

DAS ABSCHALTVERHALTEN VON LEISTUNGSDIODEN

Überarbeitete Version vom 15.10.2022.

von

Paul Christiaan Mourick
(Ir, Niederlande)

Vom Fachbereich Elektrotechnik der
Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte Dissertation

Berlin 1988

D 83

DAS ABSCHALTVERHALTEN VON LEISTUNGSDIODEN

Überarbeitete Version vom 15.10.2022.

von
Paul Christiaan Mourick
(Ir, Niederlande)

Vom Fachbereich Elektrotechnik der
Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte Dissertation

Berlin 1988

D 83

Promotionsausschuss

Vorsitzender	Prof. Dr. H. G. Wagemann
1. Bericht	Prof. Dr. W. Gerlach
2. Bericht	Prof. Dr. M. Michel
Tag der Abgabe der Arbeit:	20.06. 88
Tag der wissenschaftlichen Aussprache:	18.11. 88

Vorwort zu dieser überarbeiteten Version

In diese überarbeitete Version wurden alle Simulationen noch einmal durchgeführt.

Hierbei ergab sich Folgendes:

- Die Durchlasswerte bei 2 kA waren jeweils um ca. 50 mV höher als in der ursprünglichen Fassung.
- Die Rückstromwerte waren um 2 bis 7 % höher als in der ursprünglichen Fassung.
- **Die Schlussfolgerungen sind dadurch aber nicht betroffen und sind nach wie vor gültig.**

Die Abweichungen sind möglicherweise auf die Diskretisierung zurückzuführen. Bei den ursprünglichen Simulationen musste, um Rechenzeit zu sparen, ein wesentlich gröberes Diskretisierungsraaster verwendet werden. Diese Einschränkung gibt es jetzt nicht mehr. Zur Zeit der Entstehung dieser Doktorarbeit dauerte die längste Simulation der Impattpschwingung von Bild 14.1 ca. einen Monat! Jetzt dauert diese Simulation auf einem Laptop mit Solidstate Festplatte und mit einer deutlich verbesserten Diskretisierung nur noch ca. 20 Minute! Fast alle anderen Simulationen laufen im unteren Minutenbereich ab.

Die Abweichungen bei der Rückstromspitze können aber auch damit zusammenhängen, dass im Simulationsprogramm noch einige kleine Fehlerkorrekturen vorgenommen wurden. Außerdem wurde damals einen Compiler auf dem Siemens Großrechner mit dem Betriebssystem BS2000 verwendet. Die jetzige Fortran Quellcode ist für den OpenWatcom Compiler Version 1.9 optimiert. Für die grafische Ausgabe wird jetzt die DISLIN Bibliothek verwendet. Die grundsätzlichen Aussagen und das Ergebnis von dieser Doktorarbeit ändern sich dadurch aber nicht.

Die Seitennumerierung und das Inhaltsverzeichnis wurden in dieser Ausgabe geändert.

Copyright © 2022 by Dr. Paul Chr. Mourick

All rights reserved / alle Rechte vorbehalten

Kein Teil dieses Buches darf in jeder beliebigen Form ohne vorherige schriftliche Genehmigung vom Autor, abgesehen von kurzen Zitaten für andere Bücher und Artikel, weiter verwendet oder wiedergegeben werden.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorwort zu dieser überarbeiteten Version.....	3
Inhaltsverzeichnis.....	4
1. Einführung.....	6
2. Übersicht der betrachteten Diodentypen.....	9
3. Die physikalischen Modelle in ADIOS.....	10
4. Die Betriebsbedingungen.....	11
5. Eine vereinfachte analytische Betrachtung des Abschaltvorganges von Dioden mit parallel geschalteter RC-Beschaltung.....	12
5.1 Die Ausgangsgleichungen.....	12
5.2 Die erste und zweite Phase des Abschaltvorganges.....	14
5.3 Die dritte Phase des Abschaltvorganges.....	18
6. Die Sperrspannungs-Dimensionierung von Dioden.....	20
6.1 Die Dicke des Mittelgebietes bei Berücksichtigung der stationären Sperrspannung.....	20
6.2 Die Dicke des Mittelgebietes bei Berücksichtigung der dynamischen Sperrspannung.....	25
6.3 Ursachen für die Abweichungen zwischen der Theorie aus Abschnitt 6.2 und den Simulationsergebnissen.....	28
6.4. Der Einfluss einer tiefen n-Diffusion auf die stationäre Sperrspannung.....	28
7. Die Analyse vom Typ 1.1.....	32
7.1 Die Durchlassspannung.....	32
7.2 Die Sperrspannung.....	33
7.3 Das Abschaltverhalten.....	34
7.3.1 Die Elektronen- und Löcher-Konzentrationen, das Feld und die Löcherstromdichten während des Abschaltvorganges.....	37
7.3.2 Der Emittereinfluss während der Rückstromphase.....	41
7.3.3 Das Abschaltverhalten bei erhöhter Batteriespannung.....	42
8. Die Analyse von Dioden vom Typ 1.2.....	44
8.1 Das Lebensdauerprofil.....	44
8.2 Die Durchlassspannung.....	47
8.3 Das Abschaltverhalten.....	49
8.3.1 Die Elektronenkonzentrationen während des Abschaltvorganges.....	51
9. Die Analyse von Dioden vom Typ 2.1.....	53
9.1 Die Durchlassspannung.....	53
9.2 Das Abschaltverhalten.....	53
9.2.1 Die Elektronenkonzentrationen und die Konzentrationen der ionisierten Goldatome während des Abschaltvorganges.....	54
10. Die Analyse von Dioden vom Typ 2.2.....	57
10.1 Die Durchlassspannung.....	57
10.2 Das Abschaltverhalten.....	57
10.2.1 Die Elektronenkonzentrationen während des Abschaltvorganges.....	58
10.2.2 Das Abschaltverhalten bei erhöhter Batteriespannung.....	59
11. Die Analyse von Dioden vom Typ 3.....	62
11.1 Die Durchlassspannung.....	63
11.2 Das Abschaltverhalten.....	63
11.2.1 Das elektrische Ersatzschaltbild für den Abreißvorgang und die Phase danach.....	66
11.2.2 Die Elektronenkonzentrationen und die Feldverteilungen während des Abschaltvorganges.....	68
12. Die Analyse von Dioden vom Typ 4.....	70
12.1 Die Durchlassspannung.....	71
12.2 Das Abschaltverhalten.....	71
12.2.1 Die Elektronenkonzentrationen während des Abschaltvorganges.....	74
13. Die Analyse von Dioden vom Typ 5: die Vierschichtdiode.....	75

13.1 Theoretische Überlegungen zur Sperrspannungsberechnung unter Berücksichtigung der Stoppzone.....	77
13.2 Theoretische Überlegungen zur Durchlassspannung.....	84
13.3. Theoretische Überlegungen zum Abschaltverhalten.....	86
13.4 Die Dimensionierung.....	93
13.5 Die Sperrkennlinie.....	96
13.6 Die Durchlasskennlinie.....	99
13.7 Das Abschaltverhalten.....	103
13.7.1 Die Elektronenkonzentrationen und die Löcherstromdichte während des Abschaltvorganges.....	105
13.7.2 Das Abschaltverhalten bei erhöhter Batteriespannung.....	109
13.7.3 Das Abschaltverhalten der Vierschichtdiode ohne RC-Beschaltung.....	109
14. Das Abschaltverhalten einer p ⁺ nn ⁺ -Diode ohne RC-Beschaltung.....	114
14.1 Die Impatsschwingung: Erläuterungen und Simulationsergebnisse.....	117
15. Ergebnisvergleich der 8 kV-Dioden.....	124
16. Allgemeine Dimensionierungsrichtlinien für die Diode und die RC-Beschaltung.....	127
17. Schlussfolgerungen und Zusammenfassung.....	130
18. Literaturverzeichnis.....	133
19. Bezeichnungen und Symbole.....	136
Anhang A: Die physikalischen Modelle in ADIOS.....	141
A.1 Die Basisgleichungen.....	141
A.2 Die Fermistatistik.....	141
A.3 Das Bandgapnarrowing.....	142
A.4 Die Massenwirkungskonstanten.....	143
A.5 Die Rekombination über Rekombinationszentren mit einem Energieniveau im verbotenen Band.....	143
A.6 Die Rekombination über Rekombinationszentren mit zwei Energieniveaus im verbotenen Band.....	145
A.7 Die Augerrekombination.....	152
A.8 Die Oberflächenrekombination.....	152
A.9 Der Avalanche.....	153
A.10 Die Beweglichkeit von Löchern und Elektronen bei niedrigen elektrischen Feldstärken. .	153
A.11 Die Beweglichkeit von Löchern und Elektronen bei hohen elektrischen Feldstärken.....	155
A.12 Die Wärmeleitung.....	156
Danksagung.....	159
Lebenslauf.....	160

1. Einführung

Beim Abschalten einer Leistungsdiode tritt ein Rückstrom auf, dessen Verlauf schematisch in Bild 1 dargestellt wird. Je nach Diodenauslegung und Betriebsbedingungen können im Prinzip 3 Arten von Abklingverhalten des Rückstromes beobachtet werden. Die Analyse der Zusammenhänge zwischen dem Rückstromverhalten und der Diodenauslegung und Betriebsbedingungen ist dabei das Hauptziel dieser Arbeit.

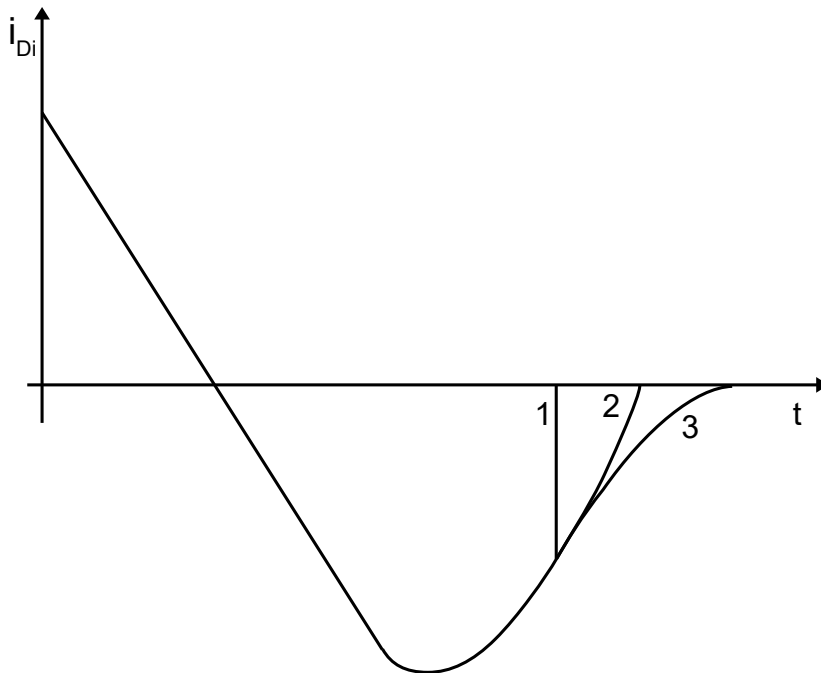


Bild 1: Unterschiedliche Diodenrückstromverläufe.

Kurve 1: Abreißen

Kurve 2: Kein Abreißen

Kurve 3: Softrecovery

Kurve 1 in Bild 1 zeigt das Abreißen des Rückstromes.

Beim Abreißen können aufgrund der sehr hohen di/dt -Werte in Verbindung mit Induktivitäten sehr hohe Überspannungen auftreten. Diese Überspannungen können die Diode selbst, aber auch andere Bauelemente gefährden. Auch das Entstehen hochfrequenter Schwingungen nach dem Abreißen des Rückstromes ist möglich. Diese hochfrequenten Schwingungen sind wegen der nötigen Funkentstörung sowie auch aus praktischen Gründen bei Prüftests in den Schaltungen der Leistungselektronik von Nachteil und werden dort nach Möglichkeit vermieden.

Kurve 3 zeigt das Softrecovery-Verhalten:

Obwohl hier vorteilhafterweise keine hohen Überspannungen mehr auftreten werden, tritt jetzt ein anderer Nachteil in Erscheinung: der Stromschwanz verursacht zusammen mit der Diodenspannung eine hohe Verlustleistung beim Abschalten. Eine Diode, die zu "soft" abschaltet, ist somit für den Betrieb bei höheren Frequenzen nicht geeignet.

Bei Kurve 2 treten weder die Nachteile von Kurve 1 noch die von Kurve 3 auf.

In dieser Arbeit werden alle 3 Kurvenverläufe vorkommen. Die Ursachen, weshalb der eine oder andere Rückstromverlauf auftritt, wird dabei jeweils angegeben. Hierbei spielen die Betriebsbedingungen eine wichtige Rolle.

In der Praxis werden die Leistungsdioden aufgrund der Betriebsbedingungen und Eigenschaften in mehrere Gruppen eingeteilt. Zwei Wesentliche sind: Netzdioden und schnelle Dioden. Diese werden jeweils durch folgende Eigenschaften charakterisiert:

1. Netzdioden:

- Anwendung hauptsächlich in Netzgleichrichtern.
- du/dt und Überspannung unkritisch. Die Überspannung gefährdet beim Einsatz in Gleichrichtern in der Regel höchstens die Diode selbst, und nur das kann zur notwendigen Überspannungsbegrenzung führen. (Das du/dt und die Überspannung werden durch die Diode selbst erzeugt.)
- Frequenz: 50 - 60 Hz
- stoßstromfest (Sicherungsauflösung)
- Stromführungsdauer, 33 – 50%
(teilweise auch in Gleichspannungs- oder Gleichstromnetzen mit Stromführungsdauer bis 100%)
- di/dt -Werte klein, meistens: 1 ... 10 A/ μ s

2. Schnelle Dioden:

- Anwendung in Wechselrichtern, Gleichstromstellern.
- du/dt und Überspannung kritisch, weil hierdurch Halbleiterschalter in der unmittelbaren Nähe der Diode stark beansprucht werden.
- Geringe zulässige Summe von Diodenrückstrom + Ladestrom der RC-Beschaltung wegen der Belastung beim Einschalten eines Halbleiterschalters.
- Stromführungsdauer: 33 - 100%
- Frequenz: kHz-Bereich
- Stoßstromfestigkeit in der Regel nicht erforderlich
- di/dt -Werte groß. Außerdem streuen diese Werte in einem weiten Bereich von 50 bis über 1000 A/ μ s.

In dieser Arbeit werden die Netzdioden im Vordergrund stehen. An den jeweiligen Stellen wird gezeigt, was zu beachten ist, wenn man die Ergebnisse auf schnelle Dioden übertragen will. Bei den Netzdioden wurde eine Diode mit 8 kV Sperrspannung gewählt. Diese Diode wird mit einem di/dt von 4 A/ μ s abgeschaltet. Als Beschaltung ist eine einfache RC-Beschaltung vorgesehen.

Die weiteren Betriebsbedingungen der Dioden wie Temperatur und Batteriespannung sind ebenfalls fest vorgegeben.

Das Abschaltverhalten der Netz-Diode kann auf zwei Arten beeinflusst werden:

- durch die RC-Beschaltung der Diode oder
- durch Änderung der Diode selbst.

Eine Änderung der Diode selbst ist möglich durch Änderung der Halbleiterabmessungen, Dotierungen und Ladungsträgerlebensdauereinstellung. Prinzipiell kann davon ausgegangen werden, dass für Dioden sowohl eine niedrige Durchlassspannung als auch ein geringer Rückstrom beim Abschalten erwünscht ist. Eine Einstellung, die beide Eigenschaften in der gleichen Richtung beeinflusst, ist nicht ohne Weiteres möglich. So steigt z. B. die Durchlassspannung, wenn die Ladungsträgerlebensdauer verringert wird, während die Rückstromspitze geringer wird. Optimierungsschritte werden immer durch einen Kompromiss der physikalischen Gegebenheiten bestimmt sein. Ein gutes Hilfsmittel zur Analyse ist hier die Bauelementesimulation.

Bei der Dimensionierung von Dioden werden folgende Eigenschaften beachtet:

1. die stationäre Sperrspannung U_R
2. die maximal auftretende Sperrspannung U_{R^*} während eines Abschaltvorganges
3. die Durchlassspannung U_F
4. der Rückstromverlauf

In dieser Arbeit wird gezeigt, dass U_R^* ein wichtiges Kriterium für die Dimensionierung darstellt und dass es nicht selbstverständlich ist, dass eine Diode stationär und dynamisch die gleiche Spannung sperrt. Der Sperrstrom wird nicht als Dimensionierungskriterium verwendet, sondern als Ergebnis der Dimensionierung nach den obenstehenden Kriterien hingenommen.

Bemerkung: Bei "Feld" ist in dieser Arbeit immer das elektrische Feld gemeint.

2. Übersicht der betrachteten Diodentypen

In dieser Arbeit werden 5 Diodentypen unterschieden. Bei diesen Diodentypen wurden die jeweiligen Diodenparameter wie Gesamtdicke, Dotierungsprofile und Konzentration der Rekombinationszentren jeweils anders gewählt. Bei den Typen wird dann noch unterschieden, ob die Verteilung der Rekombinationszentren homogen ist oder nicht. Die Gesamtfläche bleibt jeweils gleich. Die einzelnen Typen sind:

Typ 1.1: $p^+ nn^+$ -Diode, bei der das Mittelgebiet so dick ist, dass die Raumladungszone bei stationärer Sperrspannungsbelastung nicht am n^+ -Emitter anstößt. Die Verteilung der Rekombinationszentren ist homogen.

Typ 1.2: wie 1.1, aber mit inhomogen verteilten Rekombinationszentren.

Typ 2.1: $p^+ nn^+$ -Diode mit homogen verteilten Rekombinationszentren.

Diese Diode wird gegenüber Typ 1 dünner dimensioniert, was bei gleicher Durchlassspannung eine Verringerung der Ladungsträgerlebensdauer und der Rückstromspitze ermöglicht. Das elektrische Feld stößt bei stationärer Sperrspannungsbelastung am n^+ -Emitter an.

Typ 2.2: wie 2.1, aber mit inhomogen verteilten Rekombinationszentren.

Typ 3: $p^+ nn^+$ -Diode mit homogen verteilten Rekombinationszentren und einer RC-Beschaltung, die eine stark reduzierte parasitäre Induktivität hat. Diese Diode kann gegenüber Typ 2 noch dünner dimensioniert werden, was eine weitere Verringerung der Rückstromspitze ergibt. Der Rückstrom dieser Diode wird im normalen Betriebsfall abreißen. Durch die besondere RC-Beschaltung ist dieser Abreißvorgang beherrschbar, ohne dass die Diode dabei durch Überspannung zerstört wird.

Typ 4: $p^+ nn^+$ -Diode mit homogen verteilten Rekombinationszentren. Im Mittelgebiet ist eine Dotierungsstufe vorhanden, die die Ausbreitung des Feldes begrenzt.

Typ 5: $p^+ nn^+ p^+ n^+$ -Diode (Vierschichtdiode) mit homogen verteilten Rekombinationszentren. Beim Abschaltvorgang werden aus einem zusätzlichen pn-Übergang, der in den Durchbruch gefahren wird, Ladungsträger ins Mittelgebiet geliefert. Diese Ladungsträger werden benötigt, um den Abbau der Speicherladung im Mittelgebiet zu verzögern. Gegenüber konventionellen Dioden wird der Rückstrom erst bei höheren Batteriespannungen abreißen. Der Feldverlauf ist wie bei Typ 2.

3. Die physikalischen Modelle in ADIOS

Alle Berechnungen wurden mit dem Simulationsprogramm ADIOS (= Advanced DIODE Simulator) durchgeführt. Das eindimensionale Simulationsprogramm enthält die in Anhang A aufgezeichneten Modelle für stationäre und dynamische Simulationen. Eine allgemeine Übersicht über die üblicherweise verwendeten Modelle wird in /7/ gegeben. Die gravierendsten Änderungen in ADIOS gegenüber /7/ sind:

- Die Rekombination wird nicht über die SRH-Gleichung (A.5.1), sondern mit der Hilfe von Ratengleichungen für die Übergänge zwischen den Energieniveaus berechnet. (SRH = Shockley-Read-Hall)
- Die Teilionisierung von Störstellen wird statisch und dynamisch berücksichtigt.
- Die Wärmeleitung wird bei den dynamischen Simulationen berücksichtigt. In diesem Fall werden die an beiden Seiten der Siliziumscheibe angrenzenden Metallschichten (wie z. B. Molybdän) mitsimuliert. Die Wärmeübergangswiderstände zwischen 2 Schichten werden jeweils in die Randbedingungen der Wärmeleitungsgleichungen aufgenommen.

Die "Umgebung" der Diode besteht in ADIOS aus einer Spannungsquelle und einer Induktivität zur di/dt -Einstellung, aus einer RC-Beschaltung und ggf. aus einer Stufenkernbeschaltung. In der RC-Beschaltung wird eine parasitäre Induktivität berücksichtigt.

Die anwählbaren Betriebsbedingungen der Diode sind:

- Ausschaltverhalten
- Einschaltverhalten
- Stoßstromverhalten (hier ist die dynamische Temperaturberechnung besonders wichtig)
- stationäre Durchlassspannung (ein oder mehrere Betriebspunkte in einem Rechenlauf)
- quasistationäre Durchlass- oder Sperr-Kennlinie
- OCVD-Messung (Open Circuit Voltage Decay)

4. Die Betriebsbedingungen

Zum Vergleich der einzelnen Diodentypen werden für alle Dioden folgende Betriebsbedingungen gewählt:

1. Maximale Sperrspannung U_R : 8 kV bei $I_R = 100$ mA
2. Temperatur: 90°C
3. Stationärer Vorwärtsstrom vor einer Abschaltung: 2 kA. (Bei $A = 38$ cm² nach Abschnitt 6 beträgt die Stromdichte: 52,6 A/cm².)
4. Die Durchlassspannung beträgt bei allen Dioden ca. 1,65 V bei $I_F = 2$ kA und $T = 90^\circ\text{C}$.
5. Induktivität im Diodenkreis: 1 mH. Dieser hohe Wert ist bedingt durch die große Streuung des vorgeschalteten Hochspannungstransformators. (HGÜ)
6. Betriebsspannung beim Abschalten: 4 kV (Standardfall). Mit Punkt 5 ergibt sich hieraus:
 $di/dt = 4$ A/μs
7. Betriebsspannung bei einem Fehler in der Anlage: 6 kV (Sonderfall, Simulationen mit $U_D = 6$ kV werden nur dort durchgeführt, wo wesentliche neue Erkenntnisse zu erwarten sind.)
8. Maximal erlaubter Spannungsüberschwinger bei einem Abschaltvorgang mit $U_D = 4$ kV: 20% (entspricht $U_R^* = 4,8$ kV).
9. Die parasitäre Induktivität in der RC-Beschaltung und der Verdrahtung beträgt im Normalfall 12 μH.

Die RC-Beschaltung wird in der Regel so ausgelegt, dass bei einer vorgegebenen Diodenstruktur Punkt 8 dieser Betriebsbedingungen erfüllt wird. Darüber hinaus wurden auch Simulationen mit anderen Werten in der RC-Beschaltung durchgeführt, um den Einfluss der RC-Beschaltung zu zeigen.

5. Eine vereinfachte analytische Betrachtung des Abschaltvorganges von Dioden mit parallel geschalteter RC-Beschaltung

Eine Berechnung der beim Abschaltvorgang an den einzelnen Bauelementen auftretenden Ströme und Spannungen ist wegen der gegenseitigen Beeinflussung von aktiven und passiven Bauelementen sehr schwierig. Ohne Vereinfachungen ist dieses Problem nicht mehr analytisch geschlossen lösbar.

Einen ersten Ansatz veröffentlichte W. McMurray /1/ im Jahre 1972. Das hierbei verwendete Diodenmodell war sehr einfach: Bis zum Erreichen der Rückstromspitze gilt $di/dt = \text{konstant}$. Anschließend geht der Diodenstrom schlagartig auf null zurück.

Drei Jahre später veröffentlichten P. de Bruyne und H. Lawatsch /2/ ähnliche Berechnungen mit einem erweiterten Halbleitermodell: Der Diodenrückstrom geht nach Erreichen der Rückstromspitze nicht schlagartig, sondern nach einer Exponentialfunktion auf null zurück. Sowohl in /1/ als auch in /2/ wird also davon ausgegangen, dass das Halbleiterbauelement den Stromverlauf durch sich selber bestimmt. Die Spannung ergibt sich aufgrund der Beschaltung.

Ziel dieses Abschnittes ist es, den prinzipiellen Einfluss der Beschaltung aufzuzeigen. Hierbei kommt es in erster Linie nicht darauf an, die Diode so genau wie möglich zu beschreiben, sondern eine möglichst einfache Lösung für die Differenzialgleichungen, die die Schaltung beschreiben, anzustreben.

In Abschnitt 5.2 wird dazu gezeigt, dass es günstiger ist, nicht den Diodenstromverlauf während der Abklingphase des Rückstromes, sondern den Anstieg der Diodensperrspannung durch eine einfache Gleichung vorzugeben.

5.1 Die Ausgangsgleichungen

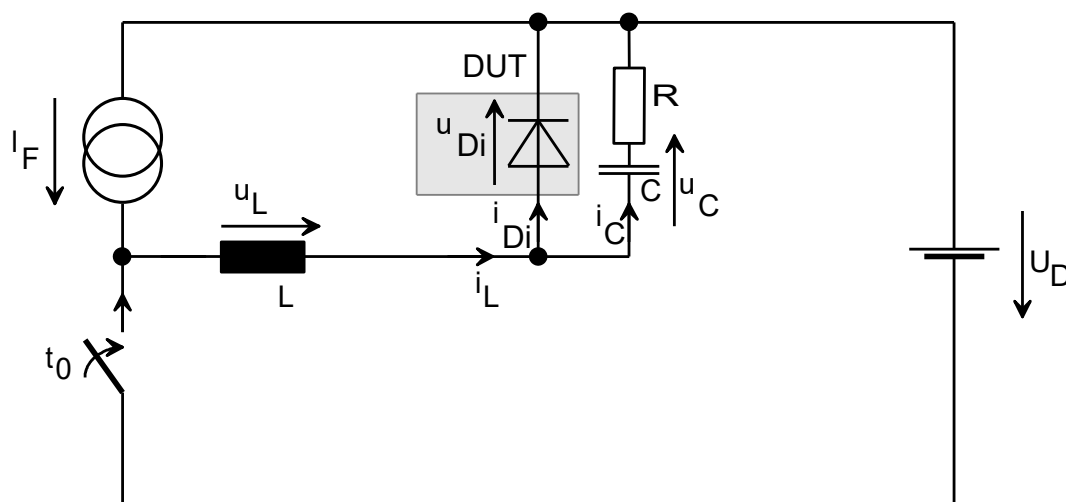


Bild 5.1: Die Diode mit Beschaltung, Ersatzschaltbild für den Abschaltvorgang

Bild 5.1 zeigt das Schaltbild, das zur Berechnung eines Abschaltvorganges benutzt wird. Parallel zur Diode ist eine RC-Beschaltung vorhanden. Die Bilder 5.2 und 5.3 zeigen mögliche Spannungs- und Stromverläufe während einer Abschaltung. Der Schalter in Bild 5.1 ist ideal. Eine parasitäre Induktivität wird hier in der RC-Beschaltung nicht berücksichtigt.

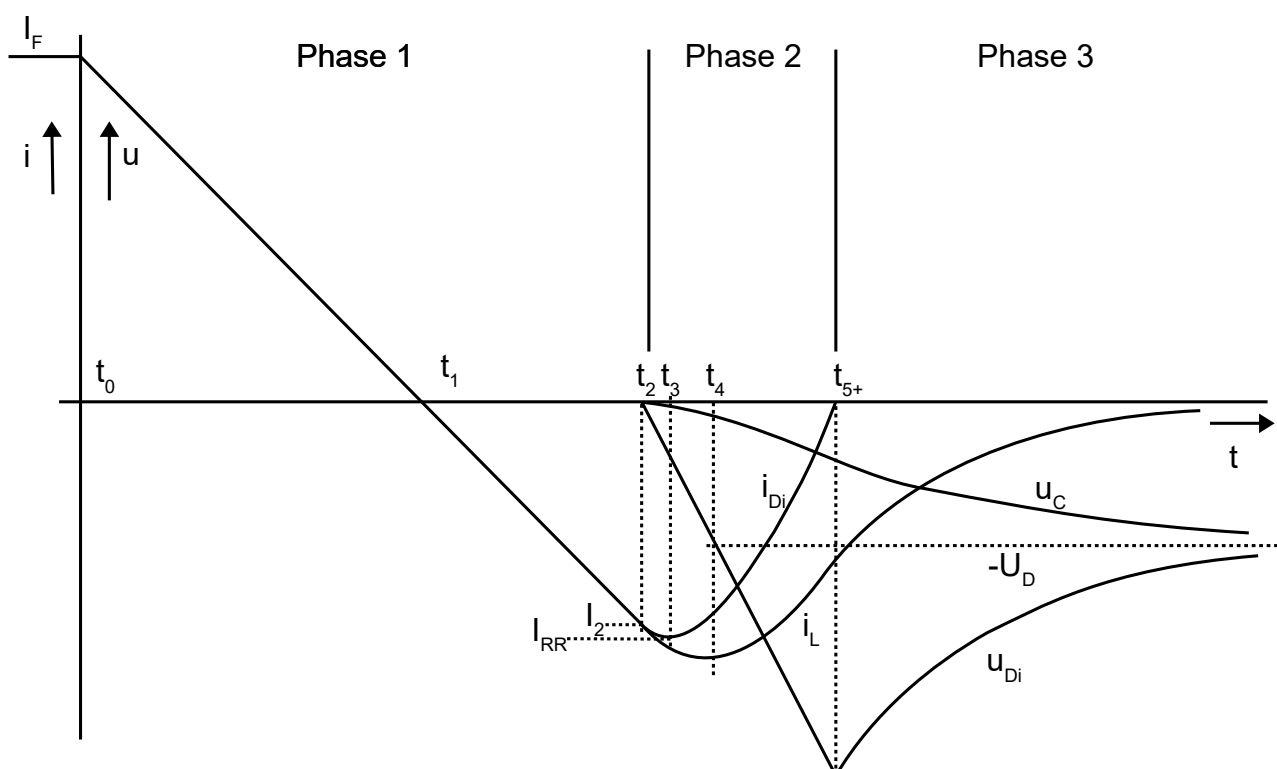


Bild 5.2: Vereinfachte Spannungs- und Stromverläufe während einer Abschaltung.
 $|u_{Di}(t_5)| > U_D$

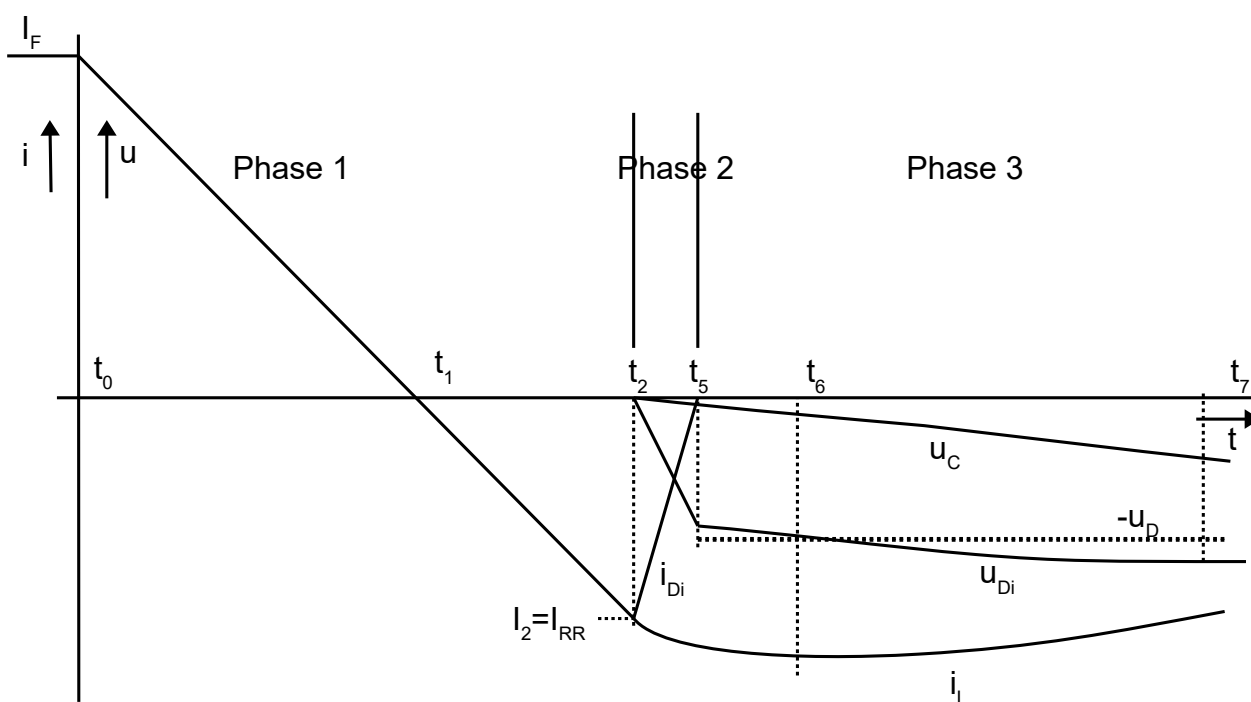


Bild 5.3: Vereinfachte Spannungs- und Stromverläufe während einer Abschaltung.
 $|u_{Di}(t_5)| < U_D$

Der Unterschied zwischen den beiden Bildern wird durch die unterschiedliche Höhe der Diodenspannung zum Zeitpunkt t_5 verursacht. Die Situation des Bildes 5.3 tritt besonders bei großen Kapazitäten und entsprechend niedrigen Widerstandswerten der RC-Beschaltung auf. In diesem Fall ist die RC-Beschaltung schon bald nach t_2 in der Lage, einen Großteil des Gesamtstromes i_L zu übernehmen. Hierdurch nimmt der Diodenstrom entsprechend schnell ab.

Für die Schaltung des Bildes 5.1 gelten folgende Gleichungen:

$$u_L + u_{Di} + U_D = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{di_L}{dt} = -\frac{U_D + u_{Di}}{L} \quad (5.2)$$

$$\frac{du_C}{dt} = \frac{i_C}{C} = \frac{u_{Di} - u_C}{RC} \quad (5.3)$$

Für den Diodenstrom gilt ab $t = t_0$:

$$i_{Di} = i_L - i_C = i_L - \frac{u_{Di} - u_C}{R} \quad (5.4)$$

Bis $t = t_0$ gilt: $u_C = u_{Di} \approx 0$ V, $i_C = 0$ A, $i_{Di} = i_L = I_F$ und $u_L = 0$ V. Die Abschaltung kann in drei Phasen eingeteilt werden, die jetzt nacheinander behandelt werden. Die drei Phasen werden in Bild 5.2 und 5.3 definiert. I_F ist der stationäre Vorwärtsstrom bis $t = t_0$ (= Laststrom).

Die Zeitpunkte t_0 bis t_7 in Bild 5.2 und 5.3 sind wie folgt definiert:

t_0 = Anfangszeitpunkt des Abschaltvorganges; $i_{Di} = I_F$

t_1 = Diodenstromnulldurchgang; $i_{Di} = 0$

t_2 = Die Diodensperrspannung fängt an anzusteigen; $i_{Di} = I_2$

t_3 = Diodenrückstromspitze; $i_{Di} = I_{RR}$

t_4 = Maximum des Summenstroms durch Diode und Beschaltung; $u_{Di} = -U_D$ (nur in Bild 5.2)

t_5 = Der Diodenstrom wird zu null; $i_{Di} = 0$

t_6 = Die Diodenspannung erreicht den Wert $-U_D$, nachdem der Diodenstrom zu null geworden ist; $u_{Di} = -U_D$. $|i_L|$ erreicht sein Maximum. (nur in Bild 5.3)

t_7 = Maximum oder Minimum der Diodenspannung, nachdem der Diodenstrom zu null geworden ist. (in Bild 5.3 nur als Maximum)

Aus den Bildern 5.2 und 5.3 ist ersichtlich, dass der Gesamtstrom i_L erst dann abklingt, wenn die Diodensperrspannung U_D überschritten hat. Die maximale Amplitude des Gesamtstromes i_L während der Abschaltphase 2 bzw. 3 wird umso geringer sein, je früher die Diodensperrspannung U_D erreicht.

Eine Diode mit einer RC-Beschaltung ist eine größere Belastung für eine Schaltung, als es I_{RR} (= Rückstromspitze der Diode) und Q_{RR} (= Sperrverzögerungsladung = Integral über den Diodenrückstrom) vermuten lassen.

5.2 Die erste und zweite Phase des Abschaltvorganges

In der ersten Abschaltphase bis $t = t_2$ ist die Spannung über der Diode annähernd null Volt. Hieraus folgt: $u_C \approx 0$ und $i_C \approx 0$. Die Gleichungen (5.1) bis (5.4) lassen sich stark vereinfachen. Es folgt:

$$i_{Di} = i_L = I_F - \frac{U_D}{L}(t - t_0) \quad (5.5)$$

Der Diodenstrom ändert sich linear mit der Zeit. Zum Zeitpunkt t_1 wird i_{Di} zu null, und zum Zeitpunkt t_2 wird I_2 erreicht. Die Größe von I_2 wird durch die Diode bestimmt. I_2 ist eine Funktion von I_F , di/dt , Temperatur und Diodeneigenschaften und wird hier als fest vorgegeben betrachtet.

Die zweite Abschaltphase ist die Abklingphase des Rückstromes. In der zweiten Abschaltphase $t_2 \leq t \leq t_5$ ist eine Vereinfachung der Ausgangsgleichungen (5.1) bis (5.4) nicht mehr ohne Weiteres möglich. Bild 5.4 zeigt den Mechanismus, der in dieser Phase auftritt.

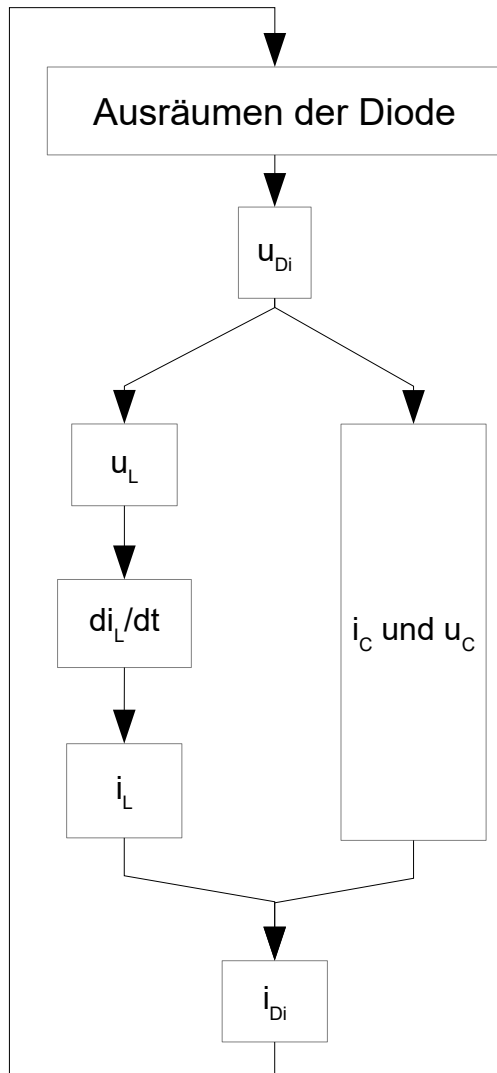


Bild 5.4: Funktionale Zusammenhänge zwischen dem Ausräumen der Diode und den Spannungen und Strömen in Bild 5.1

Beim Ausräumen der Diode wird die Ladungsträgerdichte in der Diode durch Abfließen und durch Rekombination verringert. Es entsteht eine Spannung u_{Di} über der Diode. Diese Spannung beeinflusst einerseits die RC-Beschaltung, d. h. i_C und u_C (Gleichung (5.3)), andererseits wird nach der Gleichung (5.1) u_L durch u_{Di} bestimmt. Eine Änderung von u_L hat eine Änderung von di_L/dt bzw. i_L zur Folge. i_L und i_C bestimmen zusammen die Höhe des Diodenstromes i_{Di} . i_{Di} beeinflusst wiederum das Ausräumen der Diode.

Hiermit wird, wie im Bild 5.4 gezeigt, ein Kreis geschlossen. u_{Di} kann als Funktion von i_{Di} nur mithilfe von Gleichungen für den Ausräumvorgang berechnet werden. Umgekehrt kann i_{Di} als Funktion von u_{Di} mithilfe der Gleichungen (5.1) bis (5.4) berechnet werden. Hierbei ist ein System von zwei gekoppelten, nicht linearen Differenzialgleichungen zu lösen, welches ohne Näherungen nur numerisch lösbar ist. Eine analytische Berechnung ist durch Anwendung des folgenden Ansatzes möglich:

u_{Di} ist ausschließlich eine lineare Funktion der Zeit. Hiermit folgt für die zweite Abschaltphase:

$$u_{Di} = \frac{du}{dt}(t-t_2) \quad \text{mit} \quad \frac{du}{dt} = \text{konstant} \quad (5.6)$$

Mit diesem Ansatz für den Zeitbereich $t_2 \leq t \leq t_5$ gewinnt man folgende Vorteile:

- Die Differenzialgleichungen (5.2) und (5.3) sind getrennt lösbar.
- Der Kreis in Bild 5.4 ist unterbrochen, weil u_{Di} keine Funktion von i_{Di} mehr ist.
- In den weiteren Berechnungen sind keine Halbleitergleichungen bzw. Gleichungen für den Ausräumvorgang mehr erforderlich.

Der Nachteil dieses Ansatzes ist, dass hier weder ein Stromabriss noch ein Softrecovery-Verhalten berücksichtigt wird, weil die dafür erforderliche Information über den verbleibenden Ladungsträgerberg im Mittelgebiet der Diode fehlt. Auf den Einfluss dieses Ladungsträgerberges beim Abschaltverhalten wird bei den nachfolgenden Simulationen mit ADIOS weiter eingegangen.

Wird jetzt (5.6) in (5.2) eingesetzt und anschließend integriert, dann folgt für i_L :

$$i_L = I_2 - \frac{U_D}{L}(t-t_2) - \frac{du/dt}{2L}(t-t_2)^2 \quad \text{mit} \quad I_2 < 0 \quad (5.7)$$

Bild 5.2 zeigt, dass i_L unter der Bedingung $|u_{Di}(t_5)| > U_D$ bei $t = t_4$ sein Minimum erreicht. Es gilt dann: $di_L/dt = 0$ und $u_L = 0$.

Zur Berechnung des Kondensatorstromes zwischen t_2 und t_5 wird zunächst die Differenzialgleichung für u_C gelöst. Sie lautet mit (5.6) und (5.3):

$$\frac{du_C}{dt} = \frac{du/dt}{RC}(t-t_2) - \frac{u_C}{RC} \quad (5.8)$$

Die Lösung dieser Differenzialgleichung ist:

$$u_C = du/dt \cdot (t-t_2) + du/dt \cdot RC \left\{ \exp\left(-\frac{t-t_2}{RC}\right) - 1 \right\} \quad (5.9)$$

Nach Gleichung (5.3) folgt für den Kondensatorstrom:

$$i_C = -du/dt \cdot C \left\{ \exp\left(-\frac{t-t_2}{RC}\right) - 1 \right\} \quad (5.10)$$

Für $i_{Di} = i_L - i_C$ folgt somit aus (5.7) und (5.10):

$$i_{Di} = I_2 - \frac{U_D}{L}(t-t_2) - \frac{du/dt}{2L}(t-t_2)^2 + du/dt \cdot C \left\{ \exp\left(-\frac{t-t_2}{RC}\right) - 1 \right\} \quad (5.11)$$

Diese Gleichung kann unter der Bedingung $t - t_2 < RC$ durch folgende Reihenentwicklung der Exponentialfunktion vereinfacht werden:

$$\exp(-x) - 1 \approx -x + x^2/2 \quad (5.12)$$

Zusammenfassend erhält man für den Zeitbereich mit $t_2 \leq t \leq t_5$ der zweiten Abschaltphase:

$$i_{Di} = I_2 + b(t - t_2) + a(t - t_2)^2 \quad (5.13)$$

mit

$$a = -\frac{du/dt}{2} \left\{ \frac{1}{L} - \frac{1}{R^2 C} \right\} \quad (5.14)$$

und

$$b = -\left\{ \frac{U_D}{L} + \frac{du/dt}{R} \right\} \quad (5.15)$$

Für u_C folgt:

$$u_C = \frac{du/dt}{2RC} \cdot (t - t_2)^2 \quad (5.16)$$

Aus (5.13) folgt mit $i_{Di}(t_5) = 0$:

$$t_5 - t_2 = -\frac{b}{2a} - \sqrt{\left(\frac{b}{2a}\right)^2 - \frac{I_2}{a}} \quad (5.17)$$

Der Verlauf der Gleichung (5.13) wird für 3 Fälle im Bild 5.5 gezeigt. Je nach Verhältnis $\frac{U_D}{L}$ zu $\frac{du/dt}{R}$ wird der Strom durch die RC-Beschaltung mehr oder weniger dominieren.

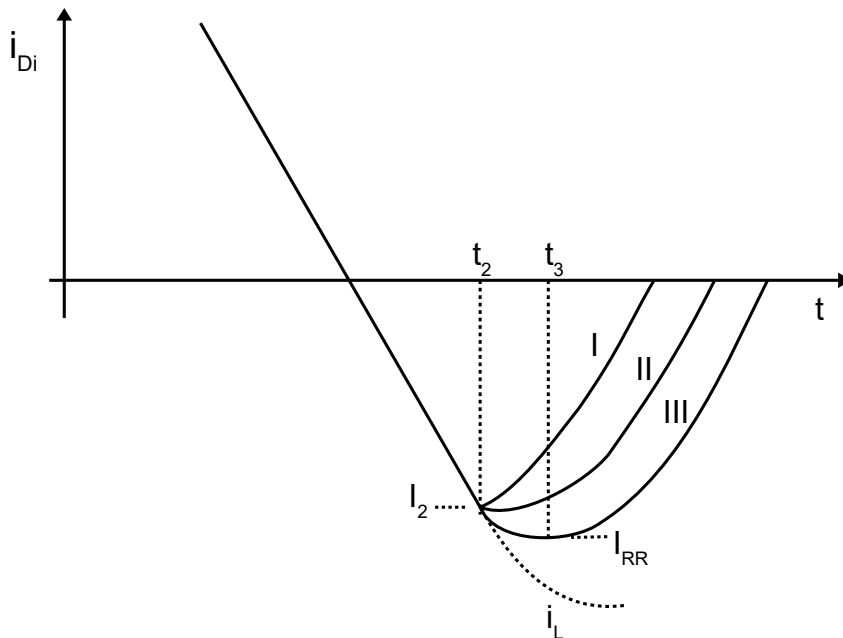


Bild 5.5: Drei Fälle des Diodenstromverlaufes, je nach Verhältnis $\frac{U_D}{L}$ zu $\frac{du/dt}{R}$ bei $a > 0$.

t_3 wurde nur für Kurve III eingezeichnet.

Kurve I: $b > 0$,

Kurve II: $b = 0$,

Kurve III: $b < 0$.

Zu beachten ist hierbei, dass die Amplitude des Gesamtstromes i_L durch Diode und Beschaltung nach $t = t_2$ größer als der Diodenstrom alleine ist (siehe Bild 5.2 und 5.3) und dass dieser Gesamtstrom i_L keinen Knick aufweisen kann, weil das einen abrupten Spannungssprung bedeuten würde. Der Diodenstrom kann aber in diesem vereinfachten Modell bei $t = t_2$ einen Knick aufweisen, was mit der Annahme (5.6) ab $t = t_2$ zusammenhängt.

Bei den Kurven II und III aus Bild 5.5 wird kein Schnittpunkt des Diodenstromes nach Gleichung (5.13) mit der Nulllinie berechenbar sein, wenn der Koeffizient a negativ oder null ist. In diesem Fall erzeugt die Reihenentwicklung nach (5.12) einen zu großen Fehler und ist unzulässig. Als erste Bedingung für die Anwendung des hier beschriebenen mathematischen Modells mit der Näherung nach (5.12) folgt somit die Einschränkung: $a > 0$.

Hieraus folgt mit (5.14) für R :

$$R > \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (5.18)$$

weil du/dt negativ ist.

Diese Forderung wird in der Regel erfüllt.

Im RLC-Kreis treten Schwingungen auf, wenn dieser Kreis zu wenig gedämpft ist. Wie in Abschnitt 1 erwähnt wurde, sind Schwingungen unerwünscht. Dieser Fall wird bei der Bemessung von RC-Beschaltungen in Anlagen deshalb möglichst vermieden. Im Allgemeinen wird dort der Widerstand für den aperiodischen Grenzfall bemessen:

$$R = 2\sqrt{\frac{L}{C}} \quad (5.19)$$

In diesem Fall ist der RLC-Kreis kritisch gedämpft. Siehe hierzu auch die Bemerkung am Ende von Abschnitt 5.3.

5.3 Die dritte Phase des Abschaltvorganges

In der dritten Phase des Abschaltvorganges findet je nach Anfangsbedingungen das Laden bzw. Entladen des Beschaltungskondensators auf die Batteriespannung statt.

In dieser Phase mit $t \geq t_5$ kann das Ersatzschaltbild 5.6 verwendet werden.

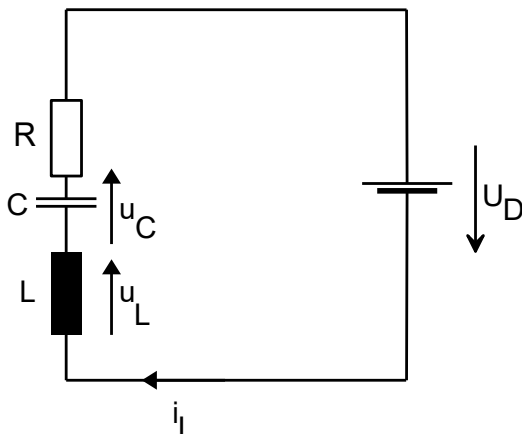


Bild 5.6: Ersatzschaltbild für $t \geq t_5$

Die Anfangsbedingungen für den Reihenschwingkreis sind I_{C0} und U_{C0} . Sie folgen mit $t = t_5$ aus den Gleichungen des vorhergehenden Abschnittes.

Bei kritischer Dämpfung gilt mit $R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ für den Zeitbereich $t \geq t_5$:

$$i_C = \left\{ I_{C0} - \frac{\alpha}{L} \cdot (t - t_5) \right\} \exp\left(-\frac{t - t_5}{\sqrt{LC}}\right) \quad (5.20)$$

$$u_{Di} = -U_D + \left\{ \alpha + I_{C0} \sqrt{\frac{L}{C}} - \frac{\alpha}{\sqrt{LC}} \cdot (t - t_5) \right\} \exp\left(-\frac{t - t_5}{\sqrt{LC}}\right) \quad (5.21)$$

mit

$$\alpha = U_D + U_{C0} + I_{C0} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (5.22)$$

Die Verlustarbeit, die im Widerstand R ab $t = t_5$ auftritt, ist:

$$W_R = \frac{1}{2} L I_{C0}^2 + \frac{1}{2} C (U_D + U_{C0})^2 \quad (5.23)$$

Nach Bild 5.3 erreicht die Diodensperrspannung ihr Maximum bei $t = t_7$. Dieses Maximum kann mit $du/dt = 0$ aus (5.21) abgeleitet werden. Für $t_7 - t_5$ folgt:

$$t_7 - t_5 = \sqrt{LC} \left\{ 2 + \frac{I_{C0}}{\alpha} \sqrt{\frac{L}{C}} \right\} \quad (5.24)$$

(5.24) in (5.21) eingesetzt, liefert:

$$u_{Di}(t_7) = -U_D - \alpha \exp\left(-2 - \frac{I_{C0}}{\alpha} \sqrt{\frac{L}{C}}\right) \quad (5.25)$$

$u_{Di}(t_7)$ entspricht nur dann einem Maximum der Diodensperrspannung wenn gilt:
 $\alpha > 0$ und wenn (5.24) positive Werte ergibt.

Bemerkung: Wird der Widerstand für kritische Dämpfung ausgelegt, dann findet ein langsames Einschwingen von u_{Di} auf die Batteriespannung statt. Dieses Einschwingen kann beschleunigt werden, wenn R kleiner als $2\sqrt{\frac{L}{C}}$ gewählt wird. Bei kleineren Widerstandswerten bis $1,2\sqrt{\frac{L}{C}}$ ist nach einer Schwingungsperiode keine Abweichung zwischen u_{Di} und U_D mehr feststellbar. Zu beachten ist hierbei, dass die maximale Diodensperrspannung reduziert werden kann, wenn der Widerstand geeignet gewählt wird. Der optimale Widerstandswert ist allerdings stark von den Anfangsbedingungen I_{C0} und U_{C0} und damit von den Betriebsbedingungen in einer Anlage abhängig. In dieser Arbeit wird einfachheitshalber weiter mit der Widerstandsauslegung gearbeitet.

6. Die Sperrspannungs-Dimensionierung von Dioden

Bild 6.1 zeigt das in der Simulation verwendete Dotierungsprofil der Dioden. Das n⁺- bzw. p⁺-Profil wird nach Möglichkeit bei allen Diodentypen gleich gewählt, um den Vergleich der Diodentypen untereinander zu erleichtern.

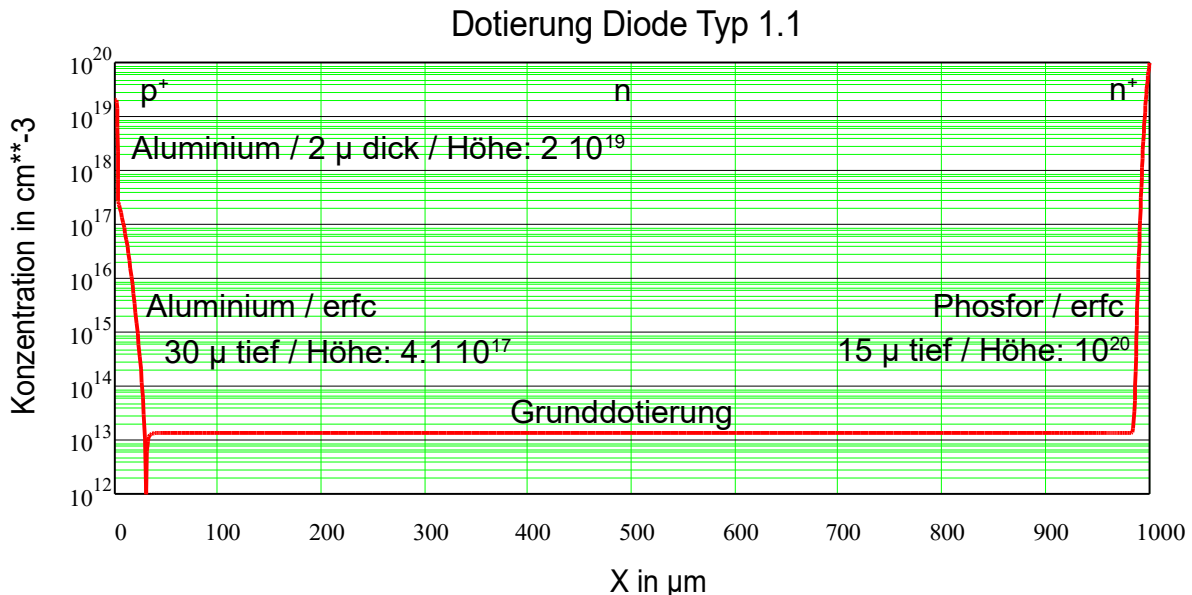


Bild 6.1: Dotierungsprofil. Konzentrationsangaben in cm^{-3} . Die Dotierungen und Funktionsverläufe der Emitter wurden angegeben.

Die Gesamtdicke der Diode und die Höhe der Grunddotierung wurden in Bild 6.1 nicht angegeben, weil sie für die Diodentypen unterschiedlich ist. Am p⁺-Emitter wurde eine rekristallisierte Zone von 2 µm Dicke berücksichtigt. Diese Zone entsteht beim Auflegieren der Diode auf einer Molybdänscheibe.

