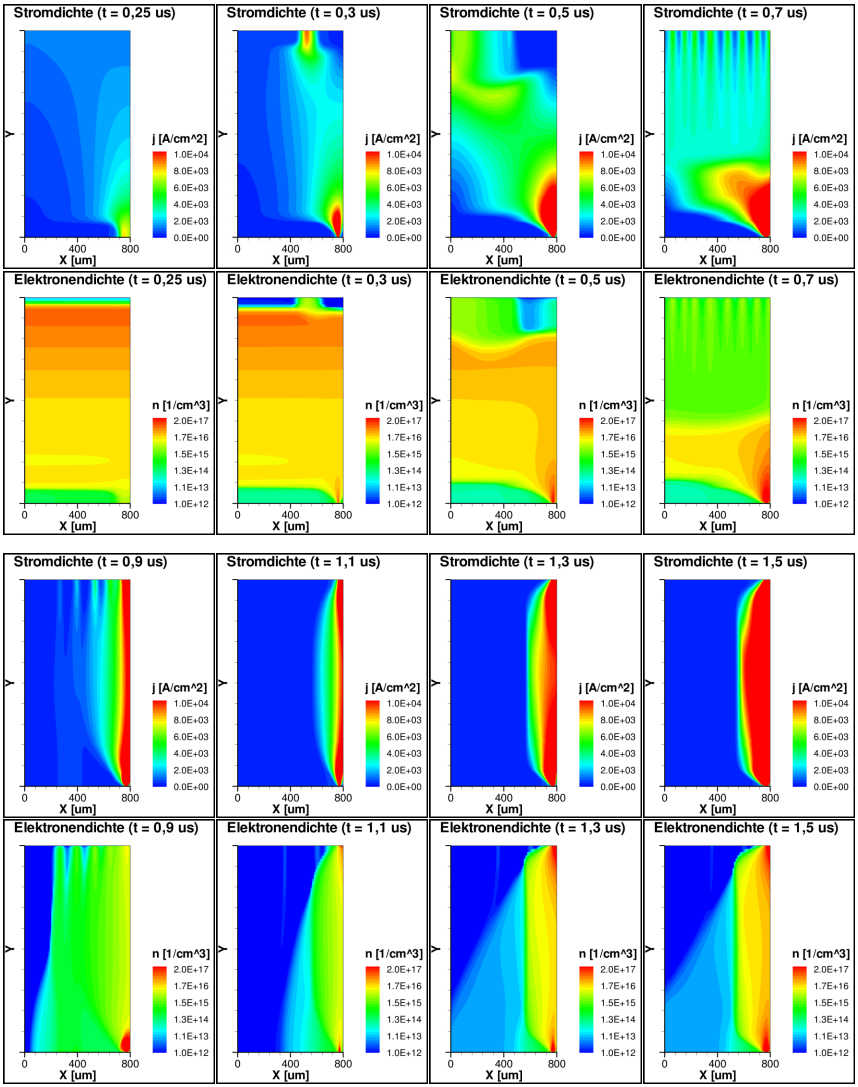


Abb. 5.14 Stromdichte und Elektronendichte während des Ausschaltvorgangs zu bestimmten Zeitpunkten markiert in Abb. 5.13 (oben: Anode, unten: Kathode)

in der Simulation Abbn. 5.13 und 5.14 für das kathodenseitige Filament zu. Zur Analyse des Zerstörungsmechanismus sind einige physikalische Größen im Bereich des kathodenseitigen und anodenseitigen Filaments extrahiert[1] (Abb. 5.15). Daran lässt sich die Zerstörung anhand von sechs Phasen erklären.

- **Phase 1 - Bildung eines kathodenseitigen Filaments** (bis 0,24 µs): Die Stromdichte in der kathodenseitigen Raumladungszone steigt, weil die Rückstromdichte steigt. Die Stromdichte und die elektrische Feldstärke sind lateral homogen verteilt. Bei etwa 0,24 µs destabilisiert sich die gleichförmige Stromdichteverteilung in der Nähe der Kathodenseite, was zur Bildung eines kathodenseitigen Filaments führt.

- **Phase 2 - Kompensation des n^+-Gebiets (Oberflächen-Punch-Through)** (0,24 - 0,37 µs): Das kathodenseitige Filament führt nahezu den gesamten Diodenstrom. Daher steigen die maximalen Ladungsträgerdichten, $n_{\max}$, $p_{\max}$. Dadurch wird die Dichte der ionisierten Donatoren N_{D}^{+} schrittweise durch die hohe Elektronendichte im Bereich des Filaments kompensiert. Es kommt zum Oberflächen-Punch-Through bei 0,25 µs (nach der Definition in Fußnote 3 auf Seite 18). Das Maximum der elektrischen Feldstärke, $E_{\max}$, bewegt sich weiter in Richtung Kathodenkontakt. Die elektrische Feldstärke am Kathodenkontakt, E_{kontakt}, steigt und erreicht ihren Maximalwert bei 0,37 µs.

- **Phase 3 - Übergang in ein thermisch-generiertes Filament** (0,37 - 0,53 µs): Am Anfang dieser Phase erhöht sich der Spitzenwert der elektrischen Feldstärke weiter, was zu einem Anstieg der Lawinengenerationsrate $G_{\mathrm{ava,max}}$ führt. Zur gleichen Zeit erhöht sich die maximale Temperatur $T_{\max}$ stark aufgrund der hohen Stromdichte im Filament. Die hohe Temperatur im Bereich des Filaments führt zu einem Anstieg der maximalen Augergenerationsrate, $G_{\mathrm{Aug,max}}$. Zusätzliche Ladungsträger werden aus dem Kathodenkontakt injiziert, der als ideal ohmsch angenommen wurde. Aufgrund der hohen Elektronen- und Löcherdichte ($\mathrm{n} \approx \mathrm{p}$) sinken die Gradienten der elektrischen Feldstärke. Dies führt zu einem Sinken der elektrischen

[1] Zur Extraktion wurde jeweils die Position der maximalen anodenseitigen/kathodenseitigen Stromdichte (Betrag) bestimmt und die Diode an diesen Stellen vertikal geschnitten. Danach erfolgte eine Auswertung entlang dieser Schnittachsen. Die mit „Kontakt“ indizierten Werte bezeichnen die Werte bei $\mathrm{y} = 0$ (anodenseitig) bzw. bei $\mathrm{y} = 670$ µm (kathodenseitig).

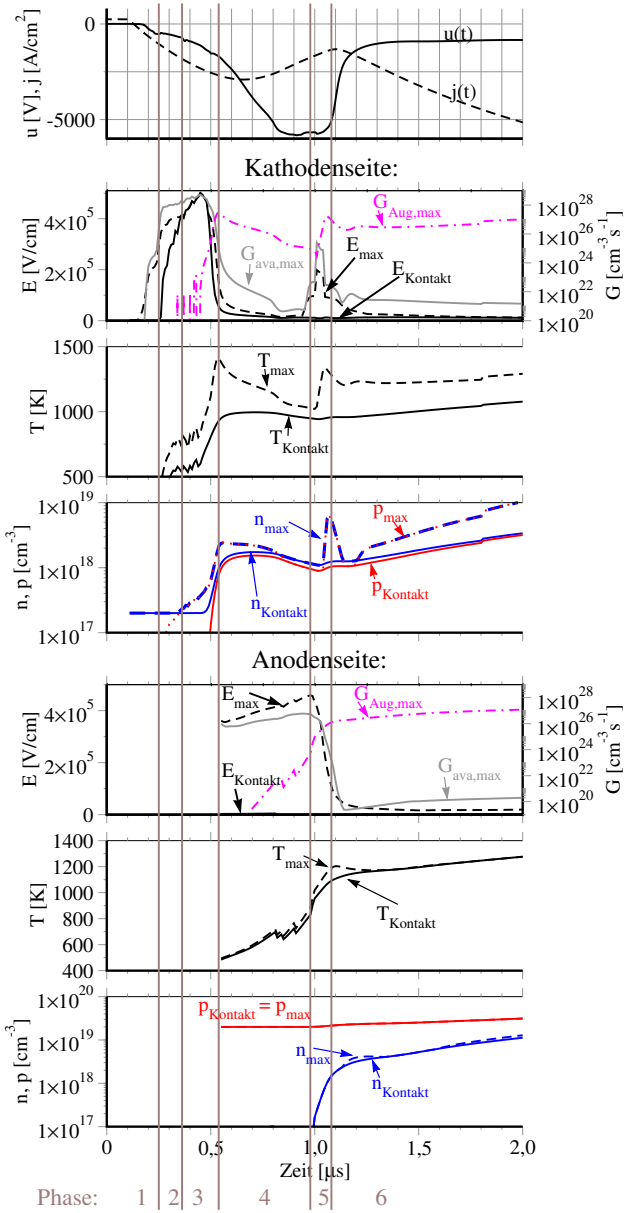


Abb. 5.15 Verschiedene physikalische Werte an der Position des kathodenseitigen und anodenseitigen Filaments während des Ausschaltvorgangs in Abb. 5.13.

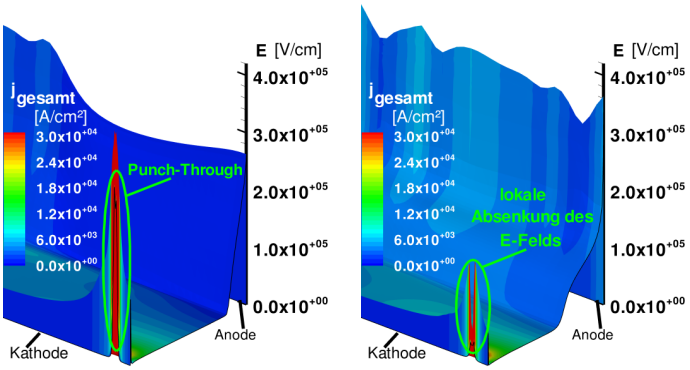


Abb. 5.16 Elektrische Feldstärke (Profil) und Stromdichte (Farbskala) im Bereich des kathodenseitigen Filaments während des Oberflächen-Punch-Throughs; **Links:** $t = 0{,}5$ µs, **Rechts:** $t = 0{,}6$ µs.

Feldstärke selbst und damit auch zu einer Reduktion der Lawinengenerationsraten. Aus dem durch Lawinengeneration hervorgerufenen Filament hat sich ein thermisch-generiertes Filament gebildet. Der Begriff „thermisch-generiertes Filament“ meint ein Filament, das durch eine starke Ladungsträgergeneration, welche ihre Ursache in Mechanismen mit einem positiven Temperaturkoeffizient hat, aufrechterhalten wird. Die Abb. 5.16 zeigt die Verteilung der elektrischen Feldstärke und der Stromdichte am Ende von Phase 3 und am Beginn von Phase 4. Bei 0,5 µs existiert bereits ein Oberflächen-Punch-Through, jedoch ist das Maximum der elektrischen Feldstärke immer noch im Filamentzentrum. Bei 0,6 µs ist die elektrische Feldstärke deutlich gesunken. Es gibt zwei kleine Feldspitzen neben dem Filamentzentrum. Der Hauptstrom fließt jedoch weiter durch das Filamentzentrum.

- **Phase 4 - Bildung eines einzelnen anodenseitigen Filaments** (0,53 - 0,98 µs): Während Phase 4 bleibt die kathodenseitige Augergeneration hoch. Die kathodenseitige Kontakttemperatur ist auch nahezu konstant in dieser Phase. Die Stelle mit der höchsten Temperatur bewegt sich in Richtung Kathodenkontakt. Die Konzentration freier Ladungsträger bleibt bei einem Niveau von etwa $1{\times}10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ ebenfalls sehr hoch. Während der Phase 4 verringert sich die Ausdehnung des Ladungsträgerbergs weiter, jedoch nicht im Bereich des kathodenseitigen Filaments. Die sehr starke Ladungsträgerge-

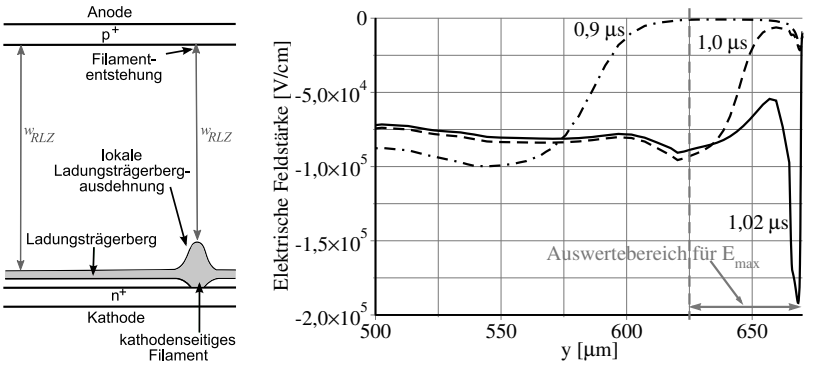


Abb. 5.17 Links: Schematische Darstellung der lokalen Ladungsträgerbergausdehnung in Richtung Anode aufgrund der Anhebung der Ladungsträgerdichten vor dem kathodenseitigen Filament. **Rechts:** Elektrische Feldstärke (vertikale Komponente) im kathodenseitigen Filament vor und während der Phase 5.

neration erhöht die Ladungsträgerniveau im Ladungsträgerberg vor dem kathodenseitigen Filament (Abb. 5.14, 0,7 µs) und verringert die Weite der anodenseitigen Raumladungszone w_{RLZ} an der Stelle des kathodenseitigen Filaments (Abb. 5.17, links). Dadurch kommt es an dieser Stelle zur Ausbildung eines durch Lawinengeneration hervorgerufenen anodenseitigen Filaments. Der Ladungsträgerberg wird weiter abgebaut und wird sehr schmal. Am Ende von Phase 4 erschöpft sich der Ladungsträgerberg außerhalb des Filaments. Alle anodenseitigen Filamente verschwinden, außer das eine anodenseitige Filament, welches durch das gegenüberliegende kathodenseitige Filament mit Ladungsträgern gespeist wird. Danach existiert ein einzelnes durch Lawinengeneration hervorgerufenes anodenseitiges Filament und ein einzelnes thermisch-generiertes kathodenseitiges Filament. Beide sind durch einen kleinen lokalen Ladungsträgerberg voneinander getrennt.

- **Phase 5 - Übergang in ein thermisch-generiertes anodenseitiges Filament** (0,98 - 1,08 µs): Die Temperatur im anodenseitigen Filament ist auf einen hohen Wert gestiegen. Augergeneration findet statt, was zu einer hohen Konzentration an freien Ladungsträgern führt. Zusätzliche Ladungsträger werden durch den anodenseitigen Halbleiter-Metall-Kontakt injiziert. Obwohl die elektrische Feldstärke am Anodenkontakt relativ gering ist (1150 V/cm^2 bei 1 µs), reicht sie aus, um die Elektronen in Richtung Kathode zu beschleunigen.

Wegen der hohen Konzentration an freien Ladungsträgern im Bereich des hohen elektrischen Feldes sinkt die elektrische Feldstärke und das durch Lawinengeneration hervorgerufene Filament geht über in ein thermisch-generiertes Filament ähnlich wie zuvor auf der Kathodenseite. Zur gleichen Zeit verringert sich der lokale Ladungsträgerberg zwischen beiden Raumladungszonen (Abb. 5.17, rechts). Die anodenseitige Raumladungszone dehnt sich in Richtung Kathode aus, wodurch die elektrische Feldstärke vor der Kathode bei 1,02 µs ansteigt. Die Löcher werden in Richtung Anode abgebaut und die Raumladung wird negativ ($n > N_D^+ + p$). Es entsteht kurzzeitig ein kathodenseitiges Gebiet hoher elektrischer Feldstärke. Durch die hohe Lawinengeneration erhöht sich die Temperatur und mit ihr die Ladungsträgerinjektion aus dem Halbleiter-Metall-Kontakt und die Augergeneration. Beide Mechanismen erhöhen die Ladungsträgerdichten weiter, was zum Sinken der elektrischen Feldstärke und der Lawinengenerationsrate führt. Das Wiedererscheinen des kathodenseitigen Gebiets hoher elektrischer Feldstärke ist im Spannungsverlauf durch ein zweites Spannungsmaximum zu erkennen (Abb. 5.13). Am Ende von Phase 5 existiert ein thermisch-generiertes Filament, was den Anodenkontakt und den Kathodenkontakt miteinander verbindet.

- **Phase 6 - Thermisches Weglaufen** (ab 1,08 µs): Es kommt zu einer Mitkopplung zwischen zwei Gebieten mit hoher Ladungsträgergeneration. Das Filament dehnt sich in lateraler Richtung aus. Es existiert ein hochleitfähiger Kanal zwischen Anoden- und Kathodenkontakt. Die Diode verliert ihre Sperrfähigkeit. Die Feldspitzen neben dem Filament sinken. Die Temperatur, die Ladungsträgerdichten und die Stromdichte steigen im Filament weiter stark an. Letztendlich wird die Schmelztemperatur des Siliziums erreicht. Die Temperatur am Kathodenkontakt ist am geringsten, da die Diode auf dieser Seite gekühlt wird.

Diskussion der Simulation: In der gezeigten Zerstörungssimulation triggert ein kathodenseitiges Filament ein durchgehendes Filament. Am Ort des durchgehenden Filaments kommt es zum lokalen thermischen Weglaufen. Kathodenseitige Filamente bewegen sich aufgrund der lokalen Erwärmung. Die Fixierung des Filaments erfolgt in Phase 2 durch den kathodenseitigen Oberflächen-Punch–Through. Der Oberflächen-Punch-Through führt zu einer weiteren Verringerung der Raumladungszone im Bereich

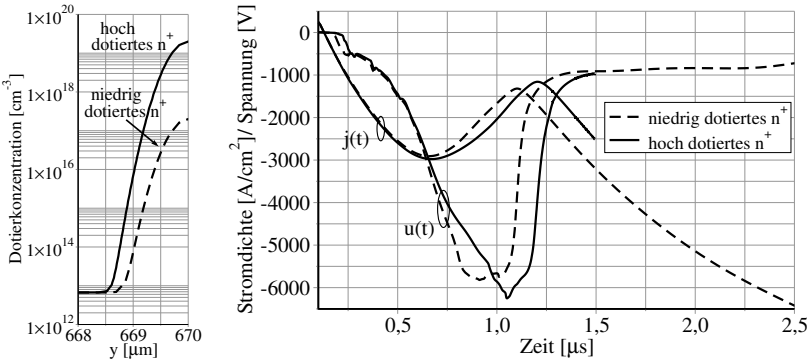


Abb. 5.18 Links: Dotierprofile vor der Kathode der Diode mit hoch dotiertem n^+-Gebiet und der Diode mit niedrig dotiertem n^+-Gebiet. **Rechts:** Spannung und Stromdichte während des Ausschaltvorgangs der Diode mit hoch dotiertem n^+-Gebiet und der Diode mit niedrig dotiertem n^+-Gebiet (Abb. 5.13) (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 4; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; laterale Ausdehnung = 800 µm, $j_F = 244\,A/cm^2 = 4\,j_{nenn}$, $L_{schalt} = 0{,}14$ µH, $U_{bat} = 4400$ V, $T_{init} = 400$ K, R = 0,1 Ω).

des Filaments und zu einem starken Anstieg der elektrischen Feldstärke. Dadurch steigt die Lawinengeneration sehr stark an, was zu einem starken Temperaturanstieg führt. Die Fixierung des kathodenseitigen Filaments aufgrund des Oberflächen-Punch-Throughs wurde in dieser Simulation durch die niedrige Dotierkonzentration des n^+-Gebiets unterstützt. Die Frage ist, ob mit dem vorgestellten Mechanismus auch die Zerstörung einer realen Diode, die ein hoch dotiertes n^+-Gebiet hat, erklärt werden kann. Aus diesem Grund wurde die Dotierkonzentration des n^+-Gebiets erhöht (Abb. 5.18, links, $N_{peak,k} = 2{\times}10^{19}\,cm^{-3}$, $FWHM_k = 0{,}59$ µm). Der simulierte Spannungs- und Stromdichteverlauf dieser Diode zeigt eine Zerstörung ungefähr 0,1 µs später verglichen zur Diode mit einem niedrig dotierten n^+-Gebiet (Abb. 5.18, rechts). Diese Verzögerung hat zwei Ursachen. Die erste ist, dass aufgrund der hohen Dotierkonzentration das Plasmaniveau vor dem n^+-Gebiet im Durchlass deutlich höher ist, wodurch es erst später zur Bildung der kathodenseitigen Raumladungszone und zur Entstehung eines kathodenseitigen Filaments kommt. Die Filamententstehung kann durch kleine Diskontinuitäten im Spannungsverlauf detektiert werden, die in der Diode mit hoch dotiertem n^+-Gebiet etwa 0,03 µs später auftreten. Die zweite Ursache ist, dass die hohe n^+-Dotierung einen frühen Oberflächen-Punch-Through verhindert. Bei 1,0 µs bewegt sich das kathodenseitige Filament immer noch aufgrund des negativen Temperatur-

koeffizienten der Stoßionisationsraten mit einer Geschwindigkeit von etwa 100 µm/µs. Phase 2 und 3 treten nicht auf. Die Diode geht direkt in Phase 4 über. Ein einzelnes anodenseitiges Filament tritt am Ort des kathodenseitigen Filaments auf. Im Gegensatz zu der Zerstörungssimulation der Diode mit niedrig dotiertem n^+-Gebiet sind beide Filamente (anodenseitiges und kathodenseitiges Filament) zum Zeitpunkt der Ladungsträgerbergerschöpfung immer noch durch Lawinengeneration hervorgerufen. Nach der Ladungsträgerbergerschöpfung gibt es eine Mitkopplung zwischen beiden Generationsgebieten, die zu einer starken lokalen Erwärmung und zu einer Transformation der durch Lawinengeneration hervorgerufenen Filamente in thermisch-generierte Filamente führt. Die Situation ist dann die gleiche wie in der bereits diskutierten Simulation: ein durchgehendes thermisch-generiertes Filament führt zum thermischen Weglaufen. Diese Simulation zeigt, dass je höher die Dotierkonzentration des n^+-Gebiets, desto später kommt es zur Zerstörung. Auch in einer Diode mit hoch dotiertem n^+-Gebiet, die einen frühen Oberflächen-Punch-Through verhindert, kann eine Zerstörung erklärt werden, wenn ein kathodenseitiges Filament auftritt. Das Auftreten eines kathodenseitigen Filaments wird als Ursache für eine punktförmige Zerstörung in der Chipfläche einer Diode gesehen.

5.2.2 Zerstörung im SSCM

Unter sehr harten Schaltbedingungen, geht die Diode in den SSCM (Abb. 5.19). Auch im SSCM kann es zum thermischen Weglaufen kommen. Der Rückstrom steigt auch hier plötzlich stark an und die Spannung über der Diode bricht zum gleichen Zeitpunkt ein. Typisch für den SSCM ist, dass sich das Ladungsträgerplasma beidseitig abbaut und sich der Ladungsträgerberg bei einem hohen Rückstrom erschöpft. Der Verlauf der elektrischen Feldstärke wird sprungartig trapezförmig. Dies ist verbunden mit einem starken Spannungsanstieg. Über der Diode fällt eine große Spannung ab und gleichzeitig ist der Strom noch sehr hoch. Gibt es vor dem SSCM bereits kathodenseitige Filamente, so kann im SSCM durch die hohe Verlustenergie aus dem durch Lawinengeneration hervorgerufenen Filament ein thermisch-generiertes Filament entstehen. Die Wirkmechanismen sind dabei die gleichen wie beim zuvor beschriebenen Zerstörungsmechanismus ohne SSCM: die hohe Trägerdichte und die lokale Erwärmung führen zur Augergeneration und zum Oberflächen-Punch-Through verbunden mit einer Ladungsträgerinjektion aus dem Halbleiter-Metall-Kontakt. Bevor das Bauelement in den SSCM wechselt, existiert nur ein kathodenseitiges Filament (Abb. 5.20). Aufgrund des verstärkten Ladungsträgerbergabbaus im Bereich des anodenseitigen Filaments, erschöpft sich

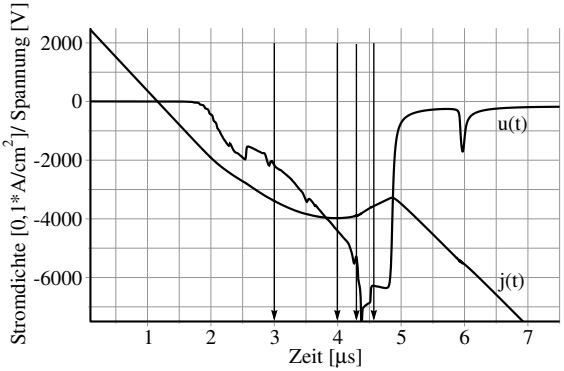


Abb. 5.19 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 4, Tabelle 3.3 mit sehr hoher Schaltinduktivität (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 4; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; laterale Ausdehnung = 800 µm, $j_{\mathrm{F}} = 244\,\mathrm{A/cm^2} = 4\,j_{\mathrm{nenn}}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 5{,}789$ µH, $U_{\mathrm{bat}} = 4400\,\mathrm{V}$, $T_{\mathrm{init}} = 400\,\mathrm{K}$, $\mathrm{R} = 0$).

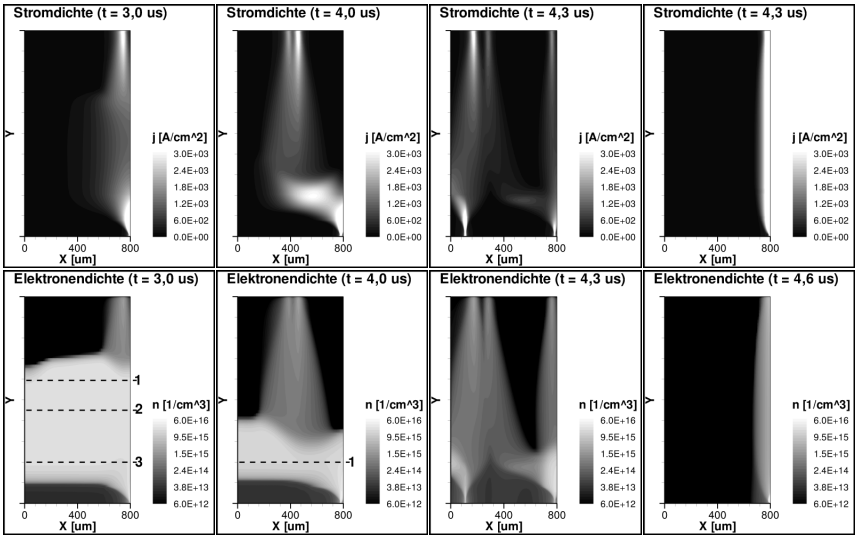


Abb. 5.20 Stromdichte und Elektronendichte während des Ausschaltvorgangs zu bestimmten Zeitpunkten markiert in Abb. 5.19 (oben: Anode, unten: Kathode)

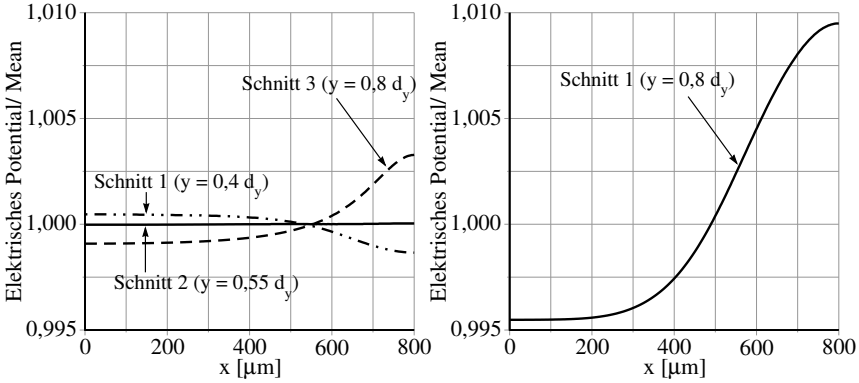


Abb. 5.21 Elektrisches Potential in lateraler Richtung für die in Abb. 5.20 markierten Positionen der lateralen Schnitte **Links:** t = 3,0 µs. **Rechts:** t = 4,0 µs.

der Ladungsträgerberg jedoch nicht homogen ($t = 4{,}0$ µs). Dabei entsteht ein zweites kathodenseitiges Filament. Zur Erklärung dieses Phänomens sei das elektrische Potential im Ladungsträgerberg betrachtet (Abb. 5.21, links). Bei t = 3,0 µs variiert das elektrische Potential in lateraler Richtung im Bereich der Ladungsträgerbergfronten aufgrund der unterscheidlich ausgedehnten Raumladungszonen. Die Potentialunterschiede gleichen sich jedoch innerhalb des Ladungsträgerberges wieder aus, so dass das elektrische Potential im Ladungsträgerberg in lateraler Richtung nahezu konstant ist. Damit sind die Raumladungszonen durch den Ladungsträgerberg entkoppelt. Die näherungsweise Annahme, dass der Spannungsabfall über den Raumladungszonen an jeder Stelle x gleich groß ist, ist damit gerechtfertigt. Dies gilt jedoch kurz vor der Ladungsträgerbergerschöpfung nicht mehr (Abb. 5.20, t = 4,0 µs). Zu diesem Zeitpunkt sind die Unterschiede in der Ausdehnung der Raumladungszone deutlich größer als die Ausdehnung des Ladungsträgerberges selbst. Da die Ausdehnung der anodenseitigen Raumladungszone im Bereich $0 < x < 150$ µm deutlich kleiner ist als im Bereich 700 µm $< x <$ 800 µm, ist der Spannungsabfall über der anodenseitigen Raumladungszone geringer. Das elektrische Potential bei $y = 0{,}8\,d$ sinkt (Abb. 5.21, rechts). Daher steigt die Spannung, die im Bereich 0 µm $< x <$ 200 µm über der kathodenseitigen Raumladungszone abfällt. Damit verbunden ist ein Anstieg der elektrischen Feldstärke. Im Folgenden wird der Kennlinienast mit negativem differentiellem Widerstand der transienten Kennlinie der kathodenseitigen Raumladungszone erreicht, und es kommt zur Bildung eines weiteren kathodenseitigen Filaments zum Zeitpunkt t = 4,3 µs. Da sich die Umgebung des bereits bestehenden ka-

thodenseitigen Filaments schon stark erwärmt hat, geht dieses kurze Zeit später –im SSCM– in ein thermisch-generiertes Filament über. Zusammen mit dem gegenüber entstandenen anodenseitigen Filament, bildet sich ein durchgehendes Filament, was aufgrund der hohen Ladungsträgergeneration eine sehr hohe Leitfähigkeit hat. Damit fließt nahezu der gesamte Strom über das durchgehende Filament, wodurch das noch vorhandene zweite, durch Lawinengeneration hervorgerufene Filament verlischt.

Denkbar wäre jedoch auch, dass sich in großflächigen Strukturen aus dem zweiten kathodenseitigen Filament mit dem gleichen Mechanismus ein durchgängiges thermisch-generiertes Filament bildet. Auf diese Weise ließen sich Zerstörungsbilder mit zwei (oder mehr) punktförmigen Aufschmelzungen in der aktiven Fläche erklären. Die Entstehung des zweiten kathodenseitigen Filaments ist dabei nicht prinzipiell an den SSCM gebunden.

5.2.3 Einfluss von Feldstoppschichten

Um den Einfluss von Feldstoppschichten auf den beschriebenen Zerstörungsmechanismus aufzuzeigen, wurden zwei weitere Dioden untersucht, die sich von Diode 6 durch zusätzlich eingebrachte Feldstoppschichten (FS) unterscheiden; FS1 mit $C_{\mathrm{peak}} = 1{\times}10^{16}$ cm^{-3} und $FWHM = 16$ µm und FS2 mit $C_{\mathrm{peak}} = 1{\times}10^{16}$ cm^{-3} und $FWHM = 27$ µm. Auch diese Dioden werden beim Schalten mit den selben harten Schaltbedingungen wie in der Simulation Abb. 5.13 zerstört, allerdings ist der Zeitpunkt, an dem die Rückstromdichte stark ansteigt, deutlich später (Abb. 5.22). Je größer die Eindringtiefe der Feldstoppschicht, desto später erfolgt das thermische Weglaufen. Abb. 5.23 zeigt die Stromdichteverteilungen für vier Zeitpunkte während der Entstehung des kathodenseitigen Filaments. In den Dioden mit Feldstoppschichten ist bei 0,25 µs noch kein kathodenseitiges Filament vorhanden. Bei 0,26 µs ist in der Diode mit FS1 die Stromdichte auf der Kathodenseite bereits inhomogen verteilt. Bei FS2 bildet sich etwas später ein Filament. Ursache für die verzögerte Filamentbildung ist die im Vergleich zur Grunddotierung angehobene Dotierung im Bereich der Feldstoppschichten. Dadurch verringert sich der Feldstärkegradient nach

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\varepsilon}(N_{\mathrm{D}}^{+} - n), \tag{5.3}$$

wobei für die kathodenseitige Raumladungszone $n > N_{\mathrm{D}}$ gilt. Mit der Verringerung der Feldstärkegradienten reduzieren sich auch die absoluten Werte der elektrischen Feldstärke. Eine höhere Rückstromdichte ist notwendig

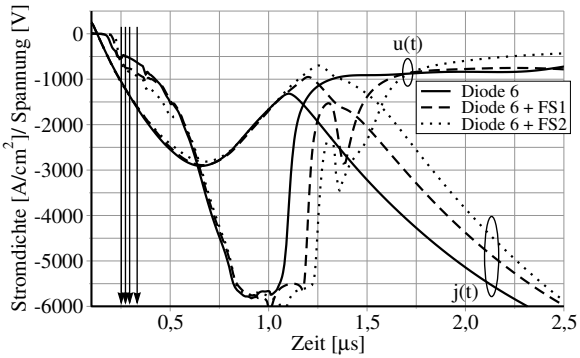


Abb. 5.22 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 6, Diode 6 mit Feldstoppschicht FS1 und Diode 6 mit Feldstoppschicht FS2 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 4; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; laterale Ausdehnung = 800 µm, $j_F = 244\,\mathrm{A/cm^2} = 4\,j_{nenn}$, $L_{schalt} = 0{,}14$ µH, $U_{bat} = 4400$ V, $T_{init} = 400$ K, R = 0,1 Ω).

damit es zum kathodenseitigen dynamischen Avalanche kommt. Die Zerstörung in den Dioden mit Feldstoppschicht erfolgt nach dem gleichen Mechanismus wie die Zerstörung in der Diode ohne Feldstoppschicht. Entscheidend ist die Existenz eines einzelnen kathodenseitigen Filaments. Aufgrund der späteren Filamentbildung, dauert es länger, bis der Ort des Filaments so stark erwärmt ist, dass es zum thermischen Weglaufen kommt.