Das Aluminiumprofil in der rekristallisierten Zone wurde durch ein trapezförmiges Profil angenähert, weil hierdurch die Konvergenz und Genauigkeit des Programmes verbessert werden.

Die Dicke des Phosphoremitters wurde auf 15 µm festgelegt. Die Dicke des p⁺-Emitters mit erfc-Profil beträgt 30 µm. Der effektive Querschnitt ist 38 cm^2 .

6.1 Die Dicke des Mittelgebietes bei Berücksichtigung der stationären Sperrspannung

Die Dicke des Mittelgebietes richtet sich nach der Sperrspannung, die stationär oder dynamisch bei einem Abschaltvorgang auftritt.

Bild 6.2 zeigt den prinzipiellen Verlauf des Feldes in den Dioden.

Bei Dioden vom Typ 1 verläuft das Feld dreieckig. Bei Dioden vom Typ 2 bzw. 3 stößt das Feld am n⁺-Emitter an. Die Feldstärke am n⁺-Emitter wird mit E^* bezeichnet. Bei Dioden vom Typ 1 ist: $E^* = 0 \text{ V/cm}$.

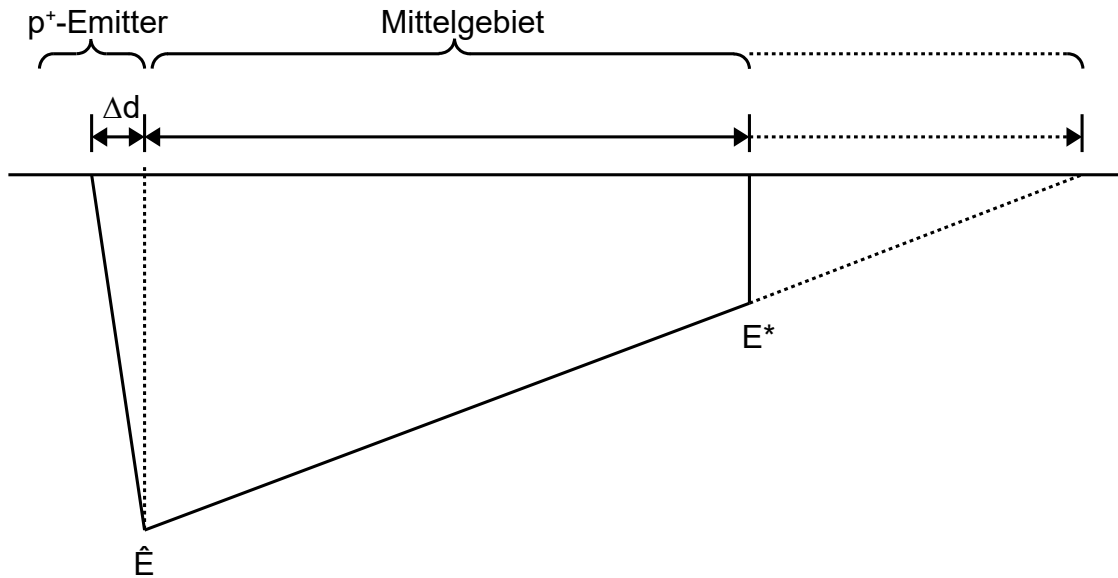


Bild 6.2: Der Feldverlauf bei Dioden vom Typ 1 (.....) und vom Typ 2 bzw. 3 (—)

In Bild 6.2 dringt das Feld über die Länge Δd in den p⁺-Emitter ein. Simulationen zeigten, dass beim p⁺-Emitter von Bild 6.1 Δd kleiner oder gleich $10 \mu\text{m}$ ist. Dieses Eindringen in den p⁺-Emitter wird vernachlässigt. Die berechnete Sperrspannung ist dadurch um maximal 1% zu niedrig.

Aufgrund des steileren n⁺-Profils wird angenommen, dass das Feld dort ebenfalls nicht in den Emitter eindringt.

In Bild 6.2 ist d die Dicke des Mittelgebietes. \hat{E} ist die maximal auftretende Feldstärke am pn-Übergang, wenn die Diode in Sperrrichtung betrieben wird.

Zur Berechnung der maximal erreichbaren Sperrspannung ist die Kenntnis von E erforderlich. Deshalb wurden stationäre Sperrspannungssimulationen bei $T = 90^\circ\text{C}$ und einem Sperrstrom von 100 mA durchgeführt. Bild 6.3 zeigt \hat{E} als Funktion der effektiven Grunddotierung beim vorgegebenen Dotierungsprofil von Bild 6.1. Die Goldkonzentration betrug bei der Simulation $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, was einer Hochinjektionslebensdauer von $53 \mu\text{s}$ bei $T = 90^\circ\text{C}$ entspricht. Bei $N_D = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ stimmt das Simulationsergebnis sehr gut mit den Angaben von H. Schlangenotto [9] überein.

\hat{E} kann als Funktion von N_D durch folgende Näherungsgleichung beschrieben werden:

$$\frac{\hat{E}}{\text{kV/cm}} = -232,7 + 13,43 \cdot \ln\left(\frac{N_D}{\text{cm}^{-3}}\right) \quad (6.1)$$

Bild 6.3 zeigt, dass die maximale Feldstärke bei niedrigeren Dotierungen sinkt. Die Stoßionisation benötigt zur Lawinenbildung nicht nur ein hohes Feld, sondern auch eine gewisse Strecke, worüber die generierten, freien Ladungsträger beschleunigt werden können. Bei einem steileren Feldverlauf ist diese Strecke geringer. Um die für den Sperrstrom erforderlichen Ladungsträger zu generieren, wird bei einem steileren Feldverlauf bzw. einer höheren Grunddotierung deshalb eine höhere maximale Feldstärke auftreten.

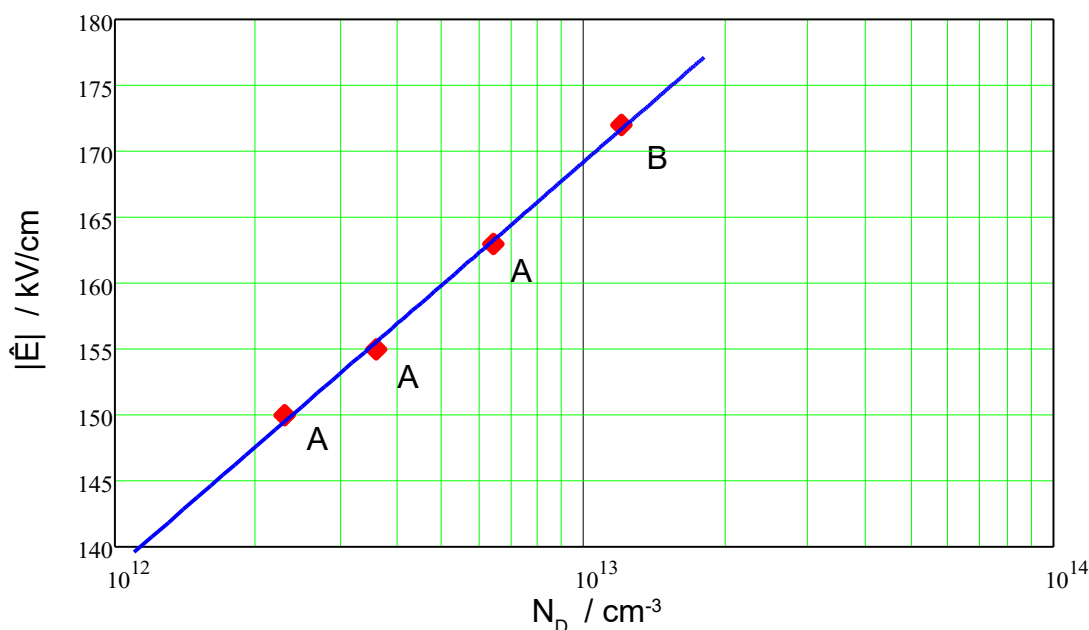


Bild 6.3: Das Ergebnis von Simulationsrechnungen: die maximale Feldstärke am pn-Übergang als Funktion der effektiven Grunddotierung. $T = 90^\circ \text{C}$. $I_R = 100 \text{ mA}$. $\tau = 53 \mu\text{s}$. Für das Dotierungsprofil siehe Bild 6.1.

A: Berechnung bei einem trapezförmigen Feldverlauf.

B: Berechnung bei einem dreieckigen Feldverlauf.

In der Literatur wird als Kriterium für den Durchbruch in Sperrichtung durch Stoßionisation oft das Integral über den Ionisationskoeffizienten α verwendet, wobei nicht zwischen α_p und α_n unterschieden wird. Für $\int \alpha dx \approx 1$ steigt der Sperrstrom sehr stark an. α ist eine Funktion des Feldes (siehe Abschnitt A.9 und 13.1). In dieser Arbeit wird die Sperrkennlinie bei einem Sperrstrom von 100 mA als Durchbruch-Kriterium verwendet. (Siehe hierzu z. B. Bild 7.2.) Die geringfügige Abhängigkeit der Sperrspannung bei diesem Sperrstrom von der Generation über Störstellen bzw. von der Breite der Raumladungszone, darf hierbei vernachlässigt werden, wenn gewährleistet ist, dass die Diode ausreichend weit in den Durchbruch gefahren wird. In diesem Fall kann Bild 6.3 nicht nur bei einem dreieckigen, sondern auch bei einem trapezförmigen Feldverlauf angewendet werden.

Das Integral über die Fläche von Bild 6.2 ergibt die Sperrspannung. Weil \hat{E} eine Funktion von der Grunddotierung ist, können die Höhe der Grunddotierung und die Dicke des Mittelgebietes bei vorgegebener Sperrspannung nicht unabhängig voneinander gewählt werden.

Bei der Sperrspannungsberechnung wird angenommen, dass der Feldgradient im Mittelgebiet nur durch Donatoren bestimmt wird und dass die Donatoren vollständig ionisiert sind.

Für Silizium gilt: $\frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} = 1,545 \cdot 10^{-7} \text{ Vcm}$.

Das Integral über die Fläche von Bild 6.2 ergibt für Dioden vom Typ 1:

$$U_R = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \hat{E}^2}{e N_D} \quad (6.2)$$

und

$$d \geq \frac{|\hat{E}| \varepsilon_0 \varepsilon_r}{e N_D} \quad (6.3)$$

Die erforderliche Grunddotierung folgt bei vorgegebener Sperrspannung aus (6.2).

Für Dioden vom Typ 2 bzw. 3 mit trapezförmigem Feldverlauf folgt:

$$U_R = \left(|\hat{E}| - \frac{e N_D}{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r} d \right) d \quad (6.4)$$

Diese Gleichung gilt unter der Bedingung:

$$\frac{U_R}{|\hat{E}|} < d < \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r |\hat{E}|}{e N_D} \quad (6.5)$$

Die linke Bedingung von (6.5) folgt aus dem Grenzfall eines konstanten Feldes in der Raumladungszone. Die rechte Bedingung von (6.5) ist die Umkehrung von (6.3). Die erforderliche Grunddotierung kann für Dioden vom Typ 2 bzw. 3 bei vorgegebener U_R als Funktion der Mittelgebietsdicke aus (6.4) iterativ berechnet werden:

$$N_D = \left(|\hat{E}| - \frac{U_R}{d} \right) \cdot \frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r}{ed} \quad (6.6)$$

$\hat{E} = f(N_D)$ nach (6.1).

Wird N_D vorgegeben, dann folgt ebenfalls aus (6.4) für die Mittelgebietsdicke von Dioden vom Typ 2 bzw. 3:

$$d = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r |\hat{E}|}{e N_D} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2 e N_D U_R}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \hat{E}^2}} \right) \quad (6.7)$$

Obenstehende Gleichungen geben für Dioden vom Typ 1 bzw. 2 und 3 den Zusammenhang zwischen Mittelgebietslänge und Grunddotierung, wenn die stationäre Sperrspannung vorgegeben ist. Bild 6.4 zeigt das Ergebnis für $U_R = 8$ kV.

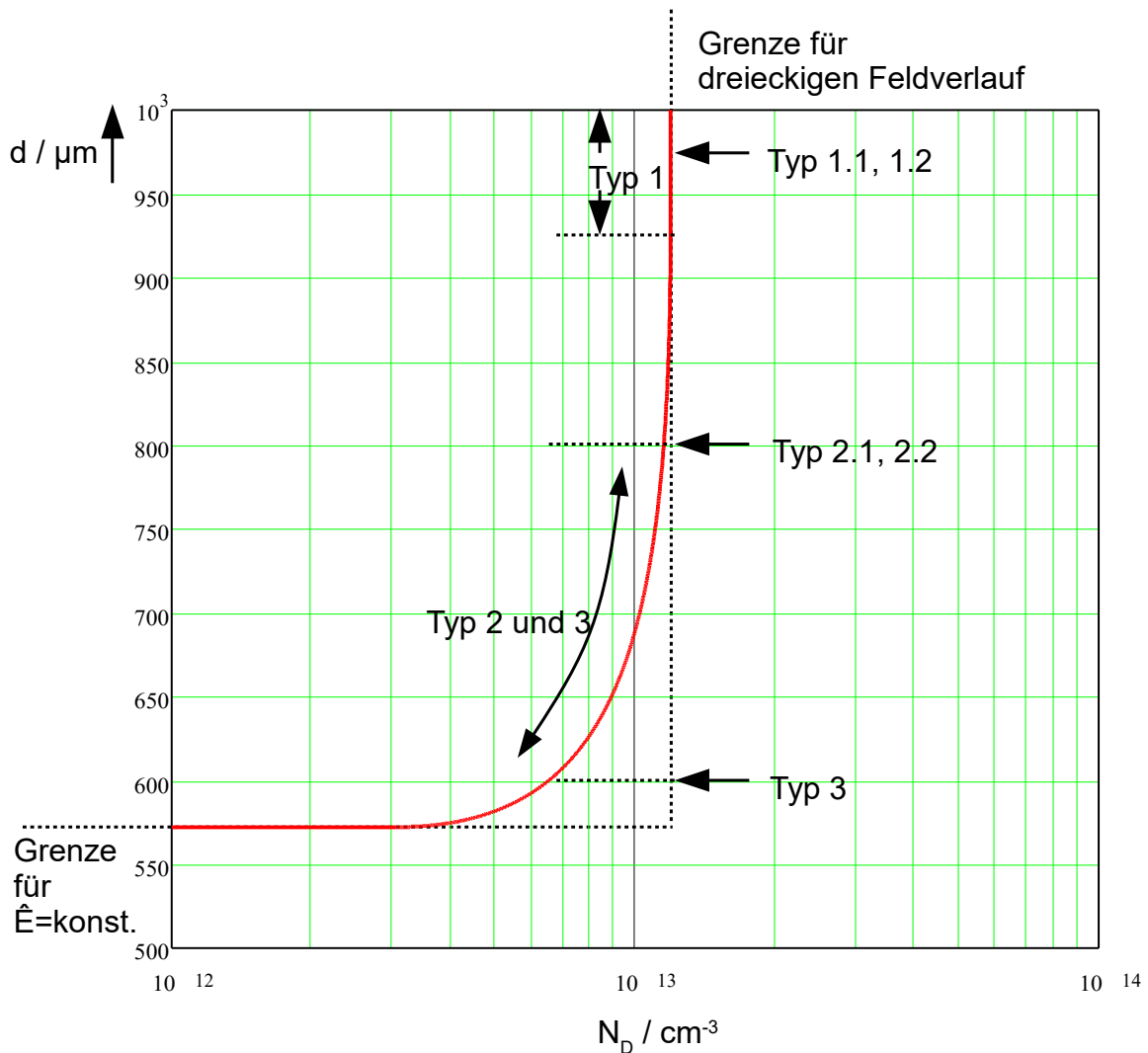


Bild 6.4: Die erforderliche Mittelgebiettsdicke d als Funktion der Grunddotierung bei $U_R = 8$ kV. Die horizontalen Pfeile geben die in den nachfolgenden Abschnitten gewählten Kombinationen von d und N_D an. Typ 1: dreieckiger Feldverlauf, Typ 2 und 3: trapezförmiger Feldverlauf.

Die Berechnungen zeigen zusammenfassend folgendes Ergebnis für 8 kV Dioden mit den Emitterprofilen von Bild 6.1:

1. Bei einer Dotierungskonzentration von $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (entspricht $354 \text{ } \Omega\text{cm}$) und einer Länge $d = 922 \text{ } \mu\text{m}$ wird der dreieckige Feldverlauf von Bild 6.2 erreicht (Grenze zwischen Dioden vom Typ 1 und 2 bzw. 3).
2. Bei einer Dotierungskonzentration über $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ kann die Sperrspannung von 8 kV nicht mehr erreicht werden, weil der Feldgradient dann zu steil verläuft.
3. Ein extremes Absenken der Dotierungskonzentration von $8,37 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (entspricht $500 \text{ } \Omega\text{cm}$) auf $4,15 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (entspricht $1000 \text{ } \Omega\text{cm}$) bringt lediglich eine 10-prozentige Absenkung des erforderlichen Wertes von d (von 630 auf $570 \text{ } \mu\text{m}$), weil die maximale Feldstärke bei einer Reduzierung der Donatorkonzentration ebenfalls abnimmt.
4. Die benötigte Dicke von 8 kV Dioden vom Typ 2 bzw. 3 ist sehr stark von der Dotierungskonzentration abhängig, wenn diese im Bereich 10^{13} bis $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ liegt. Das

heißt auch, dass die Sperrspannung entsprechend stark auf Dotierungsschwankungen reagiert.

6.2 Die Dicke des Mittelgebietes bei Berücksichtigung der dynamischen Sperrspannung

Die Betrachtungen in Abschnitt 6.1 gelten für die stationäre Sperrspannung. Es wird jetzt gezeigt, dass die Diode beim Abschaltvorgang unter Umständen erheblich weniger Spannung aufnehmen kann als stationär. Die Spannung, die die Diode beim Abschaltvorgang maximal aufnehmen kann, ohne dass der Rückstrom abreißt, wird mit U_R^* bezeichnet. Für die Berechnung von U_R^* wird vom vereinfachten Abschaltmodell von H. Benda und E. Spenke /6/ ausgegangen. Sie zeigen, dass die Elektronen während des Abschaltvorganges nach rechts und die Löcher nach links abgezogen werden. Ein Abfließen in der Gegenrichtung ist nicht möglich, weil entweder die Emitter die Ladungsträger nicht aufnehmen können oder das elektrische Feld dieses verhindert.

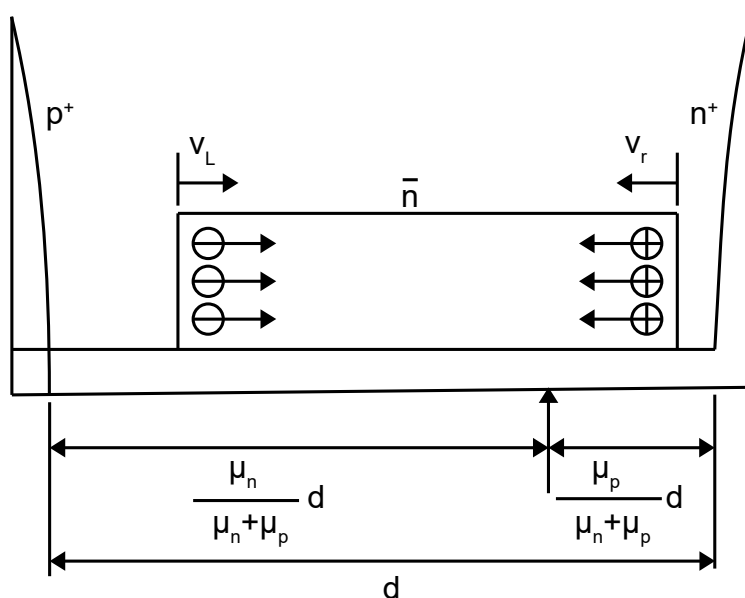


Bild 6.5: Die Ladungsträgerverteilung während der Ausräumphase nach /6/.

$$v_L = \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} \cdot \frac{I_R}{e \bar{n}}, \quad v_r = \frac{\mu_p}{\mu_n} v_L$$

Bild 6.5 zeigt das Abschaltmodell aus /6/. In diesem Modell wird von einer konstanten ortsunabhängigen Ladungsträgerverteilung \bar{n} im Mittelgebiet ausgegangen. Der konstante Rückstrom I_R ist viel größer als der Vorwärtsstrom. Der Abschaltvorgang ist kurz gegenüber der Ladungsträgerlebensdauer, und die Rekombination ist vernachlässigbar. In Gegensatz zu /6/ wird hier jetzt angenommen, dass die Fronten des Ladungsträgerberges zum gleichen Zeitpunkt anfangen, aufeinander zuzulaufen. Die Fronten sind abrupt. Im Ladungsträgerberg folgen den Majoritätsladungsträger die Minoritätsladungsträger (Quasineutralität).

Aufgrund der Beweglichkeitsunterschiede wird der Elektronenstromanteil in der quasineutralen Zone $\mu_n/(\mu_n + \mu_p)$ des Gesamtstromes betragen. Der Löcherstromanteil ist dort $\mu_p/(\mu_n + \mu_p)$ des Gesamtstromes. Hierbei werden die Diffusionsstromanteile aufgrund des angenommenen konstanten Ladungsträgerberges vernachlässigt. Die Geschwindigkeit v_L , mit der die linke Ladungsträgerfront nach rechts läuft, ist deshalb um den Faktor μ_n/μ_p größer als v_r , die Geschwindigkeit, mit der die der rechten Ladungsträgerfront nach links läuft.

Mit $\mu_n/\mu_p = 3$ treffen sich die Fronten vom pn-Übergang her gerechnet bei $3/4$ der Mittelgebietsdicke. Dieser Punkt wird in Bild 6.5 mit einem Pfeil gekennzeichnet.

In /6/ wird gezeigt, dass wegen der n-Grunddotierung rechts keine Raumladungszone entstehen kann. Die Elektronenkonzentration wird dort höchstens bis auf die Höhe der Grunddotierung absinken. Nur bei großen Rückströmen und niedriger Grunddotierung wird die Konzentration der freien Elektronen rechts größer als die Grunddotierung sein. Weil während des Abschaltvorganges rechts keine Löcher mehr zur Verfügung stehen, kann sich dort - bedingt durch die freien Elektronen - zeitweise ein Feld aufbauen. In den nachfolgenden Simulationen ist der Ohmsche Spannungsabfall über diesen rechten ausgeräumten Teil des Mittelgebietes immer vernachlässigbar klein.

Die Spannung, die beim Abschaltvorgang auftritt, steht somit voll an der Raumladungszone am linken Teil des Mittelgebietes an. Bild 6.6 zeigt den Feldverlauf während des Abschaltvorganges im Vergleich zum Feldverlauf beim stationären Sperrfall. In der Dynamik wird der Verlauf des Feldes durch einen Ladungsträgerberg im rechten Teil des Mittelgebietes begrenzt. Ist der Ladungsträger erschöpft und der Rückstrom noch nicht zu null, dann tritt ein Stromabriss auf. In Bild 6.6 wurde der Gradient des Feldes in beiden Fällen gleich gezeichnet. Dies ist nur der Fall, wenn der Einfluss der nach links abfließenden Löcher in der Dynamik vernachlässigt wird ($p \ll N_D$) und wenn kein dynamischer Avalanche auftritt, wodurch beim pn-Übergang Elektronen und Löcher erzeugt werden.

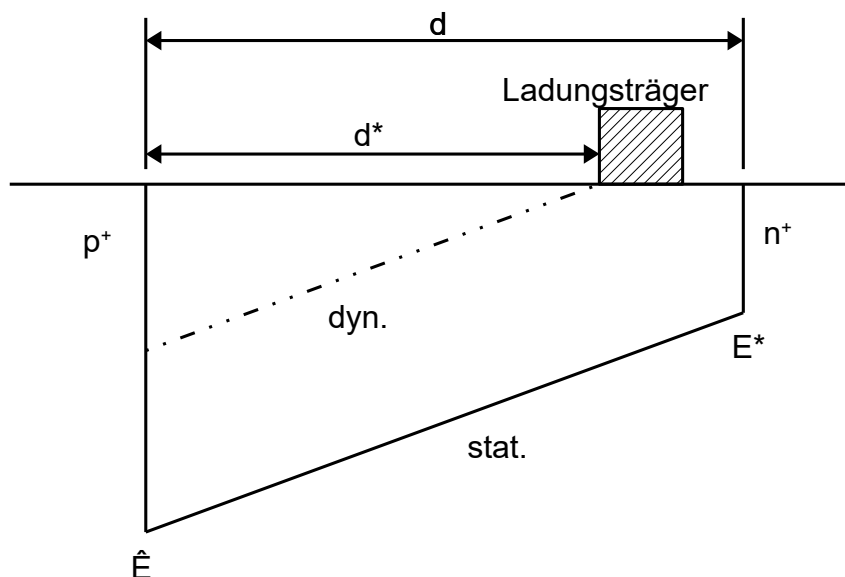


Bild 6.6: Der Feldverlauf (---) während eines Abschaltvorganges im Vergleich zum Feldverlauf im stationären Sperrfall.

Bemerkung: mit $j_p = epv_d = i_{RR}/A$, $A = 38 \text{ cm}^2$, $v_d = 7,57 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ und $i_{RR} = 100 \text{ A}$ folgt: $p = 2,17 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. N_D liegt in der Größenordnung 10^{13} cm^{-3} . Gegen Ende des Abschaltvorganges ist i_{RR} wesentlich kleiner als 100 A, und die Bedingung $p \ll N_D$ ist dann erfüllt.

d^* in Bild 6.6 entspricht der Breite der linken Raumladungszone aus Bild 6.5. Weil sich die Fronten des Ladungsträgerberges bei $3/4$ der Mittelgebietsdicke treffen (Pfeil in Bild 6.5), folgt somit für d^* :

$$d^* = \frac{3}{4} d \quad (6.8)$$

Hierbei werden die Felder im p^+ - und n^+ -Emitter vernachlässigt. Der Feldgradient wird im Mittelgebiet nur durch die vollständig ionisierten Donatoren bestimmt. Der Einfluss von ionisierten Goldatomen ist ebenfalls vernachlässigbar. Für die Spannung U_R^* , die beim Abschaltvorgang auftreten kann, ohne dass ein Rückstromabriss stattfindet, folgt:

$$U_R^* = \frac{1}{2} \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} N_D (d^*)^2 \quad (6.9)$$

(6.8) in (6.9) eingesetzt, liefert:

$$d = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2 U_R^* \epsilon_0 \epsilon_r}{e N_D}} \quad (6.10)$$

In Bild 5.2 wird gezeigt, dass die Diode während der Rückstromphase mit der maximal auftretenden Spannung U_R^* beim Abschaltvorgang belastet wird. In Bild 5.3 ist die Spannungsbelastung der Diode während der Rückstromphase dagegen deutlich geringer.

Nach Punkt 8 der Betriebsbedingungen von Abschnitt 4 wird für U_R^* 4,8 kV eingesetzt. Mit (6.9) kann die erforderliche maximale Breite d^* der Raumladungszone als Funktion der Grunddotierung berechnet werden. Das Ergebnis zeigt Bild 6.7.

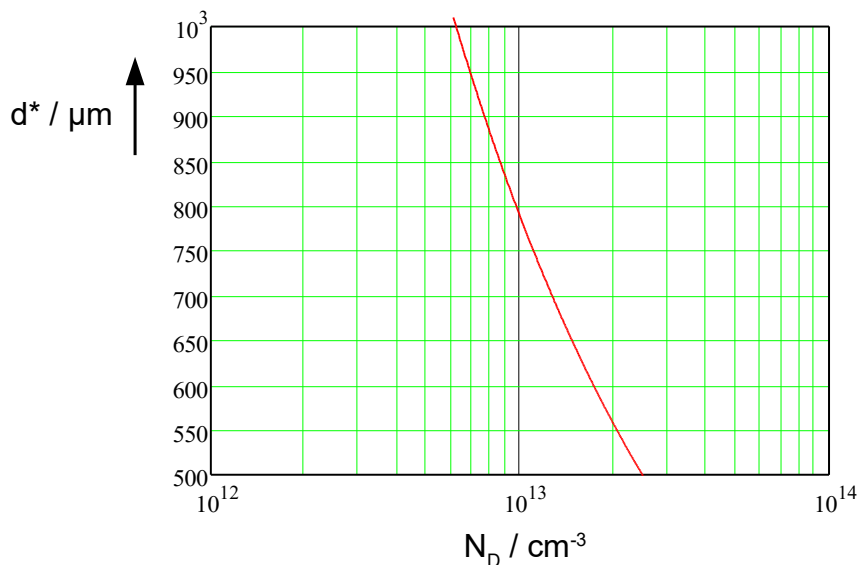


Bild 6.7: Die erforderliche Breite d^* der Raumladungszone beim Abschaltvorgang. Die Berechnung wurde mit der Gleichung (6.9) für $U_R^* = 4,8 \text{ kV}$ durchgeführt.

Bild 6.4 und 6.7 zeigen, dass die Kurven für d und d^* entgegengesetzte Gradienten haben. Auch die Spannungen U_R und U_R^* werden gegenläufig auf Änderungen von N_D reagieren. U_R steigt an, wenn N_D sinkt (auch wenn $|\hat{E}|$ hierbei geringfügig kleiner wird). U_R^* wird abnehmen, wenn N_D sinkt, weil - wie Bild 6.6 zeigt - die Feldausbreitung in der Dynamik durch den Ladungsträgerberg begrenzt wird.

Es gibt somit mehrere Möglichkeiten, die erforderliche Mittelgebietdicke zu bestimmen. Es muss, je nach Typ und Anforderungen, die stationäre Sperrspannung (6.3) bzw. (6.7) oder die dynamische Sperrspannung (6.10) zugrunde gelegt werden.

Zu beachten ist, dass die Dioden nach beiden Sperrspannungen - der dynamischen und der stationären - ausgelegt werden müssen. Die Beanspruchung mit der stationären Sperrspannung wird dann auftreten können, wenn die Diode selbst stromlos ist, aber in einer Anlage der Leistungselektronik in unmittelbarer Nähe der Diode (elektrisch und räumlich gesehen) ein Schaltvorgang stattfindet.

6.3 Ursachen für die Abweichungen zwischen der Theorie aus Abschnitt 6.2 und den Simulationsergebnissen

In den nachfolgenden Abschnitten 7 bis 13 werden Simulationsergebnisse von Abschaltvorgängen gezeigt. Hierbei wurden systematische Abweichungen zwischen Theorie und Simulationsergebnis festgestellt.

Eine Diode, die nach der einfachen Dimensionierungsvorschrift aus Abschnitt 6.2 ausgelegt wurde, kann aus folgenden Gründen beim Abschalten eine höhere Spannung vertragen, ohne dass der Rückstrom abreißt:

1. Bei großen RC-Beschaltungen (siehe Bild 5.3) tritt die Spannungsspitze erst dann auf, wenn der Rückstrom schon abgeklungen ist. Die Spannungsbelastung ist während der Rückstromphase niedriger als angenommen.
2. u. U. können ionisierte Goldatome einen Einfluss auf den Feldgradienten ausüben. Aus Abschnitt A.6 geht hervor, dass 95% des Goldes in der Raumladungszone bei $T = 90^\circ \text{ C}$ negativ ionisiert sind. Beim Betrieb einer Diode in Durchlassrichtung ist das Gold dagegen überwiegend positiv ionisiert. Die Umladung des Goldes kann durch Relaxationszeitkonstanten beschrieben werden. Diese Zeitkonstanten sind eine Funktion der Temperatur und der Betriebsbedingungen, wie z. B. Hochinjektion oder Raumladungszone).
3. In Bild 6.5 wurde angenommen, dass die Fronten des Ladungsträgerberges zum gleichen Zeitpunkt loslaufen und dass das Verhältnis der Geschwindigkeiten konstant bleibt. Die Simulationen zeigen, dass die linke Front wesentlich früher losläuft als die rechte. Der Punkt, wo sich beide Fronten treffen, verschiebt sich dadurch nach rechts. Die Spannung, die die Diode beim Abschalten aufnehmen kann, erhöht sich dadurch wesentlich. Die Geschwindigkeiten der Fronten hängen von den aktuellen Ladungsträgerkonzentrationen an den Fronten, von den Diffusionsstromdichten im Ladungsträgerberg und von der momentanen Rückstromdichte ab und sind daher nicht konstant.

6.4. Der Einfluss einer tiefen n-Diffusion auf die stationäre Sperrspannung

Eine tiefe n-Diffusion wird in der Vierschichtdiode (Typ 5) als Stoppzone für das Feld benötigt. Durch eine tiefe n-Diffusion wird die stationäre Sperrspannung abnehmen, wenn die Gesamtdicke der Diode nicht angepasst wird. Die Höhe der Sperrspannungsabnahme und die Grenzwerte der n^+ -Dotierung werden in diesem Abschnitt berechnet.

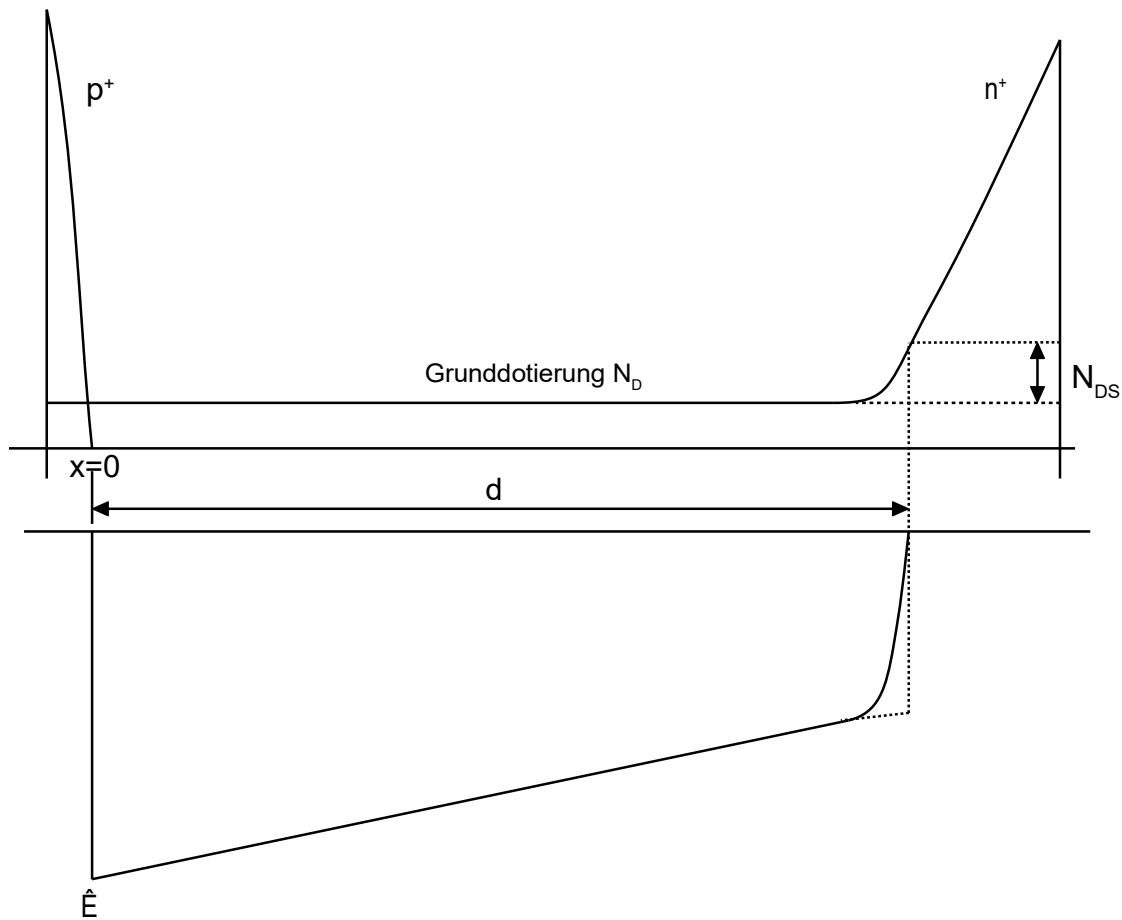


Bild 6.8: Das Dotierungsprofil mit einer tiefen n-Diffusion und dem zugehörigen Feldverlauf.
 — — — = Feldverlauf bei einem abrupten n^+ -Emitter bei $x = d$.

Bild 6.8 zeigt das Dotierungsprofil mit der tiefen n-Diffusion und dem zugehörigen Feldverlauf. Aus diesem Bild wird ersichtlich, dass eine tiefe n-Diffusion nur dann das Feld bzw. die Sperrspannung beeinflussen wird, wenn das Feld an der n^+ -Dotierung anstößt. Für die n^+ -Dotierung wird ein exponentialer Verlauf angenommen:

$$N = N_D + N_{DS} \exp\left(\frac{x-d}{\lambda}\right) \quad (6.11)$$

Hier ist λ ein Maß für die Eindringtiefe der n^+ -Dotierung. N_{DS} ist die zusätzliche Dotierungskonzentration bei $x = d$. Bei $x = d$ gilt: $E = 0$. Für die Feldstärke folgt durch Integration der Donatordotierung:

$$E = \frac{-e}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left\{ N_D (d-x) + N_{DS} \lambda \left[1 - \exp\left(\frac{x-d}{\lambda}\right) \right] \right\} \quad (6.12)$$

Hieraus folgt, durch Integration von $x = 0$ bis $x = d$:

$$U_R = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left\{ \frac{1}{2} N_D d^2 + N_{DS} \lambda d - N_{DS} \lambda^2 \left[1 - \exp\left(\frac{-d}{\lambda}\right) \right] \right\} \quad (6.13)$$

Für $d/\lambda > 4$ kann die Exponentialfunktion vernachlässigt werden. Hiermit folgt dann für die Sperrspannung:

$$U_R = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left\{ \frac{1}{2} N_D d^2 + N_{DS} \lambda d - N_{DS} \lambda^2 \right\} \quad (6.14)$$

Der Zusammenhang zwischen N_{DS} und $|\hat{E}|$ folgt aus (6.12) bei $x = 0$:

$$|\hat{E}| = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} (N_D d + N_{DS} \lambda) \quad (6.15)$$

Hierin ist $\hat{E} = f(N_D)$ nach (6.1). (6.15) gibt an, dass es einen festen Zusammenhang zwischen N_D , d , N_{DS} und λ gibt.

Für $N_{DS} \lambda$ folgt aus (6.15):

$$N_{DS} \lambda = \hat{E} \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e} - N_D d \quad (6.16)$$

N_{DS} ist dabei die Mindestzusatzkonzentration, die in der n^+ -Dotierung bei vorgegebenem λ vorhanden sein muss, damit das Feld nicht durchstößt. (6.16) in (6.13) eingesetzt, liefert:

$$U_R = \left(|\hat{E}| - \frac{e N_D d}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} \right) d - \left(|\hat{E}| - \frac{e N_D d}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right) \lambda \quad (6.17)$$

Bis auf den letzten Term ist diese Gleichung mit (6.4) identisch. Dieser letzte Term beschreibt die Reduzierung der Sperrspannung aufgrund der tiefen n^+ -Diffusion. Diese Reduzierung der Sperrspannung kann entweder durch eine niedrigere Grunddotierung oder durch eine größere Dicke d kompensiert werden.

Die Einhaltung eines Mindest-Wertes von $N_{DS} \lambda$ ist besonders bei Vierschichtdioden wichtig, weil die tiefe n^+ -Dotierung dort als Stoppzone benutzt wird. Ist die Zusatzkonzentration N_{DS} dieser Stoppzone bei vorgegebenem λ zu niedrig, dann erfolgt der Punch-Through. Bild 6.9 zeigt, ausgehend von der Gleichung (6.16), wie groß $N_{DS} \lambda$ mindestens sein muss, damit Punch-Through vermieden wird.

Anmerkung: Je mehr $N_{DS} \lambda$ über dem Grenzwert von Bild 6.9 gewählt wird, umso höher ist die Reduzierung der Sperrspannung.

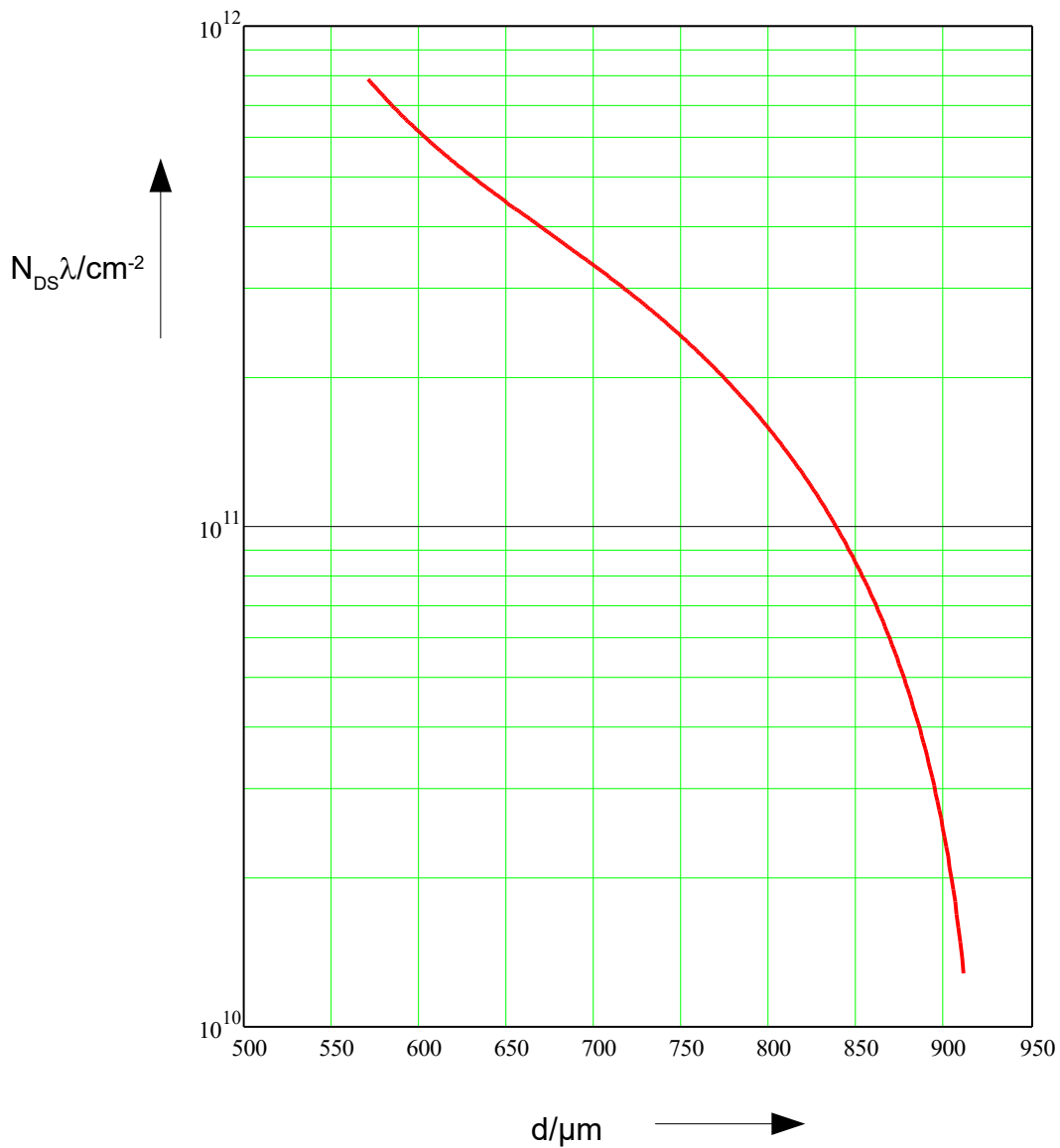


Bild 6.9: Der erforderliche Mindestwert von $N_{DS}\lambda$ in der Stoppzone von Vierschichtdioden zur Vermeidung des Punch-Through. $U_R = 8 \text{ kV}$. Der Zusammenhang zwischen d und N_D wird durch Bild 6.4 vorgegeben, was nur bei einer vernachlässigbaren Reduzierung der Sperrspannung nach (6.17) zulässig ist.

Näherungsgleichung:

$$N_d\lambda = 1,43083 \cdot 10^{13} - \frac{4,576 \cdot 10^{16}}{d} + \frac{5,31008 \cdot 10^{19}}{d^2} - \frac{2,6726 \cdot 10^{22}}{d^3} + \frac{5,02883 \cdot 10^{24}}{d^4}$$

7. Die Analyse vom Typ 1.1

In diesem Abschnitt wird eine Diode beschrieben, die eine homogene Verteilung der Rekombinationszentren besitzt. Das Feld hat einen dreieckigen Verlauf und stößt somit nicht am n^+ -Emitter an (siehe Bild 6.2, gestrichelte Linie). Nach Abschnitt 6.1 muss das Mittelgebiet eine Dicke $d \geq 922 \mu\text{m}$ aufweisen.

Nach (6.8) und (6.9) wird für das Mittelgebiet eine Dicke $d = 952 \mu\text{m}$ berechnet. Das heißt, dass die Anforderungen bezüglich der dynamischen Sperrspannung U_R^* die Diodendicke bestimmen. Mit Berücksichtigung der Emitterdicken (Bild 6.1) beträgt die berechnete Gesamtdicke der Diode $997 \mu\text{m}$. Gewählt wurden $1000 \mu\text{m}$.

Die effektive Grunddotierung beträgt $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

7.1 Die Durchlassspannung

Die Durchlassspannung wurde als Funktion der homogenen Goldkonzentration unter den Betriebsbedingungen aus Abschnitt 4 berechnet. Die Ladungsträgerlebensdauer wird außer durch Gold zusätzlich durch die Augerrekombination beeinflusst. Bild 7.1 zeigt das Ergebnis.

Eine Goldkonzentration $N_{\text{Au}} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ führt bei 90° C zu einer Hochinjektionslebensdauer $\tau = 90 \mu\text{s}$. Bei den anderen N_{Au} -Werten ändert sich die Ladungsträgerlebensdauer entsprechend der Gleichung:

$$\tau N_{\text{Au}} = \text{konstant} \quad (7.1)$$

Für die gewünschte Durchlassspannung von $1,65 \text{ V}$ folgt aus Bild 7.1 als erforderliche Goldkonzentration: $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Dieser Wert entspricht einer Lebensdauer von $53 \mu\text{s}$.

Wie in Abschnitt A.6 gezeigt wird, ist beim Anlegen von Sperrspannung ca. 95% des Goldes in der Raumladungszone negativ ionisiert. Bei einer Goldkonzentration von $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ muss die Grunddotierung dann wegen der Kompensation um $0,16 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ höher gewählt werden. Eine tatsächliche Grunddotierung von $1,36 \cdot 10^{13}$ entspricht $310 \Omega\text{cm}$.

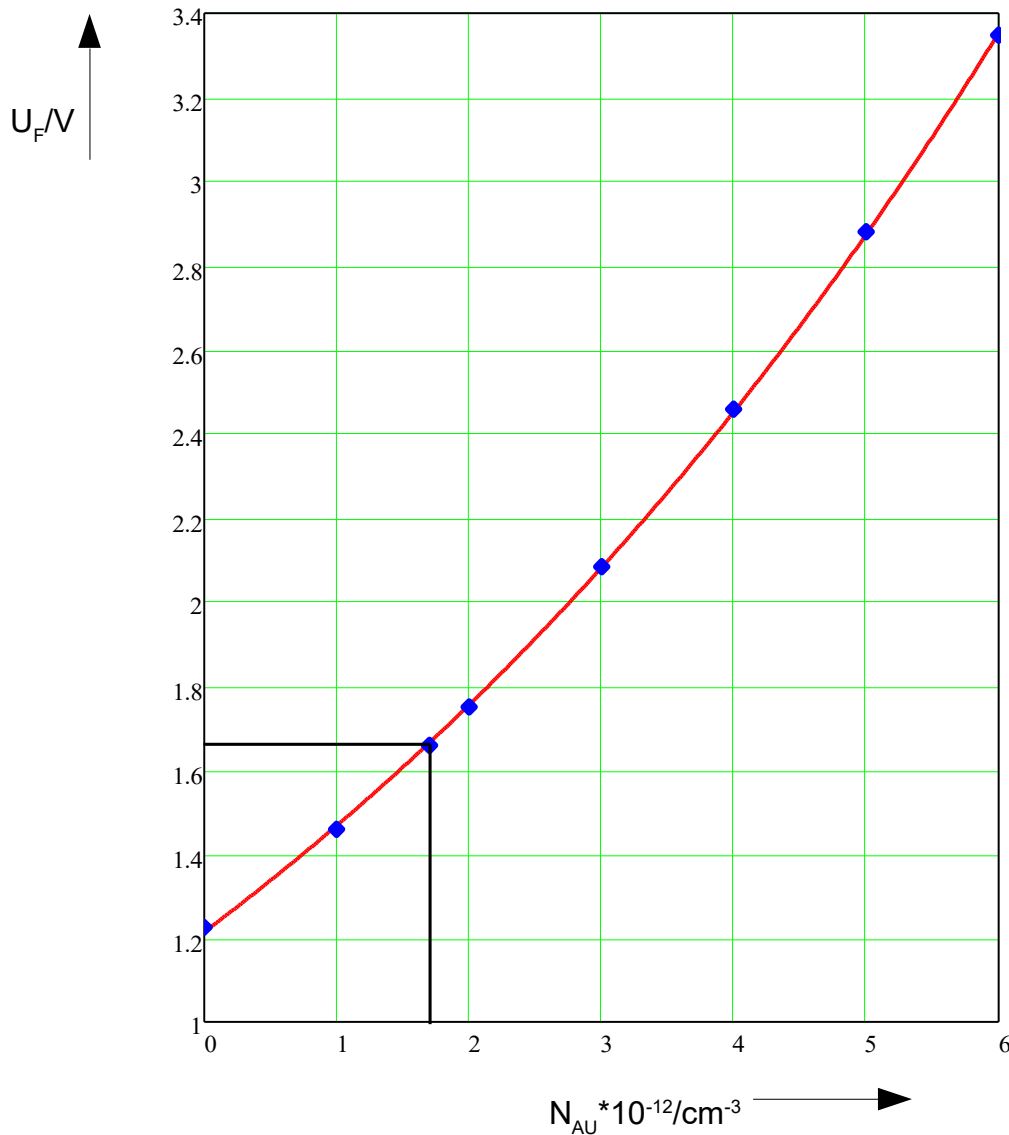


Bild 7.1: Die Durchlassspannung einer 1000 μm dicken Diode als Funktion der Goldkonzentration. Die erforderliche Goldkonzentration bei einer Durchlassspannung von 1,65 V wurde angegeben. $I = 2000 \text{ A}$, $T = 90^\circ \text{ C}$.

Näherungsgleichung:
$$U_F = -0,6373 + 1,8515 \cdot \exp\left(\frac{N_{Au}}{7,8118 \cdot 10^{12}}\right)$$

7.2 Die Sperrspannung

Bild 7.2 zeigt die simulierte Sperrkennlinie. Die maximale Sperrspannung beträgt 8,199 kV bei $I_R = -100 \text{ mA}$. Die Abweichung von 2,4% gegen die geforderten 8 kV ist in geringen Ungenauigkeiten bei der Berechnung der maximalen Feldstärke nach Bild 6.3, bei der Berechnung der Konzentration der negativ geladenen Goldatome und beim nicht abrupten p^+ -Emitter zu suchen.

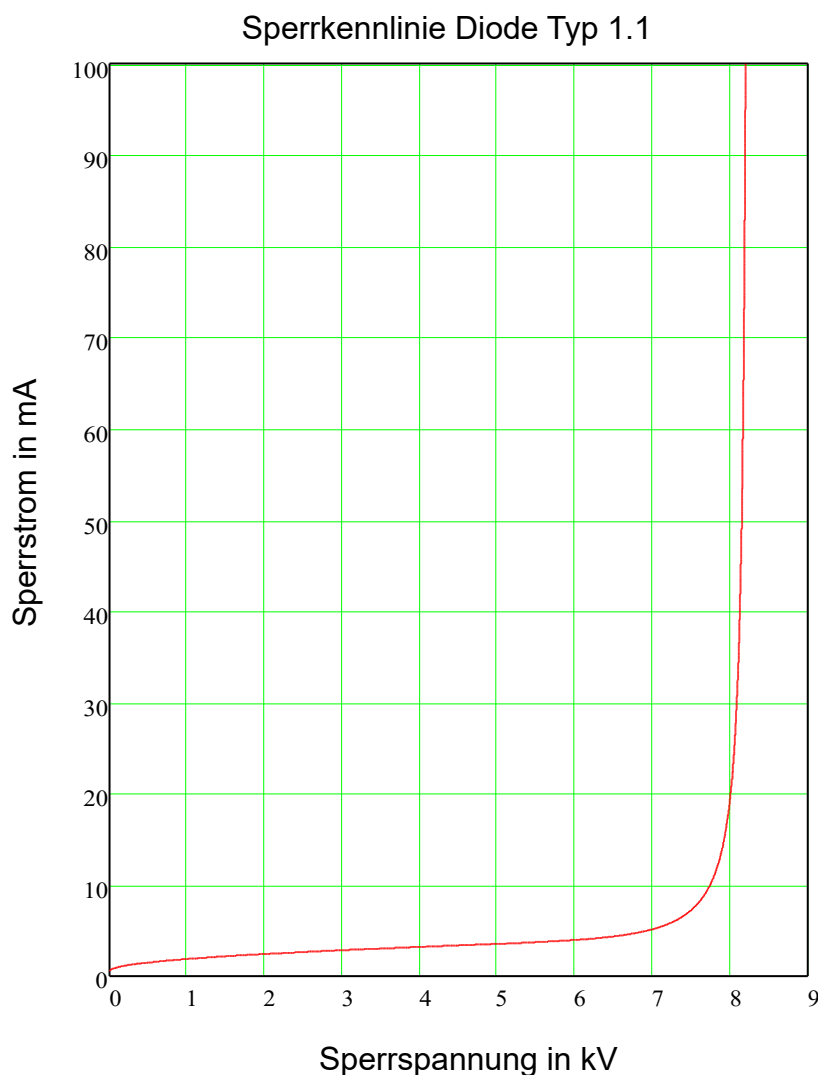


Bild 7.2: Diode Typ 1.1: die Sperrkennlinie: 8,199 kV bei 100 mA

7.3 Das Abschaltverhalten

Das Abschaltverhalten der Diode wurde gemäß der Schaltung des Bildes 5.1 und mit den Betriebsbedingungen von Abschnitt 4 simuliert. Der Widerstand der RC-Beschaltung wird für

kritische Dämpfung ausgelegt: $R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$

Bild 7.3 zeigt einen Abschaltvorgang mit $U_D = 4$ kV, $C = 4,7$ μ F und $R = 29$ Ω .

Bei allen Abschaltvorgängen, die in diesem Bericht gezeigt werden, wird der Vorstromverlauf weggelassen. Die angegebenen Zeitwerte in den Bildern gelten deshalb immer ab dem Stromnulldurchgang. Bei einem di/dt von 4 A/ μ s vergehen bis zum Stromnulldurchgang 500 μ s, wenn der stationäre Vorwärtsstrom 2 kA beträgt. Bei einer Ladungsträgerlebensdauer ≤ 53 μ s verläuft die Abschaltung bis zum Stromnulldurchgang annähernd quasistationär.