5.2.4 Diskussion des Zerstörungsmechanismus

Simulierter Zerstörungsmechanismus: In allen vorgestellten Simulationen ist die Bildung eines kathodenseitigen Filaments notwendig für die Diodenzerstörung. Die Verringerung der Weite der kathodenseitigen Raumladungszone im Bereich des Filaments führt dazu, dass die elektrische Feldstärke am Ort des Filaments am höchsten ist. Das verhindert eine schnelle laterale Bewegung des kathodenseitigen Filaments, wie es in den Simulationen für anodenseitige Filamente beobachtet werden kann. Das kathodenseitige Filament bewegt sich in den Simulationen nur aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten der Stoßionisationsraten. Da sich die Raumladungszone im Bereich des kathodenseitigen Filaments verringert, kann das Filament auch nicht verlöschen. Dies wirkt der Bildung mehrerer kathodenseitiger Filamente entgegen. Nahezu der gesamte Strom fließt kathodenseitig über ein einzelnes Filament, welches sich nur langsam bewegt. Dies führt zu einer starken lokalen Erwärmung im Bereich des

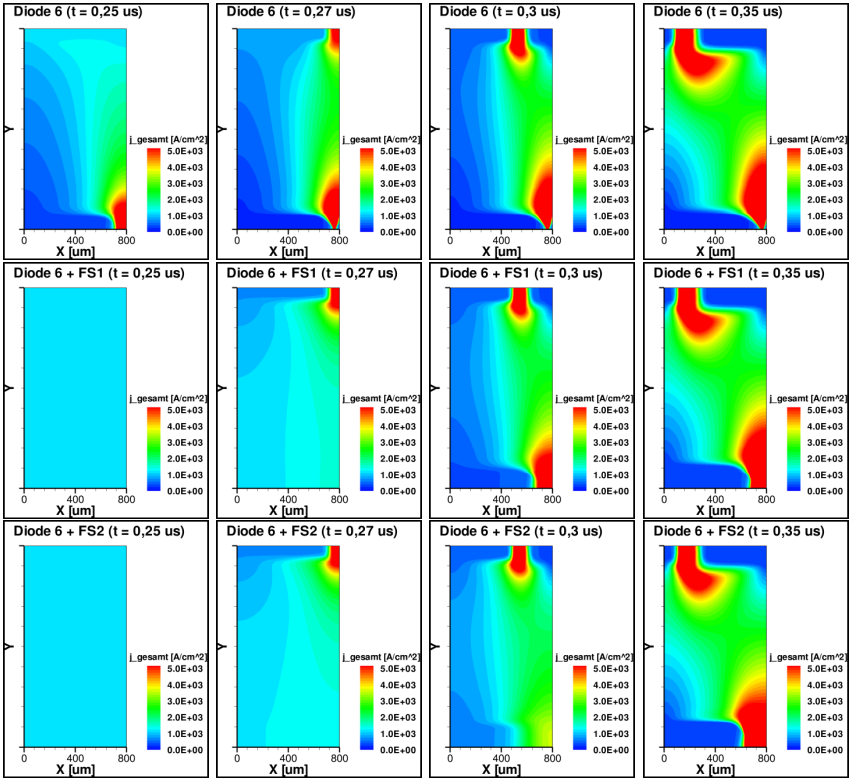


Abb. 5.23 Stromdichte während des Ausschaltvorgangs zu bestimmten Zeitpunkten während der Filamentbildung markiert in Abb. 5.19 (oben: Anode, unten: Kathode)

kathodenseitigen Filaments. Dadurch kommt es zu einer starken lokalen thermischen Ladungsträgergeneration. Die vertikale Ausdehnung des Ladungsträgerbergs verringert sich während des Ausschaltens, jedoch nicht an der Stelle, an der sich das kathodenseitige Filament befindet. Die hohe Ladungsträgerdichte im kathodenseitigen Filament führt zu einer Anhebung des Ladungsträgerplasmas vor dem kathodenseitigen Filament im Bereich des Ladungsträgerbergs und zu einer Verkleinerung der Weite der anodenseitigen Raumladungszone. Dadurch entsteht ein anodenseitiges Filament direkt an der x-Position des kathodenseitigen Filaments. Nach der Erschöpfung des Ladungsträgerbergs verschmelzen beide Filamente zu einem einzigen durchgehenden Filament, das Anode und Kathode miteinander verbindet. Die hohe Dichte von freien Ladungsträgern führt zu einer teilweisen Kompensation der ionisierten Dotanten in den hoch dotierten Gebieten. Es kommt zu Oberflächen-Punch-Throughs. Die elektrische Feldstärke nimmt an der Stelle des Filaments ab, aber die starke lokale Erwärmung zusammen mit der hohen Dichte an freien Ladungsträgern führt zu einem Anstieg der Augergeneration und zu einer Injektion von Ladungsträgern aus dem Halbleiter-Metall-Kontakt. Beide Mechanismen haben einen positiven Temperaturkoeffizient, so dass das durch Lawinengeneration hervorgerufene Filament in ein thermisch-generiertes Filament übergeht.

Eine Diodenzerstörung kann auch dadurch provoziert werden, dass die Diode in den SSCM wechselt. Der SSCM ist ein Betriebsbereich, den das Bauelement überleben kann [RKE+04]. Wenn jedoch zum Zeitpunkt des Beginns des SSCMs Stromfilamente in beiden Raumladungszonen existieren, kann ein einzelnes Filament entstehen, das Anode und Kathode verbindet und zu einem Rückstromanstieg führt.

Die Simulationsergebnisse zu Dioden mit Feldstoppschichten sind in Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen. Feldstoppschichten können durch die Herabsetzung der maximalen elektrischen Feldstärke die Entstehung von kathodenseitigen Filamenten bei moderaten Schaltbedingungen verzögern und unter geeigneten Schaltbedingungen auch verhindern [RKE+04].

Augergeneration: In den gezeigten Ausschaltsimulationen gibt es zwei Mechanismen mit positiven Temperaturkoeffizient, welche die thermisch-generierten Filamente aufrechterhalten und schließlich zum lokalen thermischen Weglaufen führen. Dies sind die Augergeneration und die Ladungsträgerinjektion aus dem Halbleiter-Metall-Kontakt. Beide Mechanismen

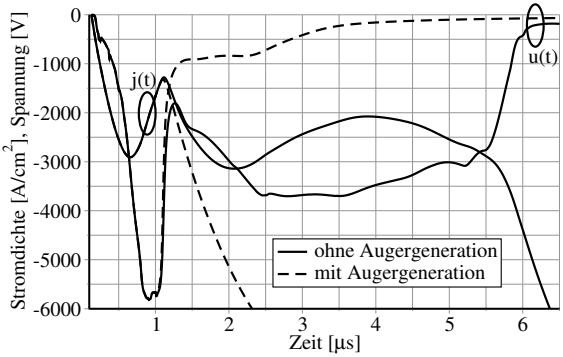


Abb. 5.24 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 6, Tabelle 3.3 (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 4, wobei eine Simulation ohne Berücksichtigung von Augergeneration durchgeführt wurde; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; laterale Ausdehnung = 800 µm, $j_{\mathrm{F}} = 244\,\mathrm{A/cm^2} = 4\,j_{\mathrm{nenn}}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}14$ µH, $U_{\mathrm{bat}} = 4400\,\mathrm{V}$, $T_{\mathrm{init}} = 400\,\mathrm{K}$, $\mathrm{R} = 0{,}1\,\Omega$).

werden mit höherer intrinsischer Dichte stärker, Gln. (3.5) und (3.10). Zur Untersuchung, wie stark die Zerstörung von der Augergeneration abhängt, wurde eine Simulation durchgeführt, bei der Augergeneration nicht berücksichtigt wurde (Abb. 5.24). Dabei setzt der Simulator die Augerrekombinationsrate Gl. (3.5) im Falle negativer Werte gleich Null. Auch ohne Berücksichtigung der Augergeneration kommt es zu einem erneuten Anstieg des Rückstroms, aber erst etwa 0,02 µs später. Die Stromdichte steigt jedoch nicht sofort unbegrenzt an, sondern stagniert auf einem Niveau von um die $2700\,\mathrm{A/cm^2}$ bis zirka 6 µs. Die Ladungsträgerinjektion aus dem Halbleiter-Metall-Kontakt reicht vorerst nicht aus, um einen hochleitfähigen Kanal zwischen anodenseitigem und kathodenseitigem Filament zu bilden. Durch eine zusätzliche Erwärmung des Halbleiter-Metall-Kontakts wird die Ladungsträgerinjektion schließlich so stark erhöht, so dass es zu einem unbegrenzten Anstieg der Stromdichte kommt.

Einfluss von Spikes und Inhomogenitäten: Für die hier diskutierte punktförmige Zerstörung des Chips während des Ausschaltvorgangs können auch andere Einflussfaktoren entscheidend sein, wie zum Beispiel Spikes. Dies sind Stellen, an denen die Metallisierung bis zu einigen Mikrometern in das Silizium hineinragt. Spikes entstehen während des Herstellungsprozesses und können sich durch Thermomigration vergrößern. Dabei schmilzt die Kontaktmetallisierung auf und das flüssige Eutektikum

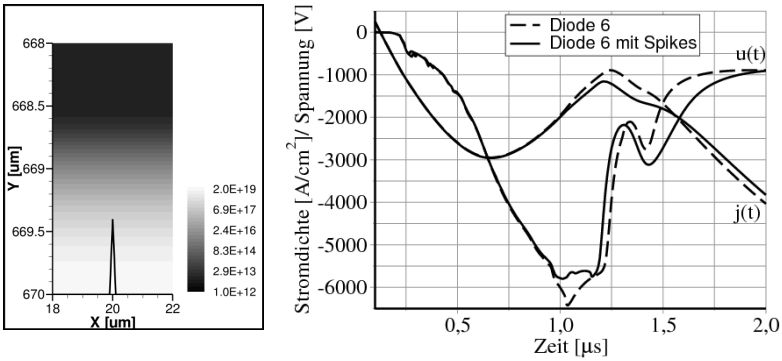


Abb. 5.25 Links: Dotierprofil vor dem Kathodenkontakt von Diode 6 mit Spikes. **Rechts:** Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 6 und Diode 6 mit Spikes (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 4; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; laterale Ausdehnung = 800 µm, $j_{\mathrm{F}} = 244\,\mathrm{A/cm^2} = 4\,j_{\mathrm{nenn}}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}14$ µH, $U_{\mathrm{bat}} = 4400\,\mathrm{V}$, $T_{\mathrm{init}} = 400\,\mathrm{K}$, $\mathrm{R} = 0{,}1\,\Omega$).

migriert getrieben durch einen positiven Temperaturkoeffizienten ins Silizium hinein. Zurück bleibt ein leitfähiger Kanal. Kritisch könnte es auch werden, wenn die Spikes bereits vor dem Schaltvorgang stark ausgedehnt sind. Um dies zu zeigen, wurde Diode 6 mit Spikes simuliert (Abb. 5.25). Die Struktur hat das gleiche Dotierprofil wie Diode 6, jedoch ist die kathodenseitige Metallisierung aller 20 µm um 0,6 µm in Richtung Anode versetzt. An einem solchen Spike ähnlichen Gebilde bleibt das kathodenseitige Filament, das sich vorerst thermisch bewegt, stehen. Es kommt zu einem frühen Oberflächen-Punch-Through, wodurch es auch früher zum thermischen Weglaufen kommt.

Weitere entscheidende Einflüsse für den Zerstörungsmechanismus mit einem punktförmigen Zerstörungsbild sind laterale Inhomogeniäten im Dotierprofil der hoch dotierten Gebiete (n^+- und p^+-Gebiet). Sind die hoch dotierten Gebiete punktuell höher dotiert, so kommt es in diesen Bereichen zu einer Erhöhung der elektrischen Feldstärke [BLS+10a, PSN+10]. Dies kann bewirken, das ein Filament an diesen Stellen stehen bleibt und es zu einer starken lokalen Erwärmung kommt. Anodenseitig muss eine Felderhöhung an einer Dotierinhomogenität sehr groß sein, um einem Verlöschen des feststehenden Filaments aufgrund der lokalen Ausdehnung der Raumladungszone im Bereich des Filaments entgegenzuwirken. Auch ein Stehenbleiben des anodenseitigen Filaments aufgrund eines Spikes an der Anodenoberfläche ist denkbar. Die Untersuchung solcher Einflüsse auf die Ausschaltrobustheit sollte Thema kommender Arbeiten sein.

Hydrodynamisches Modell: Bei der Simulation der Diodenzerstörung treten lokal sehr hohe elektrische Feldstärken, Stromdichten und Temperaturen auf. Es stellt sich die Frage, ob der in den Simulationen verwendete erweitere Drift-Diffusionsansatz (siehe Gleichungen in Abschnitt 2.1), die für die Zerstörung entscheidenden Mechanismen richtig abbilden kann. Deshalb wurde eine Ausschaltsimulation einer 200 µm breiten Diode 4, Tabelle 3.3 vergleichend mit dem Drift-Diffusionsmodell und dem hydrodynamischen Modell durchgeführt. Bei dem hydrodynamischen Modell sind Elektronen- und Löchertemperatur getrennt von der Gittertemperatur betrachtet. Dadurch erweitert sich das Gleichungssystem auf 6 partielle Differentialgleichungen (Anhang *A*.2). Die Ladungsträgertemperaturen liefern eine Aussage über die kinetische Energie der Ladungsträger über $E_{\mathrm{kin}} = 3/2 \cdot k \cdot T_{\mathrm{n,p}}$.

Bei der Simulation mit dem Drift-Diffusionsmodell wurden bis auf das Stoßionisationsmodell die gleichen physikalischen Modelle wie bei den Zerstörungssimulationen in den Abbn. 5.13, 5.18, 5.19 und 5.22 verwendet. Diese sind in Abschnitt 3 beschrieben. Im Unterschied dazu wurden bei der Simulation mit dem hydrodynamischen Modell die Sättigung der Driftgeschwindigkeit und die Stoßionisationsraten aus den Ladungsträgertemperaturen T_{n} und T_{p} berechnet. Die Stoßionisationsraten hängen demnach nicht vom Betrag der elektrischen Feldstärke ab, sondern von der Differenz der Ladungsträgertemperaturen und der Gittertemperatur ($T_{\mathrm{n}} - T$ bzw. $T_{\mathrm{p}} - T$). Aus den Temperaturen berechnet der Simulator eine für die Stoßionisation treibende Größe in V/cm, die dann in das van Overstraeten/de Man Modell zur Berechnung der Stoßionisationsraten eingesetzt wird. Die Verwendung des van Overstraeten/de Man Modell wird im Manual [Tca07] vorgeschlagen. Dort findet sich auch eine detaillierte Beschreibung der Modelle. Um einen Vergleich des Drift-Diffusionsmodells und des hydrodynamischen Modells zu ermöglichen, wurde auch in der Simulation mit Drift-Diffusionsmodell das Stoßionisationsmodell von van Overstraeten/ de Man verwendet.

Die Stromdichte- und Spannungsverläufe beider Simulationen ähneln einander (Abb. 5.26). Beide Dioden haben in der Rückstromfallzeit einen plötzlichen Spannungsanstieg, der einem Spannungsverlauf bei einem SSCM ähnelt. Dieser Spannungsanstieg tritt in der Simulation mit hydrodynamischen Modell später auf. In beiden Simulationen kommt es nicht zu einem thermischen Weglaufen. Die Stromdichte- und Elektronendichteverteilungen zu ausgewählten Zeitpunkten zeigen eine Reihe von Gemeinsamkeiten beider Simulationen mit den bereits diskutierten Simulationen zur Aus-

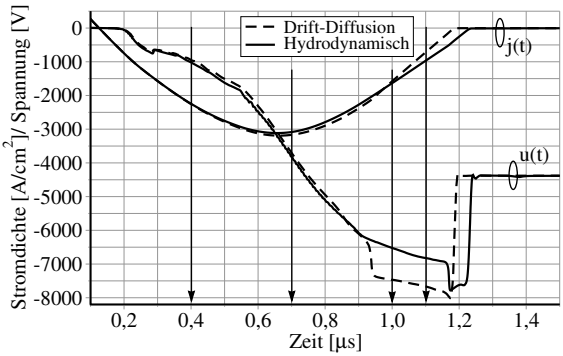
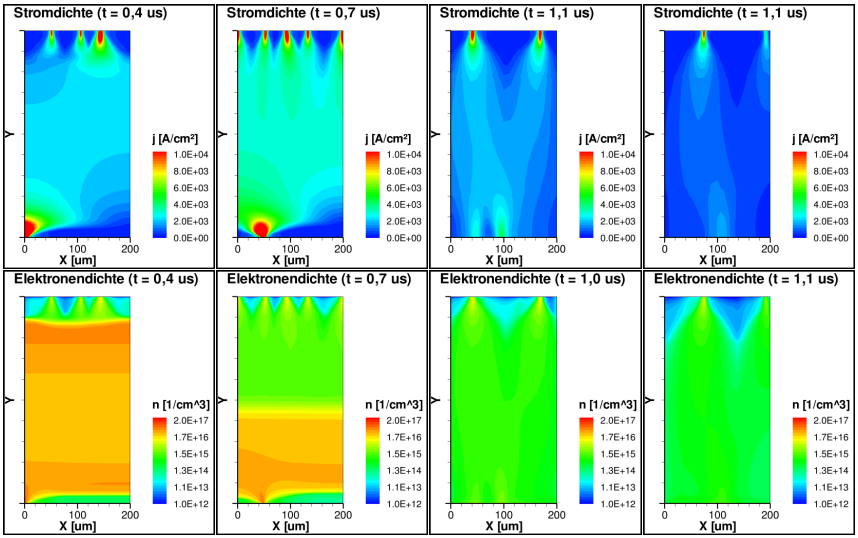


Abb. 5.26 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 4, Tabelle 3.3 auf Basis des Drift-Diffusionsmodells und des hydrodynamischen Modells (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 4 jedoch mit dem Stoßionisationmodell von van Overstraeten/de Man; bei der hydrodynamischen Simulation hängen Sättigung der Driftgeschwindigkeiten und die Stoßionisation von den Ladungsträgertemperaturen ab; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; laterale Ausdehnung = 200 µm, $j_{\mathrm{F}} = 244\,\mathrm{A/cm^2} = 4\,j_{\mathrm{nenn}}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}14$ µH, $U_{\mathrm{bat}} = 4400$ V, $T_{\mathrm{init}} = 400$ K, R = 0,1 Ω).

schaltrobustheit (Abb. 5.27). Zu Beginn des Ausschaltens bilden sich in den Simulationen Raumladungszonen, in denen die Stromdichte vorerst noch homogen in lateraler Richtung verteilt ist. Im weiteren zeitlichen Verlauf entstehen Filamente. Es gibt mehrere Filamente in der anodenseitigen Raumladungszone und ein einzelnes kathodenseitiges Filament. Ursache dafür ist, wie in Abschnitt 5.1.2 dargestellt, die schnellere Ausdehnung der Raumladungszone im Bereich eines anodenseitigen Filaments und die Verringerung der Weite der Raumladungszone im Bereich eines kathodenseitigen Filaments. Dadurch fließt nahezu der gesamte Strom über das einzelne kathodenseitige Filament und es kommt dort zu einer starken lokalen Erwärmung. Da es mehrere anodenseitige Filamente gibt und sich diese in lateraler Richtung bewegen, ist die Situation in der anodenseitigen Raumladungszone unkritisch.

Im Gegensatz zu den gezeigten Zerstörungssimulationen, z.B. in Abb. 5.13, ist in der Simulation mit Drift-Diffusionsmodell die Geschwindigkeit des kathodenseitigen Filaments in lateraler Richtung sehr hoch. Ursache ist, wie in Abschnitt 5.1.3 ausgeführt, der betragsmäßig hohe Temperaturkoeffzient der verwendeten Ionisationsraten nach van Overstraeten/de Man. Die Temperatur im kathodenseitigen Filament steigt bis 0,4 µs auf über 800 K an und sinkt dann jedoch durch die laterale Filamentbe-

Drift-Diffusion



Hydrodynamisch

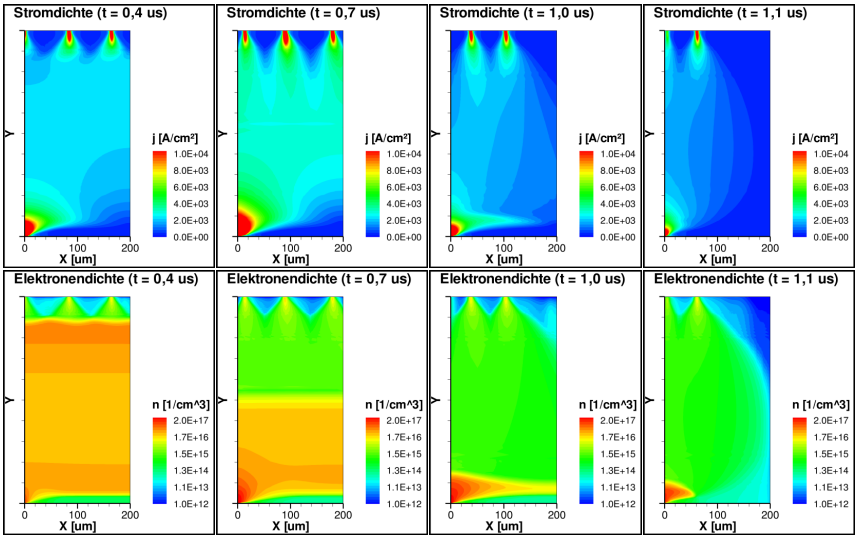


Abb. 5.27 Stromdichte und Elektronendichte während des Ausschaltvorgangs zu bestimmten Zeitpunkten markiert in Abb. 5.26 (oben: Anode, unten: Kathode)

wegung auf Werte um die 600 K ab (0,5 µs: 646 K, 0,6 µs: 577 K, 0,7 µs: 603 K). Anders verhält sich das kathodenseitige Filament in der Simulation mit hydrodynamischen Modell. Es bleibt bei $x = 0$ µm feststehen. Dadurch steigt in der Simulation die Temperatur im kathodenseitigen Filament von 890 K bei 0,4 µs auf Werte nahe der Schmelztemperatur von Silizium an (0,5 µs: 1326 K, 0,6 µs: 1635 K, 0,7 µs: 1659 K, 0,8 µs: 1651 K). Dennoch kommt es in dieser Simulation nicht zur Zerstörung des Bauelements, da die laterale Ausdehnung der Diode mit 200 µm zu klein ist.

Die Ursache hierfür ist, dass die Entstehung eines anodenseitigen Filaments direkt gegenüber vom kathodenseitigen Filament nach Abb. 5.17, links in einer schmalen Diode wesentlich später erfolgt. Die Löcher, welche durch eine starke Ladungsträgergeneration im Bereich des kathodenseitigen Filaments generiert wurden, bewegen sich zwar in Richtung Anode, zusätzlich kommt es jedoch auch zu einer lateralen Seitendiffusion. Bei der Simulation einer 800 µm-Struktur (z.B. Abbn. 5.13 und 5.18, rechts) ist die Seitendiffusion in Bezug auf die laterale Ausdehnung der Struktur gering, so dass der Ladungsträgerberg weit entfernt vom kathodenseitigen Filament, von der Ladungsträgeranhebung unbeeinflusst bleibt und sich daher in diesem Bereich schnell abbaut. Dies fördert die frühe Entstehung eines einzelnen anodenseitigen Filaments unmittelbar gegenüber vom kathodenseitigen Filament. In der Simulation der 200 µm-Struktur wird hingegen durch die Ladungsträgergeneration im Bereich des kathodenseitigen Filaments das Plasmaniveau im gesamten Ladungsträgerberg aufgrund der lateralen Diffusion angehoben. Ein schneller Abbau des Ladungsträgerbergs bei $x = 200$ µm wird so verhindert. Der Ladungsträgerberg erschöpft sich hier erst sehr spät. Da zu diesem Zeitpunkt die Rückstromdichte durch die Diode bereits sehr klein ist, reicht sie nicht mehr aus, um den Bereich des anodenseitigen Filaments so zu erwärmen, dass ein thermisch-generiertes Filament entsteht. Auch zur Aufrechterhaltung der Ladungsträgergenerationsmechanismen mit positivem Temperaturkoeffizient (Augergeneration und Ladungsträgerinjektion aus dem Halbleiter-Metall-Kontakt) sind hohe Ladungsträgerdichten notwendig sind. In diesem Fall reicht die Ladungstägergeneration nicht aus. Alle Filamente verlöschen mit sinkender Rückstromstromdichte

In Bezug auf die hydrodynamische Simulation lässt sich zusammenfassend feststellen, dass die für die gezeigte Zerstörung wesentlichen Unterschiede im Verhalten von anodenseitigen und kathodenseitigen Filamenten auch in dieser Simulation deutlich werden. Zu Unterschieden in den Simulationsergebnissen kommt es aufgrund der geringeren lateralen Struk-

turbreite der simulierten Diode, die ein lokales thermisches Weglaufen in der Simulation verhindert. In der gezeigten Simulation der 200 µm-Struktur mit Drift-Diffusionsmodell wird die Situation zusätzlich durch den betragsmäßig höheren Temperaturkoeffizienten der van Overstraeten/de Man Stoßionisationsraten entschärft. Es ist zu vermuten, dass sich das kathodenseitige Filament mit Drift-Diffusionsmodell ähnlich verhält wie mit hydrodynamischen Modell, wenn das Ionisationsmodell von Reggiani *et al.* verwendet wird. Der Nachweis dafür muss jedoch noch erbracht werden. Bei dieser Simulation wurde das hydrodynamische Modell, das $\text{Sentaurus}_{\text{TCAD}}$ standardmäßig vorsieht, verwendet. Es gibt eine Vielzahl von unterschiedlichen hydrodynamischen Modellen, die in $\text{Sentaurus}_{\text{TCAD}}$ durch Modellparameter-Veränderungen implementiert werden können. Der Einfluss dieser Modelle auf das Filamentverhalten sollte in künftigen Arbeiten näher untersucht werden.

Grenzen der vorgestellten Simulationen: Die Aussagekraft der vorgestellten Simulationen zur Diodenzerstörung ist limitiert. Folgende Aspekte müssen bei der Auswertung der Simulationsergebnisse berücksichtigt werden:

- Nur kleine Teile einer realen Diode können simuliert werden, da im Bereich der Filamente sehr starke Gradienten der elektrischen Feldstärke, der Ladungsträgerdichten und der Temperatur in lateraler und vertikaler Richtung auftreten. Dadurch sind kleine Gitterabstände notwendig, was zu einer hohen Rechenzeit führt. Durch ein einzelnes kathodenseitiges Filament fließt nahezu der gesamte Diodenstrom. Daher ist die Stromdichte im Bereich des Filaments sehr hoch und es kommt zu einer starken lokalen Erwärmung. Um nun in der Simulation eine hohe Stromdichte im Filament zu erzeugen, muss die simulierte Diodenstruktur, die sich durch eine geringe laterale Ausdehnung auszeichnet, mit einer hohen Kommutierungsgeschwindigkeit geschaltet werden. Dadurch ändert sich jedoch nicht nur die Stromdichte im kathodenseitigen Filament, es kommt auch zu einer schnelleren Ausdehnung der kathodenseitigen Raumladungszone, wodurch sich früher ein kathodenseitiges Filament bildet. Eine Aussage, bei welchen Schaltbedingungen die Zerstörung einer realen Diode stattfindet, kann mit der Methode nicht getroffen werden.
- Aufgrund des hohen Rechenaufwands können derzeit nur 2D-Strukturen simuliert werden. Prinzipiell sind mit $\text{Sentaurus}_{\text{TCAD}}$ auch Simulationen von 3D-Strukturen möglich [Fel09], allerdings müssen die

Gitterabstände dabei sehr groß gewählt werden. Durch ein zu grobes Gitter ändert sich jedoch vermutlich das Filamentverhalten grundlegend, wie für 2D-Strukturen in Abschnitt 3.5 gezeigt. Ein wesentlicher Unterschied zwischen 2D- und 3D-Simulationen ist, dass es in 3D eine Flächendiffusion gibt, die vom Filamentzentrum ausgeht. Werden in einem Halbleiter temporär lokal Ladungsträger generiert, so nimmt die Ladungsträgerdichteanhebung in einer 3D-Struktur zeitlich schneller ab als in 2D. In 3D-Strukturen wird jedoch ein einzelnes Filament aus zwei lateralen Dimensionen mit Strom gespeist. Die Stromdichte im Filament ist daher wesentlich größer, wodurch die Temperatur und damit die Ladungsträgergeneration im Bereich des Filaments schneller steigen.

- Wie in Abschnitt 3.1 erläutert, müssten die Beweglichkeiten als Tensoren berücksichtigt werden, siehe Gln. (3.7) und (3.8). Damit wären die Beweglichkeiten und auch die Diffusionskonstanten in lateraler Richtung deutlich größer, was ebenfalls die Diffusion von Ladungsträgern aus dem Filamentzentrum verstärken würde. Die laterale Ausdehnung des Filaments wird größer.

- Um eine Zerstörung durch thermisches Weglaufen zu simulieren, muss die Temperatur lokal sehr groß sein. Die im Simulator verwendeten Modellparameter sind jedoch nicht für so hohe Temperaturen evaluiert.

- In der Zerstörungssimulation wird am Kontakt die Schmelztemperatur des Eutektikums von Silizium und des Kontaktmaterials Aluminium erreicht. Ist dieses geschmolzen, so kommt es zur Diffusion des Eutektikums in den Silizium-Chip und zur Spike-Bildung, wie z.B. in Zusammenhang von Stoßstrombelastungen in [HSW07] vermutet. Dieser Mechanismus ist in der Bauelementsimulation nicht berücksichtigt. Entsteht ein Spike an der Stelle des Filaments, so kann es frühzeitig zu einem Oberflächen-Punch-Through kommen. Es kommt daher vermutlich früher zum thermischen Weglaufen. Zudem kommt es durch die lokale Erwärmung zu starken mechanischen Spannungen im Chip, die in der Simulation nicht berücksichtigt werden. Typisch für ein Ausfallbild mit punktförmiger Zerstörung sind Risse, welche vom Punkt der lokalen Aufschmelzung ausgehen. Der Winkel zwischen den Rissen hängt von der Orientierung des Wafers ab [Lut06, LSSDD11]. Interessant wäre eine simulative Untersuchung der mechanischen Spannungen. Damit könnte man beurteilen, ob die Risse bei Temperaturen weit unter der Schmelztemperatur des

Siliziums entstehen können, was darauf hindeuten würde, dass sie maßgeblich für die Erklärung des Zerstörungmechanismus sind.

Eine Verbesserung bisheriger Bauelementsimulationsprogramme ist anzustreben. Insbesondere sollte hier eine effektiv arbeitende adaptive Gittererstellung installiert werden. Es wäre zudem wünschenswert, die Rechnungen zu parallelisieren, um große Cluster-Computer verwenden zu können. Moderne numerische Methoden [Sch03] versprechen zudem eine höhere Rechengeschwindigkeit.

Nichts desto trotz wird die vorliegende Untersuchung des Zerstörungsmechanismus mittels Bauelementesimulation als sinnvoll erachtet. Das thermische Weglaufen der simulierten Strom- und Spannungsverläufe und das Zerstörungsbild mit einer punktförmigen Aufschmelzung des Chips stimmen mit den bereits veröffentlichten experimentellen Ergebnissen überein. Es lässt sich ebenfalls simulativ zeigen, dass die Ausschaltrobustheit von Dioden durch Implementierung einer CIBH-Struktur verbessert werden kann. Dies soll im nächsten Abschnitt gezeigt werden.

5.3 Robustheit von CIBH-Dioden

5.3.1 Ausschaltrobustheit

Ziel ist es durch Simulation zu zeigen, wie eine Diodenzerstörung durch kathodenseitige Filamentierung effizient mittels einer CIBH-Struktur verhindert werden kann. Dazu wurde in Diode 4 eine CIBH-Struktur implementiert. Diese Diode wurde mit harten Schaltbedingungen ausgeschaltet. Die simulierten Spannungs- und Stromdichteverläufe zeigen ein softes Ausschalten ohne ein thermisches Weglaufen, wie es in der Diode ohne CIBH-Struktur (Diode 4) auftritt (Abb. 5.28). Während des Ausschaltvorgangs werden die in der Raumladungszone zwischen den p-Inseln und dem n^+-Gebiet generierten Löcher in das n^--Gebiet injiziert. Aus diesem Grund entstehen sehr viele kathodenseitige Filamente, die homogen über die aktive Fläche verteilt sind. Der Strom teilt sich auf die vielen Filamente auf, wodurch die Stromdichte in jedem einzelnen Filament niedrig ist. Wie bei einem einzelnen Filament (Gl. (5.2)) bewegt sich die kathodenseitige Ladungsträgerbergfront auch im Bereich der vielen kathodenseitigen Filamente der CIBH-Diode in Richtung Kathode. Da im Gegensatz zur konventionell dimensionierten p^+-n^--n^+-Diode die Ladungsträgergeneration nicht in der Raumladungszone stattfindet sondern am kathodensei-

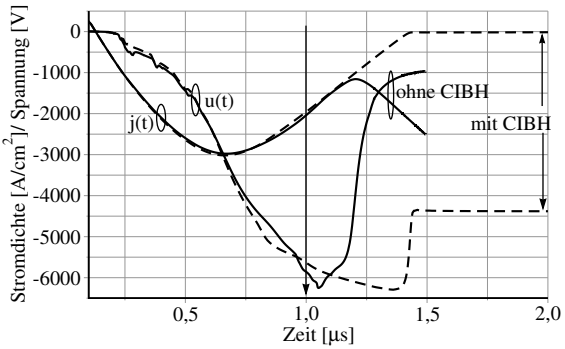


Abb. 5.28 Stromdichte und Spannung während des Ausschaltens von Diode 4, Tabelle 3.3, und einer Diode 4 mit CIBH-Struktur (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 4; $\tau_{\max}$-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 2; laterale Ausdehnung = 800 µm, $j_{\mathrm{F}} = 244\,\mathrm{A/cm^2} = 4\,j_{\mathrm{nenn}}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 0{,}14$ µH, $U_{\mathrm{bat}} = 4400$ V, $T_{\mathrm{init}} = 400$ K, R = 0.1 Ω).

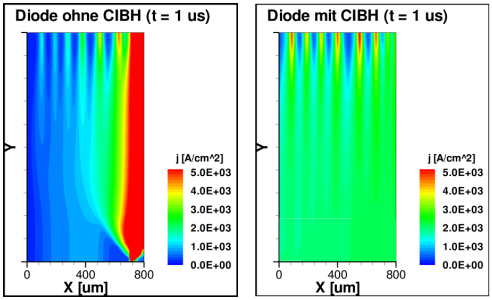


Abb. 5.29 Stromdichte bei 1,0 µs während des Ausschaltens von Diode 4 und Diode 4 mit CIBH-Struktur (Abb. 5.28) (oben: Anode, unten: Kathode)

tigen p^+-n^+-Übergang, wird bereits die Bildung einer kathodenseitigen Raumladungszone unterdrückt (Abb. 5.29).

5.3.2 Potential: Freiheitsgrad zur Verbesserung der Stoßstromfestigkeit

Wie schon im Abschnitt 2.5.2 erläutert, muss bei der Dimensionierung des p^+-Gebiets einer p^+-n^--n^+-Diode ein Kompromiss zwischen Stoßstromfestigkeit und Robustheit beim Schalten aus hohen Strömen gefunden werden. Ist das Ladungsträgerniveau vor dem p^+-Gebiet sehr hoch, so wird die Entstehung eines kathodenseitigen Filaments begünstigt. Mit den Untersuchungen zum Zerstörungmechanismus in Abschnitt 5.2 lässt sich nun

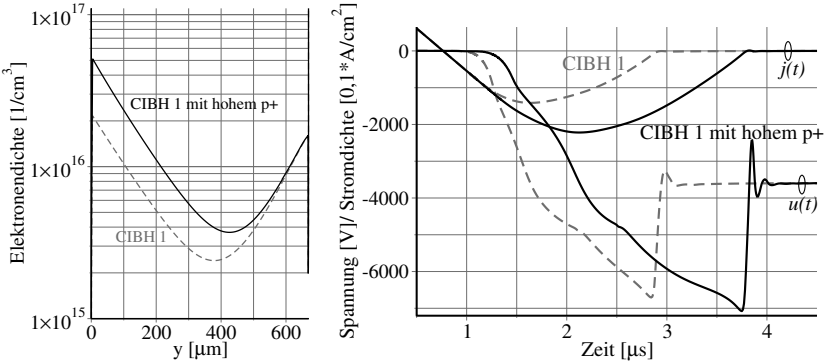


Abb. 5.30 Links: Ladungsträgerverteilung im Durchlass bei $I_{\mathrm{F}} = I_{\mathrm{nenn}}$. **Rechts:** Spannung und Strom während des Ausschaltens der Diode CIBH 1 und der Diode CIBH 1 mit erhöhter p^+-Dotierung (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 2; τ_{max}-Parameter Tabelle 3.1, Zeile 3; $j_{\mathrm{F}} = 61\,\mathrm{A/cm^2} = j_{\mathrm{nenn}}$, $L_{\mathrm{schalt}} = 4{,}74\,\mu\mathrm{H}$, $U_{\mathrm{bat}} = 3600\,\mathrm{V}$, $T = 300\,\mathrm{K}$, $\mathrm{R} = 0\,\Omega$).

auch verstehen, warum dieses zur Zerstörung führt. Es stellt sich die Frage, inwieweit das CIBH-Konzept auch wirkt, wenn das Plasmaniveau im Durchlass vor dem p^+-Gebiet sehr hoch ist. Dazu wurde die Dotierung des p^+-Gebiets der in Abschnitt 4.5.2 vorgestellten Diode CIBH 1 um den Faktor 20 erhöht. Dadurch vergrößert sich die Speicherladung und der Spannungsabfall verringert sich entsprechend bei Nennstrom von 3,65 V auf 2,60 V. Auch bei Strömen im Stoßstrombereich ist der Spannungsabfall niedriger. Dadurch sinken die Verluste bei Stoßstrombelastung und die Diode übersteht höhere Stoßströme. Selbst diese CIBH-Diode mit einer für das Ausschalten ungünstigen Form der Durchlassladungsträgerverteilung, schaltet unter harten Schaltbedingungen soft (Abb. 5.30). Das weißt auf eine wirksame Unterdrückung der kathodenseitigen Raumladungszone hin. Damit vereint die Diode CIBH 1 mit hohem p^+ sowohl eine hohe Stoßstromfestigkeit als auch eine hohe Ausschaltrobustheit. Nachteilig sind jedoch die deutlich größeren Schaltverluste, die durch eine wesentlich größere Speicherladung und die zusätzliche kathodenseitige Ladungsträgerinjektion verursacht werden.