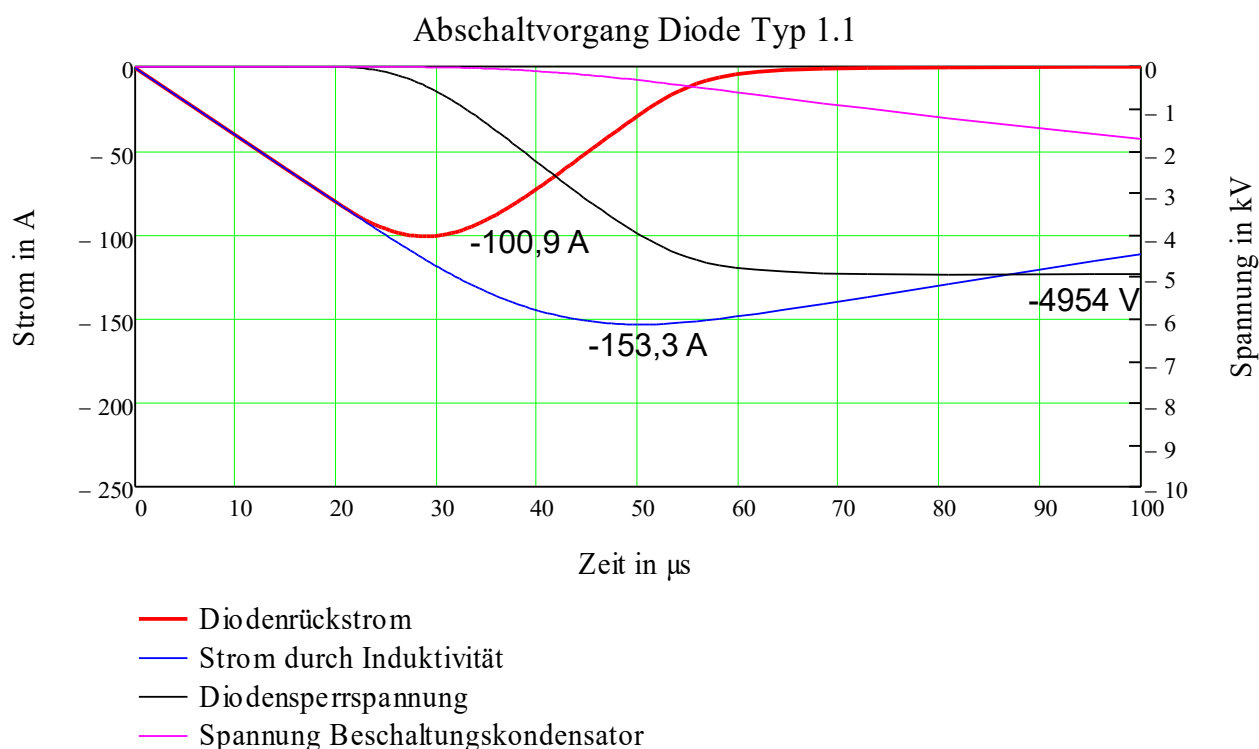


Bild 7.3: Diode Typ 1.1: Ein Abschaltvorgang bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 4,7 \text{ }\mu\text{F}$ und $R = 29 \text{ }\Omega$. Diodendicke: $1000 \text{ }\mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. (Alt: $I_{RR}=94,7 \text{ A}$)

Bild 7.3 zeigt, dass die Diodenspannung die geforderte Grenze von $4,8 \text{ kV}$ nur geringfügig überschreitet. Der Rückstrom reißt nicht ab. Die berechneten Daten stehen in Abschnitt 15 in der Tabelle 15.1.

Die Verlustarbeit in der RC-Beschaltung wird größer als der Endwert der Simulation sein, weil der stationäre Zustand noch nicht erreicht ist. Auf die letzte Phase des Abschaltvorganges können die Gleichungen von Abschnitt 5.3 angewendet werden. Die Verlustarbeit im Widerstand für $t > 100 \text{ }\mu\text{s}$ folgt aus (5.23) und lautet:

$$W_R = \frac{1}{2} L i_L^2(t=100\mu\text{s}) + \frac{1}{2} C (U_D + u_C(t=100\mu\text{s}))^2 \quad (7.2)$$

$u_C(t = 100 \text{ }\mu\text{s})$ ist negativ!

Die Vorgänge in der Diode selbst werden anhand des nächsten Abschaltvorganges erklärt. Bild 7.4 zeigt einen Abschaltvorgang mit den gleichen Diodenparametern wie vorher. Geändert wurde nur die RC-Beschaltung, nämlich auf $R = 47 \text{ }\Omega$ und $C = 1,8 \text{ }\mu\text{F}$. U_D blieb gleich auf 4 kV . Bild 7.4 zeigt, dass jetzt eine erheblich größere Diodenspannung auftritt. Trotzdem reißt der Rückstrom nicht ab.

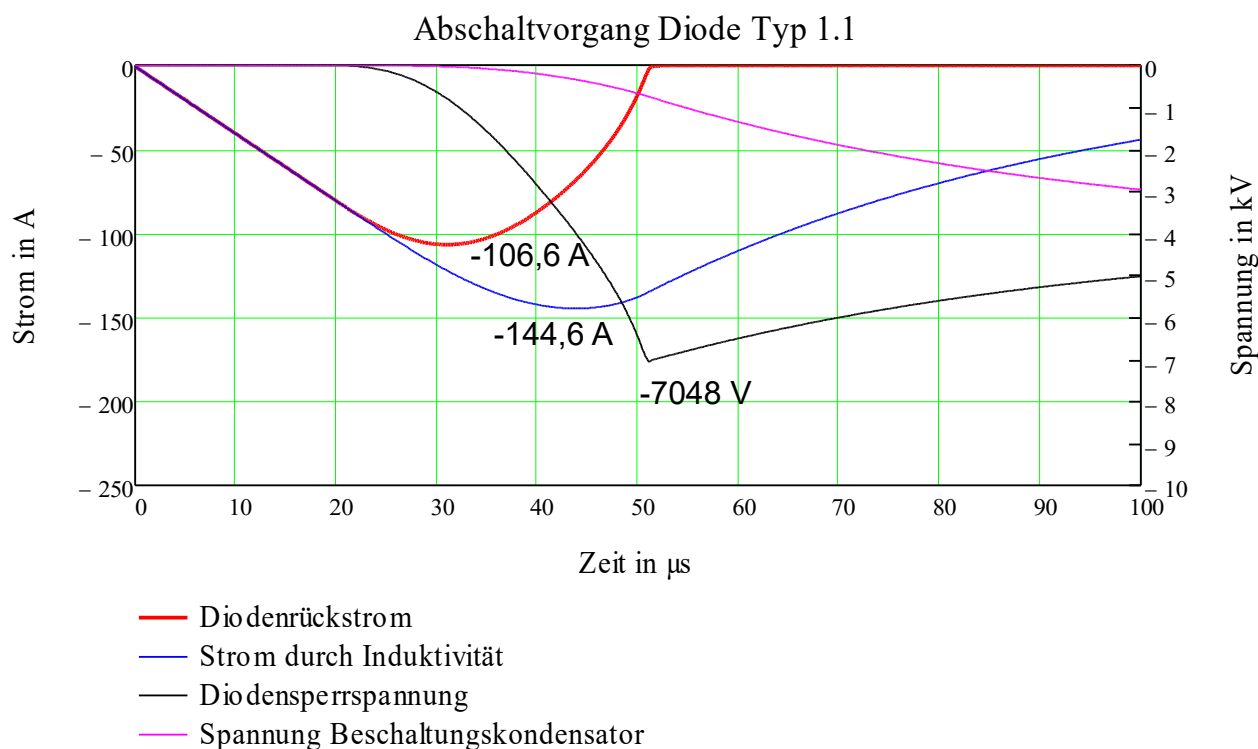


Bild 7.4: Diode Typ 1.1: Ein Abschaltvorgang bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 1,8 \mu\text{F}$ und $R = 47 \Omega$. Diodendicke: $1000 \mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. (Alt: $I_{RR}=100 \text{ A}$)

Aufgrund der geringen Kapazität der RC-Beschaltung ändert sich folgendes in der Simulation von Bild 7.4 gegenüber Bild 7.3:

- die maximale Diodenspannung steigt um 36%,
- das maximale du/dt steigt um 82%,
- die Verlustarbeit der RC-Beschaltung sinkt um 51%,
- die Verlustarbeit der Diode steigt um 15%, weil die Diodenspannung ansteigt,
- der Maximalwert des Gesamtstromes $i_{L,max}$ nimmt ab, weil jetzt weniger Strom durch die RC-Beschaltung fließt. Die Rückstromspitze nimmt dabei um 6% zu,
- der Strom i_L geht schneller auf null zurück, weil die Diodensperrspannung schneller die Batteriespannung überschreitet.

7.3.1 Die Elektronen- und Löcher-Konzentrationen, das Feld und die Löcherstromdichten während des Abschaltvorganges

Im Folgenden werden die Einzelheiten des Abschaltvorganges von Bild 7.4 beschrieben.

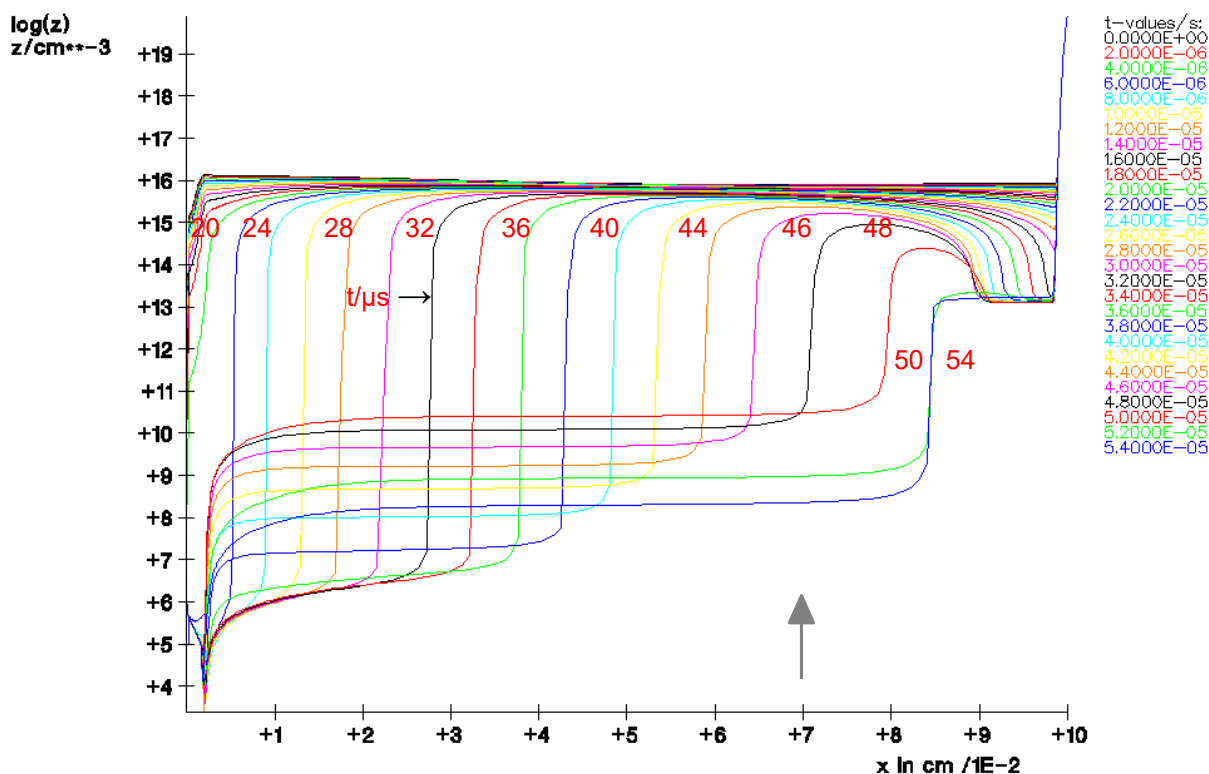


Bild 7.5: Diode Typ 1.1: die Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} zum Abschaltvorgang von Bild 7.4. Logarithmischer Maßstab. Der vertikale Pfeil gibt die maximale Ausbreitung der Raumladungszone nach der Theorie aus Abschnitt 6 an.

Bild 7.5 zeigt die Elektronenkonzentrationen ab dem Stromnulldurchgang. Es zeigt sich, dass die Raumladungszone links wesentlich breiter wird, als es die Theorie aus /6/ vorhersagt, was auf die in Abschnitt 6.3 unter Punkt 2 und 3 genannten Ursachen für die Abweichungen zurückzuführen ist. Die auftretende Diodensperrspannung ist dabei, bedingt durch die zu schwach ausgelegte RC-Beschaltung wesentlich höher als gefordert. ($U_R^* = 4,8 \text{ kV}$).

Bild 7.6 zeigt die Löcherkonzentrationen. Im rechten ausgeräumten Teil des Mittelgebietes wird der Rückstrom ausschließlich durch Elektronen geführt. In der linken Raumladungszone wird der Rückstrom hauptsächlich durch Löcher geführt. Bild 7.5 zeigt, dass die Elektronenkonzentration in der linken Raumladungszone mit zunehmender Zeit ansteigt, was auf dynamischen Avalanche zurückzuführen ist. Dennoch bleiben die Elektronenkonzentrationen mehrere Zehnerpotenzen unter der Grunddotierung, sodass ihr Einfluss auf den dynamischen Avalanche vernachlässigbar bleibt.

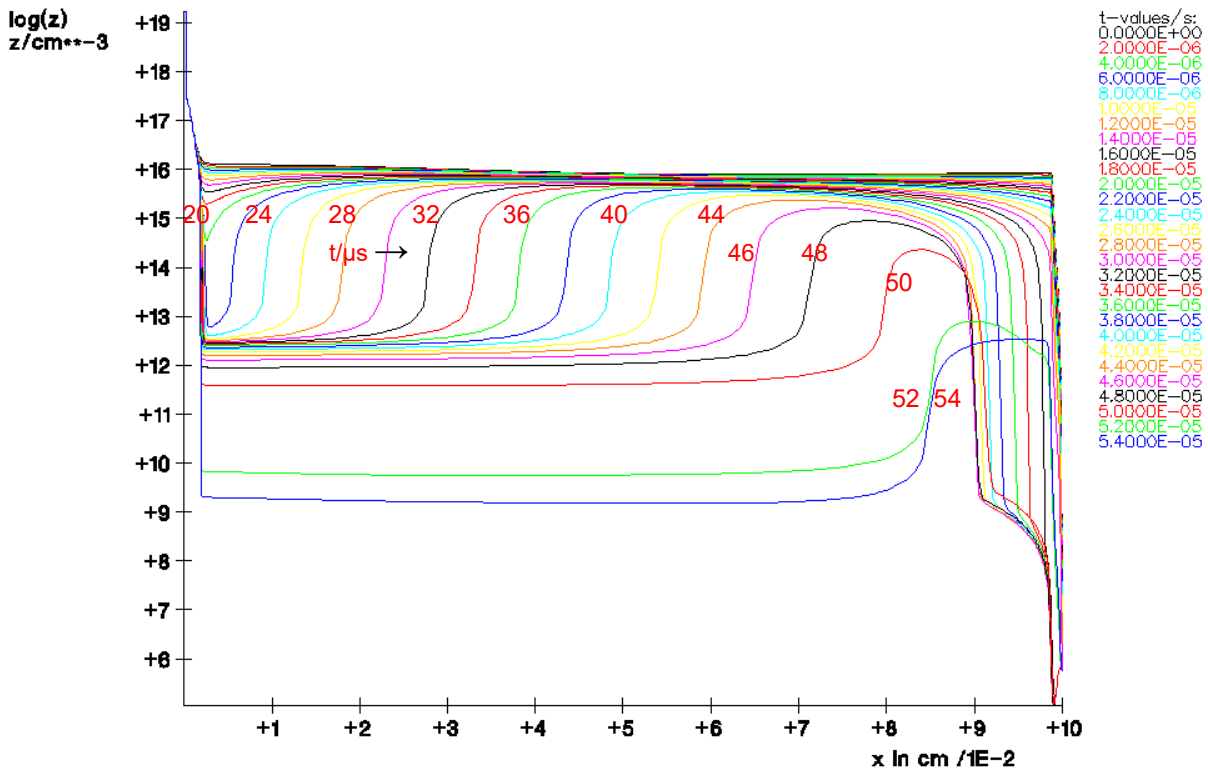


Bild 7.6: Diode Typ 1.1: die Löcherkonzentrationen in cm^{-3} zum Abschaltvorgang von Bild 7.4. Logarithmischer Maßstab.

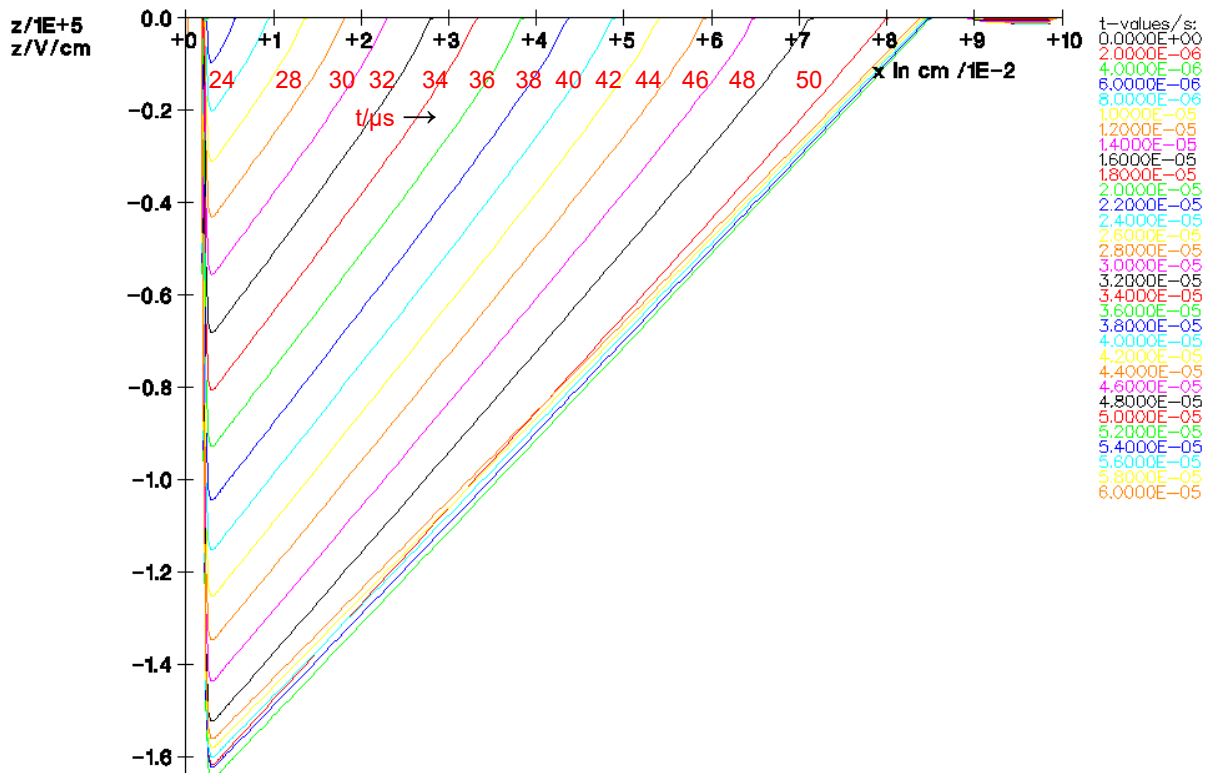


Bild 7.7: Diode Typ 1.1: das elektrische Feld in V/cm zum Abschaltvorgang von Bild 7.4. ($E_{\min} = -135.7 \text{ kV/cm}$ beim Abschaltvorgang von Bild 7.3)

Bild 7.7 zeigt die Feldverteilungen zu den Bildern 7.5 und 7.6. Aufgrund der Höhe der auftretenden Diodenspannung wird die Breite d^* der Raumladungszone: $800 \mu\text{m}$. Die maximale Sperrspannung U_{R^*} ist $7,048 \text{ kV}$

Bis zum Erreichen des stationären Endzustandes tritt eine geringe Feldaufsteilung durch die zurückfließenden Löcher in der Raumladungszone auf. Nach Bild 7.6 bleiben die Löcherkonzentrationen in der Raumladungszone jedoch deutlich unter der Grunddotierung = $1,36 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Eine Feldkrümmung tritt an der Grenze zum Ladungsträgerberg auf, weil dieser Übergang nicht abrupt ist. Beide Effekte sind in Bild 7.7 ersichtlich, aber gegen Ende des Abschaltvorganges vernachlässigbar und daher für die Berechnung von d^* und U_{R^*} ohne Bedeutung.

Bild 7.7 zeigt weiter, dass rechts im Mittelgebiet keine hohen Feldstärken auftreten. Aus Bild 7.5 ist erkennbar, dass die Elektronenkonzentrationen am nn^+ -Übergang gegen Ende des Abschaltvorganges gleich der effektiven Dotierung ($\hat{=} 1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) bleiben. Dort herrscht Quasineutralität.

Im Gegensatz zu der linken Seite, wo sich immer eine Raumladungszone aufbauen wird, weil dort die Ladungsträger, die den Strom führen, Löcher sind und die Raumladung zusätzlich durch positiv geladene Donatoren gebildet wird, können sich die Ladungsträger und Donatoren an der rechten Seite kompensieren. Die Simulation zeigt, dass die Feldstärke rechts maximal ca. 1300 V/cm beträgt. Es ist damit kein Einfluss auf die Beweglichkeit zu erwarten.

Die Bilder 7.5 und 7.6 zeigen, dass der ausgeräumte rechte Teil des Mittelgebietes gegen Ende des Abschaltvorganges wieder schmaler wird. Im Prinzip können die Ladungsträger aus dem Ladungsträgerberg nach beiden Seiten diffundieren. An der linken Seite verhindert das starke Feld aber, dass sich Elektronen nach links bewegen. An der rechten Seite ist dagegen kein starkes Feld mehr vorhanden. Hier können Löcher nach rechts diffundieren, obwohl die Gesamtstromdichte negativ ist. Die Simulation zeigt, dass die Löcherstromdichte an der rechten Seite des Ladungsträgerberges tatsächlich positiv wird. Allerdings ist diese Löcherstromdichte gegen Ende des Abschaltvorganges höchstens 10^{-2} A/cm^2 und damit in Bild 7.9 nicht erkennbar. Das Maximum des Ladungsträgerberges bewegt sich dadurch immer weiter nach rechts, bis es schließlich verschwindet, der gesamte Ausräumvorgang beendet ist und der stationäre Sperrzustand eintritt.

Bild 7.8 zeigt ergänzend zu Bild 7.5 in linearem Maßstab, dass der Ausräumvorgang links früher einsetzt und zusätzlich schneller vor sich geht. Die Konzentrationsspitzen bei kleinen t -Werten links in Bild 7.8 hängen mit der kontinuierlich verlaufenden Akzeptorkonzentration des p^+ -Emitters zusammen (komplementäre Fehlerfunktion). In einer dünnen Schicht am pn -Übergang herrscht im p^+ -Emitter noch Quasineutralität.

Zum Zeitpunkt des Stromnulldurchganges ($t = 0 \mu\text{s}$) beträgt die mittlere Ladungsträgerkonzentration im Mittelgebiet ca. $8,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, was einem stationären Vorwärtsstrom $I_F \approx e n d A/\tau = 95 \text{ A}$ entspricht.

Simulationen mit geringeren Vorstromwerten, aber mit gleichem di/dt zeigten, dass der Vorstrom I_F bis auf den Wert $3 \tau di/dt$ ($\approx 630 \text{ A}$) abgesenkt werden kann, ohne dass sich das im Rückstromverlauf und der Elektronenkonzentrationen im Bild 7.8 bemerkbar macht.

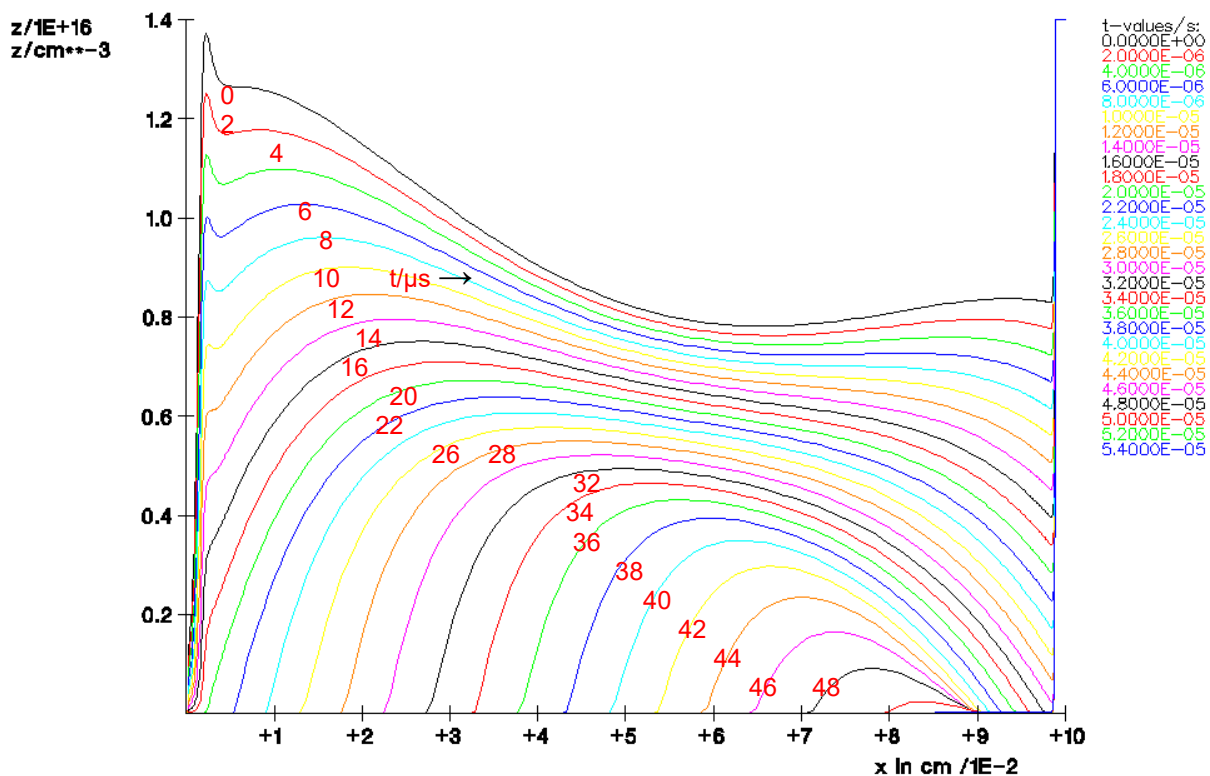


Bild 7.8: Diode Typ 1.1: die Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} zum Abschaltvorgang von Bild 7.4. Linearer Maßstab.

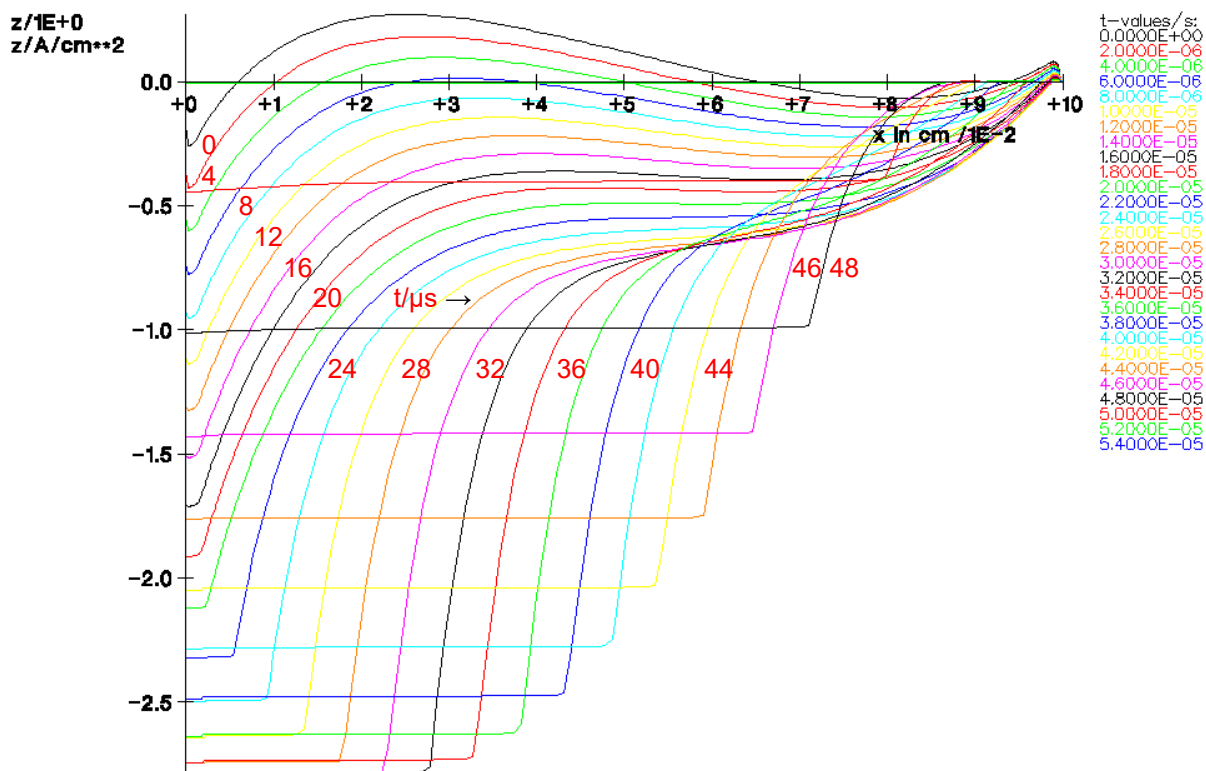


Bild 7.9: Diode Typ 1.1: die Löcherstromdichten in A/cm^2 beim Abschaltvorgang des Bildes 7.4.

Bild 7.9 zeigt die zeitliche Entwicklung der Löcherstromdichten. Bei der Betrachtung von Bild 7.8 und 7.9 fällt bei Vernachlässigung des Verschiebungsstromes Folgendes auf:

- Bei Strom null ist die Löcherstromdichte aufgrund von Diffusionsanteilen deutlich von null verschieden.
- Nur in der ersten Phase des Ausräumens des linken Teiles des Mittelgebietes, ab $t = 18 \mu\text{s}$ bis zum Überschreiten der Rückstromspitze bei $t = 30 \mu\text{s}$, gilt annähernd, dass das Stromdichteverhältnis j_p zu j_n in einem Großteil der quasineutralen Zone des Mittelgebietes μ_p zu μ_n ist.
Dieses Verhältnis wurde in /6/ für die ganze quasineutrale Zone angenommen, um damit die Geschwindigkeit der Fronten v_L und v_r aus Bild 6.5 zu berechnen.
- Aufgrund der Gradienten der Ladungsträgerkonzentrationen am Rande der quasineutralen Zone treten dort kontinuierliche und keine abrupten Veränderungen bei j_p und j_n auf.
- Die Rekombination in der quasineutralen Zone ist nicht vernachlässigbar. Die Konzentrationshöhe in der quasineutralen Zone bleibt während des Abschaltvorganges nicht konstant.

7.3.2 Der Emittereinfluss während der Rückstromphase

Bei den folgenden Betrachtungen wird von der SRH-Gleichung (A.5.1) für die Rekombination im Emitter ausgegangen. Im Emitter werden die Minoritätsladungsträgerkonzentrationen während des Abschaltvorganges immer weiter abgesenkt. Unter der Annahme, dass (A.5.1) auch in der Dynamik gilt und dass die Majoritätskonzentrationen wesentlich größer als die Massenwirkungskonstanten n_1 und p_1 sind, folgt für die Rekombination im p^+ -bzw. n^+ -Emitter:

$$R_{SRH} = \frac{n}{\tau_{n0}} \quad \text{bzw.} \quad R_{SRH} = \frac{p}{\tau_{p0}} \quad (7.3)$$

Die Rekombination im Emitter ist somit in erster Näherung nur eine Funktion der jeweiligen Minoritätskonzentration und deren Lebensdauer. (Die Augerrekombination wurde vernachlässigt.) In (7.3) sind τ_{n0} und τ_{p0} eine Funktion der Dotierung und damit von x . Im nachfolgenden Bild wird das Mittelgebiet mit eingezeichnet. Dort herrscht zunächst weiter Hochinjektion ($p = n$). Für die Rekombination im Mittelgebiet folgt mit (A.5.1):

$$R_{SRH} = \frac{n}{\tau_{n0} + \tau_{p0}} = \frac{p}{\tau_{n0} + \tau_{p0}} \quad (7.4)$$

Bild 7.10 zeigt die Ladungsträgerkonzentrationen am p^+ - und n^+ -Emitter und die Rekombination für 2 Zeitpunkte.

Bedingt durch die hohe Rekombination am Metall-Silizium-Kontakt und im hoch dotierten Teil des p^+ -Emitters wird die Elektronenkonzentration dort sehr niedrig. Beim Fortschreiten der Abschaltung wird die Elektronenkonzentration im p^+ -Emitter daher schnell abgebaut. Weil τ_{n0} nur geringfügig kleiner als $\tau_{n0} + \tau_{p0}$ ist, wird die Rekombination im p^+ -Emitter am Übergang zum Mittelgebiet zunächst proportional zu n abnehmen. Im hoch dotierten Teil des Emitters steigt die Rekombinationsrate dann wieder an, weil dort τ_{n0} aufgrund von Hochdotierungseffekten stark abnimmt. Am Metall-Silizium-Kontakt nimmt die Rekombination schließlich wieder ab, weil es dort nur noch sehr wenig Ladungsträger gibt, die rekombinieren können.

Die Situation am n^+ -Emitter ist mit der des p^+ -Emitter vergleichbar. Der einzige Unterschied ist, dass τ_{p0} wesentlich kleiner als $\tau_{n0} + \tau_{p0}$ ist, wodurch die Rekombination im n^+ -Emitter am nn^+ -Übergang zunächst ansteigt, um dann beim Absinken der Löcherkonzentration wieder abzunehmen. Im hoch dotierten Teil des Emitters steigt die Rekombination wiederum an,

weil dort τ_{p0} aufgrund von Hochdotierungseffekten weiter abnimmt. Am Metall-Silizium-Kontakt nimmt die Rekombination wieder ab, weil es dort nur noch sehr wenig Ladungsträger gibt, die rekombinieren können.

Insgesamt ist die Rekombination in den Emittoren während der Rückstromphase kleiner oder vergleichbar mit der Rekombination im Mittelgebiet. Bild 7.9 zeigt dann auch, dass die Löcherstromdichte sowohl im n^+ - als auch im p^+ -Emitter während der Rückstromphase konstant bleibt. Die Rekombination in den Emittoren kann in dieser Phase somit vernachlässigt werden.

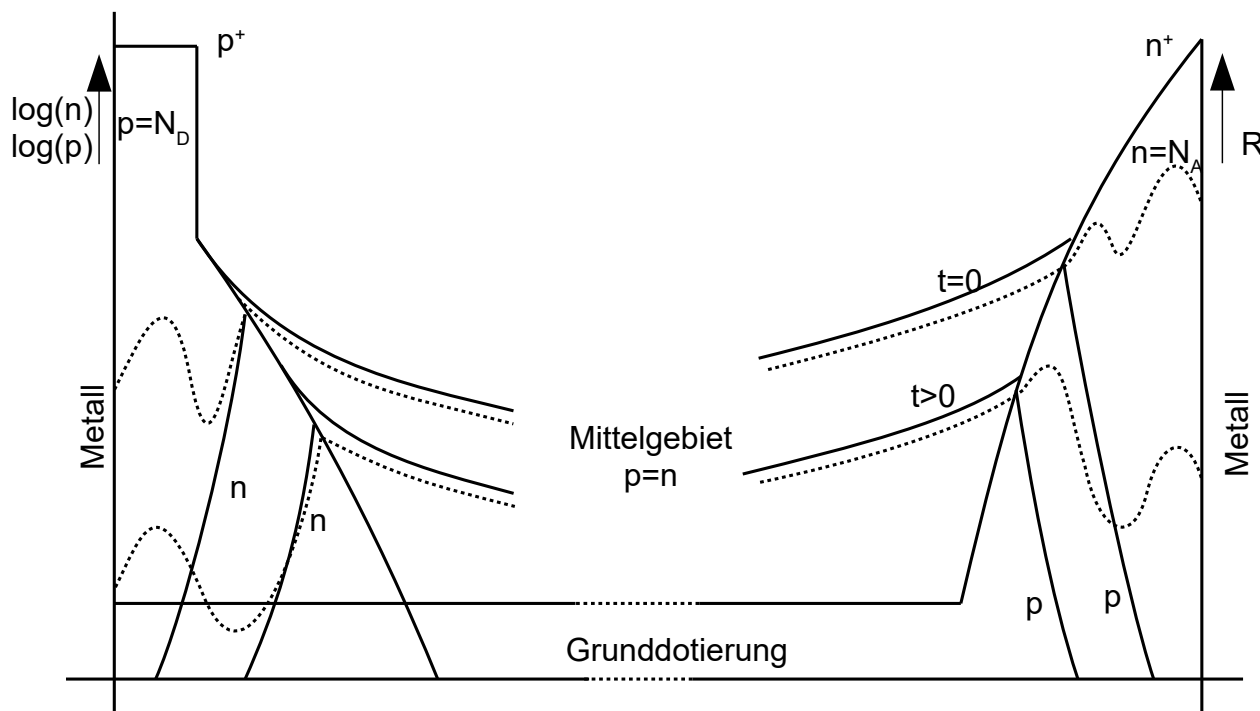


Bild 7.10: Die Ladungsträgerkonzentrationen (—) und die Rekombination (- - -) beim Abschaltvorgang am p^+ - und n^+ -Emitter. (Prinzipielle Simulationsergebnisse).

7.3.3 Das Abschaltverhalten bei erhöhter Batteriespannung

Beim Fehlerfall in der Anlage sind Betriebsspannungen von bis zu 6 kV möglich. In diesem Abschnitt wird deshalb untersucht, wie die in den vorigen Abschnitten dimensionierte Diode vom Typ 1.1 bei 6 kV abschaltet. Alle Halbleiterparameter bleiben unverändert. Für die RC-Beschaltung gilt: $R = 29 \Omega$, $C = 4,7 \mu\text{F}$.

Bild 7.11 zeigt das Ergebnis:

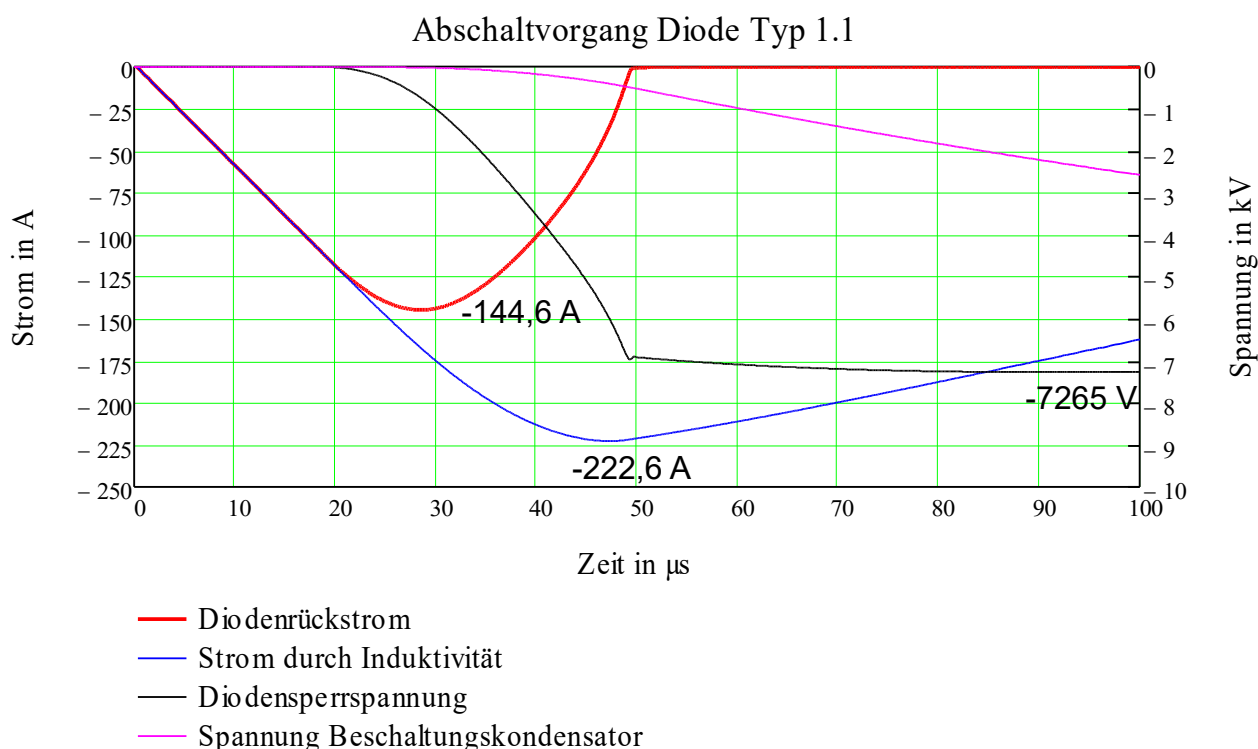


Bild 7.11: Diode Typ 1.1: ein Abschaltvorgang bei $U_D = 6 \text{ kV}$, $C = 4,7 \text{ }\mu\text{F}$ und $R = 29 \text{ }\Omega$
Diodendicke $1000 \text{ }\mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (Alt: $I_{RR}=135 \text{ A}$)

Die Abschaltung gegen 6 kV ist weniger "soft" als gegen 4 kV . Dennoch tritt kein Abreißen des Rückstromes auf.

Der Rückstrom reißt (gerade noch) nicht ab, weil der Diodenstrom rechtzeitig zu null wird, während die Diode im linken ausgeräumten Teil des Mittelgebietes ausreichend Spannung aufnehmen kann. Eine ausreichend hohe Diodenspannung über der Batteriespannung U_D gewährleistet, dass der Gesamtstrom nicht zu hoch ansteigt. Die RC-Beschaltung ist dazu sehr bald in der Lage, den Gesamtstrom zu führen.

Zum Zeitpunkt, wo der Diodenstrom zu null wird, beträgt die Diodenspannung 6971 V . Aus Bild 7.4 ist bekannt, dass die Diode bei einem Abschaltvorgang 6670 V aufnehmen kann. Die Verteilungen des Feldes und der Löcher- und Elektronenkonzentration werden hier nicht weiter dargestellt, da die Unterschiede zu den Verteilungen, die zu Bild 7.4 gehören, nur gering sind.

Die maximale Diodenspannung tritt erst dann auf, wenn der Diodenstrom schon längst zu null geworden ist. Hier tritt also eine Situation auf, die mit der vereinfachten Abschaltung aus Bild 5.3 vergleichbar ist.

Die wichtigsten Änderungen gegenüber der Abschaltung von Bild 7.3 sind:

- Aufgrund der höheren Batteriespannung ist die Abschaltgeschwindigkeit jetzt $6 \text{ A}/\mu\text{s}$. Hierdurch steigt das Q_{RR} um 31% . (Der Abbau von Ladungsträgern durch Rekombination ist entsprechend geringer.)
- Die Verlustarbeit der Diode steigt durch den höheren Rückstrom und die höhere Batteriespannung um 45% .
- Die Verlustarbeit in der RC-Beschaltung steigt durch die höhere Batteriespannung um 124% .
- $i_{L \max}$ bzw. I_{RR} steigen um 45 bzw. 43% .
- Die Grenze zum Rückstromabriss ist hier erreicht.

8. Die Analyse von Dioden vom Typ 1.2

Wie bei Typ 1.1 hat das Feld einen dreieckigen Verlauf und stößt somit nicht am n^+ -Emitter an (siehe Bild 6.2, gestrichelte Linie). Die Verteilung der Rekombinationszentren ist inhomogen. Die Ladungsträgerlebensdauer bzw. der Konzentrationsverlauf der Rekombinationszentren muss dabei so gewählt werden, dass die geforderte Durchlassspannung erreicht wird. Das n^+ - und p^+ -Profil entspricht den Angaben aus Bild 6.1. Die Gesamtdicke, die Grunddotierung und die RC-Beschaltung werden wie bei der Diode von Typ 1.1, Abschnitt 7, gewählt.

8.1 Das Lebensdauerprofil

Eine Verbesserung des Abschaltverhaltens der Diode ist zu erwarten, wenn der Gesamtstrom durch Diode und Beschaltung während der Rückstromphase schneller abnimmt. Dieses tritt ein, wenn bei gleichbleibender Beschaltung:

1. die Diodensperrspannung früher anfängt anzusteigen,
2. die Diodensperrspannung U_R^* höher ansteigen kann oder
3. die Diodensperrspannung steiler ansteigt.

In Schaltungen der Leistungselektronik, wo Dioden und z. B. Transistoren, Thyristoren oder GTOs miteinander parallel geschaltet sind, ist eine Erhöhung des du/dt nach den Grenzwerten dieser Leistungsschalter auszurichten.

Die Diode kann beim Abschaltvorgang mehr Spannung aufnehmen, wenn die Dicke d^* aus Bild 6.6 größer wird. Das Zentrum des Ladungsträgerberges aus Bild 6.5 bzw. 6.6 muss dazu nach rechts verschoben werden. Der Ladungsträgerberg liefert während der Rückstromphase Löcher ins Mittelgebiet und darf nicht zu klein sein, wenn der Rückstrom nicht abreißen soll.

Die Verbesserungen können dadurch verwirklicht werden, dass die Ladungsträgerlebensdauer an der linken Seite des Mittelgebietes abgesenkt und gleichzeitig an der rechten Seite des Mittelgebietes angehoben wird, damit die Durchlassspannung unverändert bleibt.

Durch die Absenkung der Ladungsträgerlebensdauer an der linken Seite des Mittelgebietes werden dort die Ladungsträgerkonzentrationen abgesenkt. Somit brauchen weniger Ladungsträger abgeführt zu werden. Außerdem rekombinieren die Ladungsträger dort bei einem Abschaltvorgang schneller. Die Diodenspannung steigt hierdurch früher und steiler an. Durch das Anheben der Ladungsträgerlebensdauer an der rechten Seite des Mittelgebietes wird dort die Ladungsträgerkonzentration angehoben.

Wie soll jetzt das tatsächliche Lebensdauerprofil bzw. das Profil der Rekombinationszentren aussehen?

Ungünstig ist es, wenn links im Mittelgebiet viele Rekombinationszentren vorhanden sind und rechts gar keine. Siehe Bild 8.1.

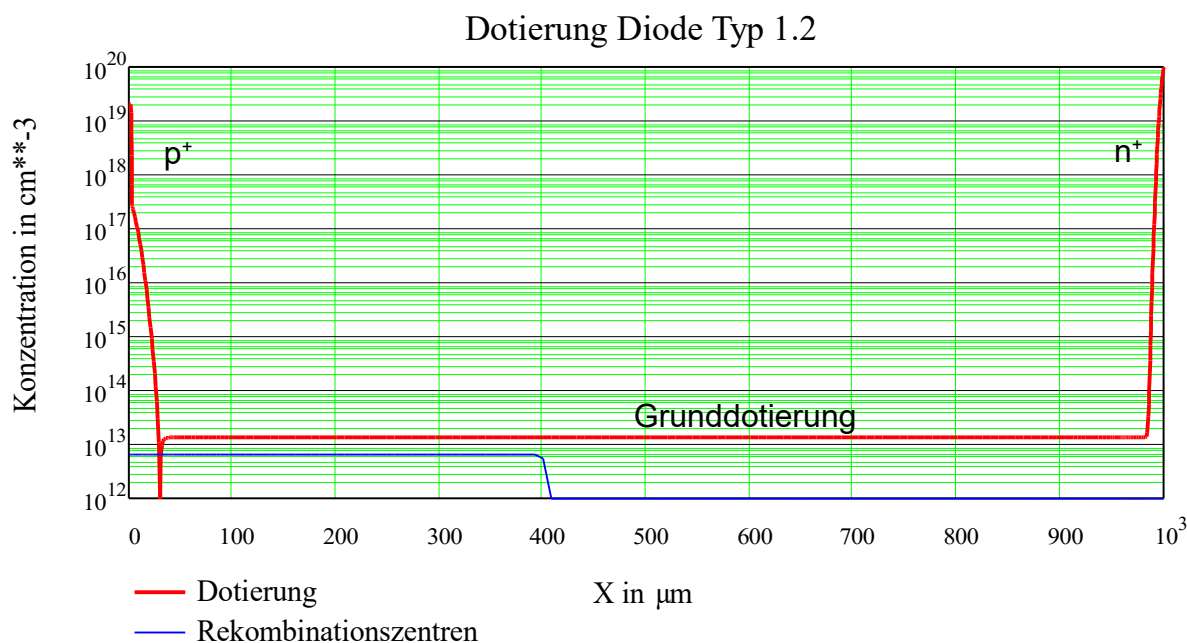


Bild 8.1: Rechteckige Verteilung der Rekombinationszentren an der linken Seite des Mittelgebietes.

An den Stellen, wo keine Rekombinationszentren vorhanden sind, findet die Rekombination nur als Augerrekombination statt. Die Simulation zeigt, dass der Anstieg der Diodenspannung zunächst schneller einsetzt. Ist der Bereich mit erhöhter Rekombination ausgeräumt, dann sind diese Rekombinationszentren nicht mehr wirksam. Zu beachten ist hierbei, dass die Spannung, die ansteht, wenn der Bereich mit erhöhter Rekombination ausgeräumt ist, relativ gering ist. Eine Berechnung dieser Spannung kann mit der Gleichung (6.9) vorgenommen werden, wobei für d^* die Bereichsbreite eingesetzt werden muss, wo sich die Rekombinationszentren befinden.

Ein weiterer Spannungsanstieg geschieht wesentlich langsamer, weil das Feld jetzt in den Bereich mit niedriger Rekombination vordringen muss. In diesem Beispiel bleibt rechts ein riesiger Ladungsträgerberg stehen, der nur sehr langsam ausgeräumt wird. Aufgrund des hiermit gekoppelten, langsamen Spannungsanstiegs wird die Diodenspannung die Batteriespannung erst sehr spät überschreiten. Der Gesamtstrom, der durch die Induktivität eingepreßt wird, ist dementsprechend groß. Der Diodenstrom wird einen langen Stromschwanz bekommen. Das Abschaltverhalten ist stark von der Batteriespannung abhängig. Die Diode wird schnell abschalten, wenn das Feld beim Abschaltvorgang die Grenze der Rekombinationszentren in Bild 8.1 nicht überschreitet. Je höher die Batteriespannung ist, umso mehr muss das Feld diese Grenze überschreiten und umso mehr wird sich der verzögernde Einfluss des Gebietes ohne Lebensdauerdotierung auf den Gesamtstrom bemerkbar machen.

Die Bilder 8.2 und 8.3 zeigen das Abschaltverhalten einer Diode mit den Profilen aus Bild 8.1. Die Goldkonzentration ist $6,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und die Grunddotierung ist $1,34 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Die Breite der golddotierten Zone ist $400 \mu\text{m}$. Die RC-Beschaltung hat $1,6 \mu\text{F}$ und 50Ω . Die Durchlassspannung beträgt bei dieser Diode $1,67 \text{ V}$.

Der sehr lange Stromschwanz in Bild 8.2 führt zusammen mit der hohen Diodensperrspannung zu sehr hohen Verlusten in der Diode. Aufgrund des hohen Rückstromes ist der Einfluss der Löcher, die in der Raumladungszone nach links abfließen und eine Feldaufsteilung bewirken, nicht mehr vernachlässigbar.

Die obenstehenden Ausführungen über das Abschaltverhalten zeigen auf, dass die stufenförmige Verteilung der Rekombinationszentren von Bild 8.1 ungünstig ist. In diesem Abschnitt wird deshalb ein kontinuierlicher und linearer Verlauf der Rekombinationszentren gewählt, wobei die Konzentration an der rechten Seite nicht auf null abgesenkt wird (Bild 8.4).

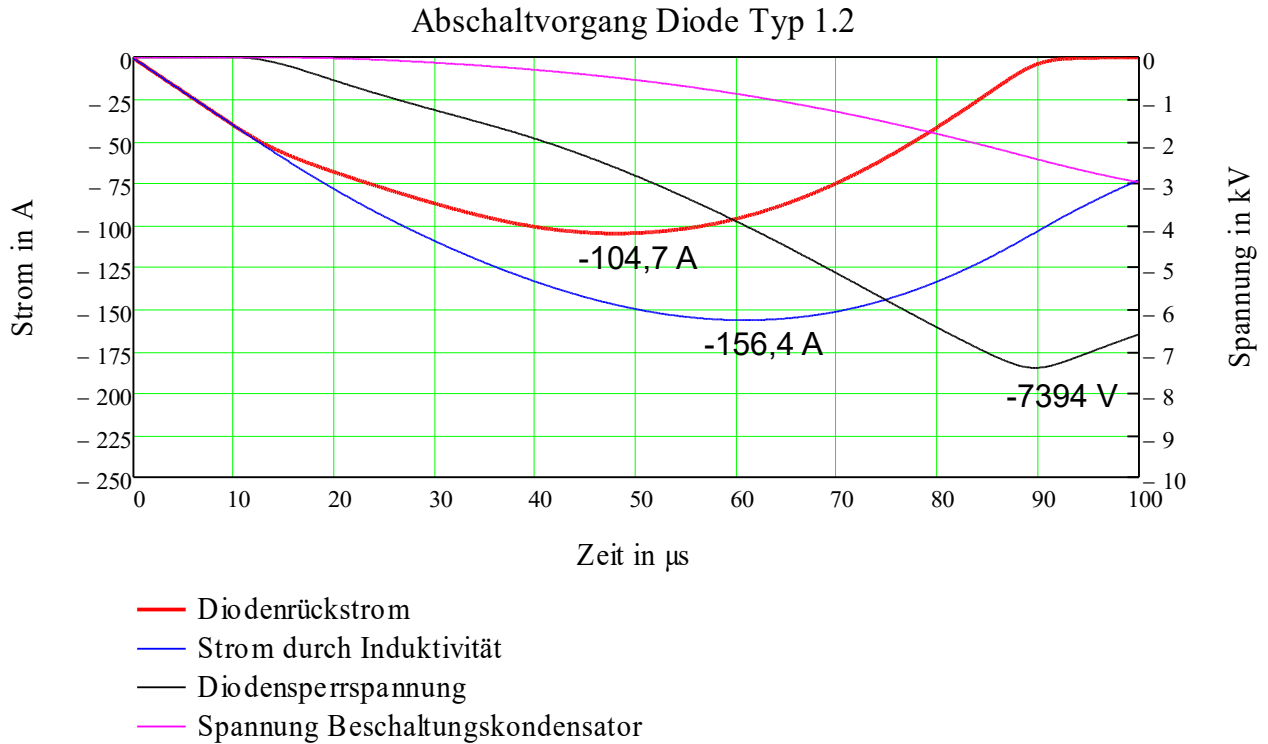


Bild 8.2: Diode Typ 1.2: ein Abschaltvorgang bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 1,6 \mu\text{F}$ und $R = 50 \Omega$. Diodendicke: 1000 μm . Extrem inhomogene Goldverteilung nach Bild 8.1.