Um den Kompromiss zwischen Ausschaltverlusten und Stoßstromfestigkeit zu verbessern, sollte die Anodenstruktur einen niedrigen Emitterwirkungsgrad bei Strömen im Nennstrombereich und darunter haben. Außerdem sollte sie sich durch einen hohen Emitterwirkungsgrad im Bereich von Stoßströmen auszeichnen. Dazu könnte eine SPEED-Struktur

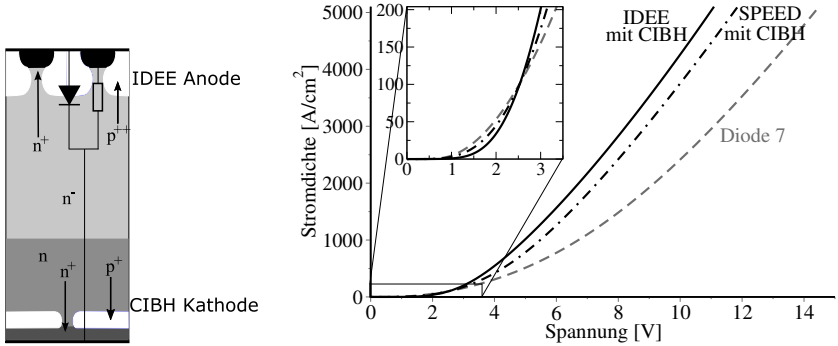


Abb. 5.31 Links: Schematische Darstellung einer Diode mit IDEE- und CIBH-Struktur. **Rechts:** Durchlasskennlinien einer CIBH-IDEE-Diode, der Diode 7, Tabelle 3.3 und einer SPEED-CIBH-Diode bis zu hohen Stromdichten (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 3; $\tau_{\max}$-Parameter für Diode 7: Tabelle 3.1, Zeile 4; für die IDEE-CIBH-Diode und die SPEED-CIBH-Diode wurden die $\tau_{\max}$-Parameter so angepasst, dass die Dioden den gleichen Durchlassarbeitspunkt wie Diode 7 haben; $T = 400\,\mathrm{K}$).

(Abschnitt 2.5) implementiert werden. Eine wirkungsvollere Alternative liefert das **I**nverse **I**njection **D**ependency of **E**mitter **E**fficiency (IDEE)-Konzept [BLS+10b, SSLB09]. Es zeichnet sich dadurch aus, dass ein anodenseitig sehr hoch dotiertes p^{++}-Gebiet durch n-Kanäle unterbrochen wird (Abb. 5.31, links). Die n-Kanäle sind so schmal, dass das elektrische Feld im Sperrfall durch laterale Komponenten abgeschirmt wird. Am Ende jedes Kanals, direkt am Kontakt befindet sich ein hoch dotiertes n^+-Gebiet, das den ohmschen Halbleiter-Metall-Kontakt realisiert. Weiterhin besitzt die Diode eine CIBH-Kathodenstruktur, die für die Ausschaltrobustheit wichtig ist, aber nur einen geringen Einfluss auf das Durchlassverhalten hat. Abb. 5.31, rechts zeigt die simulierten Durchlasskennlinien einer IDEE-CIBH-Diode, einer SPEED-CIBH-Diode und von Diode 7 mit einem homogen dotierten p^+-Gebiet für hohe Stromdichten. Die Trägerlebensdauern der Dioden mit IDEE- und SPEED-Struktur wurden so angepasst, dass die Dioden bei Nennstromdichte (100 $\mathrm{A/cm^2}$) den gleichen Durchlassspannungsabfall haben. Alle drei Dioden haben die gleiche Ausdehnung und Dotierung des n^--Gebiets.

Die IDEE-CIBH-Diode hat im Verleich zu Diode 7 einen größeren Durchlassspannungsabfall bei Stromdichten unterhalb der Nennstromdichte, was auf niedrigere Ladungsträgerdichten vor dem Anodenemitter und einen geringeren Emitterwirkungsgrad hindeutet. Jedoch sinkt der Durchlassspan-

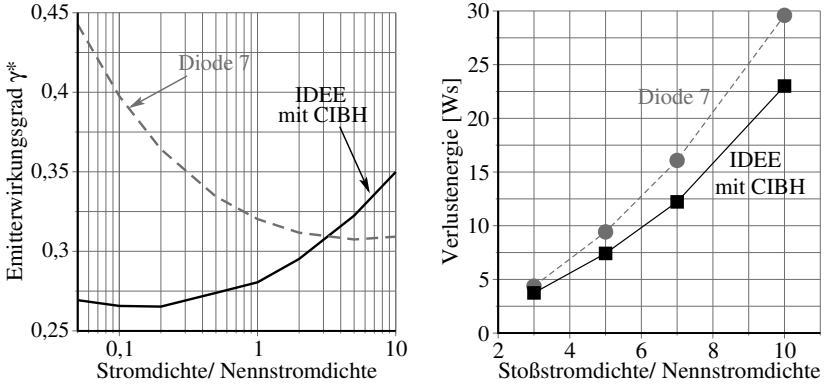


Abb. 5.32 Links: Emitterwirkungsgrad des anodenseitigen Emitters in Abhängigkeit von der Durchlassstromdichte für Diode 7 mit einem lateral homogenen p^+-Gebiet und der IDEE-CIBH-Diode (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 3; τ_{max}-Parameter siehe Abb. 5.31). **Rechts:** Verlustenergie einer Stoßstrombelastung in Abhängigkeit vom Maximum des Stoßstroms für Diode 7 und die IDEE-CIBH-Diode (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 3; τ_{max}-Parameter siehe Abb. 5.31; Belastung: 10 ms Halbsinuspulse).

nungsabfall im Vergleich zu Diode 7 für Stromdichten über der Nennstromdichte, aufgrund des hohen Ladungsträgerplasma-Niveaus. Die Abhängigkeit des Emitterwirkungsgrads von der Stromdichte wurde aus den Simulationsergebnissen extrahiert[2] (Abb. 5.32, links). Die IDEE-CIBH-Diode zeigt die gewünschte invertierte Abhängigkeit mit niedrigen Werten für γ_A bei kleinen Stromdichten und höheren Werten bei großen Stromdichten, wohingegen bei Diode 7 mit einem lateral homogenem p^+-Gebiet γ_A einen typischen Abfall mit steigender Stromdichte aufweist. Die Stromdichte j_n in Gl. (2.56) ist gegeben durch

$$j_n = \frac{U_{Kanal}}{R_{Kanal} \cdot A_{Kanal}}, \tag{5.4}$$

wobei U_{Kanal} der Spannungsabfall über dem Kanalbereich ist und R_{Kanal} und A_{Kanal} den Widerstand und die Fläche der n-Kanäle bezeichnen[3]. Bei

[2] Die Werte für den Emitterwirkungsgrad γ^* wurden mit Gl. (2.55) an der y-Position ausgewertet, an der gilt: $n = N_A$ [SP10]. Bei der IDEE-CIBH-Diode wurde die y-Position im Bereich des p^{++}-Gebiets bestimmt. An dieser Stelle wurde ein lateraler Schnitt erstellt und in x-Richtung die mittlere Stromdichte und die mittlere Löcherstromdiche ermittelt. Damit liefert γ^* eine Aussage über den effektiven Emitterwirkungsgrad der gesamten Anodenemitterstruktur. Es gilt: $\gamma^* = \int_0^{x_{max}} j_p dx / \int_0^{x_{max}} j dx$.

[3] Genau genommen gehen in die drei Größen U_{Kanal}, R_{Kanal} und A_{Kanal} noch laterale

geringen Durchlassstromdichten ist die Stromdichte, die über die p^{++}-Gebiete fließt, deutlich geringer, weil die Ladungsträger eine zusätzliche Barriere, den p^{++}-n^{-}-Übergang zu überwinden haben. Ein Großteil des Stroms fließt als j_n über die n-Kanäle. Der Emitterwirkungsgrad (siehe Gl. (2.56)) ist niedrig. Mit steigenden Strömen steigt der Spannungsabfall über dem n-Kanal (U_{Kanal}) und erreicht den Wert der Diffusionsspannung des p^{++}-n^{-}-Übergangs $U_{\mathrm{j,pn}}$. Die p^{++}-Gebiete werden aktiviert. Aufgrund des hohen Emitterwirkungsgrads im Bereich des p^{++}-n^{-}-Übergangs steigt das Ladungsträgerplasma vor den p^{++}-Gebieten. Daher fließt bei hohen Durchlassstromdichten ein Großteil des Stroms über die p^{++}-Gebiete. Während bei $j = 0{,}1\, j_{\mathrm{nenn}}$ nur 38 % des Stroms über die p^{++}-Gebiete fließt, sind es bei $j = 10\, j_{\mathrm{nenn}}$ etwa 75 %. Die Tatsache, dass ein Großteil des Stroms über die p^{++}-Gebiete fließt, führt zu einem Ansteigen von γ_A und zu dem angestrebten höheren Ladungsträgerniveau vor der IDEE-Struktur.

Im Vergleich zu anderen Anodenkonzepten, wie SPEED und MPS, ist das IDEE-Konzept wirkungsvoller, da die Ladungsträger hier keine zusätzlichen Barrieren wie einen p-n^{-}-Übergang oder eine Schottkybarriere überwinden müssen. Im Gegensatz zur SPEED-Struktur, ist der Abstand zwischen den hoch dotierten p-Gebieten deutlich kleiner. Aufgrund dessen kann die Dotierung zwischen den hoch dotierten p-Gebieten invertiert werden, ohne dass es zu einem signifikanten Verlust der Sperrfähigkeit kommt [BLS+10a].

Der bei der IDEE-CIBH-Diode deutlich abgesenkte Durchlassspannungsabfall bei hohen Strömen im Vergleich zu Diode 7 deutet schon auf eine Verbesserung der Stoßstromfestigkeit hin. Um dies genauer zu untersuchen, wurden elektrothermische Stoßsimulationen mit 10 ms Halbsinuspulsen durchgeführt. Damit kann die Verbesserung der Stoßstromfestigkeit mit etwa 22 % bei hohen Strömen quantifiziert werden [BLS+10b].

Da die Trägerlebensdauer der IDEE-CIBH-Diode so eingestellt wurde, dass die Diode bei Nennstromstromdichte den gleichen Spannungsabfall wie Diode 7 hat, sind die Ausschaltverlustleistungen E_{off} der IDEE-CIBH-Diode und der Diode 7 beim Schalten aus Nennstromdichte vergleichbar. Die Ladungsträgerverteilung der IDEE-CIBH-Diode ist jedoch im Vergleich zur der Diode 7 bereits bei Nennstromdichte ungünstig mit

Komponenten entlang des p^{++}-n^{-}-Übergangs vom n-Kanal beginnend bis zur Mitte der p^{++}-Gebiets ein. Der zusätzliche Querwiderstand führt zu einer Erhöhung von U_{Kanal}, wodurch die Stromdichte, bei der die p^{++}-Gebiete wirksam werden, gesenkt wird.

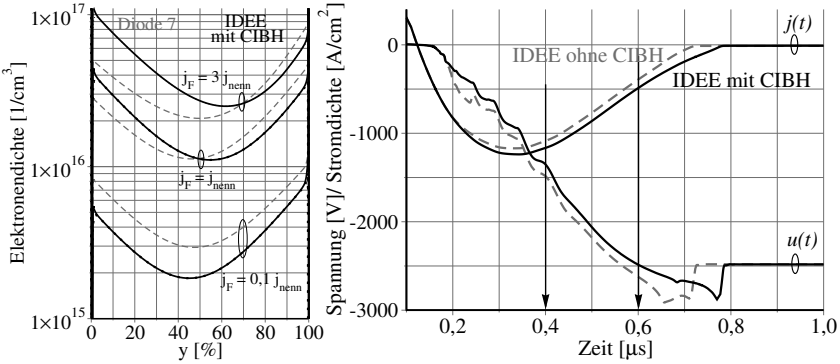


Abb. 5.33 Links: Ladungsträgerverteilung im Durchlass bei $I_F = 0{,}1,\ 1,\ 2\, I_{nenn}$. **Rechts:** Spannung und Stromdichte während des Ausschaltens der IDEE-Diode mit CIBH- und ohne CIBH-Struktur (Modellparameter Tabelle 3.2, Spalte 3; τ_{max}-Parameter so angepasst, dass die Dioden den gleichen Durchlassarbeitspunkt wie Diode 7 haben; $j_F = 306\,\mathrm{A/cm^2} = 3\, j_{nenn}$, $L_{schalt} = 0{,}28\ \mu\mathrm{H}$, $U_{bat} = 2500\,\mathrm{V}$, $T_{init} = 400\,\mathrm{K}$, $\mathrm{R} = 2\,\Omega$).

einer höheren Ladungsträgerdichte vor dem p^+-n^--Übergang verschoben (Abb. 5.33, links). Sie ist anodenseitig angehoben und kathodenseitig abgesenkt. Dies verschärft sich mit steigenden Stromdichten. Eine IDEE-Diode ohne CIBH-Struktur, wäre deshalb im Vergleich zu Diode 7 anfälliger auf eine Zerstörung durch ein kathodenseitiges Filament. Die implementierten p-Inseln schützen jedoch die Diode vor einer solchen Zerstörung. Die Stromdichte- und Spannungsverläufe der IDEE-Diode mit und ohne CIBH beim Schalten aus dreifachem Nennstrom ähneln einander (Abb. 5.33, rechts). Bei der Diode mit CIBH ist die Sperrerholladung und die Ausschaltdauer etwas höher. Dies resultiert aus der höheren Durchlass-Speicherladung im Vergleich zur IDEE-Diode ohne CIBH-Struktur und aus der Löcherinjektion der p-Inseln. Die Sperrerholladung der IDEE-Diode ohne CIBH-Struktur ist jedoch auch deutlich größer als deren Speicherladung im Durchlasszustand, da im Bereich des kathodenseitigen Filaments eine hohe Ladungsträgergeneration stattfindet. Ein Blick auf die Stromdichteverteilungen bei 0,4 µs und 0,6 µs verdeutlicht die effiziente Unterdrückung einer kathodenseitigen Raumladungszone und damit auch eines einzelnen kathodenseitigen Filaments (Abb. 5.34).

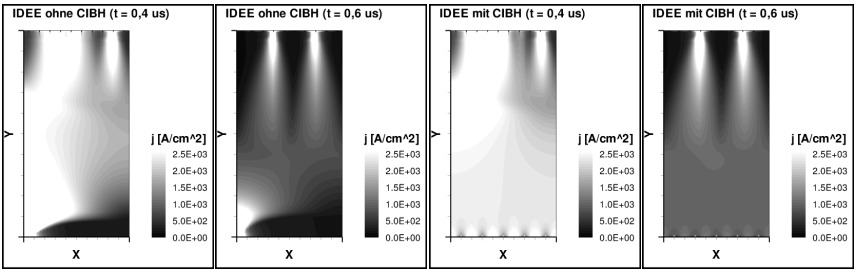


Abb. 5.34 Stromdichteverteilung in der IDEE-Diode ohne und mit CIBH-Struktur während des Ausschaltvorgangs, Abb. 5.33, rechts bei $t = 0{,}4$ µs und links bei $t = 0{,}6$ µs (oben: Anode, unten: Kathode).

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird der Abbau des Ladungsträgerplasmas während des Ausschaltvorgangs von p^+-n^--n^+-Dioden untersucht. Dabei werden zwei Schwerpunkte gesetzt: (I) den Abbau des Ladungsträgerplasmas in eindimensionaler Betrachtung zum Verständnis, ob eine Diode soft ausschaltet und (II) das Verhalten von Filamenten, welche eine punktförmige Aufschmelzung des Diodenchips hervorrufen können. Darauf aufbauend werden die Ausschalteigenschaften und das Verbesserungspotential des modernen Diodenkonzepts CIBH diskutiert. Die dazu durchgeführten Bauelementsimulationen eigenen sich um die komplexen Vorgänge während des Ausschaltvorgangs zu analysieren. Dabei wurde ein Bezug zu bereits veröffentlichten experimentellen Ergebnissen angestrebt.

Es gibt vier verschiedene Bewegungsformen des Ladungsträgerbergs: die Bewegung des gesamten Ladungsträgerbergs in Richtung Kathode oder in Richtung Anode, der beidseitige Abbau und die beidseitige Ausdehnung des Ladungsträgerbergs. Wenn die Feldstromdichtekomponenten in einer Ladungsträgerbergfront überwiegen, bewegt sich die Ladungsträgerbergfront in Richtung der gegenüberliegenden Elektrode. Sind die Diffusionsstromdichtekomponenten dominant, bewegt sich die Ladungsträgerbergfront zurück zur Emitterregion, von der aus sie gestartet ist. Damit lässt sich erklären, warum sich ein Ladungsträgerberg in der Mitte des n^--Gebiets erschöpft [Lut04] oder direkt vor dem n^--n^+-Übergang [FFPL04]. In Übereinstimmung mit experimentellen Untersuchungen der Einflüsse von Schaltparametern [SRH99] konnte gezeigt werden, dass eine hohe Schaltspannung, eine hohe Schaltinduktivität und eine niedrige Durchlassstromdichte hinsichtlich eines soften Ausschaltverhaltens kritisch sind. Durch alle drei Einflüsse überwiegen die Feldstromdichtekomponenten über den gesamten Ausschaltvorgang betrachtet, dadurch wird eine Erschöpfung des Ladungsträgerbergs im n^--Gebiet begünstigt. Damit verbunden sind Strom- und Spannungsoszillationen. Ein weiterer Grund für die geringe snap-off-freie Spannung einer Diode mit durchgängigem p^+-Gebiet beim Schalten aus niedriger Durchlassstromdichte ist die Tatsache, dass sich das Verhältnis aus der Ladungsträgerdichte vor dem p^+-

n^--Übergang und der Ladungsträgerdichte vor dem n^--n^+-Übergang mit Verringerung der Stromdichte vergrößert. Dadurch dehnt sich die kathodenseitige Raumladungszone schneller aus und ein softes Ausschalten wird verhindert, wie bereits in [Lut99] aus Messungen geschlussfolgert wurde.

Eine hohe Löcherstromdichte in der kathodenseitigen Raumladungszone führt zu einer Rückwärtsbewegung der kathodenseitigen Front in Richtung Kathode. Dieses Ergebnis aus der Analyse des Verhaltens der Ladungsträgerbergfronten ist in Übereinstimmung mit dem in [CLD+06] beschriebenen Wirkprinzip von CIBH-Dioden. Weitherin kann die für CIBH-Dioden bereits experimentell aufgezeigte deutliche Verbesserung der Relation zwischen Ausschaltverlustenergie und Durchlassspannungsabfall [BPF+08, FPS+08] simulativ nachvollzogen werden. Da der Ladungsträgerberg in CIBH-Dioden vor der CIBH-Struktur stehen bleibt, dringt die Raumladungszone am Ende des Schaltvorgangs in den Buffer ein. Dadurch ist es möglich die Dotierung des n^--Gebiets zu reduzieren, was nicht nur den Durchlassspannungsabfalls und die Ausschaltverluste verringert, sondern wodurch auch die Höhenstrahlfestigkeit der Diode deutlich verbessert werden kann. Um eine sprunghafte Änderung des Feldverlaufs am Ende des Ausschaltvorgangs zu unterbinden, sollte der Buffer der CIBH-Diode möglichst eine hohe Eindringtiefe und eine niedrige Dotierung aufweisen.

In Konsistenz mit [DLS03] wird gezeigt, dass kathodenseitiger dynamischer Avalanche eine Diodenzerstörung mit punktförmigem Ausfallbild triggern kann. Während jedoch dieses Verhalten in [DLS03] mit einem stark reduzierten Lawinendurchbruchkriterium für die kathodenseitige Raumladungszone begründet wird, so wird in dieser Arbeit aufgezeigt, dass die Verringerung der Weite der Raumladungszone im Bereich eines kathodenseitigen Filaments eine Zerstörung auslösen kann. Das beobachtete Verhalten des kathodenseitigen Filaments ist in Übereinstimmung mit [NFSKW06]. Eine Analyse der Geschwindigkeiten der Ladungsträgerbergfronten im Bereich von Filamenten zeigt, dass die Sättigung der Ladungsträger-Driftgeschwindigkeiten im Bereich hoher elektrischer Feldstärken die Ursache für dieses Verhalten ist. Die Tatsache, dass die elektrische Feldstärke im Zentrum eines kathodenseitigen Filaments viel größer ist als außerhalb des Filaments, verhindert das Verlöschen des Filaments und die Entstehung mehrerer kathodenseitiger Filamente. Da das einzelne kathodenseitige Filament ein hochleitfähiger Kanal ist, fließt der Großteil des Stroms durch dieses Filament. Die geringe thermisch getriebene laterale Bewegung eines kathodenseitigen Filaments in Simulationen mit dem Stoßionisationsmodell von van Overstraeten/de Man [NFSKW06] fällt bei

der Berücksichtigung des aktuelleren Stoßionisationsmodells von Reggiani *et al.* noch geringer aus. Aufgrund der hohen Stromdichte und der geringen lateralen Bewegung, kommt es im Bereich des kathodenseitigen Filaments zu einer starken Ladungsträgergeneration und zu einer lokalen Erwärmung.

Laut der Bauelementsimulation kommt es zu folgendem Zerstörungsszenario: die hohe Stromdichte und hohe Ladungsträgergeneration im Bereich des kathodenseitigen Filaments heben die Ladungsträgerdichte vor dem kathodenseitigen Filament im Ladungsträgerberg an. Wird die vertikale Ausdehnung des Ladungsträgerbergs sehr klein, so kommt es zu einer Verkleinerung der anodenseitigen Raumladungszone direkt gegenüber vom kathodenseitigen Filament. An dieser Stelle entsteht ein anodenseitiges Filament, welches zum Zeitpunkt der Erschöpfung des Ladungsträgerbergs als einziges anodenseitiges Filament nicht verlöscht, da es weiterhin aus dem kathodenseitigen Filament mit Ladungsträgern gespeist wird. Es gibt eine Mitkopplung zwischen zwei Gebieten hoher Ladungsträgergeneration, dem anodenseitigen und dem kathodenseitigen Filament. Diese verschmelzen zu einem durchgehenden Filament. Übereinstimmend mit [MSNF08] wandelt sich nun das avalanche-generierte Filament durch eine starke Ladungsträgerinjektion aus dem Halbleiter-Metall-Kontakt in ein thermisch-generiertes Filament. Unterstützend wirkt die hier zusätzlich berücksichtigte Augergeneration. Beide Mechanismen, Ladungsträgerinjektion aus dem Halbleiter-Metallkontakt und die Augergeneration, haben einen positiven Temperaturkoeffizient. Es kommt zum lokalen thermischen Weglaufen.

Durch eine niedrige Dotierung des n^+-Gebiets, kommt es in der Simulation zu einem frühen Oberflächen-Punch-Through und das kathodenseitige Filament wandelt sich bereits vor der Erschöpfung des Ladungsträgerbergs in ein thermisch-generiertes Filament. Bufferschichten verzögern den Diodenausfall. Die wesentlichen Unterschiede im Verhalten von kathodenseitigen Filamenten und anodenseitigen Filamenten konnten auch in einer Simulation mit hydrodynamischem Modell aufgezeigt werden. Deshalb wird vermutet, dass der Ausfallmechanismus bei Verwendung des hydrodynamischen Modell im Wesentlichen identisch ist mit dem bereits simulierten Ausfallmechanismus unter Verwendung des Drift-Diffusionsmodells. Der Nachweis hierfür muss jedoch in künftigen Arbeiten erbracht werden.

Eine quantitative Auswertung der Simulationen ist nicht möglich, da derzeit nur 2D-Modelle mit geringer lateraler Ausdehnung vernünftig simuliert werden können und dadurch die Kommutierungssteilheiten stark

erhöht werden müssen, um einen Ausfall zu provozieren. Die fehlende dritte Dimension der Diodenmodelle, die Nicht-Berücksichtigung der Beweglichkeiten als Tensoren [Sil09a] und das Überschreiten der Gültigkeitsbereiche der Modellparameterabhängigkeiten von der Temperatur schränken auch eine qualitative Auswertung ein. Es gibt jedoch Übereinstimmungen von Experiment und Simulation in Bezug auf das Auftreten einer starken punktförmigen Erwärmung [LSSDD11], der Gefährlichkeit von kathodenseitigem dynamischen Avalanche [DLS03] und der erfolgreichen Verhinderung einer derartigen Zerstörung durch Einsatz einer CIBH-Struktur [FPS+08].

CIBH-Dioden wirken auch, wenn das anodenseitige p^+-Gebiet hoch dotiert ist. Eine solche Diode vereint eine hohe Ausschaltrobustheit und eine hohe Stoßstromfestigkeit. Zusätzlich sollte eine Anodenemitterstruktur implementiert werden, welche die Speicherladung im Nennbetrieb und somit auch die Ausschaltverlustenergie begrenzt. Gegenüber einer SPEED-Struktur zeigt sich die neue IDEE-Struktur als wirkungsvoller. Eine IDEE-Diode hat im Vergleich zu einer Diode mit durchgängigem p^+-Gebiet eine invertierte Abhängigkeit des anodenseitigen Emitterwirkungsgrads vom Durchlassstrom.

Die vorliegende Arbeit bietet zahlreiche Anknüpfungspunkte für weiterführende Forschungsaktivitäten. Im Folgenden sind einige davon aufgelistet:

- Abb. 5.12 belegt die niedrige Ausschaltrobustheit von SPEED-Dioden beim Ausschalten aus hohen Strömen. Dies wird analog zur Diskussion der Ausschaltrobustheit von IDEE-Dioden (Abb. 5.34) mit der Ausbildung kathodenseitiger Filamente und damit mit einem Zerstörungsmechanimus ähnlich dem in Abschnitt 5.2 vorgestellten begründet. Simulative Untersuchungen zeigen dies als Schwachstelle der bisher realisierten SPEED-Dioden auf [Bas09]. Folglich könnte die niedrige Ausschaltrobustheit von SPEED-Dioden durch die Implementierung einer CIBH-Struktur beseitigt werden [BLS+10a]. Erste realisierte Dioden mit SPEED- und CIBH-Struktur weisen jedoch eine deutlich verringerte Ausschaltrobustheit im Vergleich zu CIBH-Dioden mit lateral homogenem p^+-Gebiet auf [PSN+10]. Daher muss es noch eine weitere Ursache für die niedrige Ausschaltrobustheit von SPEED-Dioden geben. Dies könnten die hohen Feldspitzen am Übergang zwischen den p^-- und p^+-Zonen sein, welche dann auftreten, wenn die p^+-Zonen eine größere Eindringtiefe als die p^--Zonen haben [BLS+10a, PSN+10]. Es sollte experimentell gezeigt werden,

welche Mechanismen in welchem Maße die Ausschaltrobustheit von SPEED-Dioden limitieren.

- Die Zerstörungsgrenze der realisierten CIBH-Dioden sollte experimentell untersucht werden. Hierbei könnte es sein, dass selbst unter extremeren Schaltbedingungen, als in [FPS+08] veröffentlicht, keine punktförmige Zerstörung in der Chipmitte auftritt, sondern dass die Ausschaltrobustheit durch den Rand limitiert wird.

- Untersuchungen zeigen, dass sich nach einem Ausschaltvorgang ein Eutektikumtropfen in einem geringen Abstand zum Kathodenkontakt im Siliziumvolumen befindet [SBB+11]. Eine mögliche Ursache dafür ist eine Wanderung eines Eutektikumtropfens vom Halbleiter-Metallkontakt ins Halbleitervolumen aufgrund von Thermomigration. Zur Thermomigration kommt es, wenn es einen starken Temperaturgradienten gibt. Ursache eines hohen Temperaturgradienten könnte ein einzelnes kathodenseitiges Filament sein. Die Untersuchungen in [SBB+11] besagen jedoch, dass die Diode mit Eutektikumtropen in der Tiefe nicht zerstört ist. Offensichtlich schützt der Eutektikumtropfen in der Tiefe das Bauelement vor einer Zerstörung. Dies steht im Widerspruch zu [DLS03], wonach kathodenseitiger dynamischer Avalanche mit der Zerstörungsgrenze der getesteten Dioden korreliert. Es ist zu klären, wie genau eine punktuelle Thermomigration und eine punktförmige Zerstörung von der Größe der aktiven Fläche, der Beschaffenheit der kathodenseitigen Emitterstruktur und von den Schaltbedingungen abhängen.

- Zur Analyse von 3D-Effekten ist es wünschenswert 3D-Strukturen simulieren zu können. Dies ist insbesondere für eine richtige Abbildung des Filamentverhaltens zu erstreben, jedoch ist dies derzeit für Leistungsbauelemente aufgrund des hohen Rechenaufwands nicht möglich. Dazu sollten die Bauelementsimulationsprogramme mit besseren numerischen Verfahren ausgestattet werden, die eine effiziente adaptive Gitteranpassung und eine echte Parallelisierung der Rechnungen ermöglichen. Hierzu sind kooperative Projekte von Numerikern und Halbleiterspezialisten notwendig.

- Die hier mittels Simulation aufgezeigte hervorragende Relation zwischen Ausschaltverhalten und Stoßstromfestigkeit der IDEE-CIBH-Diode sollte im Experiment nachgewiesen werden.

A Anhang

A.1 Beweglichkeitsmodelle

Masetti *et al*

Das Standardmodell in Sentaurus$_{\text{Device}}$ zur Berücksichtigung der Dotierabhängigkeit der Beweglichkeiten ist das Modell nach Masetti *et al* [MSS83]:

$$\mu_{\text{dop}} = \mu_{\text{min1}} \exp\left(-\frac{P_{\text{c}}}{N_{\text{tot}}}\right) + \frac{\mu_{\text{const}} - \mu_{\text{min2}}}{1 + (N_{\text{tot}}/C_{\text{r}})^{\alpha}} - \frac{\mu_1}{1 + (C_{\text{s}}/N_{\text{tot}})^{\beta}}. \quad \text{(A.1)}$$

Die Parameter sind in Tabelle. *A*.1 aufgelistet. Im Parameter μ_{const} steckt

Tabelle A.1 Verwendete Parameter im Masetti Modell (Standardparameter des Simulators).

	Elektronen	Löcher
μ_{min1}	52,2 cm^2/Vs	44,9 cm^2/Vs
μ_{min2}	52,2 cm^2/Vs	0 cm^2/Vs
μ_1	43,4 cm^2/Vs	29,0 cm^2/Vs
P_{c}	0 cm^{-3}	9,23×10^{16} cm^{-3}
C_{r}	9,68×10^{16} cm^{-3}	2,23×10^{17} cm^{-3}
C_{s}	3,34×10^{20} cm^{-3}	6,10×10^{20} cm^{-3}
α	0,680	0,719
β	2,0	2,0

die temperaturabhängige Streuung der Ladungsträger am Gitter. Es gilt

$$\mu_{\text{const}} = \mu_{\text{L}} \left(\frac{T}{300K}\right)^{-\gamma}, \quad \text{(A.2)}$$

mit den in Tabelle *A*.2 aufgelisteten Parametern.

Tabelle A.2 Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeiten (Standardparameter des Simulators).

	Elektronen	Löcher
μ_{L}	1417 $\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$	470,5 $\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$
γ	2,5	2,2

Reggiani *et al*

Das Beweglichkeitsmodell der Universität Bologna [RVC+02] beruht auf aktuellen Messungen und unterscheidet zwischen abstoßenden und anziehenden Störstellen. Der gültige Temperaturbereich wird mit 25°C bis 973°C angegeben. Es gelten die folgenden Gleichungen:

$$\mu_{\mathrm{L}} = \mu_{\max}\left(\frac{T}{300K}\right)^{-\gamma+c\left(\frac{T}{300K}\right)} \tag{A.3}$$

$$\mu_{\mathrm{dop}} = \mu_0 + \frac{\mu_{\mathrm{L}} - \mu_0}{1+\left(\frac{N_{\mathrm{D},0}}{Cr1}\right)^{\alpha}+\left(\frac{N_{\mathrm{A},0}}{Cr2}\right)^{\beta}} - \frac{\mu_1}{1+\left(\frac{N_{\mathrm{D},0}}{Cs1}+\frac{N_{\mathrm{A},0}}{Cs2}\right)^{-2}} \tag{A.4}$$

$$\mu_0 = \frac{\mu_{0\mathrm{d}} N_{\mathrm{D},0} + \mu_{0\mathrm{a}} N_{\mathrm{A},0}}{N_{\mathrm{tot}}} \tag{A.5}$$

$$\mu_1 = \frac{\mu_{1\mathrm{d}} N_{\mathrm{D},0} + \mu_{1\mathrm{a}} N_{\mathrm{A},0}}{N_{\mathrm{tot}}} \tag{A.6}$$

Die verwendeten Standardparameter sind in Tabelle *A*.3 gelistet.

Tabelle A.3 Verwendete Parameter im Reggiani *et al* Modell (Standardparameter des Simulators).

	Elektronen	Löcher
$\mu_{\max}$	1441 cm^2/Vs	470,5 cm^2/Vs
c	-0,11	0
γ	2,45	2,16
μ_{0d}	62,2 $T_n^{-0,7}$	90,0 $T_n^{-1,3}$
μ_{0a}	132,0 $T_n^{-1,3}$	44,0 $T_n^{-0,7}$
μ_{1d}	48,6 $T_n^{-0,7}$	28,2 $T_n^{-2,0}$
μ_{1a}	73,5 $T_n^{-1,25}$	28,2 $T_n^{-0,8}$
C_{r1}	$8{,}5\times10^{16}$ $T_n^{3,65}$	$1{,}3\times10^{18}$ $T_n^{2,2}$
C_{r2}	$1{,}22\times10^{17}$ $T_n^{2,65}$	$2{,}45\times10^{17}$ $T_n^{3,1}$
C_{s1}	$4{,}0\times10^{20}$ T_n^{0}	$1{,}1\times10^{18}$ $T_n^{6,2}$
C_{s2}	$7{,}0\times10^{20}$	$6{,}1\times10^{20}$
α	0,68	0,77
β	0,72	0,719

Lutz *et al*

Lutz *et al* [LSSDD11] verwendet das Caughey-Thomas Gesetz

$$\mu = \mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1 + (N/N_{\text{ref}})^\gamma}. \tag{A.7}$$

Dabei gilt für die Elektronen:

$$\mu_0 = 1412 \cdot \left(\frac{300K}{T}\right)^{2,28} \frac{cm^2}{Vs} \tag{A.8}$$

$$\mu_\infty = 66 \cdot \left(\frac{300K}{T}\right)^{0,90} \frac{cm^2}{Vs} \tag{A.9}$$

$$N_{\text{ref}} = 9{,}7 \times 10^{16} \cdot \left(\frac{T}{300K}\right)^{3,51} cm^{-3} \tag{A.10}$$

$$\gamma = 0{,}725 \cdot \left(\frac{300K}{T}\right)^{0,270} \frac{cm^2}{Vs} \tag{A.11}$$

Und für die Löcher:

$$\mu_0 = 469 \cdot \left(\frac{300K}{T}\right)^{2,10} \frac{cm^2}{Vs} \tag{A.12}$$

$$\mu_\infty = 44 \cdot \left(\frac{300K}{T}\right)^{0,80} \frac{cm^2}{Vs} \tag{A.13}$$

$$N_{\text{ref}} = 2{,}4 \times 10^{17} \cdot \left(\frac{T}{300K}\right)^{4,13} cm^{-3} \tag{A.14}$$

$$\gamma = 0{,}70 \cdot \left(\frac{T}{300K}\right)^{0} \frac{cm^2}{Vs} \tag{A.15}$$

Conwell *et al*

Zur Berücksichtigung von Streuungen an freibeweglichen Ladungsträgern kann in $\text{Sentaurus}_{\text{Device}}$ das Modell von Conwell und Weißkopf eingebunden werden [Cho72]. Es gilt:

$$\mu_{\text{np}} = \frac{D(T/300K)^{3/2}}{\sqrt{np}} \left(\ln\left(1 + F\left(\frac{T}{300K}\right)^2 (pn)^{-1/3}\right)\right)^{-1}, \tag{A.16}$$

mit $D = 1{,}04{\times}10^{21}$ $\text{cm}^{-1}\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ und $F = 7{,}452{\times}10^{13}$ cm^{-2}.