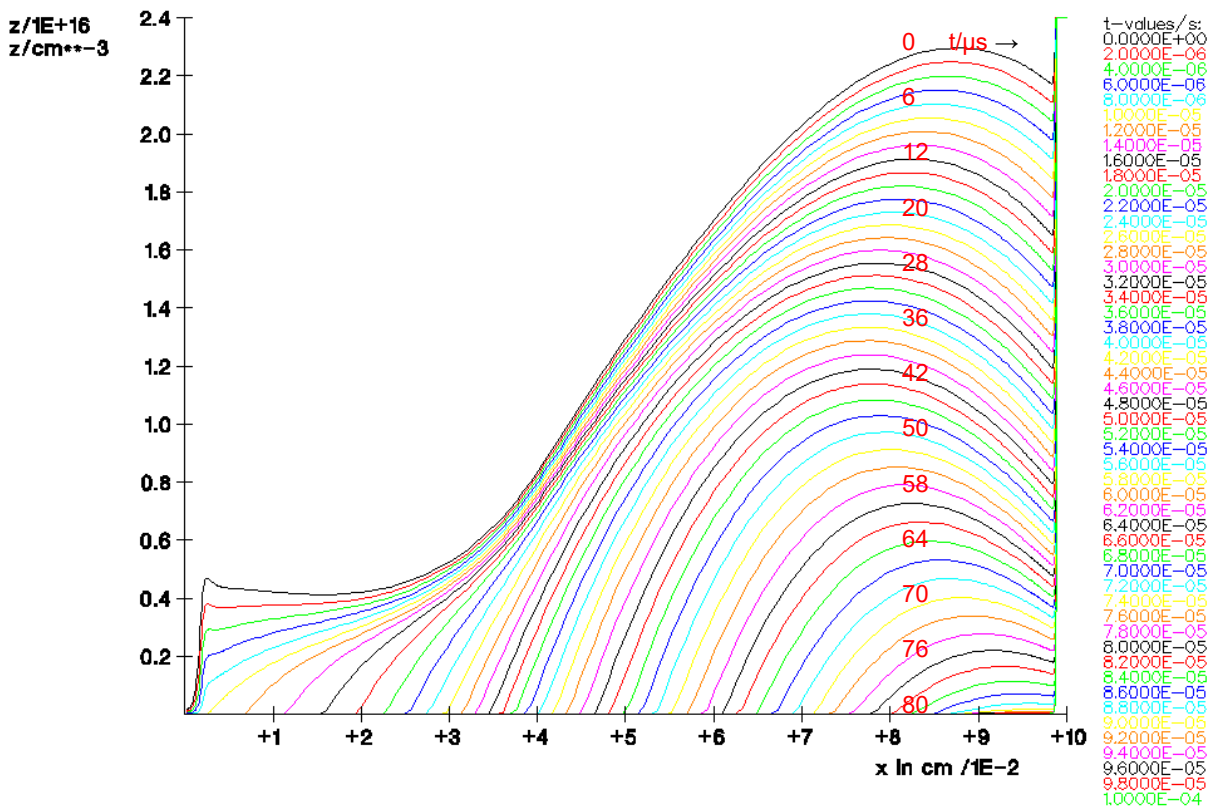


Bild 8.3: Diode Typ 1.2: Die Elektronenverteilungen in cm^{-3} während des Abschaltvorganges von Bild 8.2. Linearer Maßstab.

Die inhomogene Verteilung der Rekombinationszentren von Bild 8.4 bleibt somit während der ganzen Rückstromphase wirksam. An der linken Seite des Ladungsträgerberges wird die Rekombination immer stärker sein als rechts.

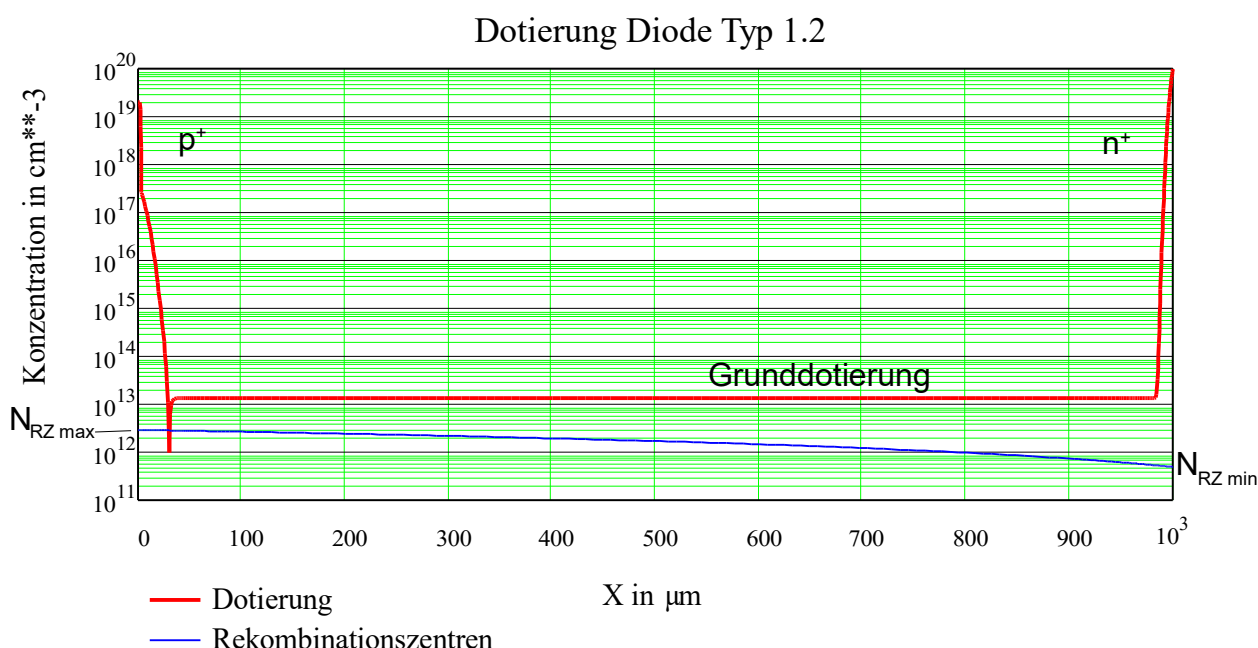


Bild 8.4: Die lineare Verteilung der Rekombinationszentren.

$N_{\text{RZ max}}$ und $N_{\text{RZ min}}$ werden so gewählt, dass die Durchlassspannung 1,65 V beträgt. Im nachfolgenden wird - wie auch schon in Abschnitt 7 - weiter mit Gold als Rekombinationszentrum gerechnet. Das Verhältnis $N_{\text{RZ max}} / N_{\text{RZ min}}$ bleibt dabei kleiner/gleich 6. (Die technologische Durchführbarkeit wird hier nicht weiter diskutiert.)

8.2 Die Durchlassspannung

Bild 8.5 zeigt die Verteilung der Löcher- und Elektronen im stationären Fall bei $I_F = 2000 \text{ A}$. Es werden 2 Fälle angegeben. Im ersten Fall ist die Verteilung der Rekombinationszentren homogen ($1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$; Diode Typ 1.1). Diese Diode wurde in Abschnitt 7 beschrieben. Im zweiten Fall ist die Konzentration der Rekombinationszentren links höher und nimmt nach rechts linear ab: $N_{\text{RZ max}} = 2,96 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{RZ min}} = 0,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (siehe hierzu Bild 8.4). Die Durchlassspannung ist in beiden Fällen 1,65 V. Die mittlere Konzentration der Rekombinationszentren ist bei beiden Typen in etwa gleich groß.

Die geringen Unterschiede in der mittleren Konzentration hängen mit nichtlinearen Effekten - bedingt durch die Emitterwirkungsgrade - zusammen.

Durchlass Diode Typ 1.1 und 1.2

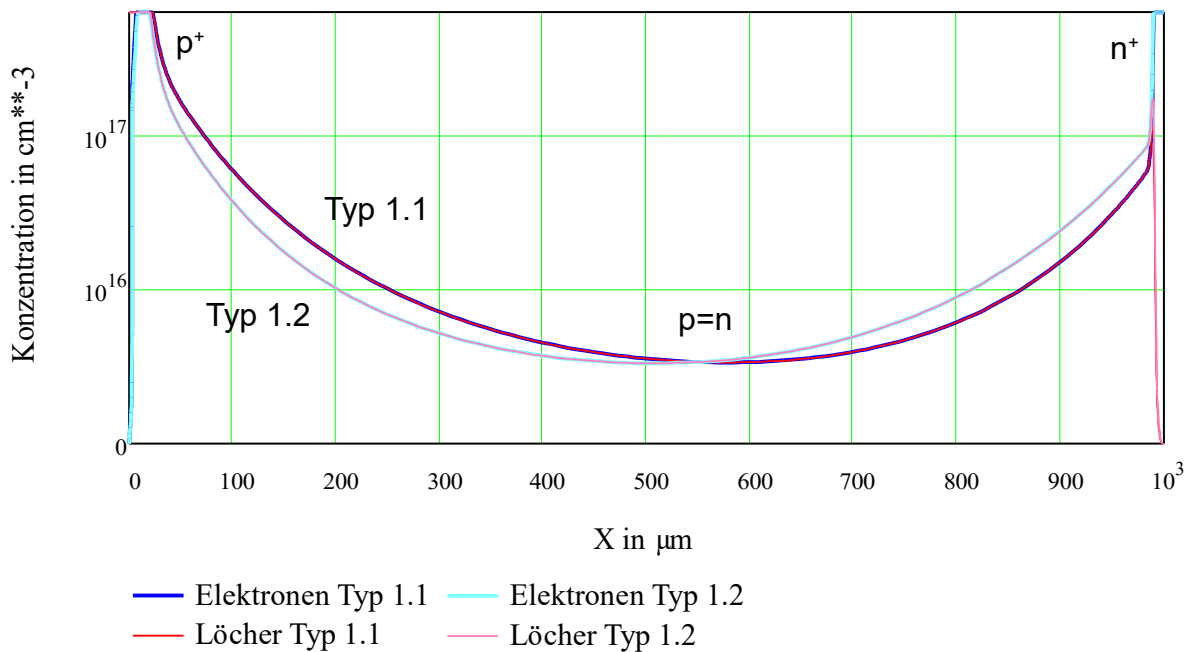


Bild 8.5: Diode Typ 1.1 und 1.2: die Löcher- und Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} im stationären Fall bei $I_F = 2000 \text{ A}$. Abgeschnitten wurden die Werte über $1,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Linearer Maßstab. Im Mittelgebiet gilt: $p = n$.

Bild 8.5 zeigt, dass die Unterschiede in den Ladungsträgerverteilungen nicht sehr groß sind. Die Ursache liegt in der geforderten geringen Differenz zwischen den Konzentrationen der Rekombinationszentren an der linken und an der rechten Seite des Mittelgebietes:

$N_{RZ \max}$ zu $N_{RZ \min}$.

8.3 Das Abschaltverhalten

In diesem Abschnitt werden zwei Abschaltvorgänge der Diode vom Typ 1.2 gezeigt. Die Betriebsbedingungen entsprechen denen von Bild 7.3 bzw. 7.4.

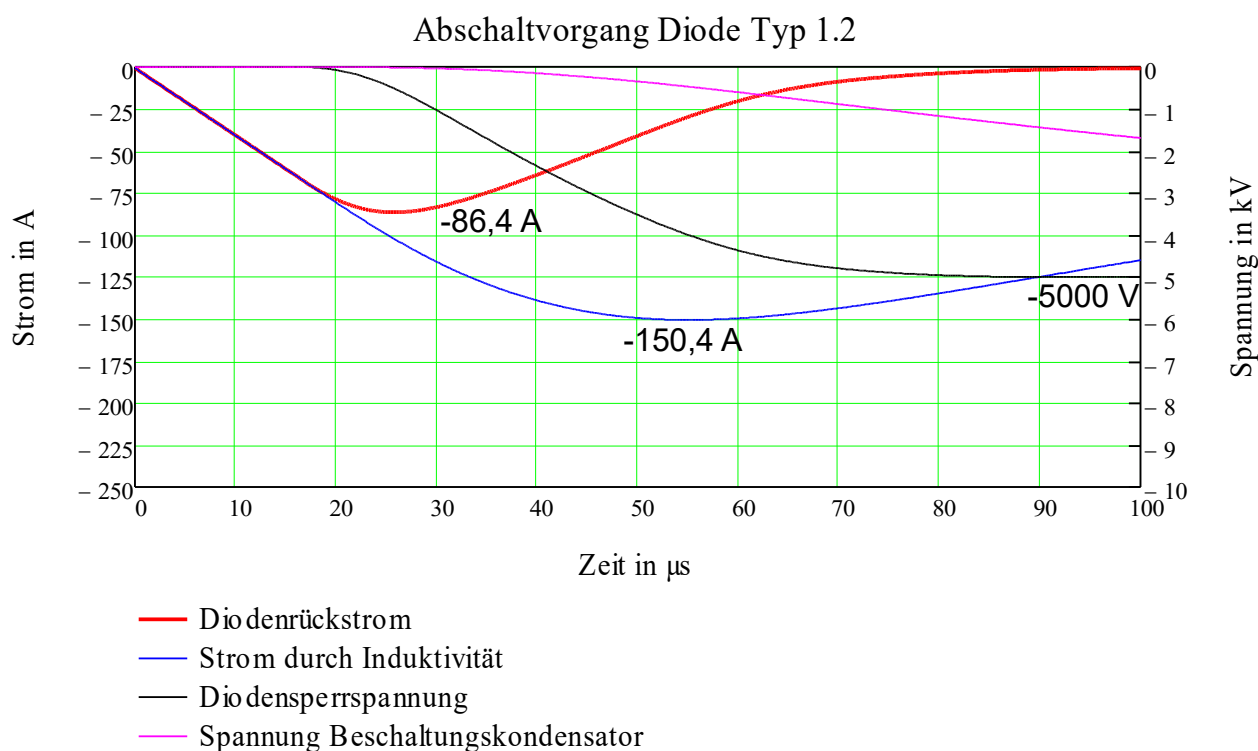


Bild 8.6: Diode Typ 1.2: Ein Abschaltvorgang bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 4,7 \mu\text{F}$ und $R = 29 \Omega$. Diodendicke: $1000 \mu\text{m}$. Inhomogene Goldverteilung nach Bild 8.4:

$$N_{\text{RZ max}} = 2,96 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}, N_{\text{RZ min}} = 0,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ (Alt: } I_{\text{RR}}=82,6 \text{ A)}$$

Die wichtigsten Veränderungen bei der Abschaltung der Diode vom Typ 1.2 in Bild 8.6 gegenüber der Abschaltung von Bild 7.3 sind:

- die Rückstromspitze wurde um 13% kleiner,
- die Spannungsspitze wurde um 1,6% größer,
- das Abschalten wurde "softer"; das Q_{RR} steigt um 6,7%,
- die Verlustarbeit in der Diode steigt um 41%,
(die gesamte Verlustarbeit der Diode plus RC-Beschaltung steigt aber nur um 1,6%),
- das maximale du/dt sinkt um 29%.

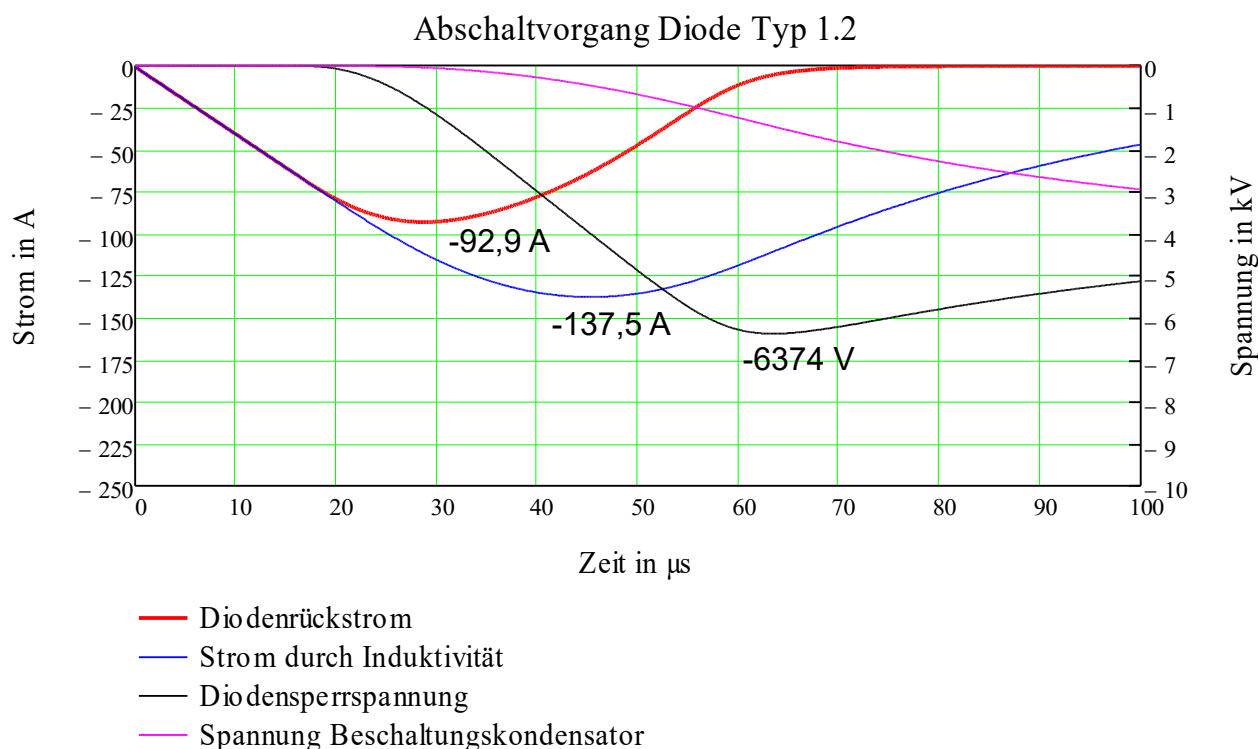


Bild 8.7: Diode Typ 1.2: Ein Abschaltvorgang bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 1,8 \mu\text{F}$ und $R = 47 \Omega$. Diodendicke: $1000 \mu\text{m}$. Inhomogene Goldverteilung nach Bild 8.4:
 $N_{\text{RZ max}} = 2,96 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{RZ min}} = 0,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (Alt: $I_{\text{RR}} = 89 \text{ A}$)

Die wichtigsten Veränderungen bei der Abschaltung der Diode vom Typ 1.2 in Bild 8.7 gegenüber der Abschaltung von Bild 7.4 sind:

- die Rückstromspitze wurde um 11% kleiner,
- die Spannungsspitze wurde um 6,7% kleiner,
- das Abschalten wurde "softer"; das Q_{RR} steigt um 7,8%,
- die Verlustarbeit in der Diode steigt um 46%,
 (die gesamte Verlustarbeit in der Diode plus RC-Beschaltung steigt aber nur um 3,6%),
- das maximale du/dt sinkt um 46%.

Die berechneten Daten der Abschaltung von Bild 8.7 wurden in der Tabelle 15.1 aufgenommen. Die Vergleiche zwischen den Abschaltungen der Diode vom Typ 1.2 mit den Abschaltungen vom Typ 1.1 zeigen, dass die Diodensperrspannung bei der vorgegebenen inhomogenen Verteilung der Rekombinationszentren zwar früher anfängt anzusteigen, insgesamt aber langsamer ansteigt. Hierdurch bleibt die Spannungszeitfläche, die in der Schaltungsinduktivität ansteht, bis die Diodensperrspannung U_D erreicht ist, fast unverändert. Der maximale Gesamtstrom $i_{\text{L max}}$ ändert sich auch nur geringfügig.

Nachdem der äußere Kreis in einer Anlage der Leistungselektronik nur diese Stromspitze $i_{\text{L max}}$ und nicht I_{RR} der Diode sieht, macht sich die inhomogene Lebensdauereinstellung hier nur wenig bemerkbar. Dies gilt auch für die maximale Diodenspannung und für die Gesamtverlustarbeit in der Diode plus Beschaltungswiderstand.

Die deutlichste Änderung tritt beim Verlauf des Diodenstroms selbst auf. Der Rückstromverlauf, der bei Typ 1.1 fast abrupt endet, verläuft bei Typ 1.2 sehr "soft". Es zeigt sich somit, dass es möglich ist, den Charakter des Rückstromverlaufes entscheidend durch die geeignete Wahl der Verteilung

der Rekombinationszentren zu beeinflussen. Je höher der Unterschied zwischen den Konzentrationen der Rekombinationszentren an der linken und rechten Seite des Mittelgebietes ist, umso "softer" wird das Abschaltverhalten. Zusätzlich wird hierzu das maximale du/dt der Diodenspannung deutlich geringer. Das verbesserte Abschaltverhalten selbst wird durch einen Nachteil erkauft: Der Stromschwanz des Diodenrückstroms wird immer länger. Hierdurch ist insbesondere der Anstieg der Verlustarbeit W_{Di} der Diode zu erklären.

Aufgrund der nur wenig veränderten maximalen dynamischen Diodensperrspannung ist eine Reduzierung der RC-Beschaltung bei Dioden vom Typ 1.2 allerdings nicht möglich. (Einhaltung von $U_R^* = 4,8$ kV, Abschnitt 4.)

8.3.1 Die Elektronenkonzentrationen während des Abschaltvorganges

Bild 8.8 zeigt die Elektronenkonzentrationen zum Abschaltvorgang von Bild 8.7. Bild 8.8 kann mit Bild 7.8 (Typ 1.1) verglichen werden. Es zeigt, wie sich der Schwerpunkt der Ladungsträgerkonzentrationen nach rechts verschiebt. Die Folge davon ist, dass kein vollständiges Absinken des Ladungsträgerberges an der rechten Seite des Mittelgebietes bis auf die Grunddotierung mehr stattfindet. Der Ladungsträgerberg mit $p \approx n$ nimmt zwar in der Höhe ab, bleibt rechts aber während des ganzen Abschaltvorganges erhalten. Die Ladungsträger werden bedingt durch die inhomogene Verteilung der Rekombinationszentren nur noch von links her ausgeräumt.

Der Vergleich der Elektronenkonzentrationen der beiden Fälle bei $t = 0$ (Stromnulldurchgang) zeigt, dass sich der Einfluss der inhomogenen Verteilung der Rekombinationszentren dort wesentlich deutlicher auswirkt als bei stationärem Vorwärtsstrom (Bild 8.5). Im stationären Fall wird die Ladungsträgerverteilung stark durch die Rekombination in den Emittern und durch die Augerrekombination mitbeeinflusst.

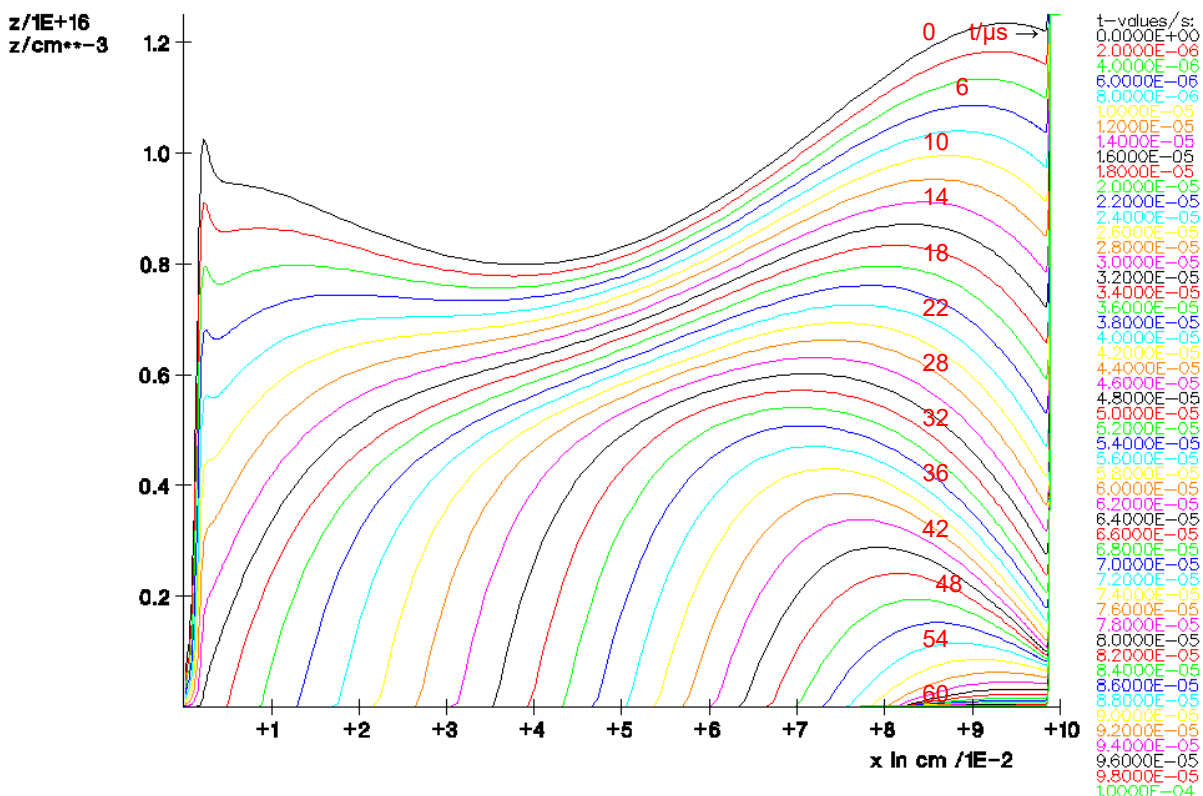


Bild 8.8: Diode Typ 1.2: die Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} zum Abschaltvorgang von Bild 8.7. Linearer Maßstab.

Der Verlauf des Feldes ist qualitativ mit dem Verlauf aus Bild 7.7 vergleichbar und wird deshalb nicht dargestellt. Im Feldgradient ist allerdings eine leichte Krümmung feststellbar, die durch die inhomogene Verteilung der negativ geladenen Goldzentren verursacht wird.

Was sind die Vorteile der inhomogenen Verteilung der Rekombinationszentren gegenüber einer homogenen Verteilung?

1. Bei konstant gehaltenen Betriebsbedingungen geschieht das Abklingen des Rückstromes langsamer (soft), und das du/dt der Diodenspannung wird niedriger.
2. Beim Ausräumen der Ladungsträger verschiebt sich der verbleibende Ladungsträgerberg weiter nach rechts. Hierdurch ist die Diode in der Lage, mehr Spannung aufzunehmen, ohne dass der Rückstrom abreißt, oder die Diode kann bei vorgegebener maximaler dynamischer Sperrspannung dünner dimensioniert werden als eine Diode mit einer homogenen Verteilung der Rekombinationszentren.

Die Nachteile sind:

1. Bei konstant gehaltenen Betriebsbedingungen gibt es eine deutliche Erhöhung der Verlustarbeit in der Diode. In den angegebenen Simulationen ändert sich die gesamte Verlustarbeit in der Diode plus Beschaltungswiderstand aber nur wenig.
2. Eine Reduzierung der RC-Beschaltung war in den gerechneten Beispielen bei den vorgegebenen Betriebsbedingungen nicht möglich.

9. Die Analyse von Dioden vom Typ 2.1

In diesem Abschnitt wird d aufgrund der Ergebnisse von Abschnitt 7 auf $800 \mu\text{m}$ reduziert. Für die effektive Grunddotierung folgt aus Bild 6.4: $N_D = 1,17 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Die Verteilung der Rekombinationszentren ist, wie bei Typ 1.1, homogen. Mit den Emitterprofilen aus Bild 6.1 wird die Gesamtdicke: $845 \mu\text{m}$.

9.1 Die Durchlassspannung

Die Durchlassspannung von $1,65 \text{ V}$ wird mit einer homogenen Goldkonzentration von $3,06 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ erreicht. Die Hochinjektionslebensdauer ist dabei $29 \mu\text{s}$ (bei 90°C). Oben stehend wurde, für die effektive Grunddotierung $1,17 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ angegeben. Das Gold ist in der Raumladungszone zu 95% negativ ionisiert. Die tatsächlich einzusetzende Grunddotierung wird hiermit $N_D = 1,17 \cdot 10^{13} + 0,95 \times 3,06 \cdot 10^{12} = 1,46 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ($\cong 290 \Omega\text{cm}$).

9.2 Das Abschaltverhalten

In den nachfolgenden Simulationen wird die Beschaltungskapazität proportional zur Lebensdauer von $4,7 \mu\text{F}$ auf $2,6 \mu\text{F}$ reduziert. (Diese Umrechnung ist nur möglich, wenn die Emitter und damit die Emitterwirkungsgrade unverändert bleiben.) Unter der Bedingung der kritischen Dämpfung ist für $R = 39 \Omega$ einzusetzen. Bild 9.1 zeigt den Abschaltvorgang.

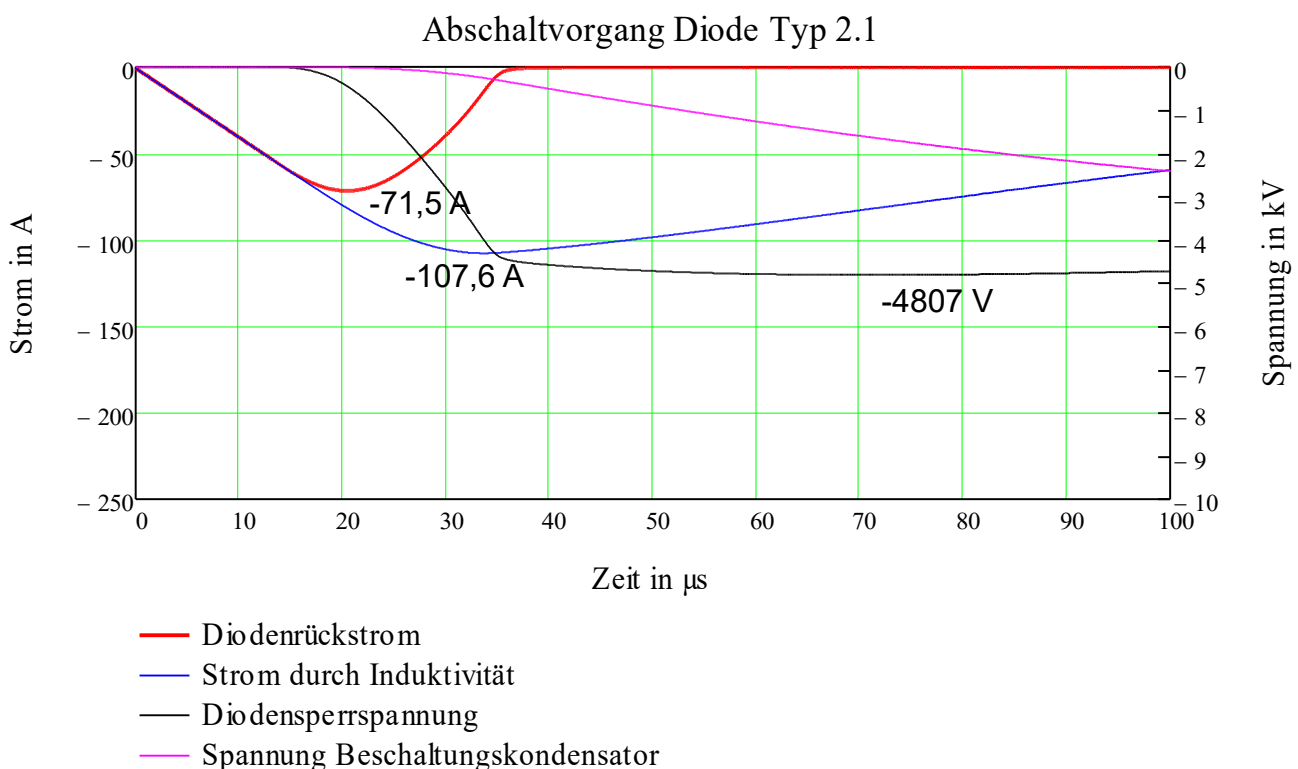


Bild 9.1: Diode Typ 2.1: Ein Abschaltvorgang bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 2,6 \mu\text{F}$ und $R = 39 \Omega$. Diodendicke: $845 \mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $3,06 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. (Alt: $I_{RR} = 68,3 \text{ A}$)

Es zeigt sich, dass auch in diesem Fall noch kein Abreißen des Rückstromes auftritt. Die berechneten Daten stehen in der Tabelle 15.1. Weil U_R^* auch hier ca. $4,8 \text{ kV}$ ist, kann diese

Abschaltung mit den Ergebnissen von Bild 7.3 verglichen werden. Die wichtigsten Veränderungen beruhen auf der Reduzierung der Ladungsträgerlebensdauer bzw. der RC-Beschaltung. Im nachfolgenden Abschnitt wird auf diesen Abschaltvorgang näher eingegangen.

9.2.1 Die Elektronenkonzentrationen und die Konzentrationen der ionisierten Goldatome während des Abschaltvorganges

Bild 9.2 zeigt die Elektronenkonzentrationen zum Abschaltvorgang von Bild 9.1 in logarithmischem Maßstab und Bild 9.3 in linearem Maßstab. Es ist deutlich erkennbar, wie die Grenze der Raumladungszone nach rechts wandert. Der dynamische Avalanche ist vernachlässigbar, weil die Elektronenkonzentrationen in der Raumladungszone in Bild 9.2 weit unter der Grunddotierung bleiben. Am nn^+ -Übergang sinken die Elektronenkonzentrationen höchstens bis auf den Wert der Grunddotierung. Im Vergleich zu Bild 7.5 ist die Raumladungszone hier nur noch 700 μm anstatt 800 μm breit. Die Ausbreitung der Raumladungszone ist gegen Ende des Abschaltvorganges um ca. 55 μm geringer als es mit der Gleichung (6.9) vorhergesagt werden kann.

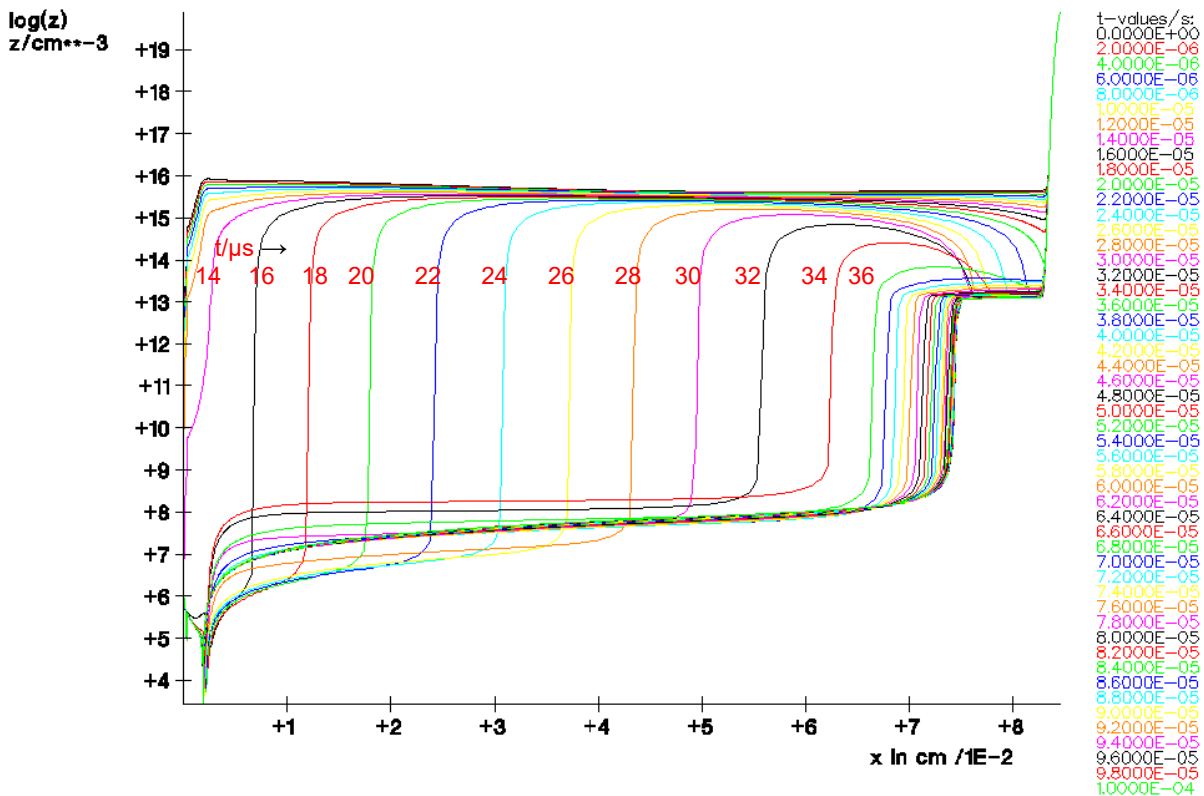


Bild 9.2: Diode Typ 2.1: Die Elektronenkonzentrationen in cm zum Abschaltvorgang von Bild 9.1. Logarithmischer Maßstab.

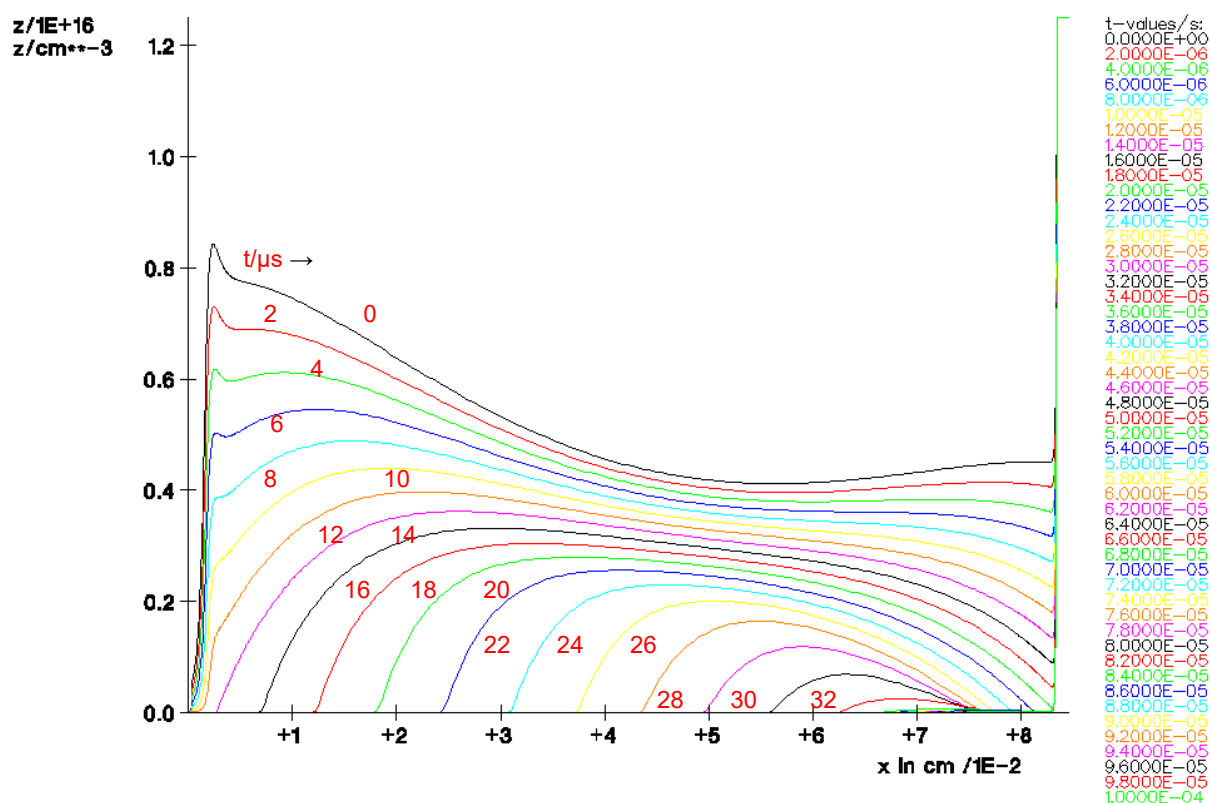


Bild 9.3: Diode Typ 2.1: die Elektronenkonzentrationen in cm zum Abschaltvorgang von Bild 9.1. Linearer Maßstab.

Die zwei wichtigsten in Abschnitt 6.3 bereits angesprochenen Gründe hierfür sind:

1. Zu dem Zeitpunkt, wo der Rückstrom zu null wird, ist die maximale Diodenspannung beim Abschaltvorgang noch nicht erreicht. ($U_R^* = 4,5 \text{ kV}$ anstatt $4,8 \text{ kV}$)
2. Dort, wo die Raumladungszone entsteht, wird das Gold allmählich negativ ionisiert. Dieser Vorgang schreitet mit der Ausdehnung der Raumladungszone von links nach rechts fort. Es wird deshalb keine konstante Konzentration von negativ geladenen Goldatomen in der Raumladungszone vorhanden sein. Von links nach rechts wird die Konzentration der negativ geladenen Goldatome abnehmen. Der Feldgradient wird hierdurch links flacher verlaufen als rechts. Da die Konzentration des Goldes 26% der Donatorgrunddotierung beträgt, ist dieser Effekt nicht vernachlässigbar. Die Bilder 9.4 und 9.5 zeigen hierzu die Konzentrationen des negativ ionisierten Goldes während des Abschaltvorganges von Bild 9.1. In Bild 9.4 wird die Ortsabhängigkeit des negativ ionisierten Goldes dargestellt und in Bild 9.5 die Zeitabhängigkeit.

Aus Bild 9.5 kann die Relaxationszeitkonstante τ_{nr} , wie sie in Bild A.6.3, Anhang A angegeben wurde, ermittelt werden. Je nach x -Wert, liegt diese Zeitkonstante in Bild 9.5 im Bereich 8 bis $13 \mu s$ ($T = 90^\circ \text{ C}$). Damit ist eine gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und der Näherungsgleichung (A.6.29) gegeben. Die zum Teil nicht exponentiellen Verläufe in Bild 9.5 sind mit den Verläufen der Löcher- und Elektronenkonzentrationen in der Raumladungszone erklärbar.

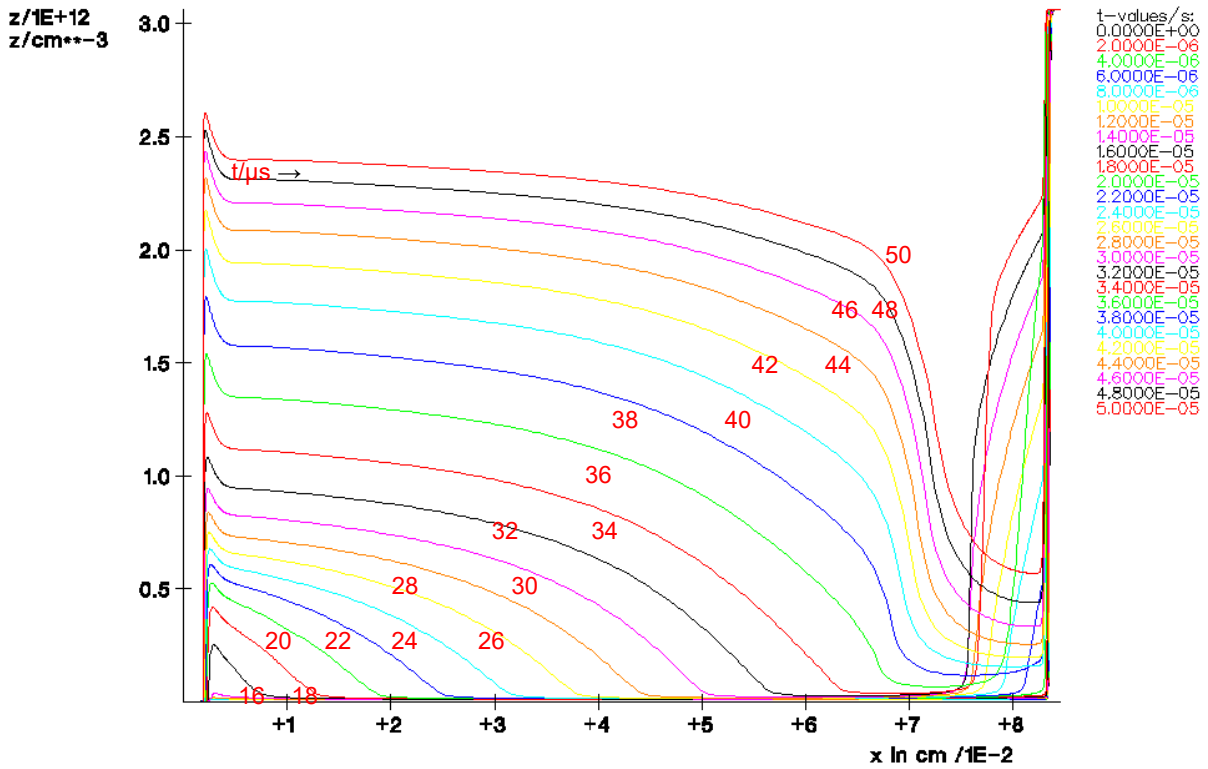


Bild 9.4.: Diode Typ 2.1: Die Konzentration des negativ ionisierten Goldes in cm^{-3} während des Abschaltvorganges von Bild 9.1. Linearer Maßstab.

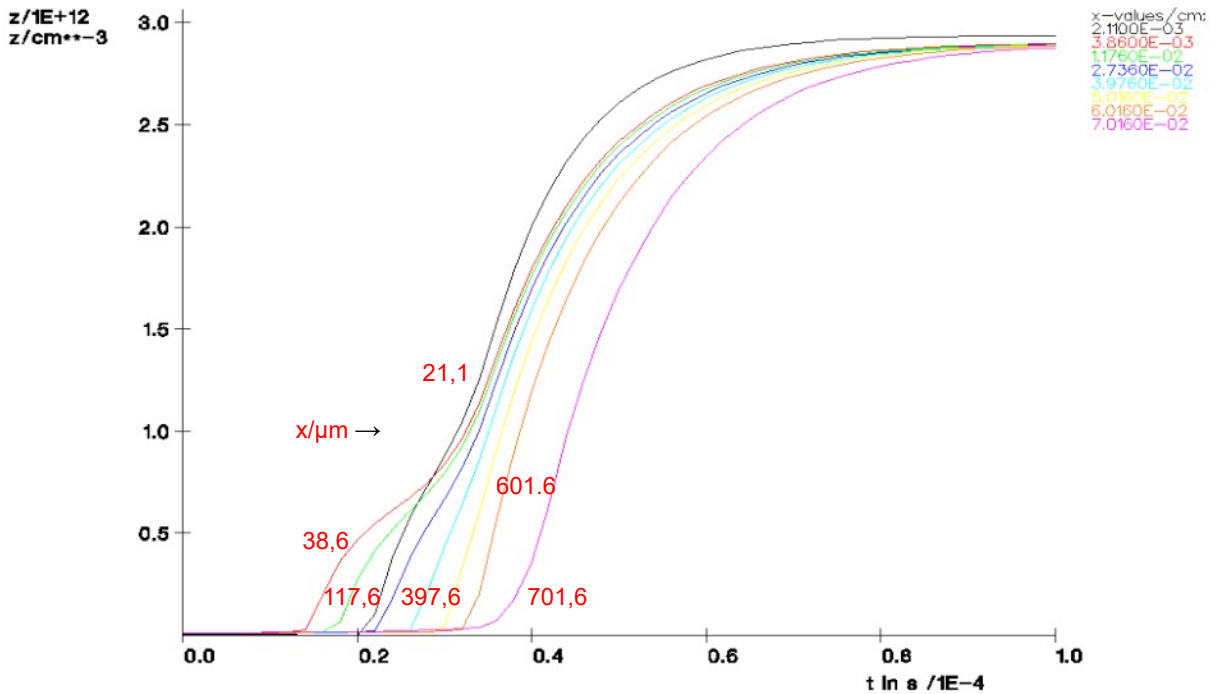


Bild 9.5: Diode Typ 2.1: Die Konzentration des negativ ionisierten Goldes in cm^{-3} während des Abschaltvorganges von Bild 9.1. Parameter sind hier die x-Werte in μm . Linearer Maßstab.

10. Die Analyse von Dioden vom Typ 2.2

In diesem Abschnitt wird eine Diode mit einer inhomogenen Verteilung der Rekombinationszentren untersucht. Die Diode soll mit der Diode vom Typ 2.1 vergleichbar sein. Deshalb wird hier für die Gesamtdicke auch $845 \mu\text{m}$ und für die Grunddotierung $1,46 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ eingesetzt. Die Verteilung der Rekombinationszentren wird wie in Bild 8.4 gewählt.

10.1 Die Durchlassspannung

Bild 10.1 zeigt die Verteilung der Löcher- und Elektronen im stationären Fall bei $I_F = 2000 \text{A}$. Es werden 2 Fälle angegeben. Im ersten Fall ist die Verteilung der Rekombinationszentren homogen ($3,06 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$; Diode Typ 2.1). Diese Diode wurde in Abschnitt 9 beschrieben. Im zweiten Fall ist die Konzentration der Rekombinationszentren links höher und nimmt nach rechts linear ab:

$$N_{RZ \max} = 5,27 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}, N_{RZ \min} = 1,0 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$$

Die Durchlassspannung ist dabei in beiden Fällen $1,65 \text{V}$. Der Unterschied zwischen beiden Kurven in Bild 10.1 ist, wie in Bild 8.5, gering.

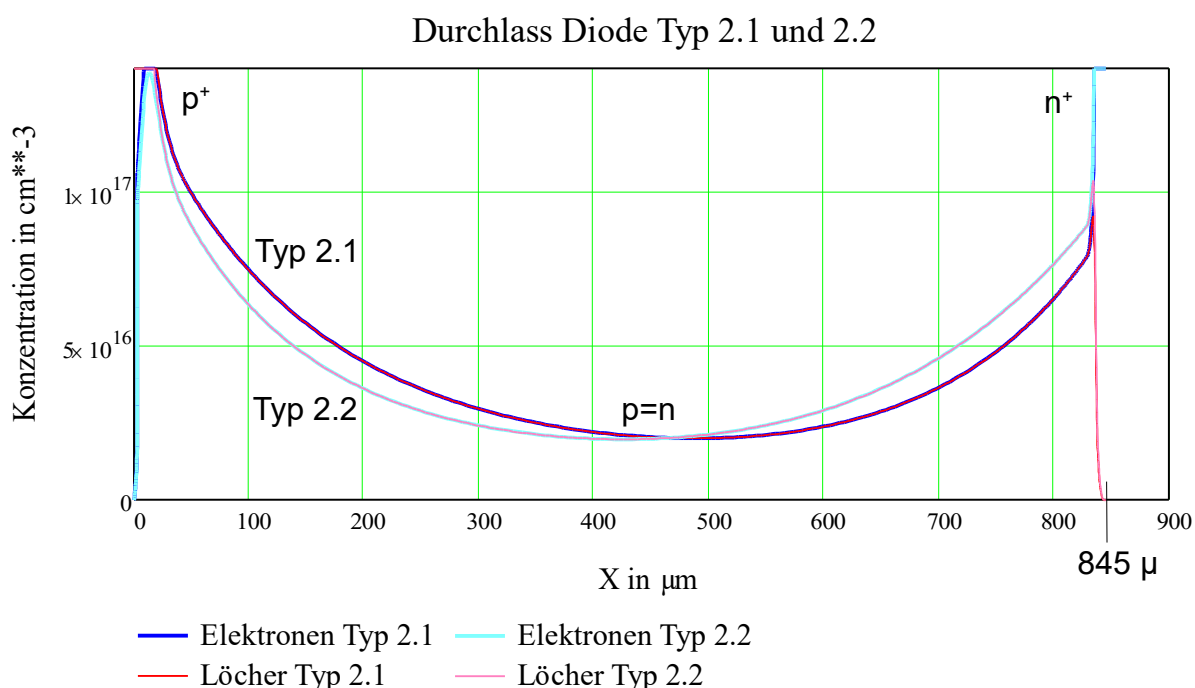


Bild 10.1: Diode Typ 2.1 und 2.2: Die Löcher- und Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} im stationären Fall bei $I_F = 2000 \text{A}$. Abgeschnitten wurden die Werte über $1,4 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$. Linearer Maßstab.

10.2 Das Abschaltverhalten

In Bild 10.2 wird ein Abschaltvorgang der Diode vom Typ 2.2 bei $U_D = 4 \text{kV}$ gezeigt. Die Temperatur, der Vorstrom und die Abschaltgeschwindigkeit bleiben unverändert (Standardwerte nach Abschnitt 4). Die Abschaltung von Bild 10.2 kann mit der des Bildes 9.1 verglichen werden. Die berechneten Daten dieser Abschaltung stehen in der Tabelle 15.1. Die Veränderungen, die durch die inhomogene Lebensdauereinstellung bei Typ 2.2 hervorgerufen werden, entsprechen qualitativ den jeweiligen Veränderungen bei den Dioden vom Typ 1.1 und 1.2. Die Folgerungen sind die gleichen wie in Abschnitt 8 und werden hier deshalb nicht wiederholt. Deutlich erkennbar ist, dass der Verlauf des Rückstromes immer "softer" wird, je mehr $N_{RZ \max}$ über $N_{RZ \min}$ liegt.

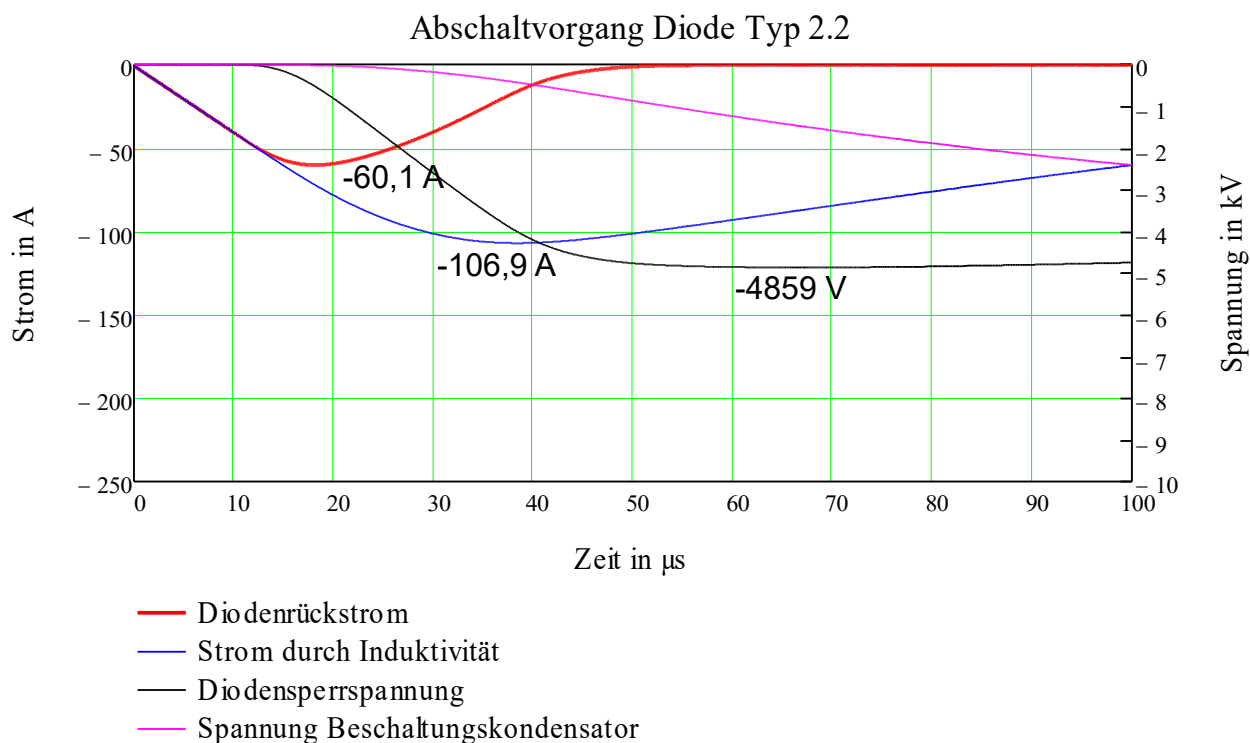


Bild 10.2: Diode Typ 2.2: Ein Abschaltvorgang bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 2,6 \text{ }\mu\text{F}$ und $R = 39 \text{ }\Omega$.
 Diodendicke: $845 \text{ }\mu\text{m}$. Inhomogene Goldverteilung nach Bild 8.4:
 $N_{\text{RZ max}} = 5,27 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{RZ min}} = 1,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (Alt: $I_{\text{RR}} = 58,4 \text{ A}$)

10.2.1 Die Elektronenkonzentrationen während des Abschaltvorganges

Bild 10.3 zeigt die Elektronenkonzentrationen beim Abschalten bei inhomogener Verteilung der Rekombinationszentren. Je größer das Verhältnis $N_{\text{RZ max}} / N_{\text{RZ min}}$ zwischen den Konzentrationen der Rekombinationszentren an der linken bzw. rechten Seite der Diode ist, umso mehr erhöht sich der Ladungsträgerberg an der rechten Seite der Diode. Im inhomogenen Fall bleibt ein Ladungsträgerberg an der rechten Seite des Mittelgebietes stehen. Im homogenen Fall wird der Ladungsträgerberg von beiden Seiten abgebaut.

Bild 10.3 zeigt, dass der Abbau der Ladungsträgerkonzentrationen am n^+ -Emitter im Zeitbereich von $t = 30$ bis $40 \text{ }\mu\text{s}$ durch eine Löcherdiffusion aus dem Ladungsträgerberg nach rechts verzögert wird. Zu beachten ist noch, dass dieser Effekt erst bei geringeren Rückstromdichten auftreten kann, weil sonst der Einfluss des Diffusionsstromes nicht bemerkbar ist. Höhere Konzentrationen im Ladungsträgerberg werden diesen Effekt verstärken.