A.2 Hydrodynamisches Modell in $\text{Sentaurus}_{\text{TCAD}}$

Das vom Simulationsprogramm [Tca07] zu lösende Gleichungssystem besteht bei einer hydrodynamischen Simulation nicht mehr aus vier partiellen Differentialgleichungen (Gln. (2.1), (2.2), (2.3) und (2.8)), sondern aus sechs partiellen Differentialgleichungen. Dazu gehören unverändert die Poissongleichung, Gl. (2.1), und die Kontinuitätsgleichungen, Gln. (2.2), (2.3). Die Wärmetransportgleichung, Gl. (2.8), wird im hydrodynamischen Modell ersetzt durch die Engergiebalance-Gleichungen:

$$\frac{\partial W_{\text{n}}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{s_{\text{n}}} = \vec{j_{\text{n}}} \cdot \nabla E_{\text{c}} - H_{\text{n}} - \xi_{\text{n}} \frac{W_{\text{n}} - W_{\text{n0}}}{\tau_{\text{en}}}, \tag{A.17}$$

$$\frac{\partial W_{\mathrm{p}}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{s_{\mathrm{p}}} = \vec{j_{\mathrm{p}}} \cdot \nabla E_{\mathrm{v}} - H_{\mathrm{p}} - \xi_{\mathrm{p}} \frac{W_{\mathrm{p}} - W_{\mathrm{p0}}}{\tau_{\mathrm{ep}}}, \tag{A.18}$$

$$\frac{\partial W_{\mathrm{L}}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{s_{\mathrm{L}}} = H_{\mathrm{L}} + \xi_{\mathrm{n}} \frac{W_{\mathrm{n}} - W_{\mathrm{n0}}}{\tau_{\mathrm{en}}} + \xi_{\mathrm{p}} \frac{W_{\mathrm{p}} - W_{\mathrm{p0}}}{\tau_{\mathrm{ep}}}. \tag{A.19}$$

Dabei steht der Index n für die Elektronen, p für Löcher und L für das Gitter (engl. lattice). Gl. (A.19) entspricht dabei der Wärmetransportgleichung, Gl. (2.8). Die Parameter H_{n}, H_{p} und H_{L} sind die Energiegewinn/-verlustraten aufgrund von Generations- und Rekombinationsprozessen. Die Energiedichten W_{n}, W_{p} und W_{L} und die Gleichgewichts-Energiedichten W_{n0} und W_{p0} sind wie folgt gegeben:

$$W_{\mathrm{n}} = n \left(\frac{3kT_{\mathrm{n}}}{2} \right), \tag{A.20}$$

$$W_{\mathrm{p}} = p \left(\frac{3kT_{\mathrm{p}}}{2} \right), \tag{A.21}$$

$$W_{\mathrm{L}} = c_{\mathrm{L}} T, \tag{A.22}$$

$$W_{\mathrm{n0}} = n \left(\frac{3kT}{2} \right), \tag{A.23}$$

$$W_{\mathrm{p0}} = p \left(\frac{3kT}{2} \right). \tag{A.24}$$

Die Parameter ξ_{n} und ξ_{p} wurden im Simulationsprogramm [Tca07] eingeführt um die numerische Stabilität zu verbessern. Für den hydrodynamischen Fall gelten folgende Transportgleichungen:

$$\vec{j_{\mathrm{n}}} = q\mu_{\mathrm{n}} \left(n \nabla E_{\mathrm{c}} + kT_{\mathrm{n}} \nabla n + {f_{\mathrm{n}}}^{td} kn \nabla T_{\mathrm{n}} - 1{,}5 nkT_{\mathrm{n}} \nabla \ln m_{\mathrm{n}} \right), \tag{A.25}$$

$$\vec{j_{\mathrm{p}}} = q\mu_{\mathrm{p}} \left(p \nabla E_{\mathrm{v}} + kT_{\mathrm{p}} \nabla p + {f_{\mathrm{p}}}^{td} kp \nabla T_{\mathrm{p}} - 1{,}5 pkT_{\mathrm{p}} \nabla \ln m_{\mathrm{p}} \right). \tag{A.26}$$

Dabei sind m_{n} und m_{p} die effektiven Massen und T_{n} und T_{p} die Ladungsträgertemperaturen, E_{c} ist das Energieniveau an der Leitungsbandunterkante und E_{v} ist das Energieniveau an der Valenzbandoberkante.

Die Energieströme in den Gln. (A.17), (A.18) und (A.19) sind wie folgt gegeben:

$$\vec{s_{\mathrm{n}}} = -\frac{5r_{\mathrm{n}}}{2}\left(\frac{kT_{\mathrm{n}}}{q}\vec{j_{\mathrm{n}}} + {f_{\mathrm{n}}}^{hf}\frac{k^2}{q}n\mu_{\mathrm{n}}T_{\mathrm{n}}\nabla T_{\mathrm{n}}\right), \tag{A.27}$$

$$\vec{s_{\mathrm{p}}} = -\frac{5r_{\mathrm{p}}}{2}\left(-\frac{kT_{\mathrm{p}}}{q}\vec{j_{\mathrm{p}}} + {f_{\mathrm{p}}}^{hf}\frac{k^2}{q}p\mu_{\mathrm{p}}T_{\mathrm{p}}\nabla T_{\mathrm{p}}\right). \tag{A.28}$$

$$\vec{s_{\mathrm{L}}} = -\kappa_{\mathrm{L}}\nabla T_{\mathrm{L}}. \tag{A.29}$$

Mittels der Parameter r_{n}, r_{p}, ${f_{\mathrm{n}}}^{td}$, ${f_{\mathrm{p}}}^{td}$, ${f_{\mathrm{n}}}^{hf}$ und ${f_{\mathrm{p}}}^{hf}$ können die Gleichungen im Simulator an unterschiedliche, in der Literatur beschriebene Modelle angepasst werden. Für die Untersuchung in dieser Arbeit wurden die Standardparameter von $\mathrm{Sentaurus}_{\mathrm{Sdevice}}$ [Tca07] verwendet: $r_{\mathrm{n}} = r_{\mathrm{p}} =$ 0,6, ${f_{\mathrm{n}}}^{td} = {f_{\mathrm{p}}}^{td} = 0$, ${f_{\mathrm{n}}}^{hf} = {f_{\mathrm{p}}}^{hf} = 1$.

Literaturverzeichnis

[Bab04] Baburske, R.: *Ausschaltverhalten von SiC-PIN-Dioden*, TU Chemnitz, Lehrstuhl für Leistungselektronik und elektromagnetische Verträglichkeit, Studienarbeit, Dez. 2004

[Bal87] Baliga, B. J.: Analysis of a high-voltage merged p-i-n/Schottky (MPS) rectifier. In: *Electron Device Letters, IEEE* 8 (1987), Sep, Nr. 9, S. 407–409

[Bas09] Basler, T.: *Ausschaltverhalten und Robustheit von SPEED-Dioden*, TU Chemnitz, Lehrstuhl für Leistungselektronik und elektromagnetische Verträglichkeit, Diplomarbeit, Feb. 2009

[Bau08] Bauer, F. D.: Calculation of cosmic ray limited maximum DC blocking voltages of high voltage silicon PIN diodes. In: *Solid-State Electronics* 52 (2008), S. 1052–1057

[BEHN05] Bakran, M. M. ; Eckel, H. G. ; Helsper, M. ; Nagel, A.: Challenges in using the latest generation of IGBTs in traction converters. In: *EPE Journal* 15 (2005), Oct-Dec., Nr. 4, S. 13–18

[BGG99] Benda, V. ; Gowar, J. ; Grant, D. A.: *Power Semiconductor Devices - Theory and Applications*. West Sussex, England : John Wiley and Sons Ltd, 1999

[BHEF06] Bakran, M. M. ; Helsper, M. ; Eckel, H. G. ; Fleisch, K.: Schaltverhalten von Hochleistungshalbleitern in Umrichtern mit verkoppelten Kommutierungskreisen. In: *ETG-Fachbericht 105, ETG-Fachtagung Bauelemente der Leistungselektronik und ihre Anwendungen*. Bad Nauheim, 2006

[BHLN08a] Baburske, R. ; Heinze, B. ; Lutz, J. ; Niedernostheide, F.-J.: Charge-carrier plasma dynamics during the reverse-recovery Period of p^+-n^--n^+ Diodes. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 55 (2008), Aug., Nr. 8, S. 2164–2172

[BHLN08b] Baburske, R. ; Heinze, B. ; Lutz, J. ; Niedernostheide, F.-J.: The influence of field- and diffusion-current components on the charge-carrier plasma dynamics during turn-off of p^+-n^--n^+ diodes. In: *Proceedings International Seminar on Power Semicon-*

ductors, ISPS. Prague, Czech Republic, Aug. 2008, S. 229–234

[BHN+09] Baburske, R. ; Heinze, B. ; Niedernostheide, F.-J. ; Lutz, J. ; Silber, D.: On the formation of stationary destructive cathode-side filaments in p^+-n^--n^+ diodes. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*. Barcelona, Spain, Jun. 2009, S. 41–44

[BLH10] Baburske, R. ; Lutz, J. ; Heinze, B: Effects of negative differential resistance in high power devices and some relations to DMOS structures. In: *Proceedings International Reliability Physics Symposium, IRPS*, 2010, S. 162 –169

[BLS+10a] Baburske, R. ; Lutz, J. ; Schulze, H.-J. ; Basler, T. ; Siemieniec, R. ; Pfaffenlehner, M. ; Felsl, H.-P. ; Niedernostheide, F.-J. ; Pfirsch, F.: The trade-off between surge-current capability and reverse-recovery behaviour of high-voltage power diodes. In: *Proceedings International Seminar on Power Semiconductors, ISPS*. Prague, Czech Republic, Sep. 2010

[BLS+10b] Baburske, R. ; Lutz, J. ; Schulze, H.-J. ; Felsl, H. P. ; Siemieniec, R.: A new diode structure with Inverse injection Dependency of Emitter Efficiency (IDEE). In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2010, S. 165 –168

[BLSN10] Baburske, R. ; Lutz, J. ; Schulze, H.-J. ; Niedernostheide, F.-J.: Analysis of the Destruction Mechanism during Reverse-Recovery of Power Diodes. In: *Proceedings International Seminar on Power Semiconductors, ISPS*. Prague, Czech Republic, Sep. 2010

[BMS+03] Bartsch, W. ; Mitlehner, H. ; Schoerner, R. ; Dohnke, K. ; Thomas, B. ; Stein, R. ; Stephani, D.: Tranient behaviour of high voltage bipolar SiC-diode. In: *Proceedings European Conference on Power Electronics and Applications, EPE*. Toulouse, France, 2003

[BPF+08] Biermann, J. ; Pfaffenlehner, M. ; Felsl, H.-P. ; Gutt, T. ; Schulze, H.: CIBH Diode with superior soft switching behavior in 3.3 kV modules for fast switching applications. In: *Proceedings Power Electronics/ Intelligent Motion/ Power Quality Conference, PCIM*. Nuernberg, Germany, 2008

[BPSH05] Bryant, A.T. ; Palmer, P.R. ; Santi, E. ; Hudgins, J.L.: A compact diode model for the simulation of fast power diodes including the effects of avalanche and carrier lifetime zoning. In: *Proceedings Power Electronics Specialists Conference, PESC*, 2005, S. 2042 –

[BS67] Benda, H. ; Spenke, E.: Reverse recovery processes in silicon power rectifiers. In: *Proceedings of the IEEE* 55 (1967), dec., Nr. 12, S. 2159 – 2159

[CBF+06] Cappelluti, F. ; Bonani, F. ; Furno, M. ; Ghione, G. ; Bellemo, R. C. L. ; Bocciola, C. ; Merlin, L.: Physics-based mixed-mode reverse recovery modeling and optimization of Si PiN and MPS fast recovery diodes. In: *Microelectron. J.* 37 (2006), Mar., Nr. 3, S. 190–196

[Che] Chen, M.: *CIBH-Dioden*, Gedächtnisprotokolle zu Gesprächen über 3,3 kV CIBH-Dioden 2006-2007

[Cho72] Choo, S. C.: Theory of a forward-biased diffused-junction p-l-n rectifier – part I: exact numerical solutions. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 19 (1972), Nr. 9, S. 954–966

[CLD+06] Chen, M. ; Lutz, J. ; Domeij, M. ; Felsl, H.P. ; Schulze, H.J.: A Novel Diode Structure with Controlled Injection of Backside Holes (CIBH). In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2006, S. 9 –12

[CLFS08] Chen, M. ; Lutz, J. ; Felsl, H.-P. ; Schulze, H.-J.: Analysis of a p+p-n-n+ diode structure. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2008, S. 153 –156

[CMMO75] Canali, C. ; Majni, G. ; Minder, R. ; Ottaviani, G.: Electron an hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 22 (1975), Nr. 11, S. 1045–1047

[Dan72] Dannhäuser,F.: Die Abhängigkeit der Trägerbeweglichkeit in Silizium von der Konzentration der freien Ladungsträger-I. In: *Solid State Electronics* 15 (1972), Nr. 12, S. 1371–1375

[DBOL99] Domeij, M. ; Breitholtz, B. ; Oestling, M. ; Lutz, J.: Stable dynamic avalanche in Si power diodes. In: *Applied Physics Letters* 74 (1999), May., Nr. 21, S. 3170–3172

[DLS03] Domeij, M. ; Lutz, J. ; Silber, D.: On the destruction limit of Si power diodes during reverse recovery with dynamic avalanche. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 50 (2003), Feb., Nr. 2, S. 486–493

[Dom99] Domeij, M.: *Dynamic Avalanche in Si and 4H-SiC Power Diodes*, KTH, Royal Institute of Technology, Department of Electronics,

Dissertation, 1999. – ISRN KTH/FTE/FR-99/3-SE

[Ega66] Egawa, H.: Avalanche characteristics and failure mechanism of high voltage diodes. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 13 (1966), Nov., Nr. 11, S. 754–758

[Fel09] Felsl, H. P.: *Silizium und SiC-Leistungsdioden unter besonderer Berücksichtigung von elektrisch-thermischen Kopplungseffekten und nichtlinearer Dynamik*, TU Chemnitz, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dissertation, Juli 2009

[FFPL04] Felsl, H. P. ; Falck, E. ; Pfaffenlehner, M. ; Lutz, J.: The influence of bulk parameters on the switching behavior of FWDs for traction application. In: *Proc. 24th Int. Conf. Microelectron.* Serbia, May 2004, S. 153–156

[FHL06] Felsl, H. P. ; Heinze, B. ; Lutz, J.: Effects of different buffer structures on the avalanche behavior of high voltage diode under high reverse current conditions. In: *IEE Proc.: Circuits, Devices and Systems* 153 (2006), Feb., Nr. 1, S. 11–15

[FPS+08] Felsl, H.P. ; Pfaffenlehner, M. ; Schulze, H. ; Biermann, J. ; Gutt, T. ; Schulze, H.-J. ; Chen, M. ; Lutz, J.: The CIBH Diode - Great Improvement for Ruggedness and Softness of High Voltage Diodes. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2008, S. 173 –176

[Ful67] Fulop, W.: Calculation of avalanche breakdown voltages of silicon p-n junctions. In: *Solid-State Electron.* 10 (1967), Jan., Nr. 1, S. 39–43

[Gru06] Grundmann, M.: *The Physics of Semiconductors*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2006

[Hal52] Hall, R. N.: Power Rectifiers and Transistors. In: *Proc. Inst. Radio Engrs.* Bd. 40, 1952, S. 1512–1518

[HBLS08] Heinze, B. ; Baburske, R. ; Lutz, J. ; Schulze, H.-J.: Effects of metallisation and bondfeets in 3.3kv free-wheeling diodes at surge current conditions. In: *Proceedings of International Seminar on Power Semiconductors, ISPS*. Prague, Czech Republic, Aug. 2008, S. 223–228

[HBS+07] Hille, F. ; Bassler, M. ; Schulze, H. ; Falck, E. ; Felsl, H.P. ; Schieber, A. ; Mauder, A.: 1200V Emcon4 freewheeling diode - a soft alternative. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2007, S. 109 –112

[Hei04] Heinze, B.: *Einfluss von Buffer-Strukturen auf Schaltverhalten und Robustheit von hochsperrenden Freilaufdioden*, TU Chemnitz, Lehrstuhl für Leistungselektronik und elektromagnetische Verträglichkeit, Diplomarbeit, Okt. 2004

[Hei08] Heinze, B.: Projektbesprechung. (2008), Jul.