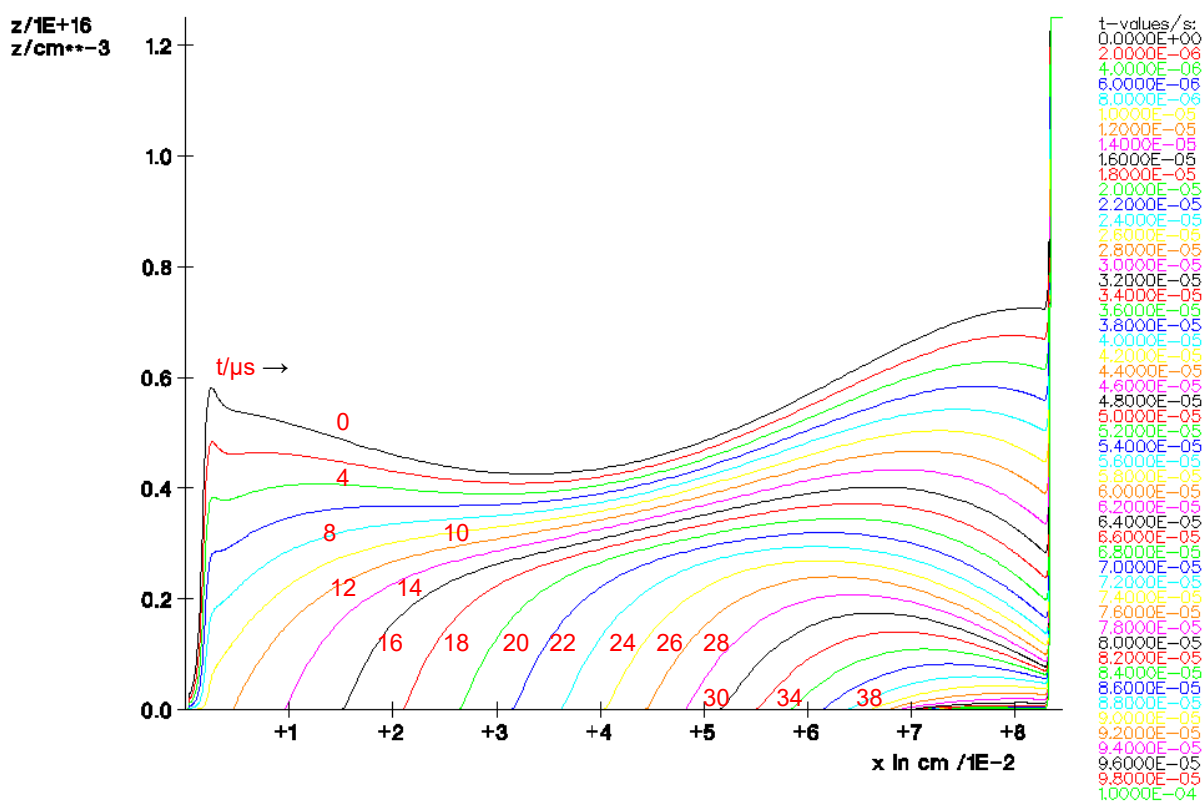


Bild 10.3: Diode Typ 2.2: die Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} zum Abschaltvorgang von Bild 10.2. Linearer Maßstab.

10.2.2 Das Abschaltverhalten bei erhöhter Batteriespannung

Beim Fehlerfall in der Anlage sind Betriebsspannungen von bis zu 6 kV möglich. In diesem Abschnitt wird deshalb untersucht, wie die Diode vom Typ 2.2 bei 6 kV abschaltet. Alle Halbleiterparameter bleiben unverändert. Für die RC-Beschaltung gilt: $C = 2,6 \mu\text{F}$ und $R = 39 \Omega$. Bild 10.4 zeigt das Ergebnis.

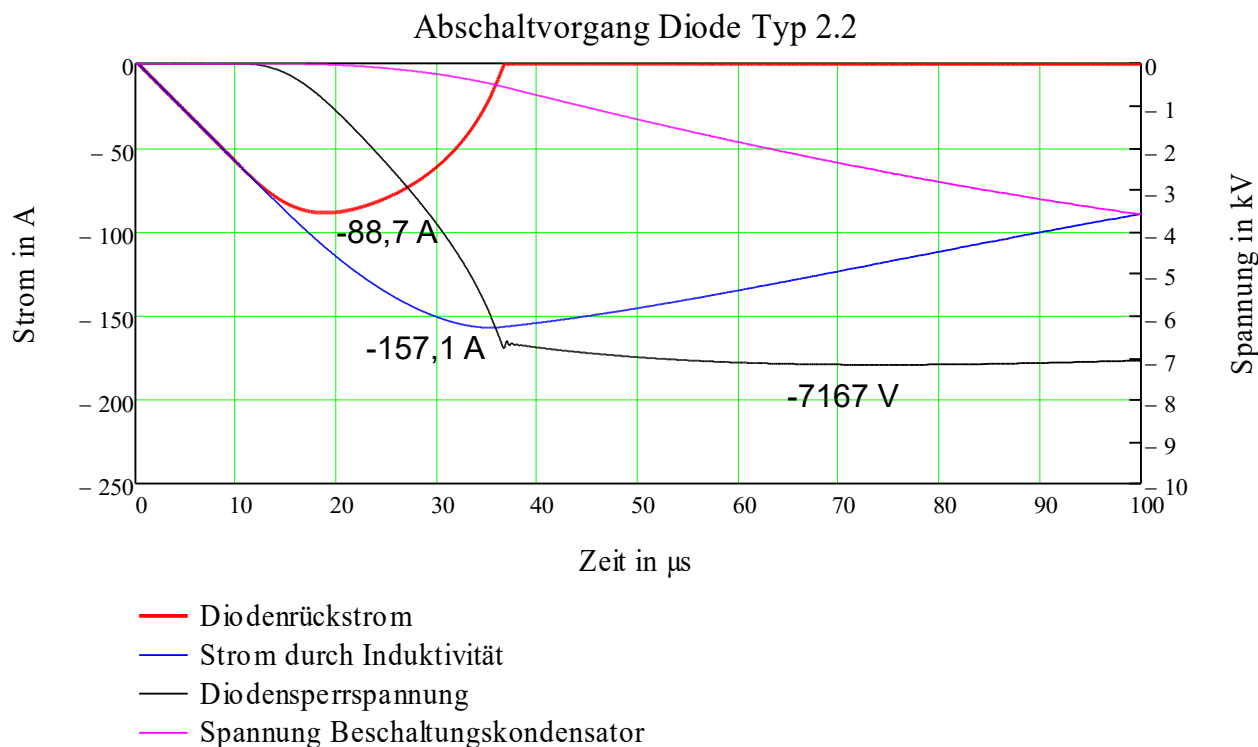


Bild 10.4: Diode Typ 2.2: Ein Abschaltvorgang bei $U_D = 6 \text{ kV}$; $C = 2,6 \mu\text{F}$, $R = 39 \Omega$. Diodendicke: $845 \mu\text{m}$. Inhomogene Goldverteilung nach Bild 8.4:
 $N_{\text{RZ max}} = 5,27 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{RZ min}} = 1,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (Alt: $I_{\text{RR}} = 86,0 \text{ A}$)

Es zeigt sich, dass die oben stehende Abschaltung im Vergleich zu Bild 10.2 ($U_D = 4 \text{ kV}$) weniger "soft" ist. Bei $t = 36,6 \mu\text{s}$ ist die Abreißgrenze wohl erreicht. Eine gedämpfte Schwingung mit $f = 2 \text{ MHz}$ tritt hier auf, weil die Diodenkapazität mit der parasitären Induktivität der RC-Beschaltung einen Parallelschwingkreis bildet, der durch das rapide Abklingen des Diodenstromes angeregt wird.

Die Spannungsspitze bei $t = 36,6 \mu\text{s}$ beträgt 6768 V . Nach Gleichung 6.9 dürfte die Diode gar nicht in der Lage sein, diese Spannung aufzunehmen, ohne dass das Feld am n^+ -Emitter anstößt. Bild 10.5 zeigt, dass dies gerade noch nicht passiert.

Die geringere Ausbreitung des Feldes wurde auch im vorhergehenden Abschnitt erwähnt. Wie dort, liegt auch hier die Ursache in dem Einfluss, den die Goldatome auf die Grunddotierung ausüben.

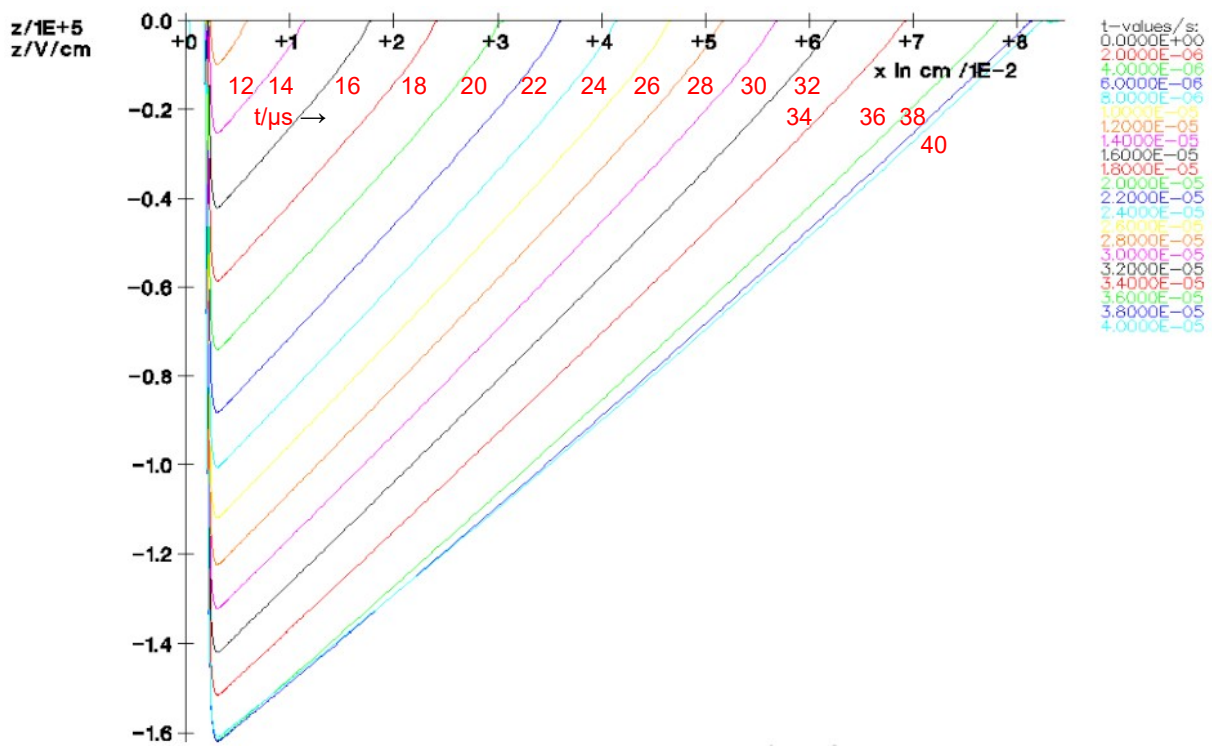


Bild 10.5: Diode Typ 2.2: Das elektrische Feld in V/cm zum Abschaltvorgang von Bild 10.4.

11. Die Analyse von Dioden vom Typ 3

In diesem Abschnitt werden extrem dünne 8 kV-Dioden mit einer homogenen Verteilung der Rekombinationszentren beschrieben.

Aus Bild 6.4 geht hervor, dass es nicht sinnvoll ist, die Donatorkonzentration zu tief abzusenken, weil die mögliche Dickenreduzierung für das Mittelgebiet nur noch relativ gering ist. Als effektive Donatorkonzentration wird $7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ gewählt. Hiermit ergibt sich nach Bild 6.4 eine Dicke des Mittelgebietes von 600 μm . Die Gesamtdicke der Diode mit den Emitterprofilen von Bild 6.1 ist dann 645 μm . Die Konzentration der Rekombinationszentren wird in der gleichen Größenordnung wie die effektive Grunddotierung liegen, damit die Durchlassspannung bei $I_F = 2 \text{ kA}$ und $T = 90^\circ\text{C}$ 1,65 V beträgt.

In der Raumladungszone ist das Gold zu 95% negativ ionisiert und kompensiert die Grunddotierung. Um die erforderliche Sperrspannung zu erreichen, muss die Donatordotierung deshalb auf ca. $1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ angehoben werden.

In der Raumladungszone, die beim Abschalten entsteht, werden ständig mehr Goldatome negativ ionisiert, bis der Gleichgewichtszustand bei einem Ionisationsgrad von 95% erreicht ist. Der Feldgradient wird bei einem Abschaltvorgang in der Raumladungszone dadurch zunächst nur durch die Donatoren bestimmt und wird dann immer flacher werden, je mehr Goldatome negativ geladen werden. Nach Abschnitt A.6 geht die Umladung bei niedrigen Temperaturen langsam und bei hohen Temperaturen schnell.

Bei niedrigen Temperaturen bedeutet dieses, dass der Feldgradient erst nach dem Abschaltvorgang flacher wird. Bei hohen Temperaturen findet die Umladung der Goldatome und damit die Kompensation der Donoratome schon während des Abschaltvorganges statt. Bei niedrigen Temperaturen wird die Diode beim Abschalten deshalb höhere Spannungen verkraften, bevor der Rückstrom abreißt, als bei höheren Temperaturen.

Dieser Effekt der Umladung der Goldatome kann hier leider nicht zur Optimierung der Dioden herangezogen werden, weil der Effekt zu stark temperaturabhängig ist.

Es gibt zwei Möglichkeiten zur Lösung der oben stehenden Problematik:

1. Es wird Gold als Rekombinationszentrum eingesetzt. Dann muss das Abschaltverhalten bei der höchst vorkommenden Betriebstemperatur optimiert werden, oder
2. es werden andere Rekombinationszentren als Gold eingesetzt. Die müssen dann aber nach dem Kriterium ausgewählt werden, dass die Zahl der ionisierten Zentren in der Raumladungszone deutlich niedriger als die Grunddotierung bleibt.

Im nachfolgenden Teil dieses Abschnittes wird angenommen, dass ein Rekombinationszentrum, welches die Bedingungen von Punkt 2 erfüllt, verwendet wird. Übliche Alternativen zu Gold sind Platin und Elektronenbestrahlung. Von beiden Zentren sind leider nur ungenügende Daten von den Energieniveaus (Höhe, Zahl und Typ) und von den Einfangquerschnitten (Wert und Temperaturabhängigkeit) vorhanden. Deshalb wird im Simulationsprogramm ADIOS weiter mit den Daten von Gold gerechnet. Um die Bedingung von Punkt 2 zu erfüllen, wird der Einfluss von Gold in der Poisson-Gleichung um eine Zehnerpotenz herabgesetzt. Es gibt somit 2 Goldmodelle: Das Standardgoldmodell und das modifizierte Goldmodell.

In den nachfolgenden Simulationen dieses Abschnittes wird mit einer homogenen Verteilung der Rekombinationszentren weitergerechnet. Bei $N_D = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ beträgt $|\vec{E}|$: 164 kV/cm (siehe Bild 6.3). Wird im Extremfall d^* mit $d = 600 \mu\text{m}$ gleichgesetzt, dann folgt aus der Gleichung (6.9) für die

Spannung U_R^* : 1,96 kV. Bei Überschreiten dieser Spannung wird in jedem Fall ein Abreißen des Rückstromes stattfinden. Dieser Wert wird aber höchstens bei einer sehr stark inhomogenen Lebensdauererzeugung erreichbar sein. Weil U_R^* schon sehr weit unter der bei normalen Betriebsbedingungen auftretenden Spannung liegt ($U_D = 4$ kV), ist es nicht möglich, ein Abreißen des Rückstromes durch eine inhomogene Lebensdauererzeugung zu verhindern. Bei einer homogenen Lebensdauererzeugung wird U_R^* noch niedriger liegen, weil dann nur ein Teil des Mittelgebietes für die Spannungsaufnahme zur Verfügung steht.

11.1 Die Durchlassspannung

Die Durchlassspannung muss unter den Bedingungen $I_F = 2$ kA und $T = 90^\circ\text{C}$ 1,65 V betragen. Mit ADIOS wurde die erforderliche Konzentration der Rekombinationszentren berechnet. Sie beträgt: $7,06 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, was einer Hochinjektionslebensdauer von $13 \mu\text{s}$ entspricht. Die effektive Donatordotierung ist $7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Nach dem der Einfluss der Rekombinationszentren in der Poisson-Gleichung um eine Zehnerpotenz verringert wurde, wird für die tatsächlich benötigte Dotierung gelten:

$$N_D = 7,00 \cdot 10^{12} + 0,095 \times 7,06 \cdot 10^{12} = 7,67 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} (\hat{=} 545 \Omega\text{cm})$$

11.2 Das Abschaltverhalten

In leichter Abänderung der allgemeinen Betriebsbedingungen von Abschnitt 4 wurde die parasitäre Induktivität in der RC-Beschaltung auf $2 \mu\text{H}$ reduziert, weil ein Abreißen des Rückstromes zu erwarten ist. Der Widerstand der RC-Beschaltung wird wiederum für

kritische Dämpfung ausgelegt $R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$. Bild 11.1 zeigt den Abschaltvorgang mit

$U_D = 4$ kV, $C = 1,8 \mu\text{F}$ und $R = 47 \Omega$. Die Bilder 11.2 und 11.3 zeigen vergrößerte Ausschnitte von Bild 11.1.

Die Bilder 11.1 bis 11.3 zeigen folgende Ergebnisse:

1. Das di/dt beim Stromabriss ist maximal 443 A/ms .
2. Das du/dt beim Abreißvorgang ist maximal $37,3 \text{ kV}/\mu\text{s}$.
3. Es tritt eine gedämpfte Schwingung zwischen der Diodenkapazität und der Beschaltungsinduktivität auf.
4. Der Abreißvorgang setzt bei einer Diodenspannung von $1,71 \text{ kV}$ ein.
Dieser Wert liegt niedriger als der am Anfang von Abschnitt 11 vorhergesagte Wert von $1,96 \text{ kV}$. Letzterer Wert gilt für eine inhomogene Lebensdauererzeugung. In der vorliegenden Simulation ist die Lebensdauererzeugung homogen. Deshalb wird die Raumladungszone kürzer und die Spannung, die die Diode in der Raumladungszone aufnehmen kann, niedriger sein.
5. Es gibt in der Diodenspannung zwei Spannungsmaxima.
Das Erste tritt beim Abreißvorgang auf und wird auch durch diesen Abreißvorgang verursacht. Das zweite flache Spannungsmaximum tritt ca. $70 \mu\text{s}$ nach dem Abreißvorgang auf und wird durch die RC-Beschaltung zusammen mit der treibenden Induktivität bestimmt.

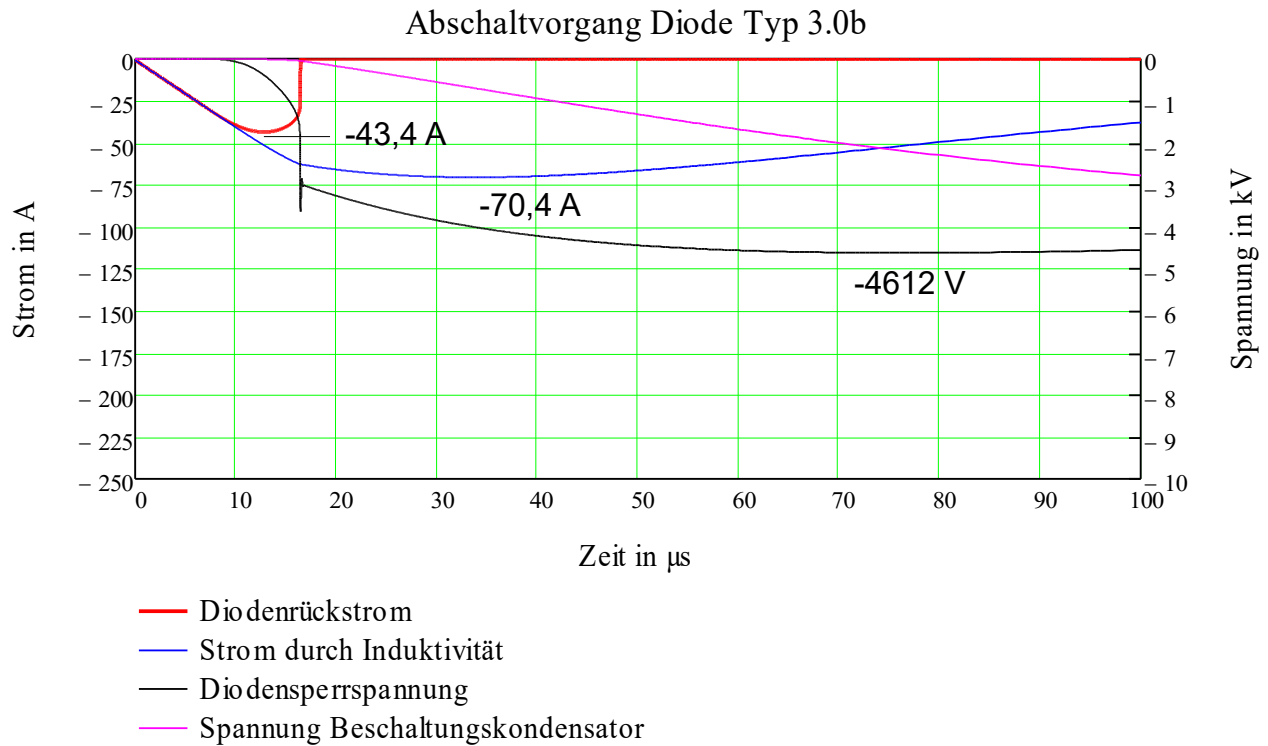


Bild 11.1: Diode Typ 3: Ein Abschaltvorgang bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 1,8 \mu\text{F}$ und $R = 47 \Omega$.
Diodendicke: $645 \mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $7,06 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (Alt: $I_{RR}=42,3 \text{ A}$)

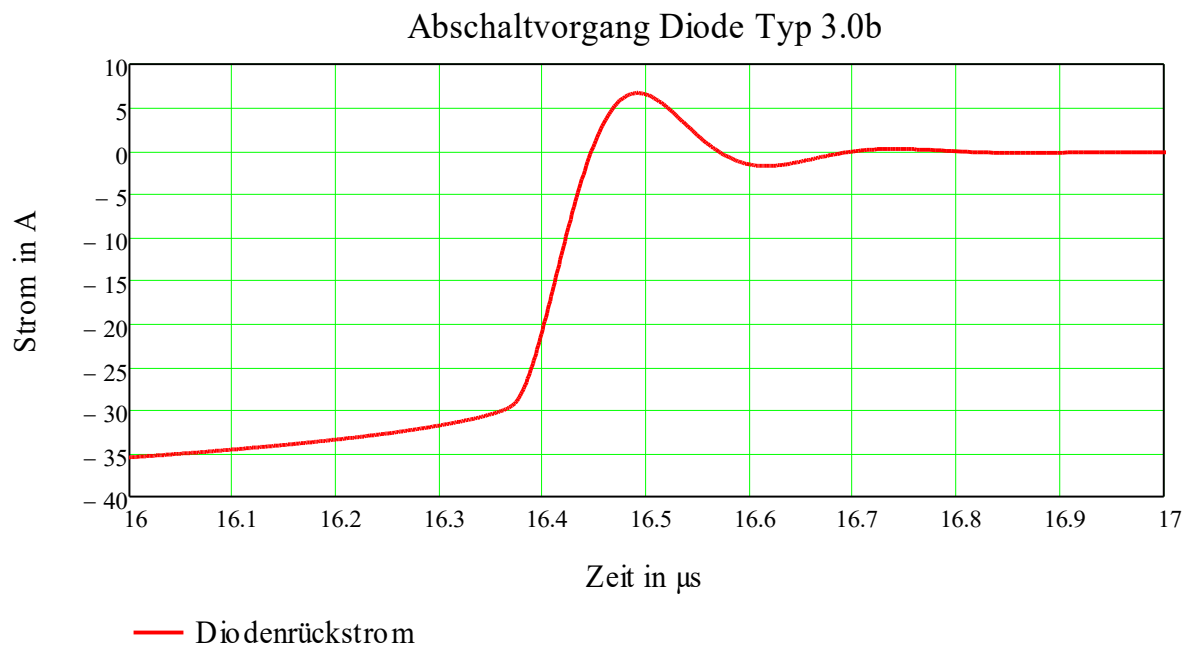
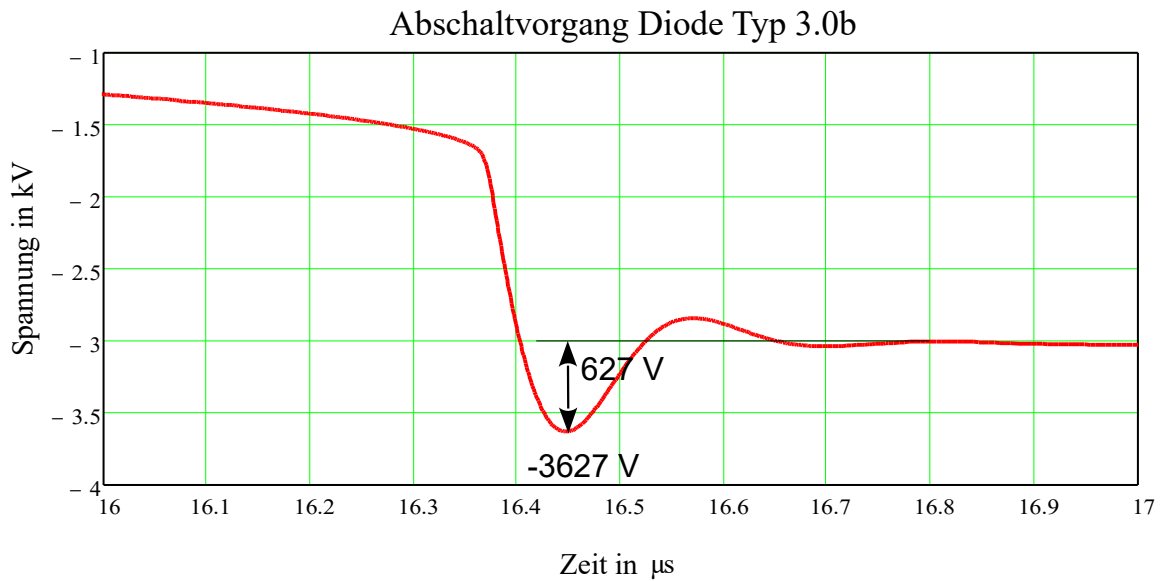
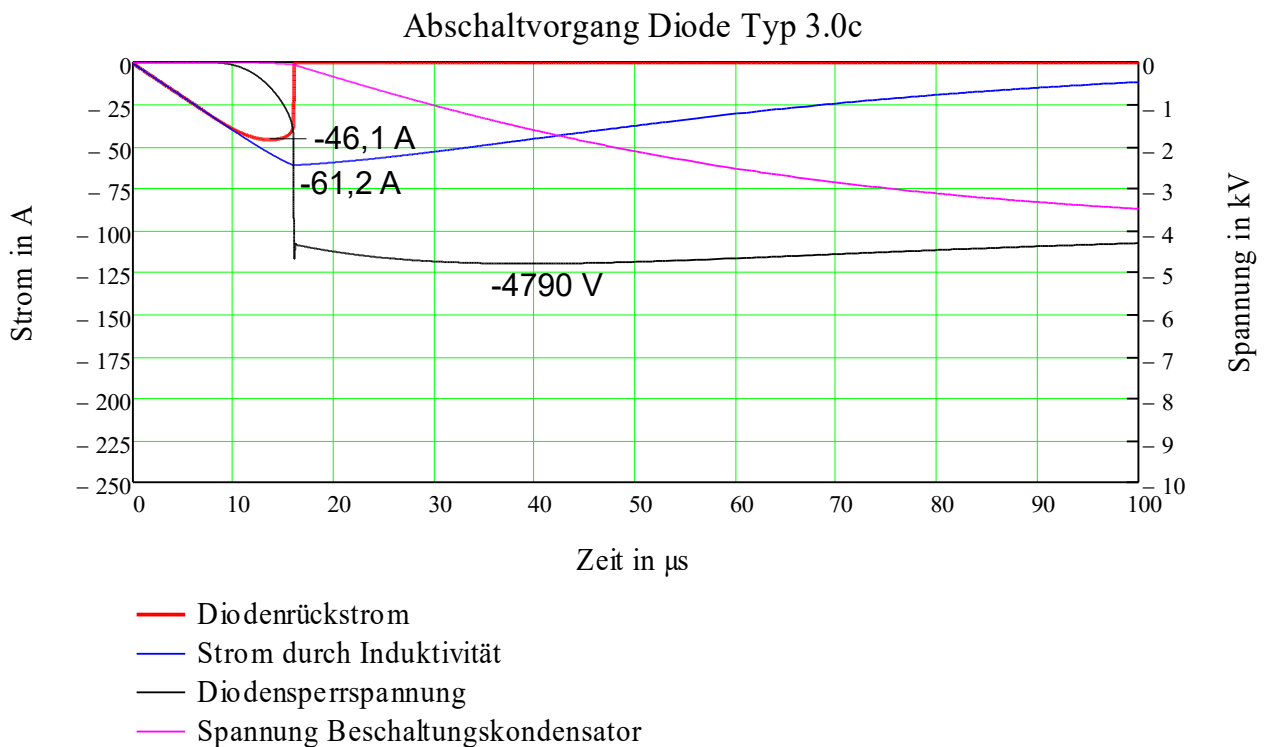


Bild 11.2: Diode Typ 3: Eine vergrößerte Darstellung vom Abreißendes Stromes aus Bild 11.1.
 $di/dt_{\text{max}} = 443 \text{ A}/\mu\text{s}$.



— Diodensperrspannung

Bild 11.3: Diode Typ 3: Eine vergrößerte Darstellung von der Diodensperrspannung beim Abreißvorgang von Bild 11.1. $du/dt_{\text{max}} = 37,3 \text{ kV}/\mu\text{s}$.



— Diodenrückstrom

— Strom durch Induktivität

— Diodensperrspannung

— Spannung Beschaltungskondensator

Bild 11.4: Diode Typ 3: Ein Abschaltvorgang bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 0,83 \mu\text{F}$ und $R = 70 \Omega$.
Diodendicke: $645 \mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $7,06 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (Alt: $I_{\text{RR}}=44,9 \text{ A}$)

Als Alternative zu der Abschaltung des Bildes 11.1 zeigt Bild 11.4 eine Abschaltung mit gleichem U_D , gleiche Halbleiterparameter, aber verkleinerte Beschaltung. Die berechneten Daten dieser Abschaltung stehen in der Tabelle 15.1.

Folgende Änderungen treten bei Bild 11.4 gegenüber Bild 11.1 auf:

1. Bis zum Abreißen fließt weniger Strom in der RC-Beschaltung, weil der Widerstand größer ist. Die Rückstromspitze nimmt dadurch zu. Weil sich die Ladungsmenge in der Diode nicht geändert hat, reißt der Rückstrom $0,5 \mu\text{s}$ früher ab.
2. Weil der Strom direkt vor dem Abreißen größer ist und auch der Widerstand größer ist, wird die Diodenspannung unmittelbar nach dem Stromabriss größer sein. Der Unterschied beträgt ohne Berücksichtigung des Spannungsüberschwingers $1,3 \text{ kV}$.
3. Die Überspannungsspitze beim Stromabriss erreicht in Bild 11.4 schon fast den Wert $4,8 \text{ kV}$. Die parasitäre Induktivität der RC-Beschaltung darf in diesem Fall deshalb nicht größer als $2 \mu\text{H}$ sein.
4. Bedingt durch den schnelleren Anstieg der Diodenspannung über U_D , findet eine Reduzierung des Maximalwertes von i_L um 16% statt. Außerdem wird der Maximalwert von i_L jetzt zum Abreißzeitpunkt erreicht.
5. Bedingt durch die kleinere RC-Beschaltung, findet ebenfalls eine deutliche Reduzierung der Verlustarbeit in der Beschaltung von $18,2$ auf $8,32 \text{ Ws}$ statt. (Die Änderung der Verlustarbeit in der Diode ist vernachlässigbar.)

11.2.1 Das elektrische Ersatzschaltbild für den Abreißvorgang und die Phase danach

Die Situation beim Abreißen des Diodenstromes kann durch die unten stehende Schaltung vereinfacht wiedergegeben werden.

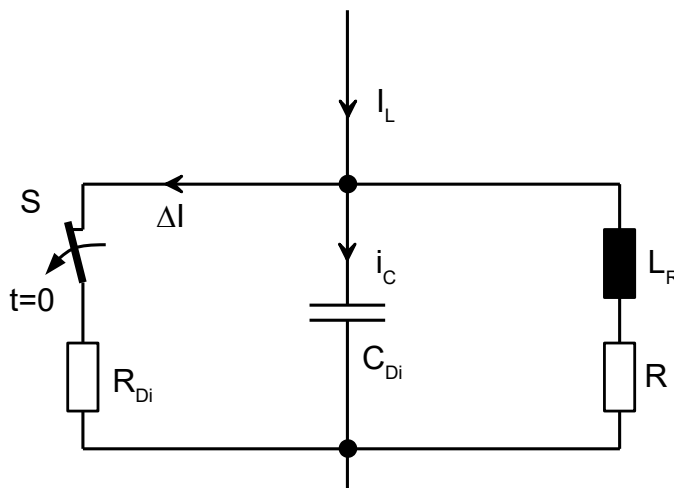


Bild 11.5: Vereinfachtes Ersatzschaltbild für das Abreißen des Diodenstromes.

In Bild 11.5 ist C_{Di} die Diodenkapazität, R ist der Beschaltungswiderstand und L_R die parasitäre Induktivität des Beschaltungswiderstandes. Die Kapazität des Beschaltungskondensators ist sehr groß gegenüber C_{Di} . Die Spannung des Beschaltungskondensators ändert sich nur wenig während des Abreißvorganges. Deshalb braucht der Beschaltungskondensator hier nicht berücksichtigt zu werden. (Siehe hierzu auch Bild 11.1 und 11.4.) Vor dem Abreißen fließt der Strom ΔI durch die Diode. Das Abreißen wird durch Öffnen des Schalters S zum Zeitpunkt $t = 0$ symbolisiert. Der Laststrom I_L bleibt während des Abreißvorganges konstant. Der Diodenstrom ist vor dem Abreißen: $i_C + \Delta I$ und nach dem Abreißen: i_C . Die Diodenspannung ist hier: $u_{Di} = -u_C$. Die Differenzialgleichung für den Kondensatorstrom i_C lautet für $t \geq 0$:

$$\frac{di_C^2}{dt^2} + \frac{R}{L_R} \cdot \frac{di_C}{dt} + \frac{i_C}{L_R C_{Di}} = 0 \quad (11.1)$$

Die Anfangsbedingungen sind:

$$i_C(t=0) = \Delta I \text{ und } \frac{di_C}{dt}(t=0) = 0 \quad (11.2)$$

Unter der Bedingung: $R < 2\sqrt{\frac{L_R}{C_{Di}}}$ wird für i_C eine gedämpfte Schwingung gefunden.

Die Lösung der Differenzialgleichung ist dann:

$$i_C = \Delta I \frac{\omega}{\omega^*} \exp(-\alpha t) \cdot \sin(\omega^* t + \beta) \quad (11.3)$$

$$\text{Mit } \omega = \frac{1}{\sqrt{L_R C_{Di}}}, \quad \alpha = \frac{R}{2L_R}, \quad \omega^* = \sqrt{\omega^2 - \alpha^2} \text{ und } \beta = \arctan\left(\frac{\omega^*}{\alpha}\right)$$

Für di_C/dt folgt:

$$\frac{di_C}{dt} = \Delta I \frac{\omega}{\omega^*} \exp(-\alpha t) \left\{ \omega^* \cos(\omega^* t + \beta) - \alpha \sin(\omega^* t + \beta) \right\} \quad (11.4)$$

Zum Zeitpunkt t_1 wird zum ersten Male ein Maximum beim di_C/dt auftreten. Weil i_C nach einer gedämpften Schwingung ausschwingt, wird dieses erste Maximum am größten sein. di_C/dt hat ein Maximum oder Minimum, wenn d^2i_C/dt^2 zu Null wird. Hiermit folgt für t_1 :

$$t_1 = \frac{\beta}{\omega^*} \quad (11.5)$$

(11.5) kann wiederum in (11.4) eingesetzt werden. Es folgt:

$$\frac{di_C}{dt_{max}} = -\Delta I \omega \exp\left\{-\frac{\alpha}{\omega^*} \arctan\left(\frac{\omega^*}{\alpha}\right)\right\} \quad (11.6)$$

Die Spannung über der Diode entspricht der Spannung über L_R plus R . Hierfür gilt:

$$u_C = -L_R \frac{di_C}{dt} + R(I_L - i_C) \quad (11.7)$$

Diese Spannung wird maximal, wenn du_C/dt bzw. i_C zum ersten Mal zum Zeitpunkt t_2 Null wird. Für du_C/dt folgt:

$$\frac{du_C}{dt} = \frac{i_C}{C_{Di}} = \frac{\Delta I}{C_{Di}} \cdot \frac{\omega}{\omega^*} \cdot \exp(-\alpha t) \cdot \sin(\omega^* t + \beta) \quad (11.8)$$

du_C/dt wird zum ersten Mal null, wenn:

$$t_2 = \frac{\pi - \beta}{\omega^*} \quad (11.9)$$

Mit (11.3) und (11.4) in (11.7) eingesetzt, folgt zum Zeitpunkt t_2 für den Überschwinger der Diodenspannung über $R L_L$:

$$\Delta U = \Delta I \cdot \omega L_R \cdot \exp\left\{-\frac{\alpha}{\omega^*} \left[\pi - \arctan\left(\frac{\omega^*}{\alpha}\right)\right]\right\} \quad (11.10)$$

Das Maximum von du_C/dt tritt bei $t = 0$ auf. Aus (11.8) folgt:

$$\frac{du_C}{dt_{\max}} = \frac{i_C(t=0)}{C_{Di}} = \frac{\Delta I}{C_{Di}} \quad (11.11)$$

Ein Vergleich zwischen der Analytik und der Simulation zeigt, dass nennenswerte Abweichungen nur bei der Berechnung von du/dt_{\max} zum Zeitpunkt $t = 0$ auftreten, weil der Schalter S in Bild 11.5 in Wirklichkeit das Abreißen des Rückstromes nicht exakt wiedergibt. Das Abreißen findet nicht abrupt, sondern mit endlicher Geschwindigkeit statt.

Eine Analyse der Gleichungen (11.6) für du_C/dt_{\max} (11.10) für ΔU und (11.11) für du_C/dt_{\max} zeigt folgendes:

1. Alle drei Werte sind direkt proportional zu ΔI .
2. du_C/dt_{\max} ist umgekehrt proportional zu C_{Di} . Eine Verringerung von du_C/dt_{\max} ist bei einer vorgegebenen Diode mit einer vorgegebenen Eigenkapazität nur durch die Parallelschaltung einer zusätzlichen Kapazität zur Diode möglich. Durch diese Zusatzkapazität darf die parasitäre Induktivität der Beschaltung größere Werte annehmen, ohne dass ein Überschwinger in der Diodenspannung auftritt.
3. Je größer C_{Di} wird, umso niedriger werden $|di_C/dt_{\max}|$ und ΔU . Ein großer Wert von L_R hat ebenfalls einen niedrigeren Wert von $|di_C/dt_{\max}|$ zur Folge, ΔU steigt dagegen an.
4. Beim Verhältnis $\omega^*/\alpha < 10$ geht ΔU sehr schnell gegen Null. Die Dämpfung macht sich beim Spannungsüberschwinger stark bemerkbar. Der Einfluss der Dämpfung auf di_C/dt_{\max} ist weitaus geringer. Bei kritischer Dämpfung gilt: $R = 2\sqrt{\frac{L_R}{C_{Di}}}$; bzw. $\omega^* = 0$.
Dann wird bei den vorgegebenen Randbedingungen kein Überschwinger der Spannung mehr auftreten: $\Delta U = 0$. Das di_C/dt_{\max} nähert sich bei kleinen ω^*/α -Werten immer mehr dem di_C/dt_{\max} -Wert, der bei kritischer Dämpfung auftreten wird:

$$\frac{di_C}{dt_{\max}} = -\Delta I \omega \cdot \exp(-1) \quad (11.12)$$

Nach dem Abklingen der gedämpften Schwingung, die beim Abreißvorgang auftritt, kann das Ersatzschaltbild 5.6 angewendet werden. Die Gleichung (5.25) gibt die maximale Diodensperrenschnung während dieser Phase an. Ein Vergleich zwischen der Analytik von Abschnitt 5.3 und der Simulation zeigt keine nennenswerten Abweichungen.

11.2.2 Die Elektronenkonzentrationen und die Feldverteilungen während des Abschaltvorganges

Zur Dokumentation des Abreißvorganges zeigen die Bilder 11.6 und 11.7 die Elektronenkonzentrationen und Feldverteilungen vom Abschaltvorgang des Bildes 11.1. Bild 11.7 zeigt den Sprung in der Feldverteilung beim Abreißvorgang. Bild 11.6 zeigt, dass der Ladungsträgerberg von beiden Seiten her ausgeräumt wird, weil die Verteilung der Rekombinationszentren homogen ist.

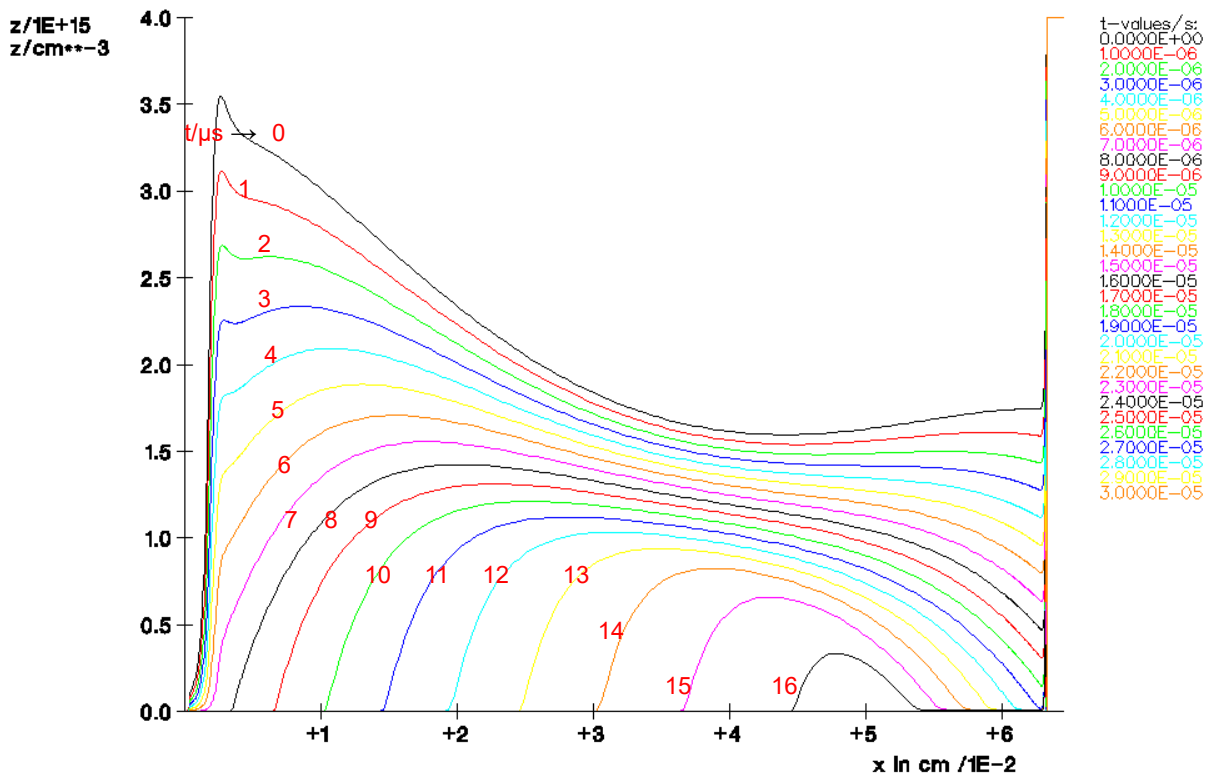


Bild 11.6: Diode Typ 3: Die Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} zum Abschaltvorgang von Bild 11.1. Linearer Maßstab.

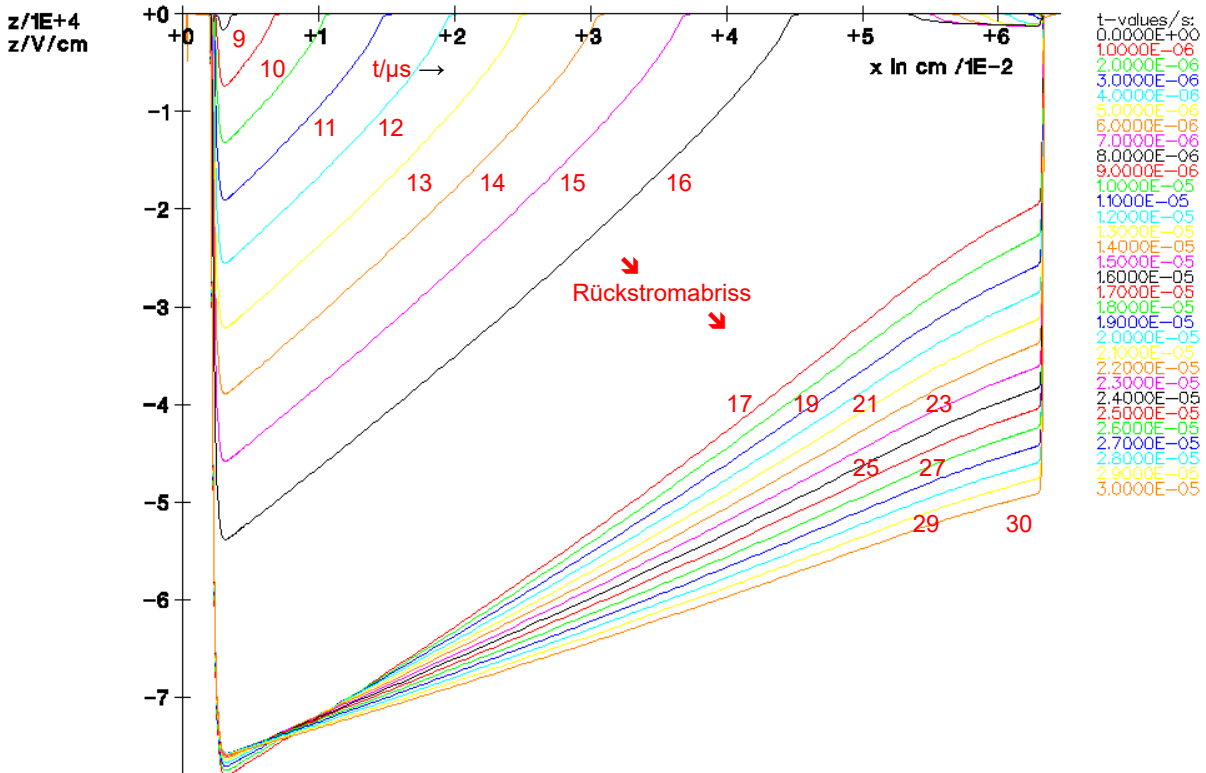


Bild 11.7: Diode Typ 3: Das elektrische Feld in V/cm zum Abschaltvorgang von Bild 11.1.

12. Die Analyse von Dioden vom Typ 4

In diesem Abschnitt wird eine Diode beschrieben, die eine Dotierungsstufe im Mittelgebiet hat. Die Verteilung der Rekombinationszentren ist homogen. Durch die Dotierungsstufe im Mittelgebiet wird die Ausbreitung der Raumladungszone begrenzt. Hierdurch ist es möglich, dass im Bereich der Dotierungsstufe ein Ladungsträgerberg stehen bleibt, der das Abreißen des Rückstromes verhindert.

Bild 12.1 zeigt das Prinzip, das beim Abschalten angewendet wird. Die Dotierungsstufe bildet die Grenze zwischen Raumladungszone und Ladungsträgerberg.

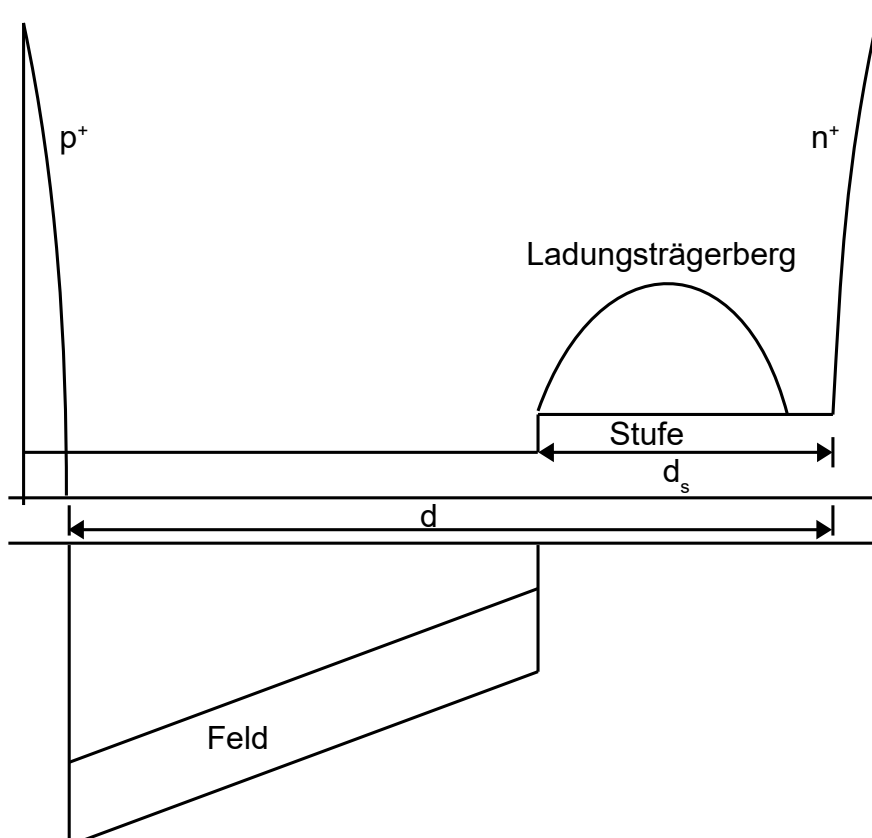


Bild 12.1: Durch die Dotierungsstufe im Mittelgebiet wird die rechte Feldgrenze festgelegt. Gezeigt wird das Ende des Abschaltvorganges, d ist die Gesamtdicke des Mittelgebietes, d_s ist die Breite der Dotierungsstufe.

Ist die Stufe nicht breit genug, dann wird nach wie vor der Ladungsträgerberg das Feld begrenzen und nicht die Stufe. Die Dotierungsstufe ist also nur wirksam, wenn das Feld dort anstößt. Das bedeutet, dass das Mittelgebiet vor der Stufe nach den Regeln für Dioden vom Typ 2 oder 3 ausgelegt werden muss. Damit die Gesamtdicke möglichst gering bleibt, muss die Grunddotierung möglichst niedrig gewählt werden. Wie in Abschnitt 11 kann die Mittelgebietsdicke vor der Stufe bei $U_R = 8 \text{ kV}$ auf $600 \mu\text{m}$ festgelegt werden. Die erforderliche effektive Grunddotierung beträgt dann nach Bild 6.4: $7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

Nach dem vereinfachten Abschaltmodell von H. Benda und E. Spenke /6/ (Bild 6.5) treffen sich die Fronten des Ladungsträgerberges bei $3/4 d$, wobei d die Gesamtdicke des Mittelgebietes ist. Wie in Abschnitt 7.3.1 schon gezeigt wurde, wird die Stelle, wo sich die Fronten tatsächlich treffen, weiter nach rechts verschoben sein. Wird d_s in Bild 12.1 nach der Gleichung

$$d_s = d/4$$

(12.1)

ausgelegt, dann ist in jedem Fall gewährleistet, dass die Stufe das Feld begrenzen wird und nicht der Ladungsträgerberg.

Mit $d - d_s = 600 \mu\text{m}$ folgt dann:

$d_s = 200 \mu\text{m}$ und $d = 800 \mu\text{m}$. Unter Beibehaltung der Emitterprofile aus Bild 6.1 wird die Gesamtdicke der Diode: $845 \mu\text{m}$.

12.1 Die Durchlassspannung

Die Durchlassspannung muss unter den Bedingungen $I_F = 2000 \text{ A}$ und $T = 90^\circ \text{ C}$ $1,65 \text{ V}$ betragen, was mit einer homogenen Goldkonzentration von $3,01 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ erreicht wird. Die Hochinjektionslebensdauer beträgt bei 90° C : $30 \mu\text{s}$.

Bild 12.2 zeigt das Dotierungsprofil der Diode. Unter der Voraussetzung, dass 95 % des Goldes in der Raumladungszone negativ geladen sind, muss die tatsächliche Grunddotierung $7 \cdot 10^{12} + 0,95 \cdot 3,01 \cdot 10^{12} = 9,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ betragen. Die Dotierungsstufe wurde auf $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ festgelegt.

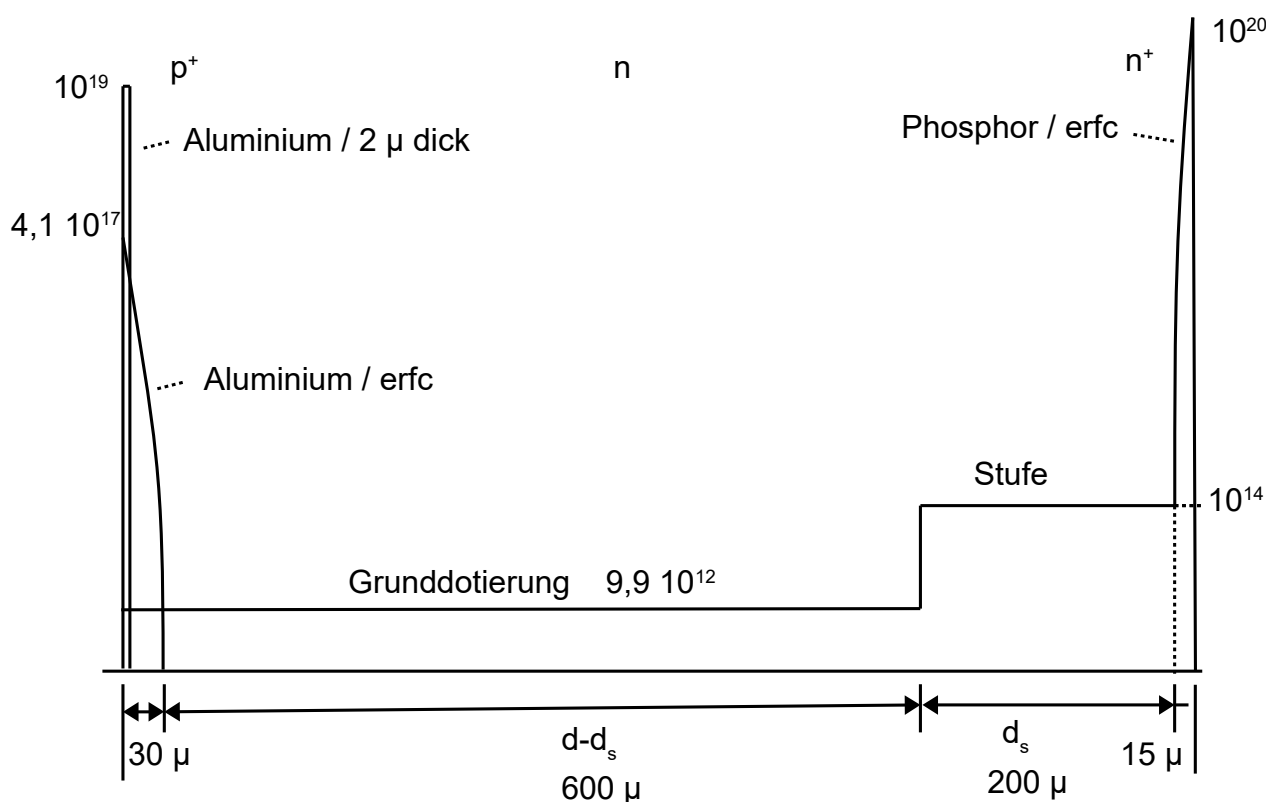


Bild 12.2: Diode Typ 4: Dotierungsprofil mit Dotierungsstufe im Mittelgebiet. Konzentrationsangaben in cm^{-3} . Die Dotierungen und Funktionsverläufe der Emitter wurden angegeben.

12.2 Das Abschaltverhalten

Bild 9.1 zeigt das Abschaltverhalten einer Diode vom Typ 2.1 mit homogener Verteilung der Rekombinationszentren. Diese Diode ist ebenfalls $845 \mu\text{m}$ dick. Aus Bild 9.1 geht hervor, dass es dort kein Abreißen des Rückstromes gibt.

Aus Abschnitt 11 geht hervor, dass das Feld bei $U_R^* = 1,96 \text{ kV}$ an der Dotierungsstufe anstoßen wird. Nach diesem Anstoßen des Feldes muss die Sperrspannung aber noch weiter ansteigen. Hiermit ist ein Eindringen des Feldes im Gebiet der Dotierungsstufe verbunden.

Je höher die Dotierungsstufe ist, umso geringer wird dieses Eindringen sein und umso mehr wird die linke Flanke des verbleibenden Ladungsträgerberges am Übergang Mittelgebiet - Dotierungsstufe fixiert.

Nachdem das Feld an der Dotierungsstufe angestoßen ist, kann die Sperrspannung der Diode sehr schnell ansteigen. Ein verzögernder Einfluss übt u.a. die Diodensperrschichtkapazität aus. Die Spannungsanstiegsgeschwindigkeit kann weiter durch die Höhe der Stufe eingestellt werden. Bei einer niedrigeren Stufe dringt das Feld tiefer in die Stufe ein und steigt dadurch weniger schnell an, weil in der Stufe mehr Ladungsträger abgebaut werden. Die Spannungsanstiegsgeschwindigkeit ist dadurch ebenfalls von der Höhe des Ladungsträgerberges im Bereich der Stufe abhängig.

Das nachfolgende Bild 12.3 zeigt die Simulationsergebnisse bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 1,8 \text{ }\mu\text{F}$ und $R = 47 \text{ }\Omega$. Es zeigt eine sprunghafte Zunahme der Spannung, wenn das Feld an der Stufe anstößt. Hiermit verbunden ist auch ein Sprung im Diodenstrom, weil der Strom in der RC-Beschaltung schlagartig zunimmt. Aufgrund der nicht zu hohen Dotierungsstufe läuft das Feld nach dem Anstoßen an der Stufe noch geringfügig ins Gebiet der Dotierungsstufe hinein. Deshalb ist der Spannungsanstieg nicht sehr steil: $du/dt = 4,19 \text{ kV}/\mu\text{s}$. Das di/dt des Diodenstromes ist maximal: $61,1 \text{ A}/\mu\text{s}$. Deshalb treten beim Abschalten auch keine starken Schwingungen auf. Die RC-Beschaltung ist bezüglich Punkt 8 der Betriebsbedingungen aus Abschnitt 4 zu klein ausgelegt, was nichts am grundsätzlichen Ergebnis ändert.

Bei der vorgegebenen RC-Beschaltung ($1,8 \text{ }\mu\text{F}$, $47 \text{ }\Omega$ und $2 \text{ }\mu\text{H}$) und Ladungsträgerlebensdauereinstellung wird $U_R^* = 1,96 \text{ kV}$ erst erreicht, nach dem die Rückstromspitze schon überschritten wurde. Die Stufe wirkt sich somit nicht auf I_{RR} aus. Nachdem die Diodensperrspannung U_R^* überschritten hat, steigt sie sehr rasch bis über U_D an. Hierdurch wird der Strom durch die Induktivität wieder abnehmen. Im Gegensatz zu den Dioden vom Typ 1 und 2 bleibt das Abschaltverhalten dieser Diode auch bei höheren Batteriespannungen gleich. Eine Eigenschaft, die sonst nur die extrem dünne Diode vom Typ 3 hat.

Eine Dotierungsstufe im Mittelgebiet hat mit der hier gezeigten Dimensionierung und bei den Betriebsbedingungen von Abschnitt 4 kaum Vorteile gegenüber anderen Diodendimensionierungen. Ein deutlicher Nachteil kann der steile Spannungsanstieg sein, der entsteht, nachdem das Feld an der Stufe angestoßen ist. Vor allem zeigt Bild 9.1, dass bei einer Diode ohne Dotierungsstufe mit einer homogenen Lebensdauereinstellung und mit gleicher Gesamtdicke kein Rückstromabriss auftritt.

Die Simulationsergebnisse von Bild 12.3 wurden in der Tabelle 15.1 aufgenommen.

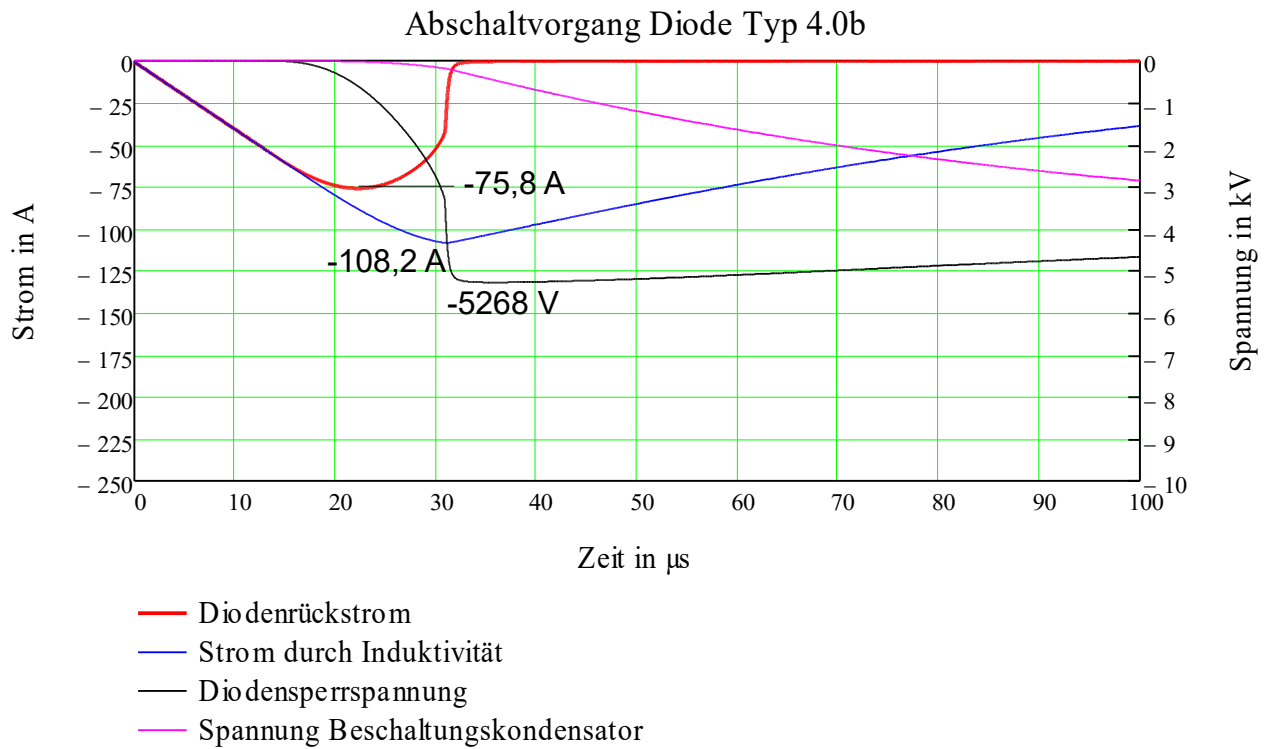


Bild 12.3: Diode Typ 4: Ein Abschaltvorgang bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 1,8 \mu\text{F}$ und $R = 47 \Omega$. Diodendicke: $845 \mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $3,01 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Mittelgebiet mit Dotierungsstufe. (Alt: $I_{RR} = 72,1 \text{ A}$)

12.2.1 Die Elektronenkonzentrationen während des Abschaltvorganges

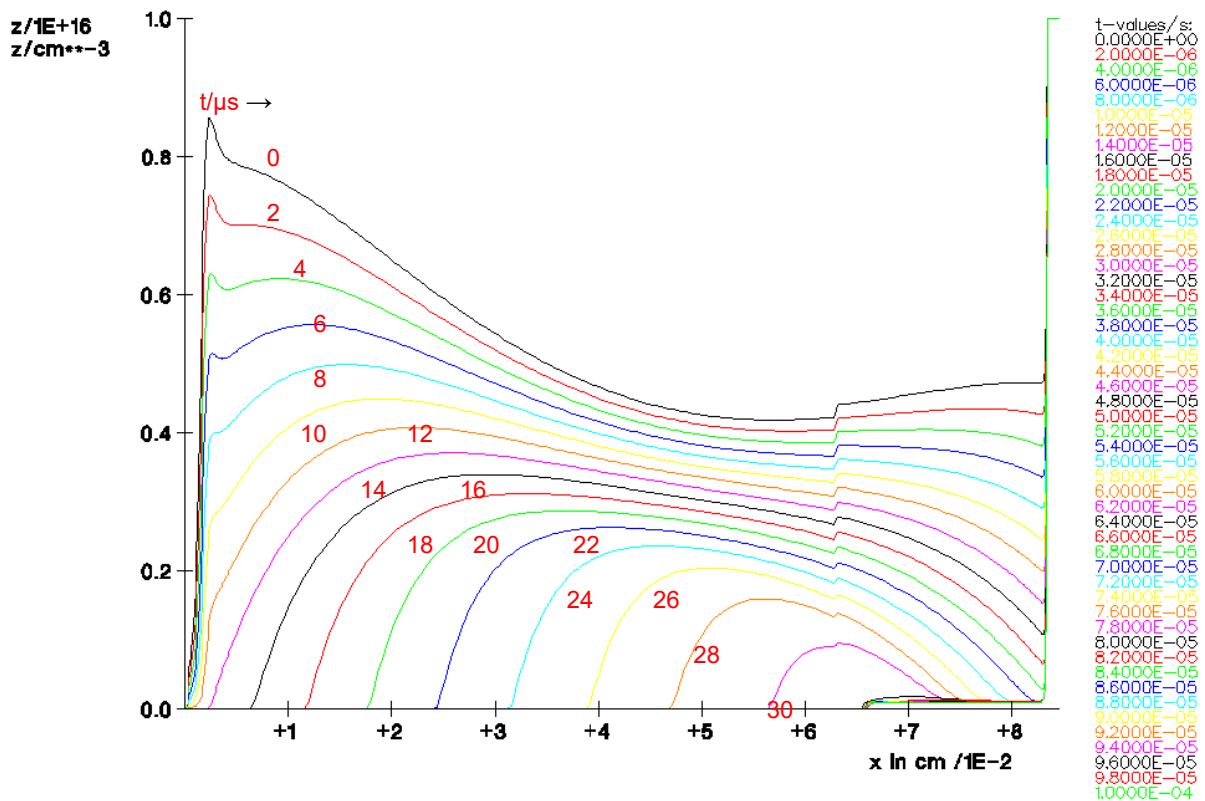


Bild 12.4: Diode Typ 4: Die Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} zum Abschaltvorgang von Bild 12.3. Linearer Maßstab.

Zum Schluss zeigt Bild 12.4 die Elektronenkonzentrationen während der Abschaltung des Bildes 12.3. Die Dotierungsstufe ist deutlich sichtbar. Ebenfalls ist sichtbar, dass das Feld noch $30 \mu\text{m}$ in die Stufe hineinläuft. Dies geschieht im Zeitbereich von $29,5$ bis $30 \mu\text{s}$. Bei $t = 30 \mu\text{s}$ ist noch ausreichend Ladung im Bereich der Stufe vorhanden, sodass der Rückstrom nicht abreißt. Der Abbau der Restladung im Bereich der Stufe verursacht den geringen Stromschwanz in Bild 12.3.

13. Die Analyse von Dioden vom Typ 5: die Vierschichtdiode

Bild 13.1 zeigt das übliche Dotierungsprofil eines symmetrisch sperrenden Thyristors.
Bild 13.2 zeigt das Dotierungsprofil der Vierschichtdiode.

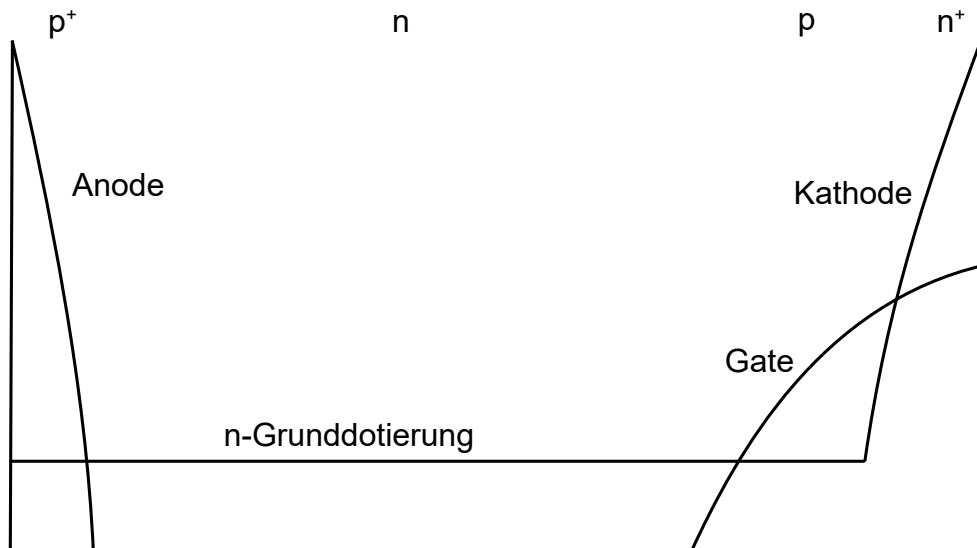


Bild 13.1: Schematische Darstellung des Dotierungsprofils eines Thyristors

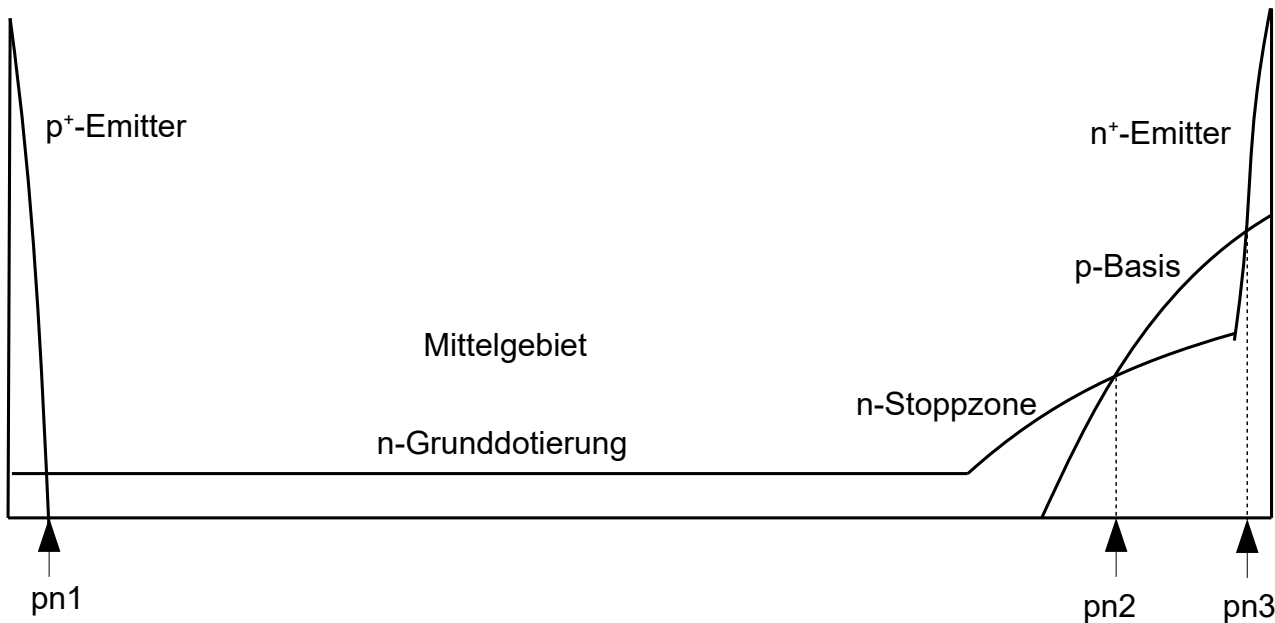


Bild 13.2: Prinzipieller Aufbau der Vierschichtdiode. Die drei pn-Übergänge werden mit pn1 bis pn3 durchnummeriert.

Von Thyristoren ist bekannt, dass kein Abreißen des Rückstromes auftritt, weil:

1. der Thyristor so dick dimensioniert werden muss, dass das Feld einen Dreiecksverlauf hat und nicht an der p-Basis anstößt und weil
2. über die p-Basis während des Abschaltvorganges Löcher ins Mittelgebiet nachgeliefert werden. Der Abbau des Ladungsträgerberges wird dadurch verzögert. Dieser Effekt ist für die Anwendung in Vierschichtdioden wesentlich.

Beim Blockieren des Thyristors in Vorwärtsrichtung sperrt der pn-Übergang zwischen Mittelgebiet und p-Basis. Wird das Thyristorprofil verwendet, um eine Diode zu realisieren, dann ist dieses hohe Blockierverhalten in Vorwärtsrichtung gerade unerwünscht. Eine Möglichkeit, die Blockierspannung zu reduzieren, besteht darin, die Sperrspannung vom pn-Übergang zwischen p-Basis und Mittelgebiet herabzusetzen. Deshalb wird der p-Basis eine n-Stoppzone vorgeordnet. Diese n-Stoppzone kann zusätzlich zur Verhinderung eines Punch-Through benützt werden. Durch Weglassen der bei Thyristoren üblichen Emitterkurzschlüsse kann die Blockierspannung noch weiter herabgesetzt werden.

Das Dotierungsprofil von Bild 13.2 zeigt, dass die Diode gegenüber der herkömmlichen psn-Diode um 2 Schichten erweitert wurde: eine n-Stoppzone und eine p-Basis. Es gibt jetzt 3 pn-Übergänge, die in Bild 13.2 mit pn1 bis pn3 durchnummeriert wurden.

Beim Einschalten der Diode sperrt zunächst pn2. Die stationäre Durchlasskennlinie weist deshalb bei kleinen Durchlassströmen höhere Spannungen auf als eine herkömmliche psn-Diode (Bild 13.3). Die einzelnen Phasen in Bild 13.3 werden in Abschnitt 13.2 erläutert.

Die Durchlassspannung erreicht einen Maximalwert U_T . Ab $I_F = I_T$ ist die Durchlasskennlinie mit der einer normalen pin- oder psn-Diode annähernd identisch. Durch geeignete Dimensionierung des Dotierungsprofils und der Lebensdauer müssen U_T und I_T so gering wie möglich gehalten werden.

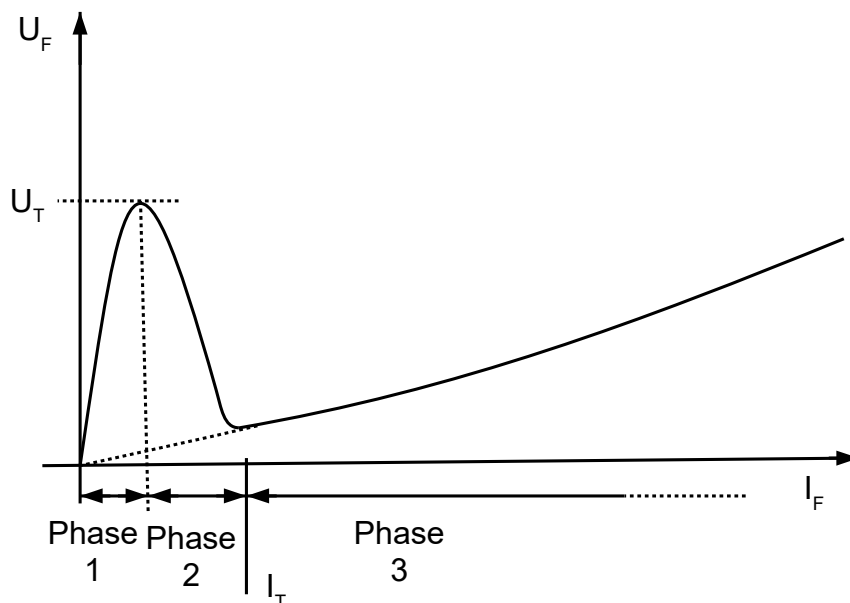


Bild 13.3: Die Durchlasskennlinie einer Vierschichtdiode (—) und einer vergleichbaren psn-Diode (- - -). Zu den einzelnen Phasen siehe Abschnitt 13.2.

Beim Abschalten der Diode sperren pn1 und pn3 in Bild 13.2. Durch Avalanche bei pn3 generierte Löcher werden beim Abschaltvorgang ins Mittelgebiet geliefert. Hierdurch bleibt während des Abschaltvorganges an der äußersten rechten Seite des Mittelgebietes ein Ladungsträgerberg

stehen, ähnlich wie es bei den Dioden vom Typ 2.2 mit inhomogener Verteilung der Rekombinationszentren der Fall ist. Entsprechend kann die Vierschichtdiode beim Abschaltvorgang mehr Sperrspannung aufnehmen als eine gleich dicke Diode ohne p-Basis und mit einer homogenen Verteilung der Rekombinationszentren.

Durch geeignete Dimensionierung des Dotierungsprofils der Vierschichtdiode muss die Menge der Ladungsträger, die nachgeliefert wird, eingestellt werden. Ist die Menge zu gering, dann ist die p-Zone nicht wirksam und damit zwecklos. Ist diese Menge zu groß, dann kann beim Rückstromverlauf ein Stromschwanz auftreten, wodurch die Abschaltverluste stark ansteigen.

Vierschichtdioden können unter den Betriebsbedingungen sinnvoll eingesetzt werden, wo konventionelle Dioden mit homogener Lebensdauereinstellung einen Rückstromabriss verzeichnet haben. Die Vierschichtdiode ist dabei insbesondere eine Alternative zu der Diode vom Typ 2.2 mit einer inhomogenen Verteilung der Rekombinationszentren.

13.1 Theoretische Überlegungen zur Sperrspannungsberechnung unter Berücksichtigung der Stoppzone

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen für die Sperrspannungsberechnung erarbeitet. Die Simulationsergebnisse stehen in Abschnitt 13.5. Bild 13.4 zeigt zunächst das Dotierungsprofil einer psn-Diode mit tiefer n-Diffusion (= Stoppzone). Zusätzlich werden der Feldverlauf und die Löcher- bzw. Elektronen-Stromdichten angegeben.

Das Feld stößt an der Stoppzone an. Die Betrachtung ist erforderlich, um den Unterschied zwischen einer psn-Diode mit einem gesperrten pn-Übergang und einer Vierschichtdiode mit zwei gekoppelten gesperrten pn-Übergängen zu verdeutlichen.

In der Raumladungszone werden durch Generation über Störstellen Löcher und Elektronen erzeugt. Durch die Sperrspannungspolung werden die Elektronen nach rechts und die Löcher nach links abgezogen. Die Amplitude des Löcherstromes wird in der Raumladungszone von rechts nach links zunehmen. Der Löcherstrom wird im Bereich der Feldspitze zusätzlich durch Stoßionisation verstärkt, was durch den Unterschied der gestrichelten und durchgezogenen Kurve in Bild 13.4 angedeutet wird. Außerhalb der Raumladungszone herrscht annähernd thermisches Gleichgewicht.

In der Raumladungszone gilt mit (A.1.1) im stationären Fall und mit $R_A = 0$:

$$\frac{dj_p}{dx} = e(G_I - R_p) \quad (13.1)$$

R_p ist die Generation über Störstellen. R_p ist negativ!

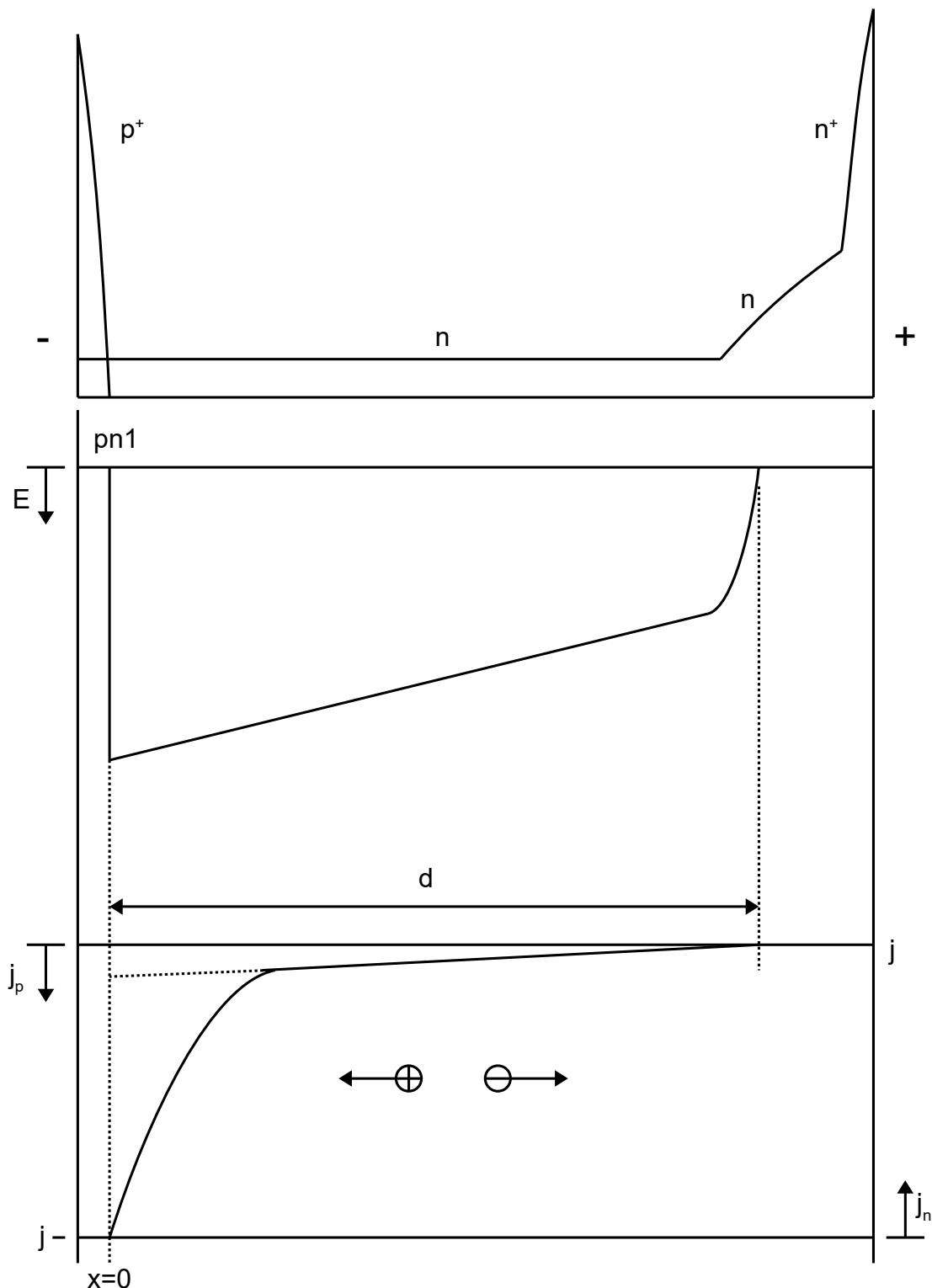


Bild 13.4: Das Dotierungsprofil, die Feldverteilung und die Löcher- und Elektronenstromdichten bei einer p+n-Diode mit Stoppzone bei Belastung in Sperrrichtung.

Der Avalanche wird durch Löcher, die von rechts aus dem Mittelgebiet kommen, angeregt, aber auch durch Elektronen, die durch den Avalanche selbst erzeugt werden und dann nach rechts fließen. Mit (A.9.1) und $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ folgt aus (13.1):

$$\frac{dj_p}{dx} = -\alpha j - e R_p \quad (13.2)$$

bzw.

$$j_p(x=d) - j_p(x=0) = -j \int_0^d \alpha dx - e \int_0^d R_p dx \quad (13.3)$$

wobei gilt:

$$j_p(x=0) = j - j_{n0}, \quad j_p(x=d) = j_{p0} \quad \text{und} \quad e \int_0^d R_p dx = j_s \quad (13.4)$$

j_s ist die Generationsstromdichte der Raumladungszone. Die Sättigungsstromdichten j_{n0} und j_{p0} werden als klein gegenüber der Generationsstromdichte j_s angenommen und daher vernachlässigt.

Anmerkung: In der Schockleyschen Theorie des pn-Überganges bestimmen gerade diese Stromanteile das Verhalten des pn-Überganges. Dort wird die Generation in der Raumladungszone vernachlässigt.

Aus (13.3) folgt mit (13.4):

$$j = \frac{j_s}{1 - \int_0^d \alpha dx} = M \cdot j_s \quad (13.5)$$

Der Strom durch die Diode kann unbegrenzt ansteigen, wenn das Ionisationsintegral von α zu 1 wird. M = Multiplikationsfaktor.

Bei Berücksichtigung des Dotierungsprofils der Vierschichtdiode treten die Feld- und Stromdichteverteilungen des Bildes 13.5 auf.

Gegenüber Bild 13.4 tritt ein beachtlicher Unterschied im Verlauf der Stromdichten auf. Es gibt zwei Raumladungszonen.

Weil die Raumladungszone von pn3 wesentlich schmaler als bei pn1 ist, ist die Generationsstromdichte von pn3 auch wesentlich kleiner als von pn1. Der schon bei kleinen Sperrströmen einsetzende Avalanche erzeugt gleiche Mengen an Löcher und Elektronen. Hierdurch steigt die Löcherstromdichte an der linken Seite von pn3 stark an. (Siehe Bild 13.5) Durch die Rekombination bei pn2, der ja in Vorwärtsrichtung gepolt ist, nimmt der Löcherstrom geringfügig ab. Durch die Generation über Störstellen nimmt die Amplitude der Löcherstromdichte im Mittelgebiet von rechts nach links weiter zu. Eine stärkere Zunahme tritt aufgrund von Avalanche bei pn1 auf.

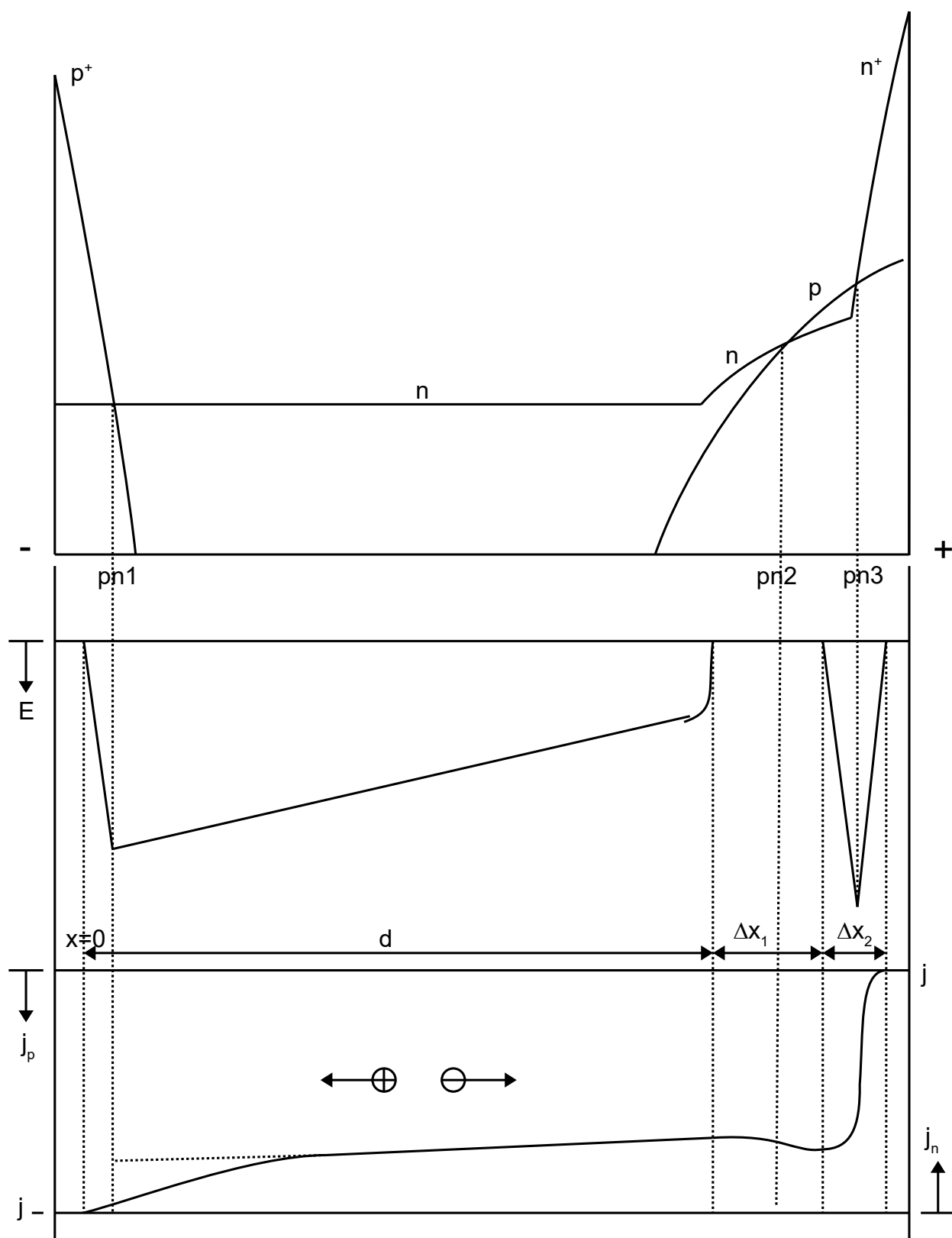


Bild 13.5: Das Dotierungsprofil, die Feldverteilung und die Löcher- und Elektronenstromdichten bei einer Vierschichtdiode bei Belastung in Sperrrichtung.

Anmerkung: In der Literatur ist es üblich, in diesem Betriebszustand die Vierschichtanordnung als die Reihenschaltung eines pnp-Transistors und einer pn-Diode zu beschreiben. Der pnp-Transistor wird invers und mit offener Basis betrieben. Das linke p⁺-Gebiet der Vierschichtdiode ist der Kollektor, und die p-Basis ist der Emitter des pnp-Transistors. pn3 in Bild 13.5 bildet der pn-Übergang der zusätzlichen pn-Diode. Bild 13.5a zeigt das Ersatzschaltbild.

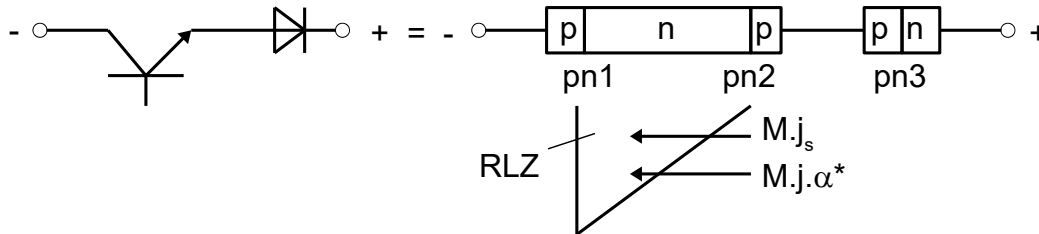


Bild 13. 5a: Ersatzschaltbild der Vierschichtdiode bei Belastung in Sperrrichtung.

Eine Strombilanz am Kollektor liefert in diesem Fall für die Gesamtstromdichte j :

$$j = M j_s + M j \alpha^* \quad (13. 5a)$$

Hierin ist α^* die Stromverstärkung des invers betriebenen pnp-Transistors. Aus (13.5a) folgt für j :

$$j = \frac{M j_s}{1 - M \alpha^*} \quad (13. 5b)$$

Der Durchbruch ist dann definiert durch: $M \alpha^* = 1$. Im Gegensatz zu einer Diode findet der Durchbruch jetzt bei wesentlich geringeren M -Werten statt. Deshalb ist die Durchbruchspannung - bedingt durch die Verstärkung des pnp-Transistors - auch geringer. Dieser Transistoreffekt hört erst bei $\alpha^* = 0$ auf.

Im Ersatzschaltbild fließt der Strom j in Rückwärtsrichtung über die Diode und steuert sie schon bei niedriger Stromdichte j in den Durchbruch. Weil in der Vierschichtdiode im Bereich zwischen p-Basis und n⁺-Emitter kein Transistoreffekt auftritt, ist die obenstehende Ersatzschaltung zulässig. In der Betrachtung des Durchbruchverhaltens des pnp-Transistors spielt es keine Rolle, ob der Strom zwischen pnp-Transistor und Diode ein reiner Löcherstrom ist oder nicht.

Bei den nachfolgenden Berechnungen wird die Rekombination an pn2 vernachlässigt. Für die hoch dotierten Emitterbereiche wird wiederum thermisches Gleichgewicht angenommen. Hier findet somit weder Generation noch Rekombination statt. Zunächst wird von der Kontinuitätsgleichung ausgegangen. Auf die Raumladungszone von pn1 im Mittelgebiet kann (13.3) ohne Einschränkungen weiter angewendet werden. (Grundlage dieser Gleichung ist die Kontinuitätsgleichung für Löcher.) Die Gleichung (13.3) lässt sich aber auch auf die Raumladungszone von pn3 anwenden. Unter Berücksichtigung der vorhergenannten Annahmen folgt für pn3:

$$j_p(x=d) = j \int^{\Delta x_2} \alpha dx + e \int^{\Delta x_2} R_p dx \quad (13.6)$$

$\int^{\Delta x_2}$ ist hierbei das Integral über die Raumladungszone von pn3.

An der rechten Seite der Raumladungszone gilt: $j_p = 0$. Aus (13.3) und (13.6) kann $j_p(x=d)$ eliminiert werden. Es folgt für die zwei gekoppelten pn-Übergänge:

$$j = \frac{e \int_0^d R_p dx + e \int^{\Delta x_2} R_p dx}{1 - \int_0^d \alpha dx - \int^{\Delta x_2} \alpha dx} \quad (13.7)$$

Der Strom durch die Diode wird unbegrenzt ansteigen können, wenn die Summe der Ionisationsintegrale in (13.7) zu 1 wird.

Obenstehende Ausführung zeigt, warum die Sperrspannung einer Vierschichtdiode niedriger sein muss als die Sperrspannung einer vergleichbaren Diode ohne p-Basis. Bei der Vierschichtdiode wird ein Teil des Ionisationsintegrals durch pn3 aufgebracht. Die Sperrspannung wird aber im wesentlichen durch das Feld bei pn1 bestimmt. Ein niedrigeres Ionisationsintegral bei pn1 bedeutet eine niedrigere Sperrspannung. Weil aber α sehr stark von E abhängt, ergibt eine Reduzierung des Ionisationsintegrals bei pn1 eine Reduzierung der Sperrspannung von nur einigen Prozenten.

Wird pn3 in den Durchbruch gefahren, dann kann der letzte Term in (13.6) vernachlässigt werden, weil der Avalanche dominiert. Aus (13.6) folgt dann:

$$\frac{j_p(x=d)}{j} = \int^{\Delta x_2} \alpha dx \quad (13.8)$$

Wie schon in Bild 13.5 angedeutet wurde, ist $|j_p|$ (bei $x = d$ kleiner als $|j|$). Deshalb ist das Ionisationsintegral in (13.8) auch kleiner als 1, obwohl pn3 in den Durchbruch gefahren wird, was eine Besonderheit der gekoppelten sperrenden pn-Übergänge der Vierschichtdiode ist. Das Ionisationsintegral in (13.8) kann nur berechnet werden, wenn j_p bei $x = d$ bekannt ist.

Um eine Aussage über die Stromaufteilung bei $x = d$ zu bekommen, muss die Situation am pn-Übergang zwischen Stoppzone und p-Basis (pn2) näher untersucht werden. pn2 ist in Vorwärtsrichtung gepolt. In Bild 13.6 wird der Bereich um pn2 vereinfacht dargestellt.

In Bild 13.6 sind N_D bzw. N_A die effektiven Dotierungen der konstant gezeichneten Stoppzone bzw. p-Basis. w_n bzw. w_p sind die effektiven Dicken der Stoppzone bzw. p-Basis. Dadurch, dass die Felder in die Stoppzone und p-Basis eindringen, sind diese effektiven Dicken geringer als die tatsächlichen Dicken. Die Stromdichten bleiben im Bereich der Stoppzone und der p-Basis konstant, weil die Rekombination an pn2 vernachlässigbar ist.

Die Elektronenstromdichte in der p-Basis und die Löcherstromdichte in der Stoppzone sind beides Diffusionsstromdichten.

Für die Elektronenstromdichte in der p-Basis folgt mit $w_p < L_n$:

$$j_n = -n_2 \frac{kT\mu_n}{w_p} \quad (13.9)$$

Für die Löcherstromdichte in der Stoppzone folgt mit $w_n < L_p$:

$$j_p = -p_2 \frac{kT\mu_p}{w_n} \quad (13.10)$$

L_n und L_p sind die Diffusionslängen der Elektronen bzw. Löcher. Die Minoritätskonzentrationen an den Grenzen der Raumladungszonen sind gegenüber den jeweiligen Konzentrationen bei pn2 vernachlässigbar. Aus (13.9) und (13.10) folgt für das Verhältnis j_p zu j_n :

$$\frac{j_p}{j_n} = \frac{p_2 \mu_p w_p}{n_2 \mu_n w_n} \quad (13.11)$$

Schließlich folgt unter den Annahmen, dass das pn Produkt bei pn2 konstant bleibt und dass die Majoritätskonzentrationen mit den jeweiligen Dotierungskonzentrationen gleichgesetzt werden können:

$$\frac{j_p}{j_n} = \frac{N_A \mu_p w_p}{N_D \mu_n w_n} = \frac{\gamma}{1-\gamma} \quad (13.12)$$

Diese Gleichung ist schon aus der Transistortheorie bekannt.

γ ist hierbei der Emitterwirkungsgrad des pnp-Transistors.

eN_{Aw_p} ist die effektive Ladung pro Flächeneinheit in der p-Basis und

eN_{Dw_n} ist die effektive Ladung pro Flächeneinheit in der Stoppzone.

Das Verhältnis j_p/j_n bei pn2 wird somit durch die Beweglichkeiten und die Dotierungsparameter bei pn2 bestimmt (13.2). Der Avalanche bei pn3 stellt sich so ein, dass (13.12) erfüllt wird. Steigt $|j_p|$ bei pn2, dann steigt auch das Ionisationsintegral über pn3 an. Siehe (13.8). Gleichzeitig wird nach (13.7) das Ionisationsintegral über pn1 und damit die Sperrspannung der Vierschichtdiode niedriger. Eine hohe Sperrspannung wird somit mit einem niedrigen Wert von $|j_p|$ bei pn2 erreicht.

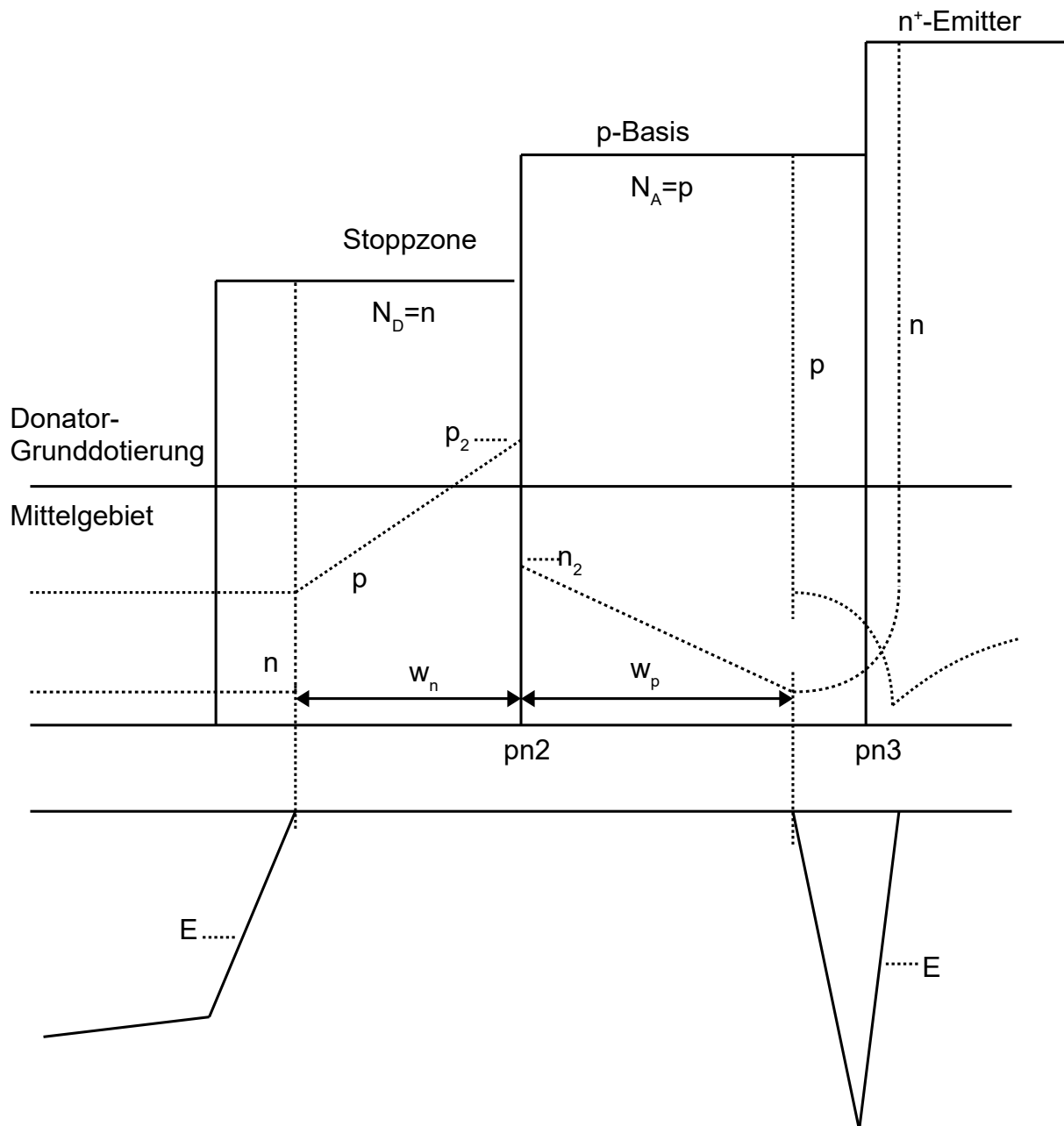


Bild 13.6: Die Dotierungsverläufe, die vereinfachten Ladungsträgerkonzentrationen und die Feldverläufe bei pn₂.

— = Dotierung = Elektronen - - - - = Löcher

Steigt das Verhältnis $N_A w_p / N_D w_n$, dann wird die Sperrspannung geringer, weil $|j_p|$ an pn₂ ansteigt.

13.2 Theoretische Überlegungen zur Durchlassspannung

In Bild 13.3 wurde die Durchlasskennlinie in 3 Phasen eingeteilt. In diesem Abschnitt werden die Phasen 1 und 2 behandelt. Auf diese Phasen kann die bei Thyristoren erarbeitete Theorie des Blockierens und Durchzündens angewendet werden. Die 3. Phase entspricht einem Thyristor im durchgezündeten Zustand und braucht keine weitere Erläuterung. Die simulierte Durchlasskennlinie wird in Abschnitt 13.6 gezeigt.

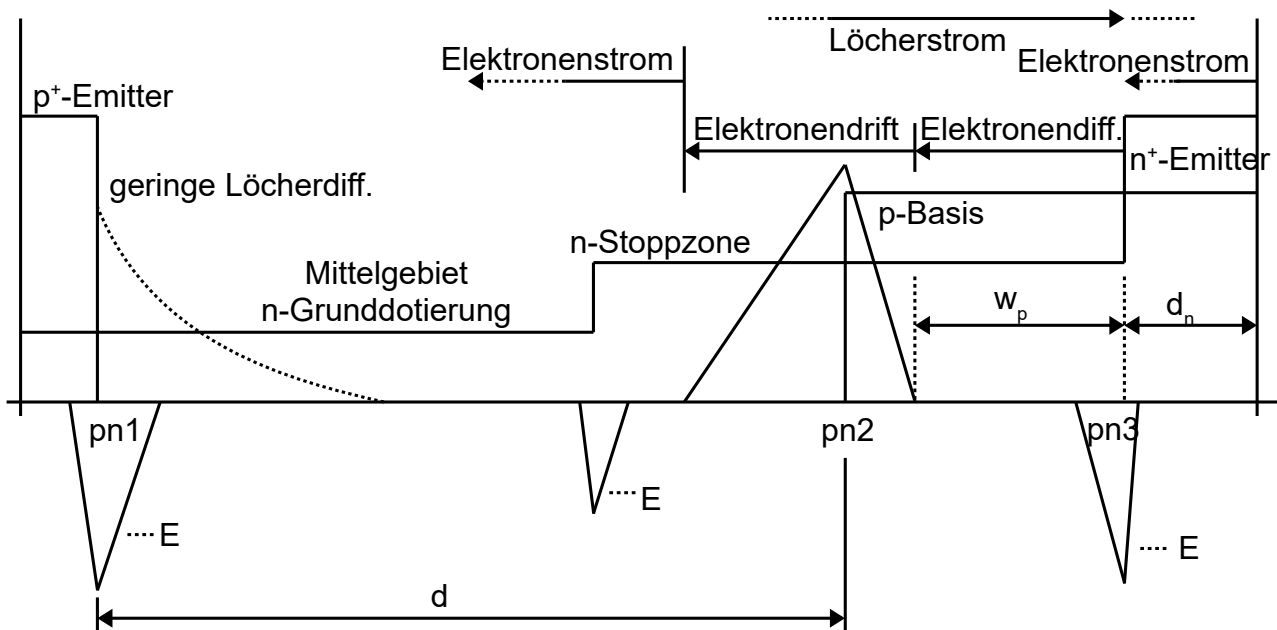


Bild 13.7: Schematische Darstellung der Vierschichtdiode in der ersten Phase (Blockierphase) der Durchlasskennlinie mit den Feldern an den 3 pn-Übergängen und am nn⁺-Übergang.

Bild 13.7 zeigt die schematische Darstellung einer Vierschichtdiode in der ersten Phase (Blockierphase) der Durchlasskennlinie. Der Durchlassstrom ist sehr gering. Die vom p⁺-Emitter emittierten Löcher rekombinieren im Mittelgebiet und erreichen das Feld von pn2 nicht. Das heißt: links vom Feld von pn2 fließt ein reiner Elektronenstrom. In der Raumladungszone von pn2 werden Löcher und Elektronen generiert. Die bei pn2 generierten Löcher fließen nach rechts und rekombinieren bei pn3 und teilweise weiter im n⁺-Emitter. Die Höhe von U_T in Bild 13.3 hängt von der Generationsstromdichte bei pn2, von der Stromverstärkung des npn-Transistors und vom Zeitpunkt, wo die Zündbedingung erfüllt ist, ab. (Siehe hierzu die Beschreibung der zweiten Phase.)

Die Generationsstromdichte bei pn2 wird durch die Konzentration der Rekombinationszentren bei pn2 und durch die Breite der Raumladungszone von pn2 bestimmt.

Die Verstärkung des npn-Transistors muss so hoch wie möglich sein. Die Verstärkung wird durch folgende Faktoren bestimmt:

- den Basistransportfaktor β und
- den Emitterwirkungsgrad γ , welcher wiederum durch die Basis- und Emitter-Dotierung, den positiven Gradienten der p-Basisdotierung und die Rekombination im Emitter beeinflusst wird.

Um eine größtmögliche Verstärkung zu erreichen, dürfen in Gegensatz zu Thyristoren keine Emitterkurzschlüsse vorhanden sein.

Simulationen zeigen, dass es eine optimale Basisdotierung gibt, bei der die Spannung U_T minimal wird. Diese optimale Akzeptorkonzentration der Basis liegt hier in der Größenordnung 10^{15} bis 10^{16} cm^{-3} . Bei größerer Basisdotierung wird die Stromverstärkung des npn-Transistors zu niedrig. Bei niedrigerer Basisdotierung wird der Sperrspannungsabfall über pn2 zu groß.

In der zweiten Phase der Durchlasskennlinie findet bei zunehmendem Durchlassstrom ein weiteres Absenken der Durchlassspannung statt. Die Vierschichtdiode verhält sich wie ein Thyristor, dessen Zündbedingung erfüllt wird (Überkopfzündung). Die Vierschichtdiode kann jetzt als die Kombination eines npn- und pnp-Transistors aufgefasst werden. Hierbei ist die Stromverstärkung des pnp-Transistors sehr schlecht, weil sehr viele Löcher im Mittelgebiet der Diode rekombinieren.

Bei höheren Strömen steigt die Stromverstärkung dieses Transistors, weil der Ladungsträgertransport und die Rekombination dann nicht mehr durch die Niederinjektions-, sondern durch die Hochinjektionslebensdauer bestimmt werden.
Die Zündbedingung eines Thyristors ist:

$$\alpha_{npn} + \alpha_{pnp} \geq 1 \quad (13.13)$$

Hierbei ist $\alpha = \beta \cdot \gamma$

β bzw. γ sind der Basistransportfaktor bzw. der Emitterwirkungsgrad eines Transistors.

Für den pnp-Transistor gilt, dass der Basistransportfaktor β wesentlich kleiner als 1 und damit bestimmend für α_{pnp} ist. Beim npn-Transistor gilt für den Basistransportfaktor: $\beta \approx 1$, weil $w_p \ll L_n$ ist. Beim npn-Transistor ist γ für α_{npn} bestimmend. Hiermit folgt für die Zündbedingung:

$$\gamma_{npn} + \beta_{pnp} \geq 1 \quad (13.14)$$

Nach der Transistortheorie /11/ gilt für β_{pnp} :

$$\beta_{pnp} = \frac{1}{\cosh(d/L_p)} \quad (13.15)$$

Hierbei ist d die Breite des Mittelgebietes und L_p die Diffusionslänge der Löcher im Mittelgebiet.

Die Zündbedingung wird schon bei kleinen β_{pnp} -Werten erfüllt sein. Bei $d/L_p > 2$ kann $\cosh d/L_p$ angenähert werden durch: $1/2 \exp(d/L_p)$.

Hiermit folgt für β_{pnp} :

$$\beta_{pnp} = 2 \exp(-d/L_p) \quad (13.16)$$

Für γ_{npn} folgt aus /11/:

$$\gamma_{npn} = \frac{1}{1 + \frac{\mu_p w_p N_A}{\mu_n d_n N_D}} \approx 1 - \frac{\mu_p w_p N_A}{\mu_n d_n N_D} \quad (13.17)$$

Hierbei wurden Hochdotierungseffekte nicht berücksichtigt.