[Her68] Herlet, A.: The forward characteristic of silicon power rectifiers at high current densities. In: *Solid State Electron.* 11 (1968), Aug., Nr. 8, S. 717–742

[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 and IC's, ISPSD*, 2005, S. 215 – 218

[HKR70] Hower, P.L. ; Krishna Reddi, V.G.: Avalanche injection and second breakdown in transistors. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 17 (1970), Apr, Nr. 4, S. 320–335

[HLFS08] Heinze, B. ; Lutz, J. ; Felsl, H. P. ; Schulze, H.-J.: Ruggedness analysis of 3.3 kV high voltage diodes considering various buffer structures and edge terminations. In: *Microelectronics Journal* 39 (2008), June, Nr. 6, S. 868–877

[HLR+08] Heinze, B. ; Lutz, J. ; Rupp, R. ; Holz, M. ; Neumeister, M.: Surge Current Ruggedness of Silicon Carbide Schottky- and Merged-PiN-Schottky Diodes. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2008, S. 245 –248

[HSW07] Hunger, T. ; Schilling, O. ; Wolter, F.: Numerical and experimental study on surge current limitations of wire-bonded power diodes. In: *Proceedings Power Electronics/ Intelligent Motion/ Power Quality Conference, PCIM*. Nuernberg, Germany, 2007

[IEM04] Ishihara, Takamitsu ; Enda, Toshiyuki ; Matsuzawa, Kazuya: Simulation of the substrate current in MOSFETs using a unified model for the Auger generation and recombination rate. In: *Solid-State Electronics* 48 (2004), Nr. 3, S. 453 – 459

[KK09] Kaminski, N. ; Kopta, A.: Failure Rates of HiPak Modules Due to Cosmic Rays. In: *Application Note 5SYA 2042-03, ABB Switzerland Ltd, Semiconductors*, 2009, S. 1–11

[KR05] Kopta, A. ; Rahimo, M.: The field charge extraction (FCE) diode:

a novel technology for soft recovery high voltage diodes. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2005, S. 83 – 86

[KSB+04] Kaindl, W. ; Soelkner, G. ; Becker, H.W. ; Meijer, J. ; Schulze, H.J. ; Wachutka, G.: Physically based simulation of strong charge multiplication events in power devices triggered by incident ions. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2004, S. 257 – 260

[KSSW05] Kaindl, W. ; Soelkner, G. ; Schulze, H.J. ; Wachutka, G.: Cosmic radiation-induced failure mechanism of high voltage IGBT. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2005, S. 199 – 202

[LB11] Lutz, J. ; Baburske, R.: Freilaufdioden aus Silizium - Schaltverhalten, Robustheit. In: *ETG-Fachtagung Bauelemente der Leistungselektronik und ihre Anwendungen*. Bad Nauheim, 2011

[LBC+09] Lutz, J. ; Baburske, R. ; Chen, Min ; Heinze, B. ; Domeij, M. ; Felsl, H.-P. ; Schulze, H.-J.: The nn^+-junction as the key to improved ruggedness and soft recovery of power diodes. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 56 (2009), nov., Nr. 11, S. 2825 –2832

[LBD+95] Leturcq, P. ; Berraies, O. ; Debrie, J. L. ; Gillet, P. ; Kallala, A. ; Massol, J. L.: Bipolar semiconductor device models for computer-sided design in power electronics. In: *Proceedings European Conference on Power Electronics and Applications, EPE*, 1995, S. 222–227

[LBM96] Leturcq, P. ; Berraies, M.O. ; Massol, J.-L.: Implementation and validation of a new diode model for circuit simulation. In: *Proceedings Power Electronics Specialists Conference, PESC* Bd. 1, 1996, S. 35 –43 vol.1

[Lin06] Linder, S.: *Power Semiconductors*. Lausanne : EPFL Press, 2006

[LS94] Lutz, J. ; Scheuermann, U.: Advantages of the new controlled axial lifetime diode. In: *Proceedings Power Electronics/ Intelligent Motion/ Power Quality Conference, PCIM*. Nuernberg, Germany, 1994

[LSSDD11] Lutz, J. ; Schlangenotto, H. ; Scheuermann, U. ; De Doncker, Rick: *Semiconductor Power Devices - Physics, Characteristics, Reliability*. Berlin : Springer, 2011

[Lut99] Lutz, J.: *Freilaufdioden für schnell schaltende Leistungsbauelemente*, TU Ilmenau, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dissertation, Dez. 1999

[Lut04] Lutz, J.: Fast recovery diodes – Reverse recovery behaviour and dynamic avalanche. In: *Proc. 24th Int. Conf. Microelectron.* Nis, Serbia, May 2004, S. 11–16

[Lut06] Lutz, J.: *Halbleiter-Leistungsbauelemente. Physik, Eigenschaften, Zuverlaessigkeit.* Berlin : Springer, 2006

[MBP+06] Mawby, P. A. ; Bryant, A. T. ; Palmer, P. R. ; Santi, E. ; Hudgins, J. L.: High speed electro-thermal models for inverter simulations. In: *Proc. Int. Conf. Microelectron.* Belgrade, Serbia, 2006

[Mil10] Milady, S.: *Spatial and temporal instabilities in high voltage power devices*, Universität Bremen, Fachbereich für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dissertation, 2010

[MKY00] Mori, M. ; Kobayashi, H. ; Yasuda, Y.: 6.5 kV ultra soft amp; fast recovery diode (U-SFD) with high reverse recovery capability, 2000, S. 115 –118

[MSNF08] Milady, S. ; Silber, D. ; Niedernostheide, F.-J. ; Felsl, H. P.: Different types of avalanche-induced moving current filaments under the influence of doping inhomogeneities. In: *Microelectronics Journal* 39 (2008), Nr. 6, S. 857–867

[MSP+05] Mauder, A. ; Schulze, H.-J. ; Pfirsch, F. ; Falck, E. ; Lutz, J.: *Halbleiterdiode und IGBT.* 2005. – Deutsches Patent DE 103 61 136 B4, Okt. 27

[MSS83] Masetti, G. ; Severi, M. ; Solmi, S.: Modeling of carrier mobility against carrier concentration in arsenic-, phosphorus-, and boron-doped silicon. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 30 (1983), Nr. 7, S. 764–769

[NFSKW04] Niedernostheide, F. J. ; Falck, F. ; Schulze, H.-J. ; Kellner-Werdehausen, U.: Current-density patterns induced by avalanche injection phenomena in high voltage diodes during turn-off. In: *Ann. Phys. (Leipzig)* 13 (2004), Nr. 7-8, S. 414–422

[NFSKW06] Niedernostheide, F. J. ; Falck, F. ; Schulze, H.-J. ; Kellner-Werdehausen, U.: Influence of Joule heating on current filaments induced by avalanche injection. In: *IEE Proc.-Circuits Devices Syst.* 153 (2006), Nr. 1, S. 3–10

[NS04] Niedernostheide, F. J. ; Schulze, H.-J.: Studies on dynamic avalanche and current filaments in high-voltage diodes. In: *Physica D* 199 (2004), Nr. 1-2, S. 129–137

[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

[OM70] Overstraeten, R. van ; Man, H. de: Measurement of the ionization rates in diffused silicon p-n junctions. In: *Solid State Electronics* 13 (1970), May, Nr. 5, S. 583–608

[PAB+97] Porst, A. ; Auerbach, F. ; Brunner, H. ; Deboy, G. ; Hille, F.: Improvement of the diode characteristics using emitter-controlled principles (EMCON-diode). In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 1997, S. 213 –216

[Pau76] Paul, R.: *Halbleiterdioden.* Berlin : VEB Verlag Technik, 1976

[Per10] Pertermann, E.: *Bewertung von Kompaktmodellen zum Abschaltverhalten bipolarer Dioden*, TU Chemnitz, Lehrstuhl für Leistungselektronik und elektromagnetische Verträglichkeit, Diplomarbeit, Jan. 2010

[Por94] Porst, A.: Ultimate limits of an IGBT (MCT) for high voltage applications in conjunction with a diode. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 1994, S. 163 –170

[PPGS09] Podgaynaya, A. ; Pogany, D. ; Gornik, E. ; Stecher, M.: Improvement of the electrical safe operating area of a DMOS transistor during ESD events. In: *Reliability Physics Symposium, 2009 IEEE International*, 2009, S. 437 –442

[PS10] Pfirsch, Frank ; Soelkner, Gerald: Simulation of cosmic ray failures rates using semiempirical models. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2010, S. 125 –128

[PSH+03] Palmer, P. R. ; Santi, E. S. ; Hudgins, J. L. ; Kang, X. ; Joyce, J. C. ; Eng, P. Y.: Circuit simulator models for the diode and IGBT with full temperature dependent features. In: *IEEE Trans. Power Electron.* 18 (2003), Sep., Nr. 5, S. 1220–1229

[PSN+10] Pfaffenlehner, M. ; Schulze, H.-J. ; Niedernostheide, F.-J.

; Felsl, H.-P. ; Pfirsch, F. ; Lutz, J. ; Baburske, R.: Optimierung von Dioden mit SPEED-Konzept und CIBH. In: *39. Kolloquium: Halbleiter-Leistungsbauelemente und ihre systemtechnische Anwendung*. Freiburg, Nov. 2010

[QEM93] Quade, W. ; E. Schöll ; M. Rudan: Impact ionization within the hydrodynamic approach to semiconductor transport. In: *Solid-State Electronics* 36 (1993), Nr. 10, S. 1493 – 1505

[RGR+05] Reggiani, S. ; Gnani, E. ; Rudan, M. ; Baccarani, G. ; Corvasce, C. ; Barlini, D. ; Ciappa, M. ; Fichtner, W. ; Denison, M. ; Jensen, N. ; Groos, G. ; Stecher, M.: Measurement and modeling of the electron impact-ionization coefficient in silicon up to very high temperatures. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 52 (2005), oct., Nr. 10, S. 2290 – 2299

[Rid63] Ridley, B. K.: Specific negative resistance in solids. In: *Proceedings of the Physical Society* 82 (1963), Nr. 6, S. 954–966

[RKE+04] Rahimo, M. ; Kopta, A. ; Eicher, S. ; Schlapbach, U. ; Linder, S.: Switching-self-clamping-mode SSSCM", a breakthrough in SOA performance for high voltage IGBTs and diodes. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2004, S. 437 – 440

[RS01] Rahimo, M. T. ; Shammas, N. Y. A.: Freewheeling diode reverse-recovery failure modes in IGBT applications. In: *IEEE Trans. Ind. Appl.* 37 (2001), Mar./Apr., Nr. 2, S. 661–670

[RVC+02] Reggiani, A. ; Valdinoci, M. ; Colalongo, L. ; Rudan, M. ; Baccarani, G. ; Stricker, A. D. ; Illien, F. ; Felber, N. ; Fichtner, W. ; Zullino, L.: Electron and hole mobility in silicon at large operating temperatures – part I: bulk mobility. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 49 (2002), Nr. 3, S. 490–499

[SBB+11] Schulze, H.-J. ; Biermann, J. ; Bauer, J.-G. ; Niedernostheide, F.-J. ; Lutz, J. ; Baburske, R.: Filament-induced thermomigration of an aluminum drop at the cathode-side of high-voltage power diodes. In: *Proceedings International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, ISPSD*, 2011

[Sch03] Schönauer, W. ; Adolph, T.: FDEM: How we make the FDM more flexible than the FEM. In: *Journal of Computational and Applied Mathematics* 158 (2003), Nr. 1, S. 157–167

[Sel84] Selberherr, S.: *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. New York Inc. : Springer-Verlag, 1984

[SG77] Slotboom, J. W. ; Graaff, H. C.: Bandgap narrowing in silicon bipolar transistors. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 24 (1977), Nr. 8, S. 1123–1125

[Sil09a] Silber, D.: Diskussion zur Promotionsverteidigung von Hans-Peter Felsl. (2009)

[Sil09b] Silber, D.: Second breakdown, latching and thermal runaway - an overview. In: *Proc. ECPE workshop "Power Semiconductor Robustness"*, 2009

[SKSW04] Soelkner, G. ; Kaindl, W. ; Schulze, H.-J. ; Wachutka, G.: Reliability of power electronic devices against cosmic radiation-induced failure. In: *Microelectronics Reliability* 44 (2004), S. 1399–1406

[SN89] Schlangenotto, H. ; Neubrand, H.: Dynamischer Avalanche beim Schalten von GTO-Thyristoren und IGBTs. In: *Archiv der Elektrotechnik* 72 (1989), S. 113–123

[SP10] Schlangenotto, H. ; Pertermann, E.: Konversation zur Extraktion der h-Parameter aus Simulationsergebnissen. (2010), 05

[SRH99] Shammas, N. Y. A. ; Rahimo, M. T. ; Hoban, P. T.: Effects if external operating conditions on the reverse recovery behaviour of fast power diode. In: *EPE Journal* 8 (1999), Nr. 1/2, S. 11–18

[SSLB09] Schulze, H.-J. ; Siemieniec, R. ; Lutz, J. ; Baburske, R.: *Stossstromfeste Halbleiterdiode mit weichem Abschaltverhalten und Verfahren zur Herstellung einer Halbleiterdiode.* 2009. – Deutsches Patent angemeldet Okt.

[SSSM89] Schlangenotto, H. ; Serafin, J. ; Sawitzki, F. ; Mauder, H.: Improved recovery of fast power diodes with self-adjusting p emitter efficiency. In: *IEEE Electron Device Lett.* 10 (1989), Jul., Nr. 7, S. 322–324

[SVK+00] Soelkner, G. ; Voss, P. ; Kaindl, W. ; Wachutka, G. ; Maier, K.H. ; Becker, H.-W.: Charge carrier avalanche multiplication in high-voltage diodes triggered by ionizing radiation. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47 (2000), Dec, Nr. 6, S. 2365–2372

[SVM07] Silber, D. ; Vemulapati, U. R. ; Milady, S.: Thermal runaway - some like it hot. In: *36. Kolloquium: Halbleiter-Leistungsbauelemente und ihre systemtechnische Anwendung.* Freiburg, Oct. 2007

[Sze07] Sze, S. M.: *Physics of semiconductor devices*. New Jersey, Canada : John Wiley & Sons, 2007

[Tca07] Tcad: *Advanced TCAD Manual*. `http://www.synopsys.com`. Version: 2007

[VH07] Vobecky, J. ; Hazdra, P.: Radiation-Enhanced Diffusion of Palladium for a Local Lifetime Control in Power Devices. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 54 (2007), Jun., Nr. 6, S. 1521–1526

[Vos86] Voss, P.: *Dioden mit weichem Abrissverhalten*. 1986. – German Patent Application DE 3631136, Sep. 12

[Wac90] Wachutka, G. K.: Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and Conduction in Semiconductor device modeling. In: *IEEE Trans. Computer-aided design* 9 (1990), Nov., Nr. 11, S. 1141–1149

[Wac91] Wachutka, G. K.: Analytical model for the destruction mechanism of GTO-like devices by avalanche injection. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 38 (1991), Jun., Nr. 6, S. 1516–1523

[Wil83] Wilamowski, B. M.: Schottky diodes with high breakdown voltages. In: *Solid-State Electronics* 26 (1983), Nr. 5, S. 491–493

[Win93] Winternheimer, S.: *Modellbildung von Leistungsdiode und Leistungs-MOSFET zu Anwendung in einem Netzsimulationsprogramm*, TU Darmstadt, Fachbereich für elektrische Energietechnik , Dissertation, Dez. 1993

[Zel95] Zeller, H. R.: Cosmic ray induced failures in high power semiconductor devices. In: *Solid-State Electronics* 38 (1995), Nr. 12, S. 2041–2046

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Leistungselektronik und elektromagnetische Verträglichkeit von Herrn Prof. Dr. J. Lutz an der Technischen Universität Chemnitz.

Mein großer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. J. Lutz. Seiner Reputation und seiner auf Studenten zugehenden Art ist es zu verdanken, dass ich mich bereits während des Studiums für das Themengebiet der Leistungsbauelemente entschieden habe. In vielen Fachgesprächen hat er mich auf offene Fragen hingewiesen und mich motiviert, mich in neue Sachverhalte einzuarbeiten. Durch seinen großen Erfahrungsschatz, ganz besonders auf dem Gebiet des Ausschaltens von Leistungsdioden, war er mir stets eine große Unterstützung.

Danken möchte ich Herrn Prof. Dr. H.-G. Eckel für die Erstellung des Gutachtens. Er hat mir im Vorfeld umfangreiche Hinweise gegeben, um viele Sachverhalte klarer darzustellen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn PD Dr. F.-J. Niedernostheide, der einen Großteil der Dissertation fachlich mitbetreut hat und mir zudem bei der Anfertigung von Publikationen und der Dissertation ein hilfreicher Kritiker war.

Ich danke der Firma Infineon Technologies AG mit ihrem Entwicklungsleiter Herrn Dr. G. Miller und seinem ganzen Team für die Finanzierung und Unterstützung meines Promotionsprojekts. Im Besonderen möchte ich Herrn Dr. H.-J. Schulze für die stets vertrauensvolle und konstruktive Zusammenarbeit Danke sagen.

Des Weiteren danke ich Herrn Prof. Dr. D. Silber, Herrn Prof. Dr. H. Schlangenotto und Herrn Dr. M. Stecher für eine Vielzahl von Anregungen zum Thema Robustheit von Leistungsbauelementen.

Ich danke allen ehemaligen Kollegen, der Professur für Leistungselektronik und elektromagnetischen Verträglichkeit für ein angenehmes und

herzliches Arbeitsklima.

Besonders möchte ich Herrn Dipl.-Ing. B. Heinze erwähnen. Ich hatte das Glück, ihn als Betreuer für meine Diplomarbeit zu haben. Von ihm konnte ich viel über das Diodenausschaltverhalten, vor allem aber über die Bauelementsimulation lernen. Danken möchte ich auch Herrn Dipl.-Ing. M. Chen, der mir während unser gemeinsamen Zeit am Lehrstuhl ein guter Freund und Ratgeber bezüglich der CIBH-Dioden war.

Des Weiteren möchte ich mich bei meinen ehemaligen Diplomanden, den Herren Dipl.-Ing. R. Döbler, Dipl.-Ing. T. Basler und Dipl.-Ing. E. Pertermann, für ihr Engagement und ihren Beitrag bei den gemeinsamen Projekten bedanken.

Unserem Oberassistenten Herrn Dr. S. König danke ich für die Durchsicht des Grundlagenkapitels dieser Arbeit.

Zu großem Dank verpflichtet bin ich schließlich einer ganzen Reihe von Verwandten und Freunden, die mir während der Promotionsphase zur Seite standen. Dies waren zum Beispiel meine Oma Erika und mein Bruder Markus und an vorderster Front meine Frau Michaela. Herzlichen Dank!