(13.16) und (13.17) in (13.14) eingesetzt, liefern schließlich für die Zündbedingung:

$$\exp\left(\frac{-d}{L_p}\right) \geq \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu_p w_p N_A}{\mu_n d_n N_D} \quad (13.18)$$

13.3. Theoretische Überlegungen zum Abschaltverhalten

Am Anfang von Abschnitt 13 wurde schon erwähnt, dass pn3 beim Abschaltvorgang in den Durchbruch getrieben wird. Hierdurch werden bei pn3 Löcher erzeugt, die nach links ins Mittelgebiet fließen. Der Ladungsträgerberg, der beim Abschaltvorgang im Mittelgebiet noch vorhanden ist, wird dadurch an der rechten Diodenseite aufrecht gehalten oder baut sich nur

langsam ab. Die Simulationsergebnisse hierzu stehen in Abschnitt 13.7. Die Konzentrationen und Stromdichten im rechten Teil der Diode werden - wie auch bei der Sperrspannungsbelastung - maßgebend durch p_{n2} beeinflusst. p_{n2} ist in Vorwärtsrichtung gepolt. Bild 13.8 zeigt die vereinfachten Konzentrationsverläufe. Die pn-Übergänge werden zunächst abrupt angenommen.

Für die Berechnung der Löcherstromdichte bei p_{n2} werden jetzt folgende Annahmen gemacht:

1. In der Stoppzone herrscht Neutralität: $n = N_D + p$
 N_D ist konstant.
2. Bei p_{n2} ist das pn-Produkt konstant: $p_0 n_0 = N_A n_2$.
3. Die Rekombination an p_{n2} und in der p-Basis ist vernachlässigbar.
4. j_n ist in der p-Basis ein reiner Diffusionsstrom: Gleichung (13.9). Weiter gilt in der p-Basis: $p = N_A$ und $n \ll N_A$. N_A ist konstant.
5. Links von $x = 0$ steht der Ladungsträgerberg. Der Ladungsträgerberg wird dadurch abgebaut, dass Löcher nach links abgezogen werden. Die Majoritätsladungsträger folgen aufgrund der Neutralitätsbedingung der Minoritätskonzentration. Zusätzlich werden aus der p-Basis Löcher nach links nachgeliefert. Ein Abbau des Ladungsträgerberges findet zusätzlich durch Rekombination statt.
6. Die Feldstärke in der Stoppzone kann mit Hilfe von (A.1.4) und (A.1.5) und der Beziehung $j = j_n + j_p$ berechnet werden. Der elektrische Verschiebungsstrom und der Einfluss eines Temperaturgradienten werden vernachlässigt. Wegen der Neutralität und der konstanten Donatordotierung folgt:

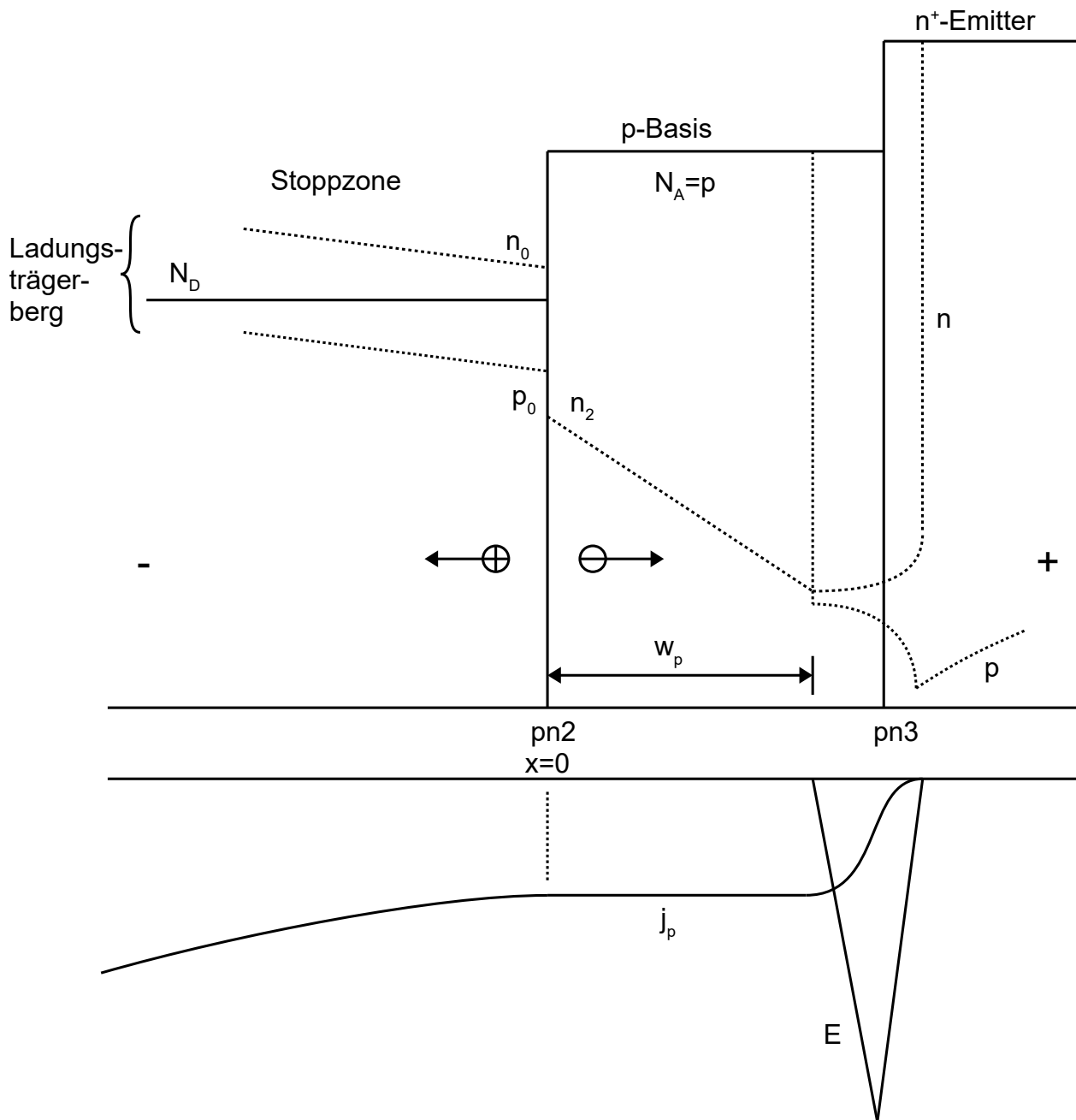


Bild 13.8: Die Elektronen- und Löcherkonzentrationen an pn2 und pn3 während eines Abschaltvorganges. Das Feld an pn3 und die Löcherstromdichte wurden ebenfalls angegeben.

—— = Dotierung = Elektronen - - - - = Löcher

$$E = \frac{j + kT(\mu_p - \mu_n) \cdot \delta p / \delta x}{e\mu_p p + e\mu_n(p + N_D)} \quad (13.19)$$

Diese Gleichung wiederum in (A.1.4) bzw. (A.1.5) eingesetzt, liefert:

$$j_p = \frac{\mu_p p}{\mu_p p + \mu_n(p + N_D)} j - \frac{\mu_n \mu_p (2p + N_D) kT \cdot \delta p / \delta x}{\mu_p p + \mu_n(p + N_D)} \quad (13.20)$$

$$j_n = \frac{\mu_n(p+N_D)}{\mu_p p + \mu_n(p+N_D)} j + \frac{\mu_n \mu_p (2p+N_D) kT \cdot \delta p / \delta x}{\mu_p p + \mu_n(p+N_D)} \quad (13.21)$$

Aus den Annahmen 1 und 2 folgt für p_{n2} bei $x = 0$:

$$n_2 = \frac{p_0 n_0}{N_A} = \frac{p_0(p_0+N_D)}{N_A} \quad (13.22)$$

Die Addition von j_n der p-Basis (13.9) mit j_p der Stoppzone (13.20) liefert mit $j = j_n + j_p$ und mit (13.22) für $x = 0$:

$$j = -\frac{p_0(p_0+N_D)kT\mu_n}{N_A w_p} + \frac{\mu_p p_0 j}{\mu_p p_0 + \mu_n(p_0+N_D)} - \frac{\mu_n \mu_p (2p_0+N_D)kT \cdot \delta p / \delta x}{\mu_p p_0 + \mu_n(p_0+N_D)} \quad (13.23)$$

Hieraus folgt eine Gleichung dritter Ordnung für p_0 :

$$(\mu_p + \mu_n) p_0^3 + (2\mu_n + \mu_p) p_0^2 + \left(\mu_n N_D^2 + \frac{j w_p N_A}{kT} + 2\mu_p w_p N_A \frac{\delta p}{\delta x} \right) p_0 + \frac{j w_p N_A N_D}{kT} + \mu_p N_D w_p N_A \frac{\delta p}{\delta x} = 0 \quad (13.24)$$

Zu beachten ist hierbei, dass j und j_p negativ sind.

$j_p(x=0)$ kann mit (13.20) berechnet werden, nachdem p_0 aus (13.24) gelöst wurde. Hierzu muss aber $\delta p / \delta x$ bekannt sein. Mit einer Vereinfachung oben stehender Gleichung (13.24) wird zunächst das prinzipielle Verhalten an p_{n2} untersucht. Diese Vereinfachung ist die Annahme: $\delta p / \delta x = 0$. Das heißt, dass der Einfluss des unbekanntes Gradienten $\delta p / \delta x$ in der Stoppzone vernachlässigt wird. In diesem Fall kann die Gleichung dritter Ordnung durch $p_0 + N_D$ geteilt werden. Die positive Lösung der verbleibenden quadratischen Gleichung lautet:

$$p_0 = \frac{-\frac{1}{2} \mu_n N_D}{\mu_p + \mu_n} + \sqrt{\frac{\frac{1}{4} \mu_n^2 N_D^2 - j (\mu_p + \mu_n) \frac{w_p N_A}{kT}}{(\mu_p + \mu_n)^2}} \quad (13.25)$$

Bei $j = 0$ folgt hieraus: $p_0 = 0$ und $n_0 = N_D$. Für j_p/j folgt schließlich mit (13.20):

$$\frac{j_p}{j} = \frac{\mu_p}{\mu_p + \mu_n} \left[1 - 2 \frac{j_0}{j} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{j}{j_0}} \right) \right] \quad (13.26)$$

wobei:

$$j_0 = \frac{kT \mu_n^2 N_D^2}{4 w_p N_A (\mu_n + \mu_p)} \quad (13.27)$$

j_p/j wird in Bild 13.9 als Funktion von j/j_0 dargestellt.

Für $|j/j_0| \ll 1$ folgt: $j_p/j = 0$. Es gibt keinen Löcherstrom bei p_{n2} , wenn j sehr klein ist. Die Injektion von Löchern ins Mittelgebiet wird zu null. Die Stromführung findet in der Stoppzone dann nur noch durch Elektronen statt ($n \approx N_D$). Für $|j/j_0| \gg 1$ wird der Löcherstrom konstant: $j_p = j \mu_p / (\mu_p + \mu_n)$. In diesem Fall wird das Verhältnis j_p/j durch die Feldstromanteile in der Stoppzone bestimmt.

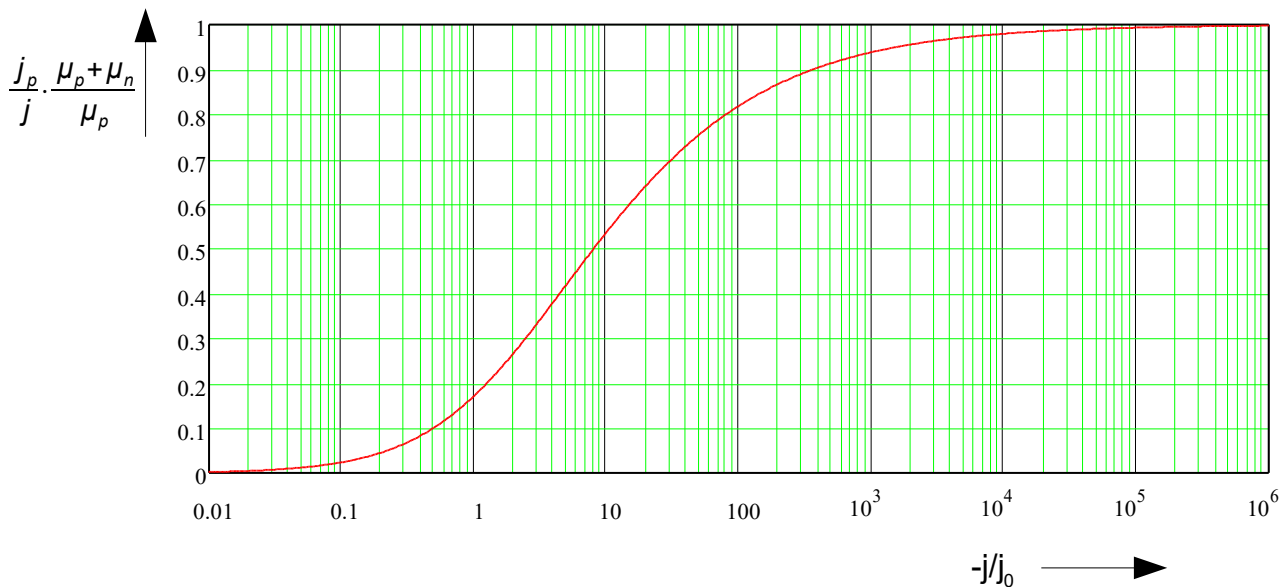


Bild 13.9: Das Verhältnis j_p/j bei pn2 während eines Abschaltvorganges als Funktion von j/j_0 .

Die Gleichung (13.26) zeigt, dass die Injektion von Löchern aus der p-Basis ins Mittelgebiet über die Größe von j_0 nach (13.27) eingestellt werden kann. Wird j_0 sehr hoch gewählt, dann ist die Injektion nicht wirksam. Wird j_0 sehr niedrig gewählt, dann gilt für die Injektion während eines

Großteils der Rückstromphase: $\frac{j_p}{j} = \frac{\mu_p}{\mu_p + \mu_n}$. In diesem Fall werden aus dem rechten Bereich des Mittelgebietes nur wenig Ladungsträger ausgeräumt. Die Folge hiervon ist, dass ganz rechts ein großer Ladungsträgerberg stehen bleibt, wodurch die Diode zu "soft" abschaltet. Für dieses "softe" Abschalten müssen nach (13.27) N_D niedrig und $N_A w_p$ groß gewählt werden.

Aus Abschnitt 13.1 über die Sperrspannung ist bekannt, dass ein kleiner Sperrstrom und eine hohe Sperrspannung erzielt werden, wenn $N_A w_p < N_D w_n$. Weil $N_{A(p-Basis)} > N_{D(Stoppzone)}$ ist, muss das w_n der Stoppzone wesentlich größer als das w_p der p-Basis gewählt werden. Bei vorgegebenem N_D und p-Basisdotierung kann der Sperrstrom somit über den Parameter w_n eingestellt werden.

Aus den Ausführungen in Abschnitt 13.2 geht hervor, dass eine niedrige Dotierung der Stoppzone eine Erhöhung der Durchlassspannung U_T bei niedrigen Stromdichten zur Folge hat, weil die Raumladungszone bei pn2 breiter wird.

Bei niedriger Stoppzonen-Dotierung wird j_0 nach (13.27) geringer sein. Die Donatordotierung der Stoppzone bestimmt das Verhältnis zwischen der Feldstromdichte der Löcher und der Feldstromdichte der Elektronen bei $x = 0$ (Siehe (13.20) und (13.21) mit $\delta p/\delta x = 0$). Je größer N_D ist, um so größer wird die Elektronenstromdichte und um so mehr nimmt j_p und damit die Injektion von Löchern aus pn3 ab.

Bei der Festlegung der Höhe der Dotierung der Stoppzone muss also ein Kompromiss geschlossen werden zwischen Durchlass-, Sperr- und Abschalteneigenschaften. Dies gilt ebenfalls für die p-Basisdotierung.

Die oben stehenden Überlegungen gelten für den Fall, dass das $\delta p/\delta x$ der Stoppzone Null ist.

Wie beeinflusst ein negativer Gradient von p das Abschaltverhalten?

Durch den negativen Gradient von p, fließt ein Diffusionsstrom von Löcher von links nach rechts. Dieser Diffusionsstrom ist damit entgegengesetzt zur Gesamtstromdichte während der Ausräumphase des Abschaltvorganges. Die Löcherstromdichte wird dadurch kleiner.

Die oben stehende Gleichung (13.24) zeigt weiter, dass nur ein Zusammenhang zwischen j_p und $\delta p/\delta x$ gefunden wird, aber keine eindeutige Lösung.

Eine eindeutige Lösung ist möglich, wenn das Verhalten des Ladungsträgerberges mitberücksichtigt wird. Dies wird anhand eines Beispiels in Bild 13.10 erläutert. In diesem Bild wird die maximale Konzentration p_{\max} des Ladungsträgerberges konstant angenommen.

Die A-Kurven in Bild 13.10 zeigen einen flachen Gradienten des Ladungsträgerberges. Hierdurch werden die Konzentrationen p_0 und n_0 bei $x = 0$ höher liegen als bei den B-Kurven. Die Konzentration n_2 (siehe zur Definition Bild 13.8) ist bei den A-Kurven dann auch höher, was eine höhere Elektronenstromdichte in der p-Basis bewirkt. Die Löcherstromdichte in der p-Basis ist dadurch bei den A-Kurven niedriger. Es werden dadurch weniger Löcher bei den A-Kurven nachgeliefert, wodurch ein schnellerer Abbau des Ladungsträgerberges bei den A-Kurven stattfinden wird. Umgekehrt werden bei den B-Kurven viele Löcher nachgeliefert, wodurch der Abbau des Ladungsträgerberges gebremst wird.

Über diesen Mechanismus wird die rechte Seite des Ladungsträgerberges während des Abschaltvorganges somit stabilisiert.

Zum Schluss wird jetzt noch der Einfluss eines Dotierungsgradienten der p-Basis untersucht. In der p-Basis fließt der Strom hauptsächlich als Elektronenstrom. Mit $j_p \approx 0$ und $p \approx N_A$ folgt aus (A.1.4):

$$E \approx \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{N_A} \cdot \frac{dN_A}{dx} \quad (13.28)$$

Hierin ist N_A eine Funktion von x .

Die Gleichung (13.28) in (A.1.5) eingesetzt, liefert:

$$j_n \approx \mu_n kT \left\{ \frac{\delta n}{\delta x} + \frac{n}{N_A} \cdot \frac{dN_A}{dx} \right\} \quad (13.29)$$

Hierin sind j_n und $\delta n/\delta x$ negativ. dN_A/dx ist positiv!

Der zweite Term in (13.29) wirkt deshalb dem ersten Term, der durch die Elektronendiffusion bestimmt wird, entgegen.

Die Gleichung (13.29) zeigt, dass der Dotierungsgradient hier eine Verringerung von $|j_n|$ bzw. eine Vergrößerung von $|j_p|$ bewirkt. Je steiler das Akzeptorprofil der p-Basis ist, um so "softer" wird dadurch das Abschaltverhalten.

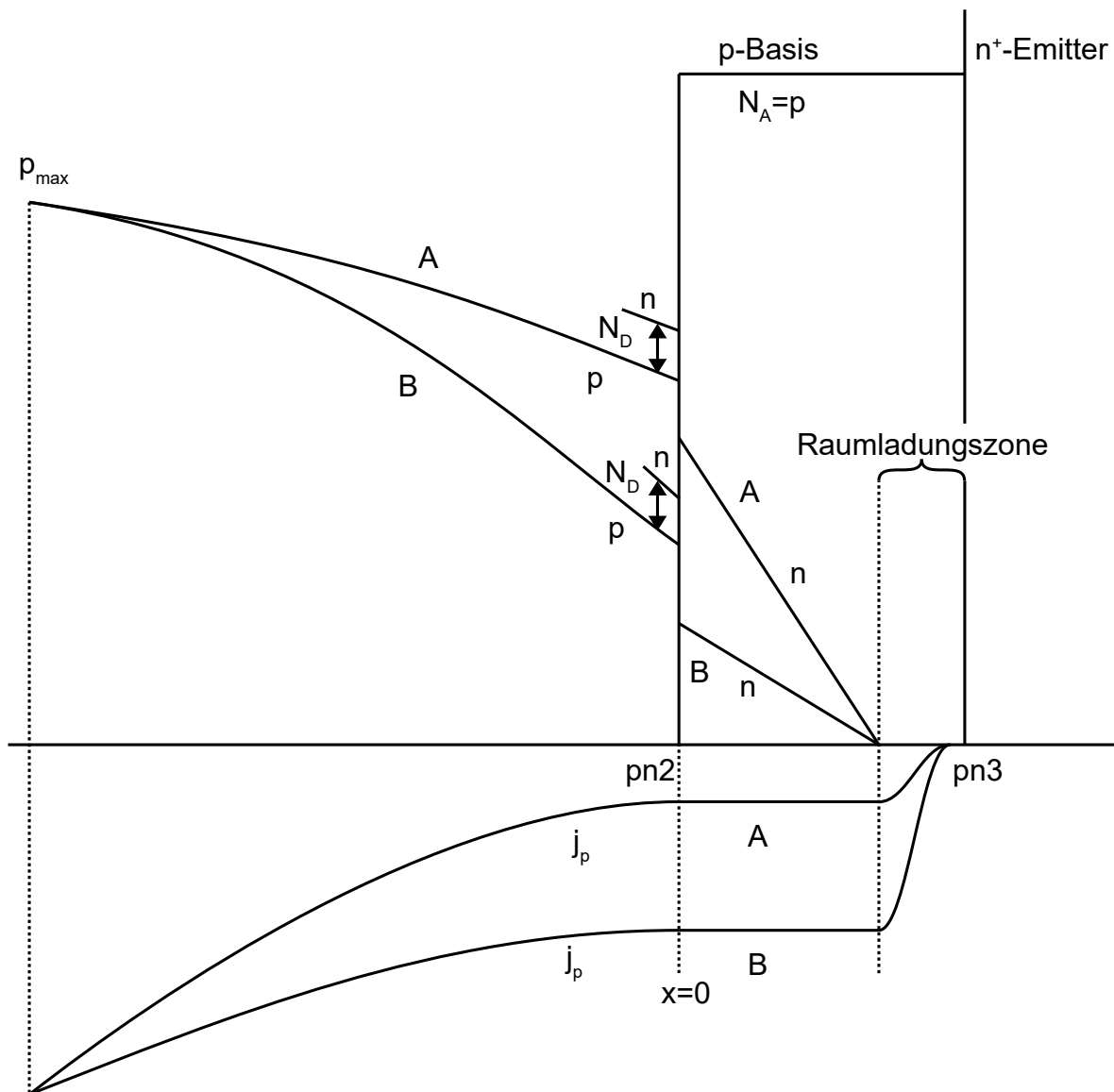


Bild 13.10: Der Einfluss vom Gradient des Ladungsträgerberges auf die Minoritätsladungsträger in der p-Basis und auf die Löcherstromdichte.

13.4 Die Dimensionierung

Bild 13.11 zeigt das verwendete Dotierungsprofil der Vierschichtdiode. Die Bilder 13.12 und 13.13 zeigen hierzu zwei alternative vergrößerte Ausschnitte der rechten Diodenseite. Die p⁺- und n⁺-Emitter blieben gegenüber Bild 6.1 unverändert.

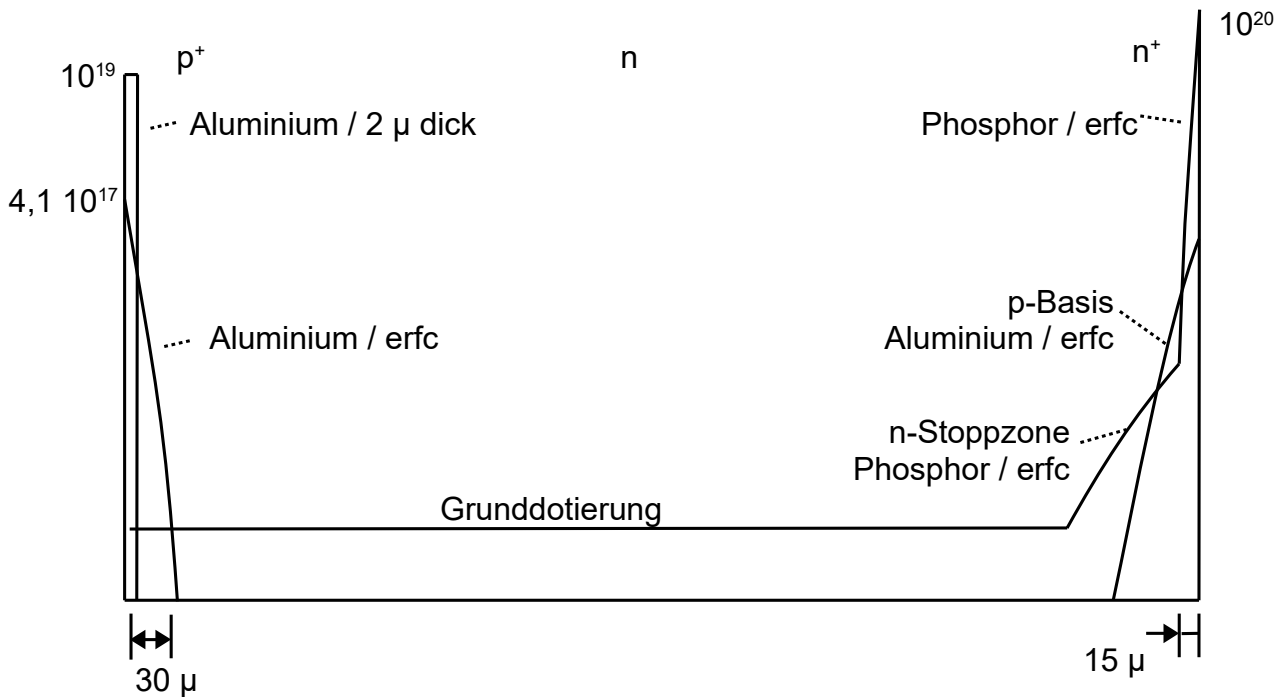


Bild 13.11: Das Dotierungsprofil der Vierschichtdiode. Konzentrationsangaben in cm^{-3} . Die Dotierungen und Funktionsverläufe wurden angegeben.

Für die Dicke des Mittelgebietes wurde im ersten Dimensionierungsschritt Bild 6.4 verwendet. Wie in den vorhergehenden Abschnitten schon erwähnt wurde, ist es wichtig, die Diode nicht zu dick zu dimensionieren und die Grunddotierung niedrig zu wählen.

Die Mittelgebietslänge wurde deshalb auf $700 \mu\text{m}$ festgelegt. Um die Sperrspannung von 8 kV zu erreichen, muss die effektive Grunddotierung nach Bild 6.4 $1,05 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ betragen (Variante 1). Aus Abschnitt 13.1 geht hervor, dass die Sperrspannung von Vierschichtdioden niedriger ist als die von vergleichbaren Dioden ohne p-Basis.

Um den Einfluss der Stoßionisation am zweiten sperrenden pn-Übergang auf der gesamten Sperrspannung auszugleichen, kann die Diode entweder dicker dimensioniert werden, oder die Grunddotierung wird herabgesetzt.

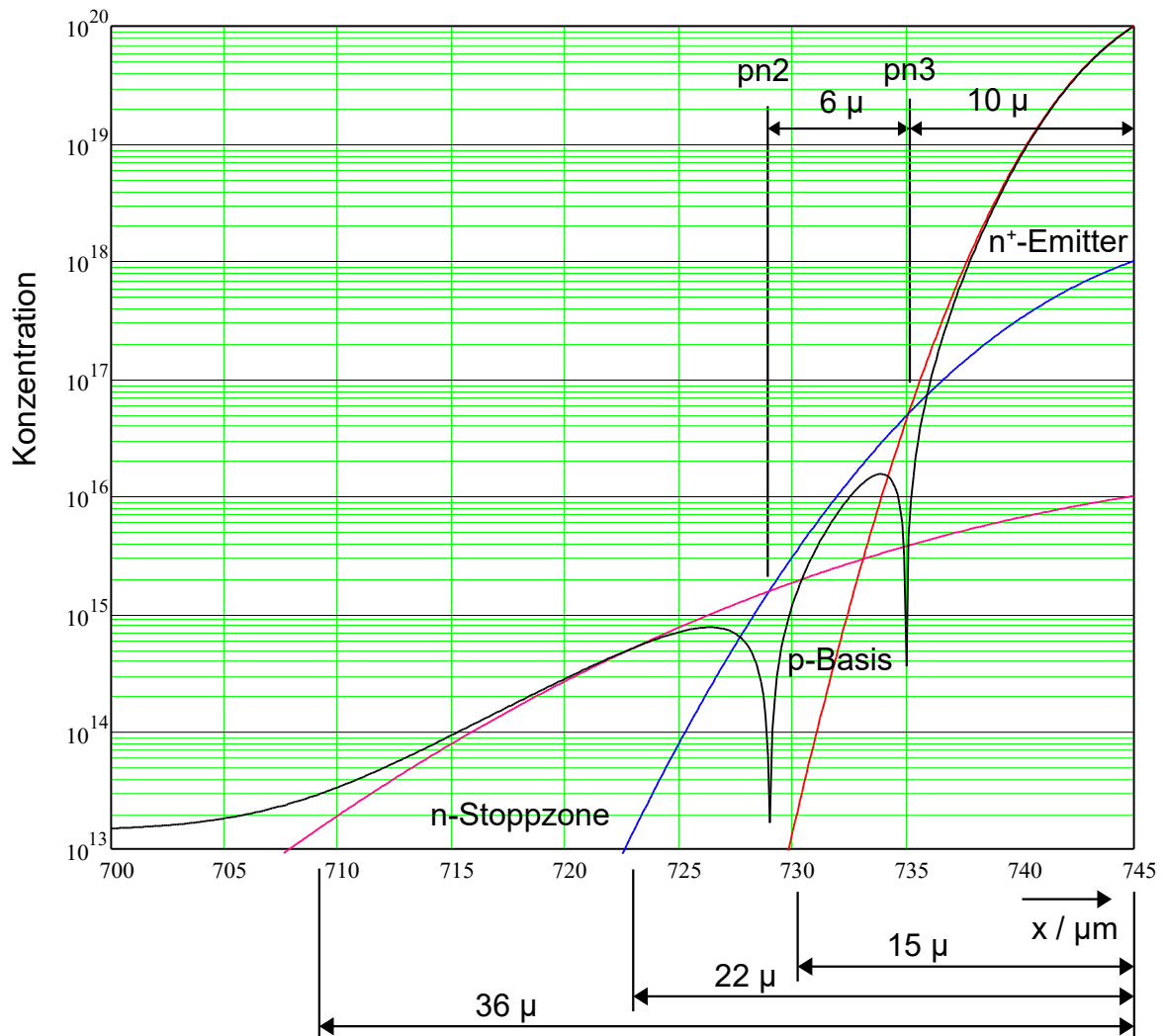


Bild 13.12: Diode Typ 5: die Dotierungsprofile der rechten Diodenseite, Variante 1, ohne ionisierte Goldatome. Grunddotierung: $N_D = 1,42 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Hier wird die Verringerung der Grunddotierung gewählt. Nachteil dieser Verringerung ist, dass die maximal mögliche dynamische Sperrspannung herabgesetzt wird. Deshalb darf die Grunddotierung auch nicht zu stark herabgesetzt werden. Bei der Variante 2 wurde die effektive Grunddotierung deshalb um ca. 9% auf $9,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ abgesenkt. Aufgrund der niedrigeren Grunddotierung ist das Feld beim Übergang vom Mittelgebiet zur Stopzone bei der Variante 2 höher. Bei den vorgegebenen Dimensionierungen wird das Feld tiefer in die Stopzone der Variante 2 eindringen.

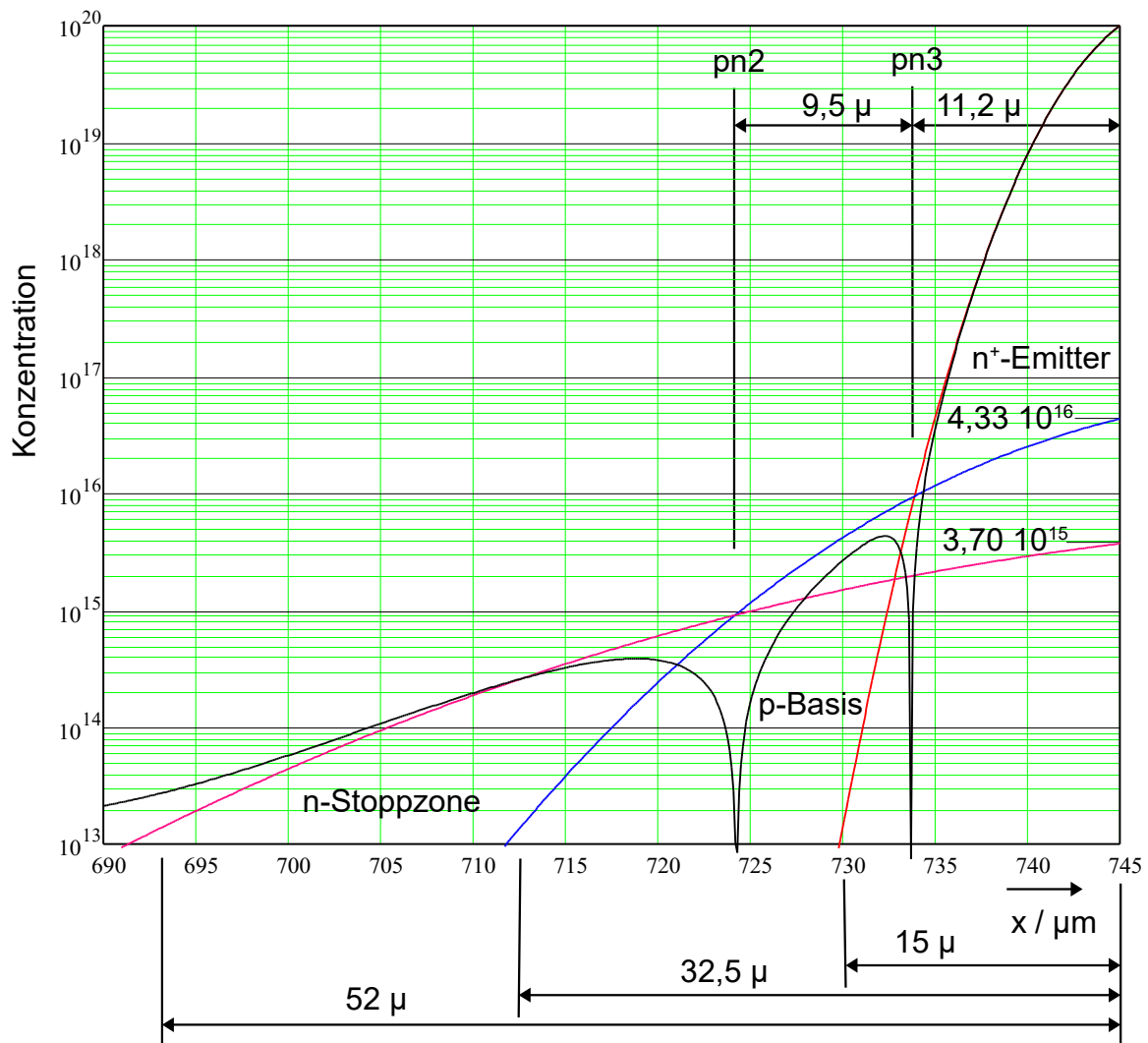


Bild 13.13: Diode Typ 5: die Dotierungsprofile der rechten Diodenseite, Variante 2, ohne ionisierte Goldatome. Grunddotierung: $N_D = 1,34 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Beim Abschalten und beim Sperren wird der pn-Übergang pn3 zwischen p-Basis und n+-Emitter in den Durchbruch getrieben. Es existiert dort eine Raumladungszone. Ist die p-Basis zu dünn ausgelegt, dann kann sich kein ausreichend hohes Feld an diesem pn-Übergang aufbauen. Mit Poisson folgt für die p-Basis:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} N_A \quad (13.30)$$

Hieraus folgt für die maximal zulässige Feldstärke an pn3:

$$\hat{E} = -\frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r w_p} \int N_A dx \quad (13.31)$$

Integriert wird über die p-Basisweite w_p .

Für die Variante 1 folgt hieraus: $\hat{E} = 700 \text{ kV/cm}$ und für die Variante 2: 310 kV/cm . Diese Werte werden in den nachfolgenden Simulationen nicht überschritten.

Die untenstehende Tabelle 13.1 gibt die wichtigsten Kenndaten der zwei Varianten an.

	Variante 1	Variante 2:
Dotierungsprofile	Bild 13.12	Bild 13.13
$N_{A\max}/\text{cm}^{-3}$	$1 \cdot 10^{18}$	$4,73 \cdot 10^{16}$
$N_{D\max}/\text{cm}^{-3}$	$1 \cdot 10^{16}$	$3,70 \cdot 10^{15}$
Tiefe des p-Basisprofils/ μm	22	32,5
Tiefe des Stoppzonenprofils/ μm	36	52
$\int N_A dx / \text{cm}^{-2}$	$4,51 \cdot 10^{12}$	$2,01 \cdot 10^{12}$
$\int N_D dx / \text{cm}^{-2}$	$5,17 \cdot 10^{11}$	$5,09 \cdot 10^{11}$
p-Basisweite/ μm	6,0	9,5
Steigung der Stoppzone $\lambda/\mu\text{m}$	4,6	7,6
$N_{D\text{eff}}/\text{cm}^{-3}$	$1,05 \cdot 10^{13}$	$0,96 \cdot 10^{13}$
N_{Au}/cm^{-3}	$3,93 \cdot 10^{12}$	$4,17 \cdot 10^{12}$
$\tau/\mu\text{s}$	22,8	21,5
N_D/cm^{-3}	$1,42 \cdot 10^{13}$ ($\hat{=}$ 296 Ωcm)	$1,34 \cdot 10^{13}$ ($\hat{=}$ 315 Ωcm)
$\hat{E}/\text{kV}/\text{cm}$	700	310
U_R^*/V nach Gleichung (6.9)	4012	3670

Tabelle 13.1: Die wichtigsten Kenndaten der zwei Varianten. Erklärung im Text.

In der Tabelle 13.1 ist:

- $N_{A\max}$ bzw. $N_{D\max}$: Maximale Dotierungskonzentration am rechten Metall-Silizium-Kontakt für die p-Basis bzw. Stoppzonen-Dotierung.
- Tiefe der Profile: Die Stelle, wo die Dotierungskonzentration des Profils gleich der Grunddotierung wird.
- $\int N_A dx$ bzw. $\int N_D dx$ Integral über die jeweilige effektive Dotierung der p-Basis bzw. Stoppzone. (Mit diesen Werten kann geprüft werden, ob die p-Basis bzw. Stoppzone das jeweilige Feld ohne Punch-Through aufnehmen kann.)
- p-Basisweite: die tatsächliche Breite der p-Basis.
- Steigung der Stoppzone λ : Die Stoppzone kann in einem Großteil durch eine Exponentialfunktion angenähert werden. λ gibt die Steigung dieser Exponentialfunktion an (siehe auch Abschnitt 6.4).
- $N_{D\text{eff}}$ ist die effektive Grunddotierung des Mittelgebietes mit Berücksichtigung der ionisierten Goldatome.
- N_{Au} ist die erforderliche Goldkonzentration, damit die Durchlassspannung bei $T = 90^\circ \text{C}$ und $I_F = 2 \text{ kA}$ 1,65 V beträgt.
- τ ist die zur Goldkonzentration gehörende Hochinjektionslebensdauer (homogen).
- N_D ist die tatsächlich vorgesehene Donatorkonzentration. In Klammern stehen die entsprechenden ρ -Werte in Ωcm .
- \hat{E} ist die maximal zulässige Feldstärke an pn3, berechnet mit (13.31).
- U_R^* ist bei konventionellen Dioden die Grenzspannung für das Abreißen des Rückstromes. U_R^* wurde hier mit $E = 170 \text{ kV}/\text{cm}$ berechnet.

13.5 Die Sperrkennlinie

Für beide Varianten aus Abschnitt 13.4 wurden Simulationen von Sperrkennlinien durchgeführt. Die Tabelle 13.2 zeigt die Ergebnisse. Die Temperatur betrug bei den Simulationen 90°C .

	Variante 1	Variante 2
U_R/kV	7,603	8,087
I_R/mA bei $0,9 U_R$	25,2	14,3
$\hat{E}/\text{kV}/\text{cm}$ (pn1)	163	166
$\hat{E}/\text{kV}/\text{cm}$ (pn3)	325	247
$G_{I \max}/\text{cm}^{-3}/\text{s}$	$1,11 \cdot 10^{20}$	$6,93 \cdot 10^{19}$
j_p/j	0.71	0,40

Tabelle 13.2: Die Simulationsergebnisse der Sperrspannungssimulation, Erklärung im Text.

In der Tabelle 13.2 ist:

- U_R die Sperrspannung bei einem Sperrstrom von 100 mA. $T = 90^\circ \text{ C}$.
- I_R der Sperrstrom bei einer Sperrspannung $0,9 \times U_R$.
- \hat{E} die maximale Feldstärke am jeweiligen pn-Übergang bei $I_R = 100 \text{ mA}$.
- $G_{I \max}$ die maximale Generation durch Avalanche an pn3 bei $I_R = 100 \text{ mA}$.
- j_p/j der Löcherstromanteil am Gesamtstrom bei pn2.

Bei der Simulation der Variante 1 wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- Die Diodendimensionierung wurde ohne Berücksichtigung der Stoßionisation an pn3 nach den Gleichungen aus Abschnitt 6.1 durchgeführt. Hierdurch ist die Sperrspannung um 5,5% niedriger als der angestrebte Wert von 8 kV.
- Bei einer effektiven Grunddotierung von $1,05 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ beträgt die maximale Feldstärke bei pn1 nach Bild 6.3: 169 kV/cm. Dieser Wert wird bei der Vierschichtdiode - bedingt durch den Avalanche bei pn3 nicht erreicht.
- Die p-Basis ist zu großzügig dimensioniert. Die maximal zulässige Feldstärke aus Tabelle 13.1 wird nicht erreicht. Außerdem ist die Löcherstromdichte bei pn2 dadurch zu hoch, was sich ungünstig auf den Sperrstrom auswirkt.

Bei der Simulation der Variante 2 wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- Durch die Erhöhung der Grunddotierung wird der angestrebte Wert der Sperrspannung von 8 kV nahezu erreicht.
- Durch die Reduzierung des Integrals $\int N_A dx$ der p-Basis sinkt j_p bei pn2 und hiermit der Sperrstrom bzw. das Ionisationsintegral an pn3.
Ohne diese Maßnahme wäre die Sperrspannung von 8 kV mit der hier vorgesehenen Verringerung der Grunddotierung nicht erreichbar gewesen.
- Die Verringerung der p-Basisdotierung wirkt sich verringernd auf die maximale Feldstärke \hat{E} an pn3 aus. Der Grenzwert \hat{E} aus der Tabelle 13.1 wird nicht überschritten.

Im nachfolgenden werden jetzt die Ergebnisse des Simulationslaufes der Variante 2 weiter beleuchtet. Bild 13.14 zeigt die Sperrkennlinie.

Der Vergleich mit der Sperrkennlinie einer konventionellen Diode (Bild 7.2) zeigt, dass der Sperrstrom jetzt wesentlich größer ist.

Zwei Gründe sind anzuführen:

1. Bei der Simulation von Bild 7.2 (Diode vom Typ 1.1) betrug die Goldkonzentration $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, wodurch die Generationsstromdichte j_s nach Gleichung (13.4) gegenüber der Variante 2 entsprechend niedriger ist.
2. Bei der Vierschichtdiode wird der Sperrstrom zusätzlich durch den pnp-Transistoreffekt bzw. den Avalanche an pn3 erhöht. Siehe hierzu Gleichung (13.7) und die dazu gehörende Erläuterung in Abschnitt 13.1.

Bild 13.14 zeigt einen Knick in der Kennlinie bei $U_R = 3500$ V. Dieser Knick tritt dann auf, wenn das Feld im Mittelgebiet an der Stoppzone anstößt. Nach der Tabelle 13.1 müsste dieser Knick bei 3670 V ($= U_R^*$) liegen. Die Berechnung von U_R^* fand aber ohne Berücksichtigung der Dotierungserhöhung in der Stoppzone statt.

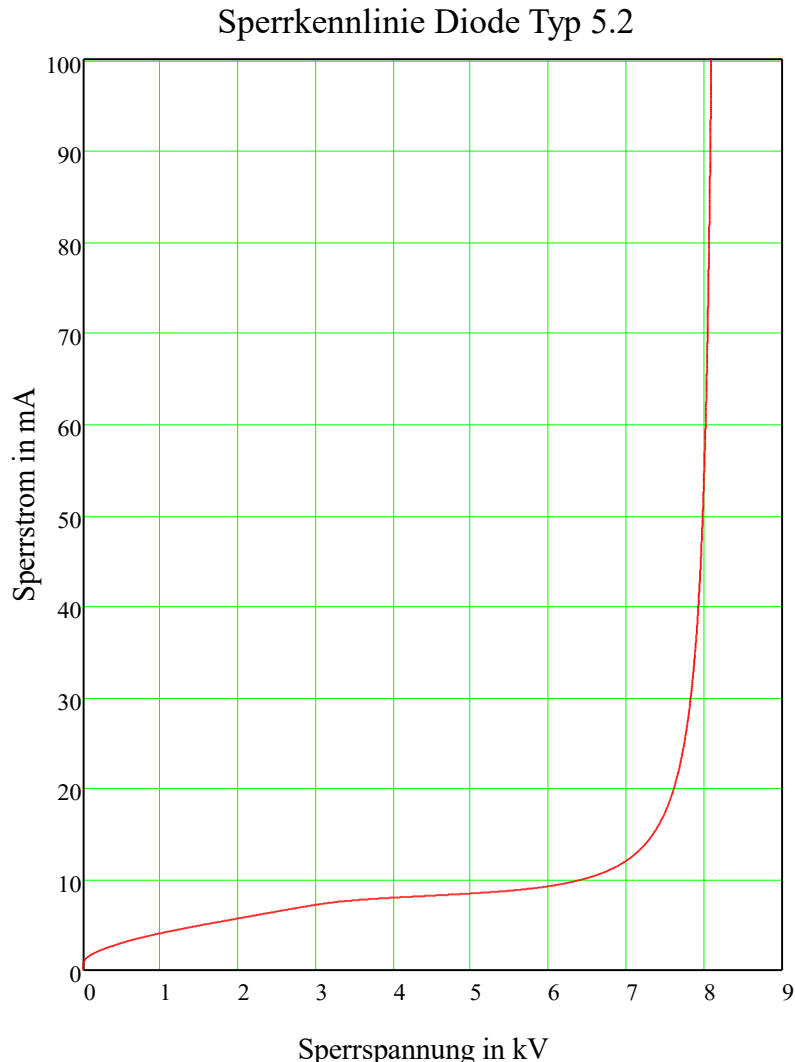


Bild 13.14: Diode Typ 5: die Sperrkennlinie der Variante 2.

Im Bereich $|U_R| > |U_R^*|$ ändert sich die Breite der Raumladungszone im Mittelgebiet kaum noch. Deshalb steigt der Sperrstrom bei zunehmender Sperrspannung nicht mehr so stark an. Erst wenn der Avalanche an pn1 bemerkbar wird, findet dann wieder eine starke Erhöhung von I_R statt. (Für den typischen Feldverlauf in der Vierschichtdiode siehe Bild 13.29.)

Bild 13.15 zeigt schließlich die Löcherstromdichte zu der Sperrkennlinie von Bild 13.14. Bild 13.15 bestätigt die Modellvorstellung aus Abschnitt 13.1. Auf eine Darstellung der Löcher- und Elektronenkonzentrationen kann deshalb an dieser Stelle verzichtet werden.

Bild 13.15 zeigt, dass:

- bei $I_R = 5$ mA das Mittelgebiet noch nicht vollständig ausgeräumt ist (Durchhängen der j_p -Kurve durch Rekombination),
- bei $I_R = 10$ mA das Mittelgebiet vollständig ausgeräumt ist (linearer Verlauf der j_p -Kurve),
- eine, wenn auch nur geringe Avalanche bei pn1 schon bei $I_R = 15$ mA einsetzt,
- der Löcherstromanteil am Gesamtstrom bei pn2 40,3% beträgt, ($I_R = 100$ mA),
- die Änderung des Löcherstromes bei pn2 so gering ist, dass die Rekombination dort tatsächlich vernachlässigbar ist.

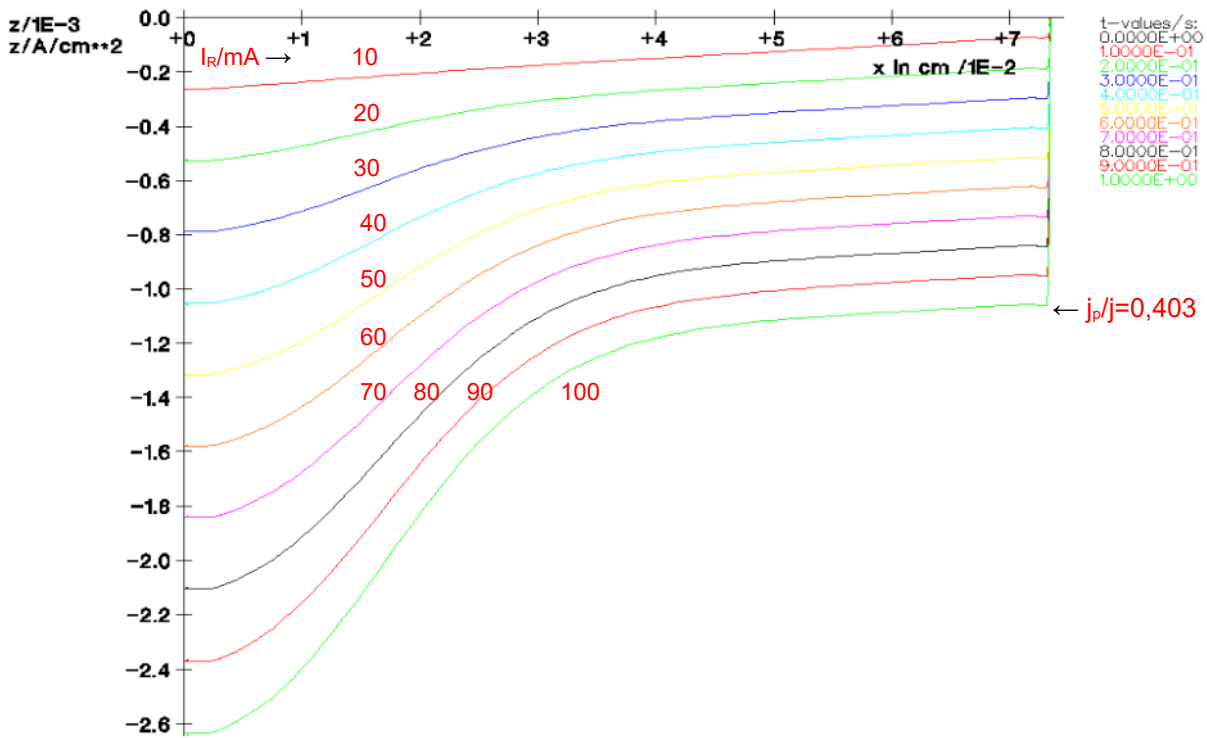


Bild 13.15: Diode Typ 5: Die Löcherstromdichten beim Sperren der Variante 2. Parameter ist der Sperrstrom von 0 bis 100 mA in Schritten von 10 mA.

13.6 Die Durchlasskennlinie

Durchlasskennlinien Diode Typ 5.2

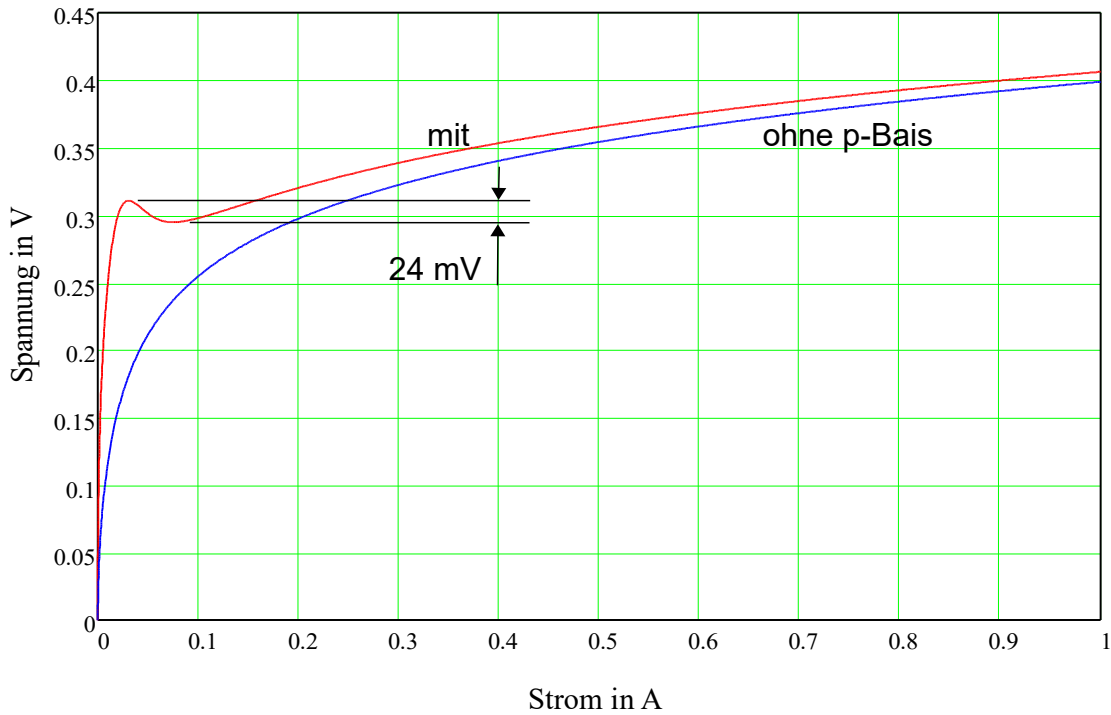


Bild 13.16: Diode Typ 5: Die Durchlasskennlinie der Variante 2 im Vergleich zu einer identischen Diode ohne p-Basis. Die Stromstärke beträgt hier maximal 1 A.

Bild 13.16 zeigt die Durchlasskennlinie der Variante 2 bei Durchlassströmen bis 1 A. Die Durchlasskennlinie einer gleichen Diode, aber ohne p-Basis wurde zum Vergleich mit angegeben. Bild 13.16 zeigt:

1. Die Überhöhung der Durchlassspannung beträgt im Bereich des differentiellen negativen Widerstandes nur 24 mV.
2. Die Durchlassspannung der Vierschichtdiode liegt bei $I_F = 1 \text{ A}$ um 7 mV höher als die Durchlassspannung einer vergleichbaren Diode ohne p-Basis. Eine Erklärung hierfür folgt weiter unten.

Die Durchlasskennlinie der Variante 1 entspricht qualitativ Bild 13.16.

Beim stationären Vorwärtsstrom $I_F = 2 \text{ kA}$ ist die Durchlassspannung bei der Variante 2 μm 49 mV höher als die Durchlassspannung einer gleichen Diode ohne p-Basis.

Die Ursache liegt in der Durchlasspolung von pn³. Hierdurch werden bei der Vierschichtdiode Löcher, die durch die p-Basis emittiert werden, in den n⁺-Emitter hineinfließen. Dadurch entsteht im Vergleich zur Diode ohne p-Basis eine höhere Löcherkonzentration im n⁺-Emitter und damit eine höhere Rekombination.

Der n⁺-Emitterwirkungsgrad ist bei der Vierschichtdiode deshalb schlechter und die Durchlassspannung höher.

Der Unterschied in den Durchlassspannungen kann verringert werden, indem die Löcherinjektion in den n⁺-Emitter durch eine geringere p-Basisdotierung herabgesetzt wird. Der Unterschied geht auf null zurück, wenn die Injektion so hoch ist, dass sich die Dotierung der p-Basis nicht mehr bemerkbar macht.

Jetzt wird das Einschaltverhalten der Vierschichtdiode noch betrachtet. Wie Bild 13.16 zeigt, ist der Bereich des differentiellen, negativen Widerstandes sehr gering. Die nachfolgenden Bilder zeigen das "Innenleben" der Vierschichtdiode der Variante 2 zu der Durchlasskennlinie aus Bild 13.16. Hierzu wird jetzt zunächst die ganze Diode betrachtet. In den Bildern 13.17 und 13.18 ist der Durchlassstrom der Parameter, der mit einer Schrittweite von 10 mA von 0 bis 100 mA läuft. Bild 13.17 zeigt die Löcherkonzentrationen und Bild 13.18 die Löcherstromdichten. Bild 13.19 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt von Bild 13.18 für Durchlassströme bis 40 mA.

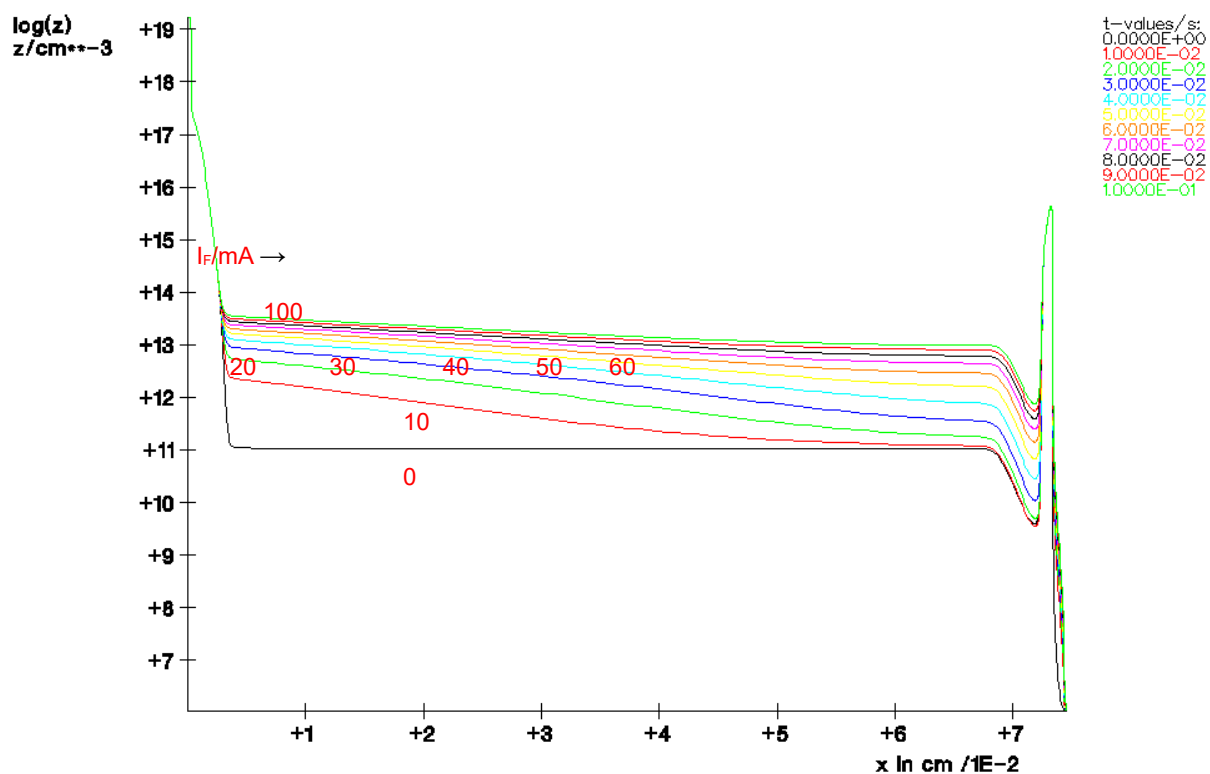


Bild 13.17: Diode Typ 5: Die Löcherkonzentrationen in cm^{-3} bei der Variante 2 bei niedrigen Durchlasströmen von 0 bis 100 mA, Schrittweite: 10 mA. Logarithmischer Maßstab.

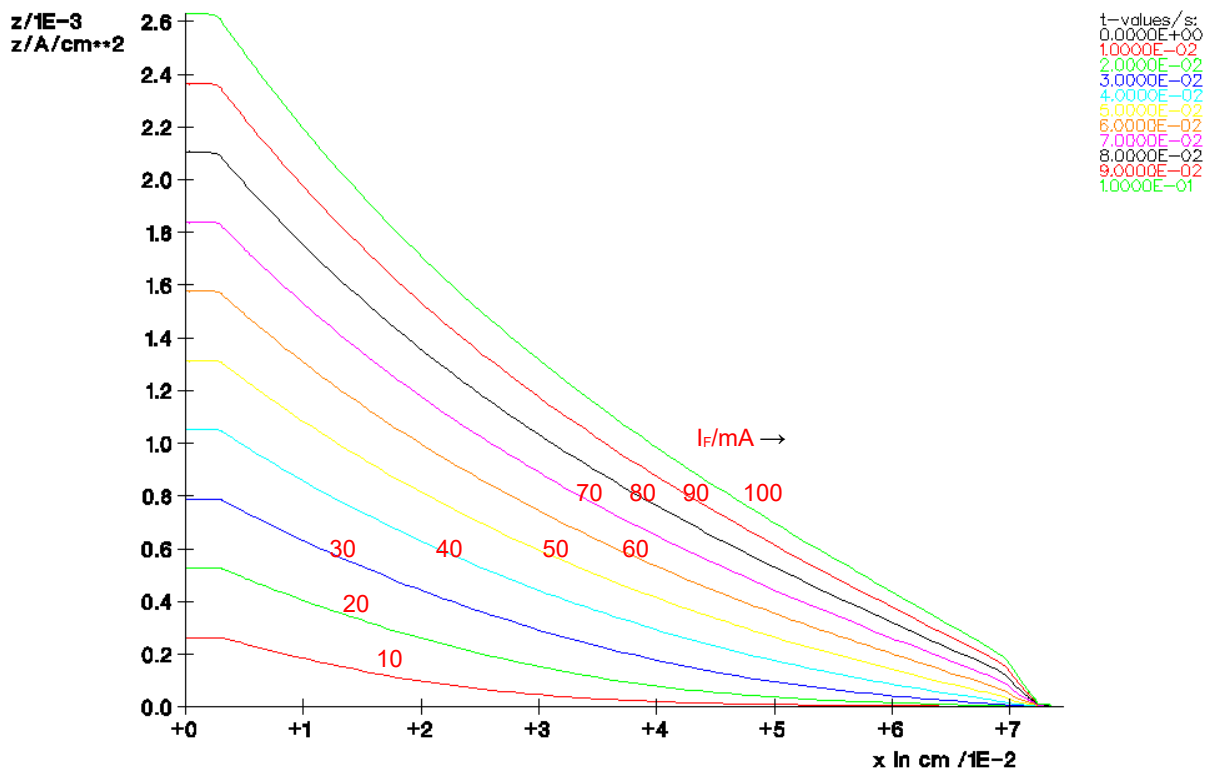


Bild 13.18: Diode Typ 5: Die Löcherstromdichte in A/cm^2 bei der Variante 2 bei niedrigen Durchlasströmen von 0 bis 100 mA, Schrittweite 10 mA. 100 mA entspricht einer Stromdichte von $2,63 \text{ mA}/\text{cm}^2$.

Die Simulation des Einschaltvorganges zeigt folgende Ergebnisse:

- Die Feldstärke an pn2 ist bei Belastung in Vorwärtsrichtung höchstens 1,7 kV/cm. Dieser pn-Übergang wird somit nicht in den Durchbruch getrieben. Der Grund liegt in der Höhe der Ladungsträgerlebensdauer, wodurch die Zündbedingung (13.4) schon bei niedrigen Durchlassströmen erfüllt wird.
- Bei Durchlassströmen bis 20 mA findet bei pn2 Generation von Ladungsträgern über Störstellen statt. Bei $I_F \gg 25$ mA wird pn2 immer mehr mit Elektronen aus dem n⁺-Emitter und Löchern aus dem p⁺-Emitter überschwemmt. Hierdurch findet ab $I_F = 25$ mA bei pn2 anstatt Generation Rekombination statt. Dies wird durch die Anhebung bzw. Absenkung der Löcherstromdichte bei pn2 in Bild 13.19 sichtbar.

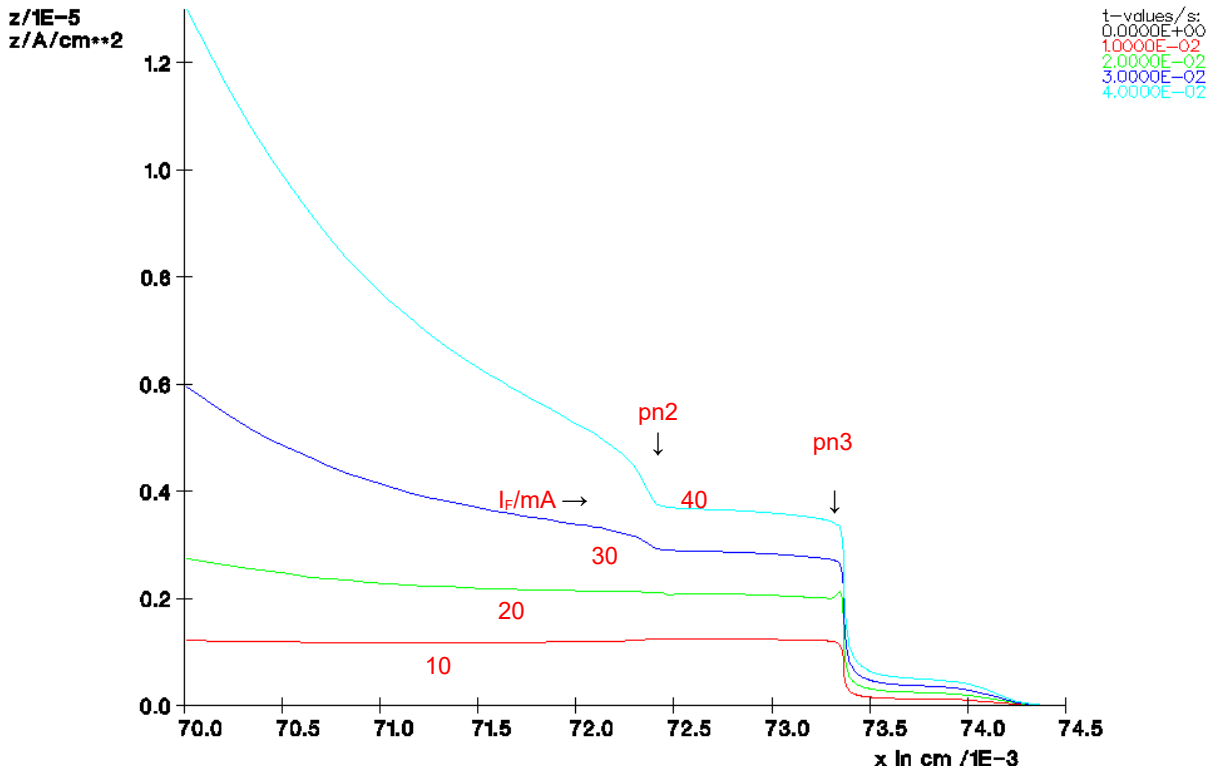


Bild 13.19: Diode Typ 5: Die Löcherstromdichte in A/cm² an pn2 und pn3 der Variante 2 bei niedrigen Durchlassströmen von 0 bis 40 mA, Schrittweite 10 mA. 40 mA entspricht einer Stromdichte von 1,05 mA/cm².

- Bedingt durch die Überschwemmung von pn2 mit Ladungsträger nimmt die Spannung über pn2 ab. Erst ab $I_F = 33$ mA ist die Abnahme der Spannung über pn2 stärker als die Zunahme der Spannung über den Rest der Diode, wodurch die gesamte Diodenspannung abnimmt (Bild 13.16).
- Bild 13.19 zeigt, dass die Löcherstromdichte bei $I_F = 40$ mA in der p-Basis von pn2 bis pn3 um $0,37 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ abnimmt, was auf die Rekombination besonders im Bereich von pn3 zurückzuführen ist. Diese Abnahme des Löcherstromes ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert, der mit der Transistortheorie für den Basistransportfaktor vorhergesagt werden kann. Weil die Abnahme des Löcherstromes in der p-Basis weniger als 8% beträgt, ist der Einfluss des Basistransportfaktors auf die Stromverstärkung des npn-Transistors gering. Die Stromverstärkung wird somit fast ausschließlich durch den Emitterwirkungsgrad γ bestimmt.
- Die Stromverstärkung des npn-Transistors kann aus Bild 13.19 abgeleitet werden. Bei $I_F = 25$ mA ist die Basisstromdichte j_p : $3,4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Die Gesamtstromdichte ist bei einer Fläche von 38 cm^2 : $658 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Die Stromverstärkung also:

$$j_n/j_p = (658 - 3,4)/3,4 = 193.$$
Hieraus folgt: $\gamma_{npn} = 0,995$. Dieser Wert ist geringer als nach der einfachen Transistortheorie und kann nur dann erklärt werden, wenn bei der Berechnung des Emitterwirkungsgrades die Hochdotierungseffekte mitberücksichtigt werden.

- Im p⁺-Emitter fließt kein Elektronenstrom. Der Emitterwirkungsgrad kann daher auf 1 gesetzt werden.

Schließlich muss jetzt noch der Einfluss der Stoppzone auf den Transportfaktor β_{npn} geklärt werden.

In der Stoppzone wird Quasi-Neutralität angenommen. Außerdem gilt dort im thermischen Gleichgewicht: $p \ll N_D$. Bei Belastung der Diode in Vorwärtsrichtung wird die Konzentration der Löcher und Elektronen angehoben. Bei sehr großen Vorwärtsströmen können die Konzentrationen soweit ansteigen, dass $p \gg N_D$ überschreitet (Hochinjektionsfall). Bei den Stromdichten in der vorhergehenden Simulation bleibt allerdings $p \ll N_D$. Die Rekombination in der Stoppzone wird in diesem Fall durch die Minoritäten und τ_{p0} bestimmt und bleibt bei geringen Löcherkonzentrationen klein. Hierdurch bleibt die Löcherstromdichte annähernd konstant. Die Situation an der Stoppzone ist mit der Situation am n⁺-Emitter (Bild 7.10) vergleichbar. Zur Überprüfung der Zündbedingung kann daher die Dicke der Stoppzone ($\approx 30 \mu\text{m}$) von d in (13.15) subtrahiert werden. Hiermit folgt

$$\text{dann für den Basistransportfaktor: } \beta_{pnp} = \frac{1}{\cosh\left(\frac{d-30 \mu\text{m}}{L_p}\right)} = 0,017$$

Damit die Zündbedingung erfüllt wird, wäre nach (13.14) ein Wert von $1 - \gamma_{npn} = 1 - 0,995 = 0,005$ erforderlich. Die Abweichung hängt mit der vereinfachten Beschreibung des Ladungsträgerverlaufes im Mittelgebiet durch eine cosh-Funktion und insbesondere mit deren Randbedingungen zusammen, woraus wiederum der zu stark vereinfachte Ausdruck für den Basistransportfaktor folgt.

13.7 Das Abschaltverhalten

Das Abschaltverhalten wurde unter den üblichen Bedingungen simuliert: $U_D = 4 \text{ kV}$, $|di/dt| = 4 \text{ A}/\mu\text{s}$, $I_F = 2 \text{ kA}$ und $T = 90^\circ \text{ C}$. Für die RC-Beschaltung wurde gewählt: $C = 1,8 \mu\text{F}$ und $R = 47 \cdot \Omega$. Die parasitäre Induktivität beträgt $12 \mu\text{H}$. Bild 13.20 zeigt das Abschaltverhalten der Variante 1.

Es zeigt, dass die Beschaltung optimal ausgelegt ist, da die Abweichung der maximalen Diodenspannung gegenüber dem geforderten Wert von 4800 V vernachlässigbar gering ist. Zum Vergleich wurde der Simulationslauf einer Diode ohne p-Basis bei sonst gleichen Parametern durchgeführt. (Bild 13.21) Der Diodenstrom reißt jetzt ab.

Die Schwingungen in Bild 13.21 entstehen durch den Schwingkreis bestehend aus Diodenkapazität und parasitärer Induktivität der RC-Beschaltung.

Bild 13.22 zeigt das Abschaltverhalten der Vierschichtdiode der Variante 2. Es zeigt, dass dort durch die geänderte Dimensionierung der p-Basis, Stoppzone und Grunddotierung die Abreißgrenze erreicht wurde. Die bei dieser Simulation berechneten Daten stehen in der Tabelle 15.1.

Der Unterschied zwischen den Ergebnissen von Bild 13.20 und 13.22 hängt mit der geringen Löcherinjektion aus der p-Basis bei der Variante 2 zusammen.

Das I_{RR} , $I_{L \max}$ und auch die Verlustarbeit im Widerstand verändern sich bei der Variante 2 nur um einige Prozent. Das Q_{RR} und die Verlustarbeit in der Diode sind bei der Variante 2 um 10% geringer. Die Variante 2 ist somit bei den hier vorgegebenen Betriebsbedingungen in allen Punkten günstiger als die Variante 1.

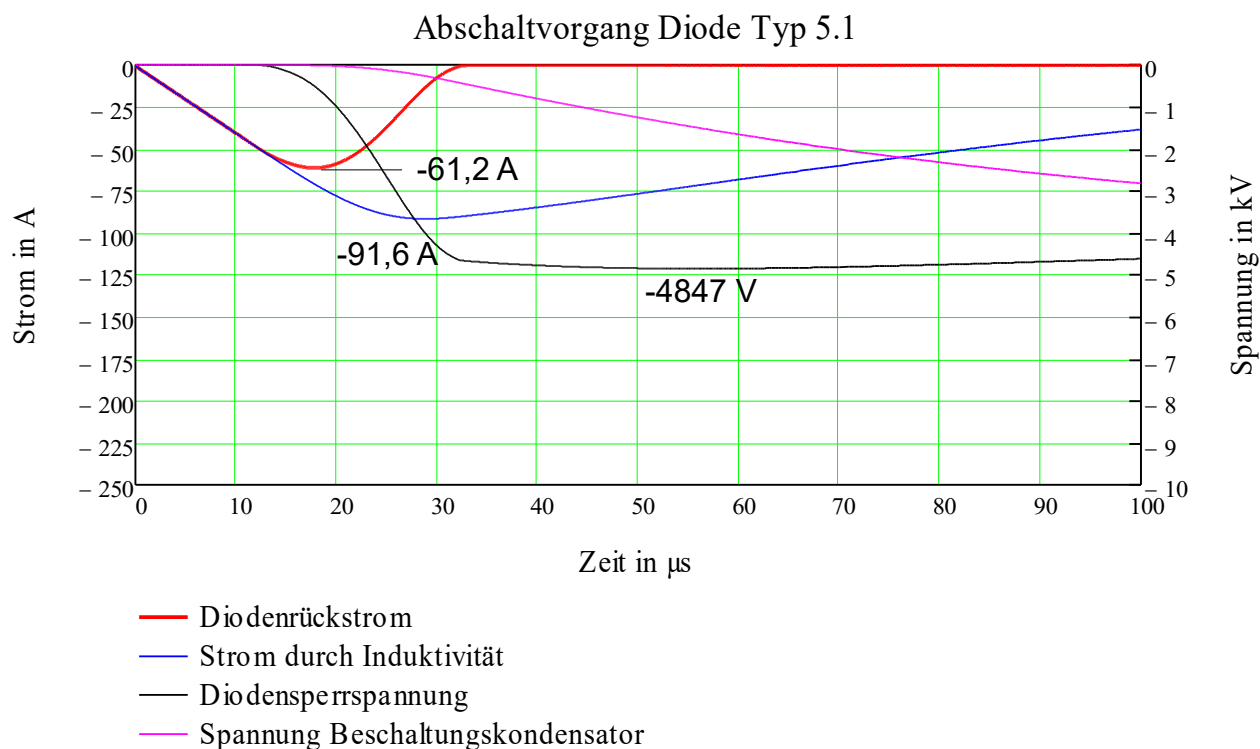


Bild 13.20: Diode Typ 5: ein Abschaltvorgang der Vierschichtdiode, Variante 1, bei $U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 1,8 \mu\text{F}$ und $R = 47 \Omega$. Diodendicke: $745 \mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $3,93 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (Alt: $I_{RR} = 58,8 \text{ A}$)

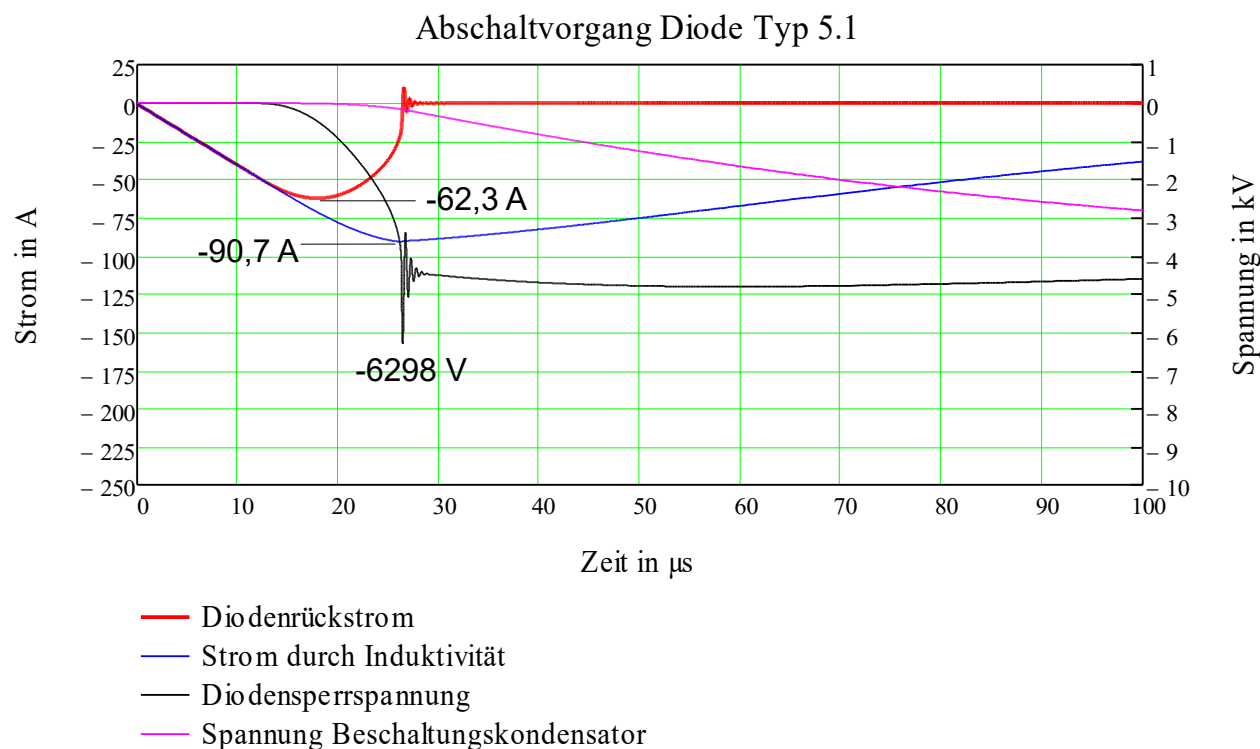


Bild 13.21: Eine Vergleichsrechnung zu Bild 13.20. Gegenüber der Diode in der vorhergehenden Simulation fehlt hier die p-Basis. Alle anderen Parameter wurden gleich gewählt. (Alt: $I_{RR} = 59,9 \text{ A}$)

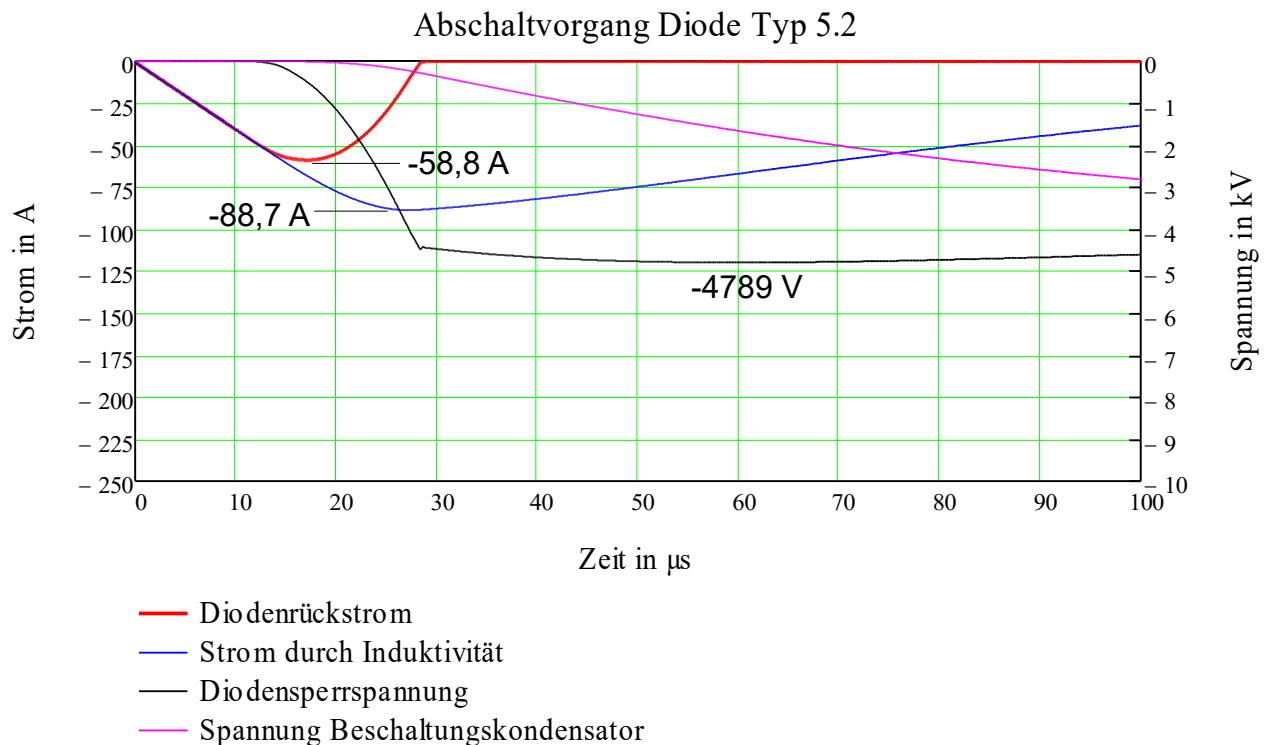


Bild 13.22: Diode Typ 5: ein

Abschaltvorgang der Vierschichtdiode, Variante 2, bei

$U_D = 4 \text{ kV}$, $C = 1,8 \mu\text{F}$ und $R = 47 \Omega$. Diodendicke: $745 \mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $4,17 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. (Alt: $I_{RR}=56,1 \text{ A}$)

13.7.1 Die Elektronenkonzentrationen und die Löcherstromdichte während des Abschaltvorganges

Zunächst zeigen die Bilder 13.23 und 13.24 die Elektronenverteilungen während der Abschaltvorgänge von Bild 13.20 bzw. 13.21. Die Bilder zeigen die gleichen Anfangsverteilungen im Mittelgebiet und zunächst auch ein gleiches Abbauen des Ladungsträgerberges an der linken Seite des Mittelgebietes (bis $t \approx 12 \mu\text{s}$). Durch das Nachliefern von Löchern aus der p-Basis ins Mittelgebiet wird der Ladungsträgerberg an der rechten Seite der Vierschichtdiode verzögert abgebaut. Hierdurch verschiebt sich das Zentrum des Ladungsträgerberges bei der Vierschichtdiode immer weiter nach rechts. Die Vierschichtdiode kann beim Abschaltvorgang deshalb mehr Spannung als eine psn-Diode aufnehmen, ohne dass der Rückstrom abreißt.

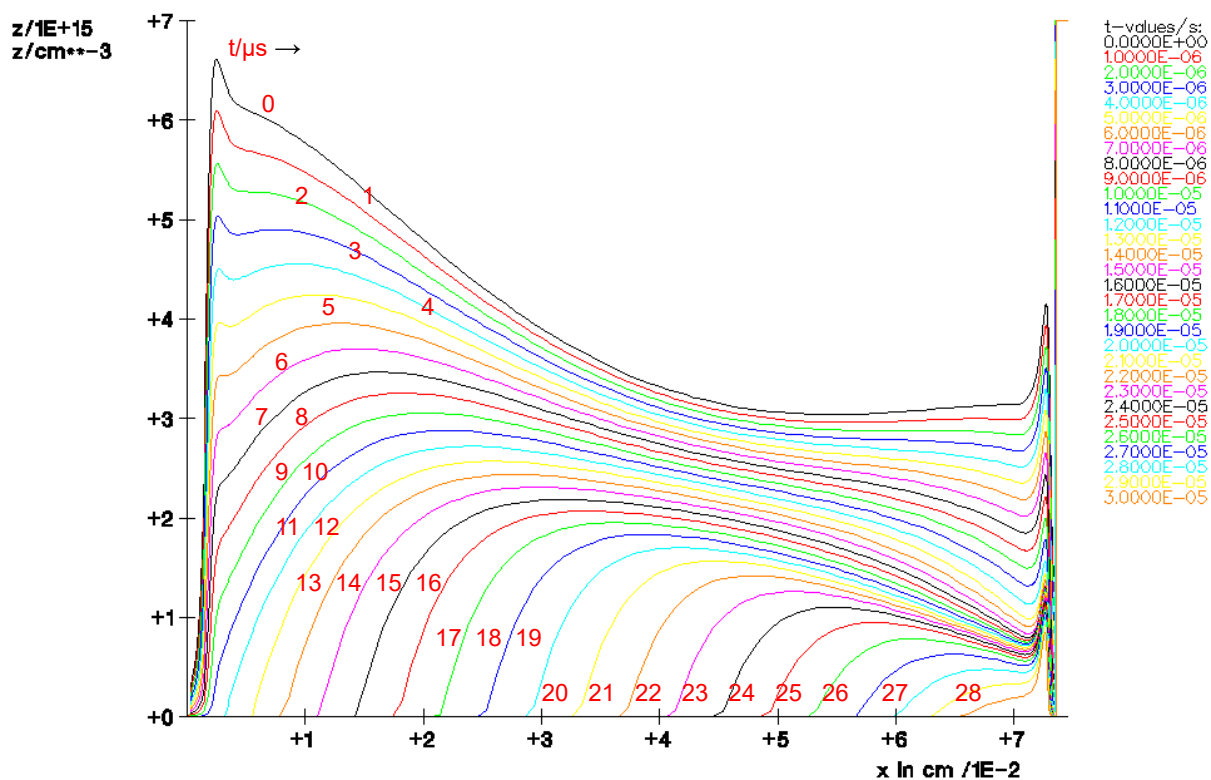


Bild 13.23: Diode Typ 5: die Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} beim Abschaltvorgang von Bild 13.20 (Vierschichtdiode, Variante 1) Linearer Maßstab.

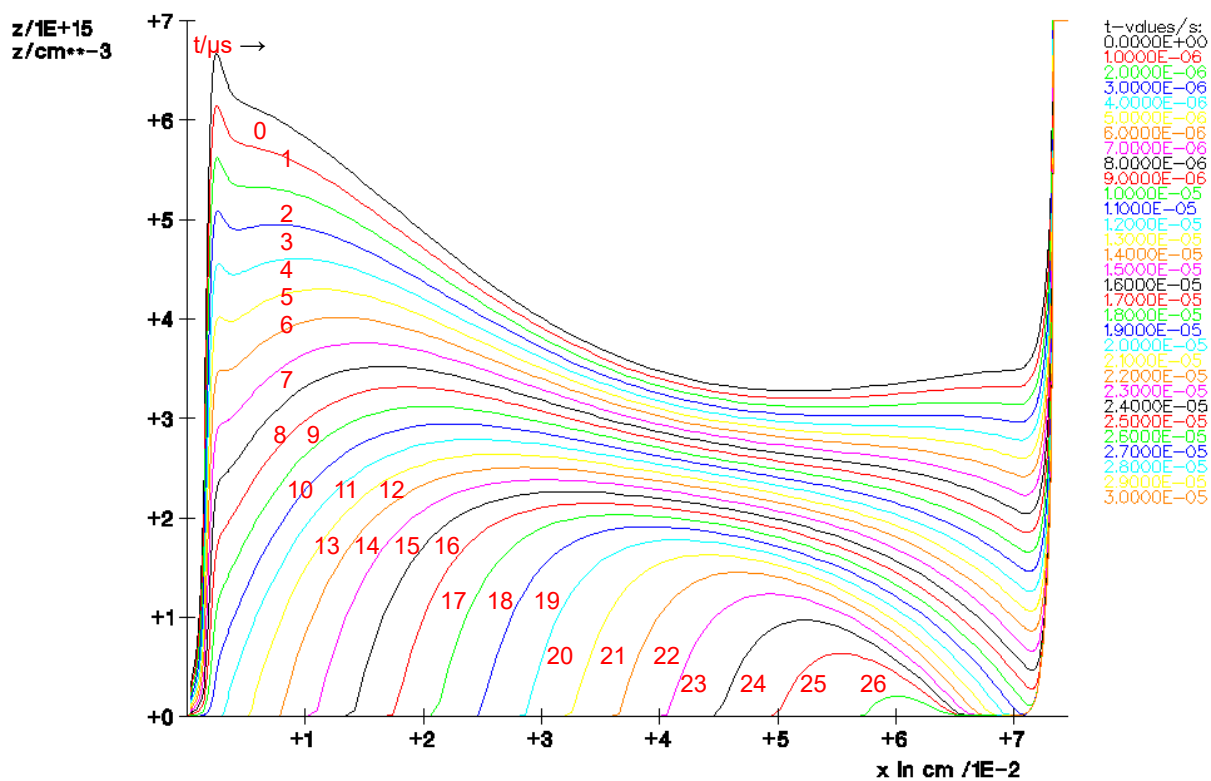


Bild 13.24: Die Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} beim Abschaltvorgang von Bild 13.21 (Diode ohne p-Basis). Linearer Maßstab.

Der Abbau des Ladungsträgerberges der Vierschichtdiode ist vergleichbar mit dem Verhalten einer Diode mit inhomogener Verteilung der Rekombinationszentren (Bild 8.8 und 10.3). Der Unterschied liegt darin, dass hier Ladungsträger während des Abschaltvorganges injiziert werden, im anderen Fall sind sie von vorneherein an der rechten Seite des Mittelgebietes gespeichert: Anfangsverteilung beim Stromnulldurchgang!

Bild 13.25 zeigt die Elektronenkonzentrationen während des Abschaltvorganges von Bild 13.22 (Variante 2). Im Vergleich zu Bild 13.23 wird der Ladungsträgerberg an der rechten Seite des Mittelgebietes stärker abgebaut. Wie in Abschnitt 13.7 schon erwähnt wurde, ist die Ursache die geringere Injektion von Löchern aus der p-Basis ins Mittelgebiet, weil die Lächerstromdichte bei p_{n2} geringer ist.

Aufgrund der unterschiedlichen Breite und Dotierung der Stoppzone und p-Basis stellt sich bei der Variante 2 ein höherer Diffusionsstrom der Elektronen in der p-Basis ein. Mithilfe der Gleichungen aus Abschnitt 13.3 ist der Unterschied zwischen beiden Varianten nur erklärbar, wenn in der Theorie der Dotierungsgradient der p-Basis miteinbezogen wird.

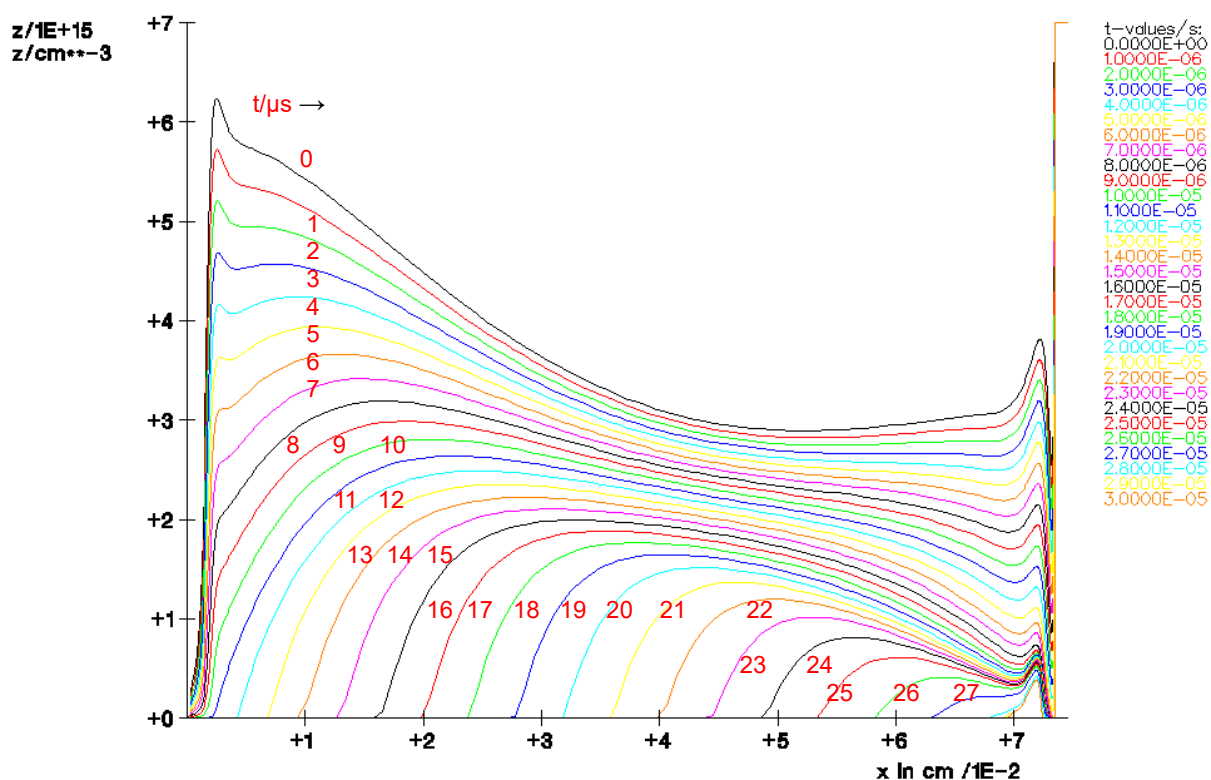


Bild 13.25: Diode Typ 5: die Elektronenkonzentrationen in cm^{-3} beim Abschaltvorgang von Bild 13.22 (Vierschichtdiode, Variante 2). Linearer Maßstab.

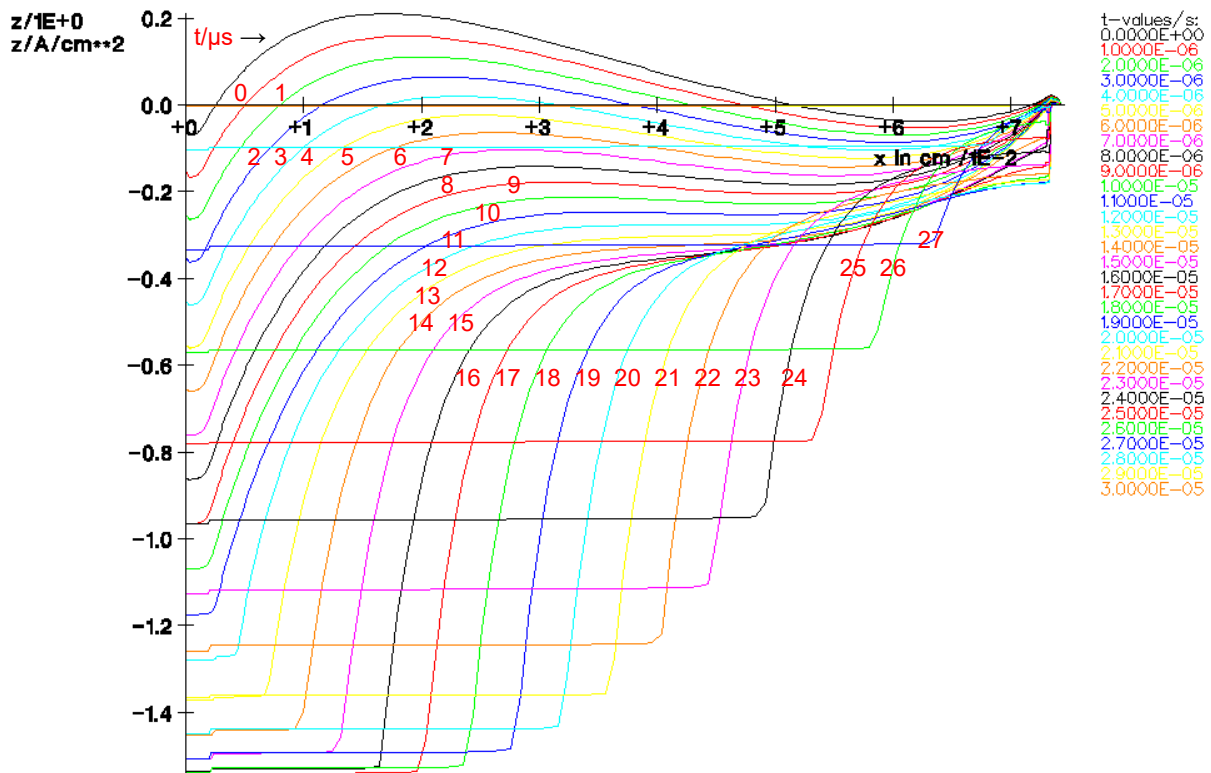


Bild 13.26: Diode Typ 5: die Löcherstromdichte in A/cm^2 während des Abschaltvorganges von Bild 13.22 (Vierschichtdiode, Variante 2).

Bild 13.26 zeigt schließlich die Löcherstromdichte während des Abschaltvorganges der Variante 2. Ab $t = 13 \mu s$ generiert pn3 Ladungsträger durch Avalanche. In Bild 13.26 ist - im Vergleich zu Bild 7.9 - die dadurch bedingte Anhebung des Löcherstromes deutlich zu sehen (roter Pfeil rechts).

13.7.2 Das Abschaltverhalten bei erhöhter Batteriespannung

Beim Fehlerfall in der Anlage sind Betriebsspannungen von bis zu 6 kV möglich. Es wird untersucht, wie die in dem vorigen Abschnitt optimierte Diode der Variante 2 bei 6 kV abschaltet. Alle weiteren Parameter bleiben unverändert. Die parasitäre Induktivität der RC-Beschaltung ist wiederum: $L_R = 12 \mu\text{H}$. Bild 13.27 zeigt, dass der Diodenrückstrom abreißt.

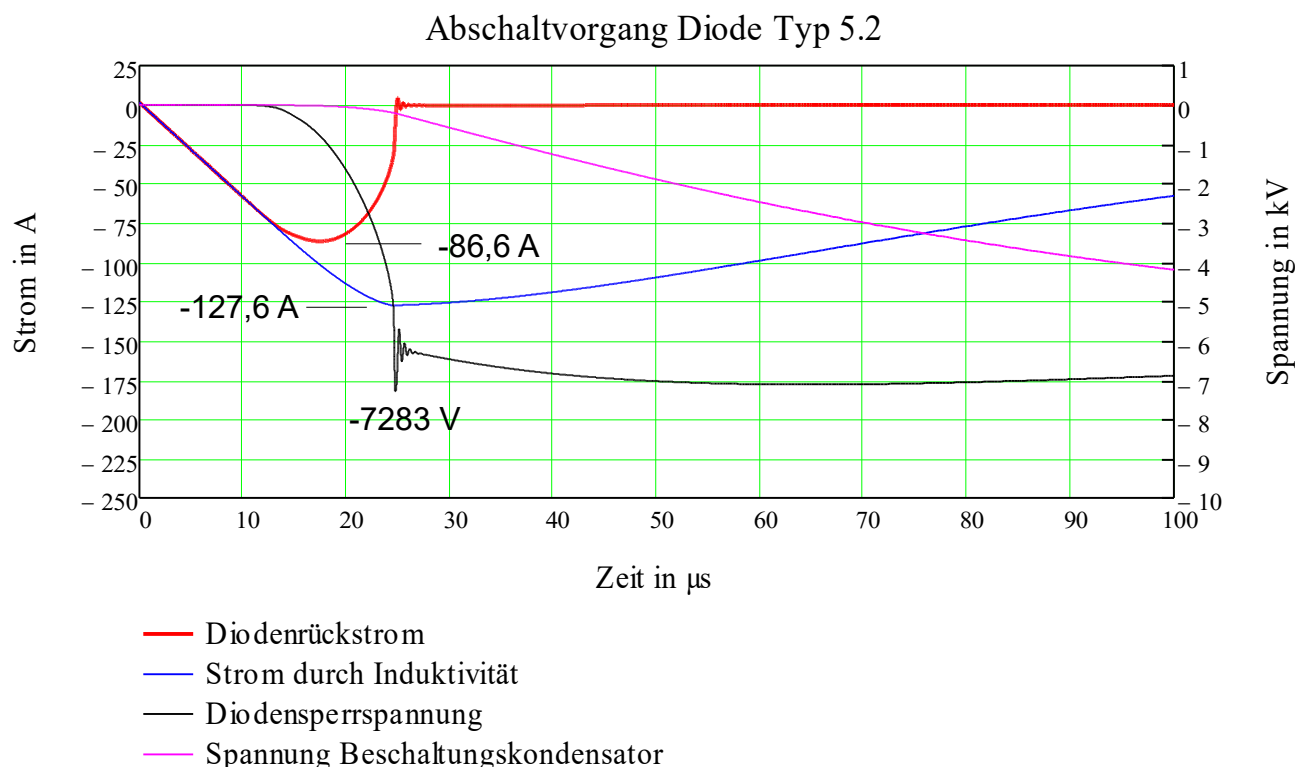


Bild 13.27: Diode Typ 5: ein Abschaltvorgang der Vierschichtdiode, Variante 2, bei $U_D = 6 \text{ kV}$, $C = 1,8 \mu\text{F}$ und $R = 47 \Omega$. Diodendicke = $745 \mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $4,17 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. (Alt: $I_{RR} = 82,1 \text{ A}$)

Die Abschaltung von Bild 13.22 wurde mit der gleichen Beschaltung, aber mit $U_D = 4 \text{ kV}$ durchgeführt. Dabei trat kein Abreißen des Rückstromes auf.

Der Grund für das Abreißen liegt darin, dass das Mittelgebiet eine Spannung von ca. 5 kV aufnehmen kann, bis das Feld an der Stoppzone anstößt. Danach sind keine gespeicherten Ladungsträger mehr vorhanden, um den Strom zu führen. Der daraufhin einsetzende steile Spannungsanstieg wird nur durch die Diodenkapazität begrenzt.

Während des Abreißvorganges liefert pn3 weiter Löcher ins Mittelgebiet. Über den Einfluss hiervon wird im nächsten Abschnitt berichtet. Eine Analyse der hier nicht gezeigten Elektronenkonzentrationen zeigt, dass der dynamische Avalanche auch in diesem Fall noch vernachlässigt werden darf.

13.7.3 Das Abschaltverhalten der Vierschichtdiode ohne RC-Beschaltung

In diesem Abschnitt wird ein Abschaltvorgang der Vierschichtdiode ohne RC-Beschaltung untersucht. Hierbei wird gezeigt, wie die Diode auf diesen extremen Betriebszustand reagiert. Im Vergleich hierzu wird im nachfolgenden Abschnitt 14 eine p_{sn}-Diode beim gleichen extremen Betriebszustand beschrieben. Die Batteriespannung U_D beträgt wiederum 4 kV. Bild 13.28 zeigt das Simulationsergebnis.

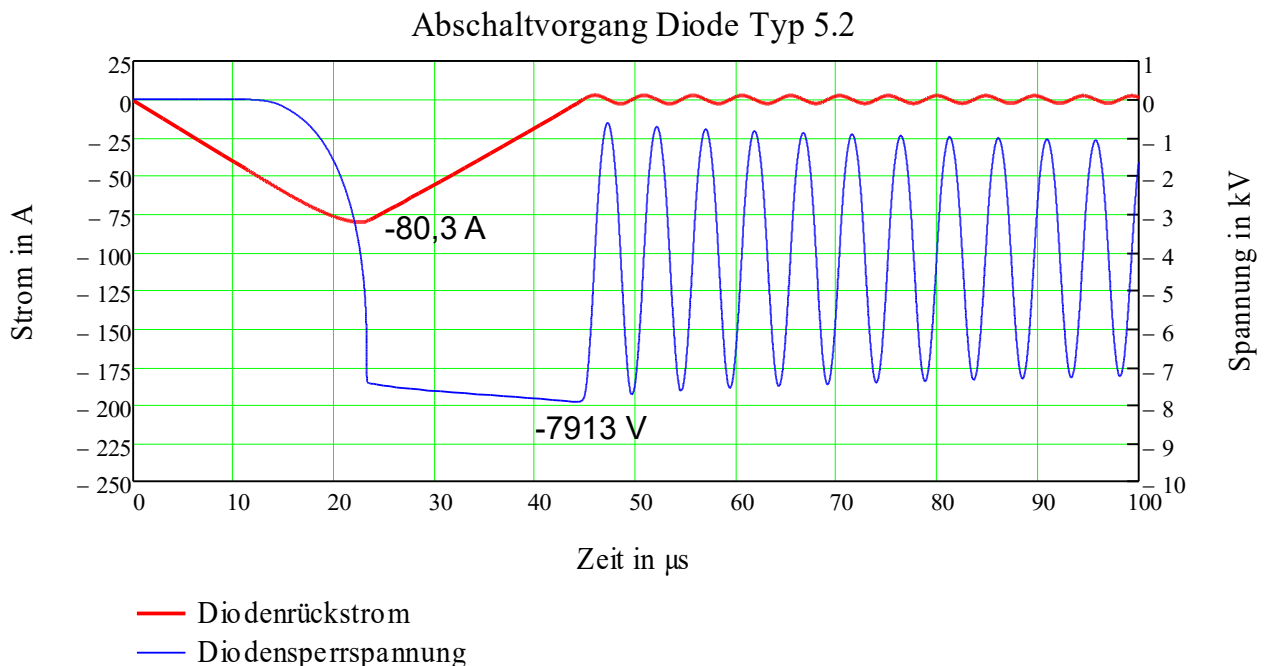


Bild 13.28: Diode Typ 5: ein Abschaltvorgang der Vierschichtdiode, Variante 2 bei $U_D = 4 \text{ kV}$ und ohne RC-Beschaltung. Diodendicke = $745 \text{ }\mu\text{m}$. Homogene Goldverteilung: $4,17 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

Obenstehendes Bild zeigt, dass die Diode nach dem Ausräumen des Mittelgebietes voll in den Avalanche getrieben wird. Die Diode sperrt mit der - beim gegebenen Rückstrom - maximal mögliche Spannung. Hierdurch nimmt der Strom durch die Induktivität nach Erreichen der Rückstromspitze annähernd linear ab. Sobald der Rückstrom zu Null wird, fängt eine LC-Schwingung an, deren Frequenz durch die Diodenkapazität (ca. $0,6 \text{ nF}$) und die Schaltungsinduktivität (1 mH) bestimmt wird. Hiermit folgt: $f = 205 \text{ kHz}$.

Die Schwingung setzt ein, weil die Diodenspannung bzw. die Spannung über der Diodenkapazität zum Zeitpunkt, wo der Strom zu null wird, noch sehr viel größer als die Batteriespannung ist. Die Schwingung wird nur sehr schwach durch die Verluste in der Diode gedämpft. Die Induktivität wurde in der Simulation verlustfrei angenommen.

Das Ausräumen des Ladungsträgerberges geht zunächst so vor sich, wie es von der Vierschichtdiode schon bekannt ist. An der äußersten rechten Seite des Mittelgebietes bleibt ein Ladungsträgerberg stehen. (Siehe hierzu z. B. Bild 13.25). Das elektrische Feld wird, nachdem dieser Ladungsträgerberg verschwunden ist, an der Stoppzone anstoßen. Die Spannung wird dabei steil ansteigen können.

Der Gradient des Feldes wird stark durch die freien Ladungsträger beeinflusst. (Bild 13.29). Das Feld verläuft zunächst steiler, weil Löcher in der wachsenden Raumladungszone nach links abfließen. Je geringer der Rückstrom wird, umso geringer wird auch die Aufteilung des Feldes. Weil die maximale Feldstärke bei pn1 annähernd konstant ist, kann die Diode bei einem niedrigeren Rückstrom eine höhere Spannung aufnehmen, was deutlich aus Bild 13.28 ersichtlich wird.

Die Bilder 13.30 und 13.31 zeigen die Löcher- und Elektronenkonzentrationen während der Abschaltung des Bildes 13.28. Während der Abklingphase des Rückstromes generieren pn1 und pn3 Ladungsträger durch Avalanche. Die Konzentrationsaufteilung erfolgt in der Raumladungszone nach der Aufteilung zwischen den Stromdichten j_n und j_p . Deshalb liegen p und n in der gleichen Größenordnung, wenn: $24 \leq t \leq 42 \text{ }\mu\text{s}$. Bild 13.32 zeigt die Löcherstromdichten.

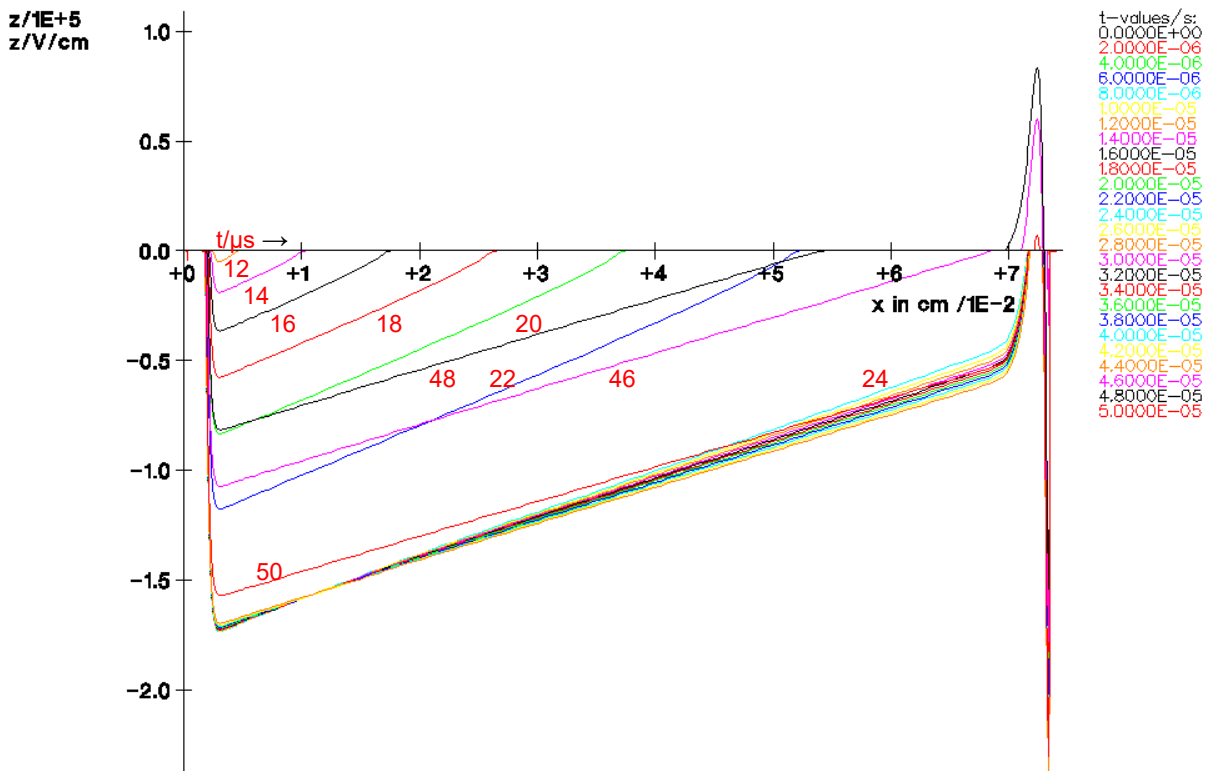


Bild 13.29: Diode Typ 5: die Feldverteilungen zum Abschaltvorgang von Bild 13.28 (Vierschichtdiode, Variante 2).

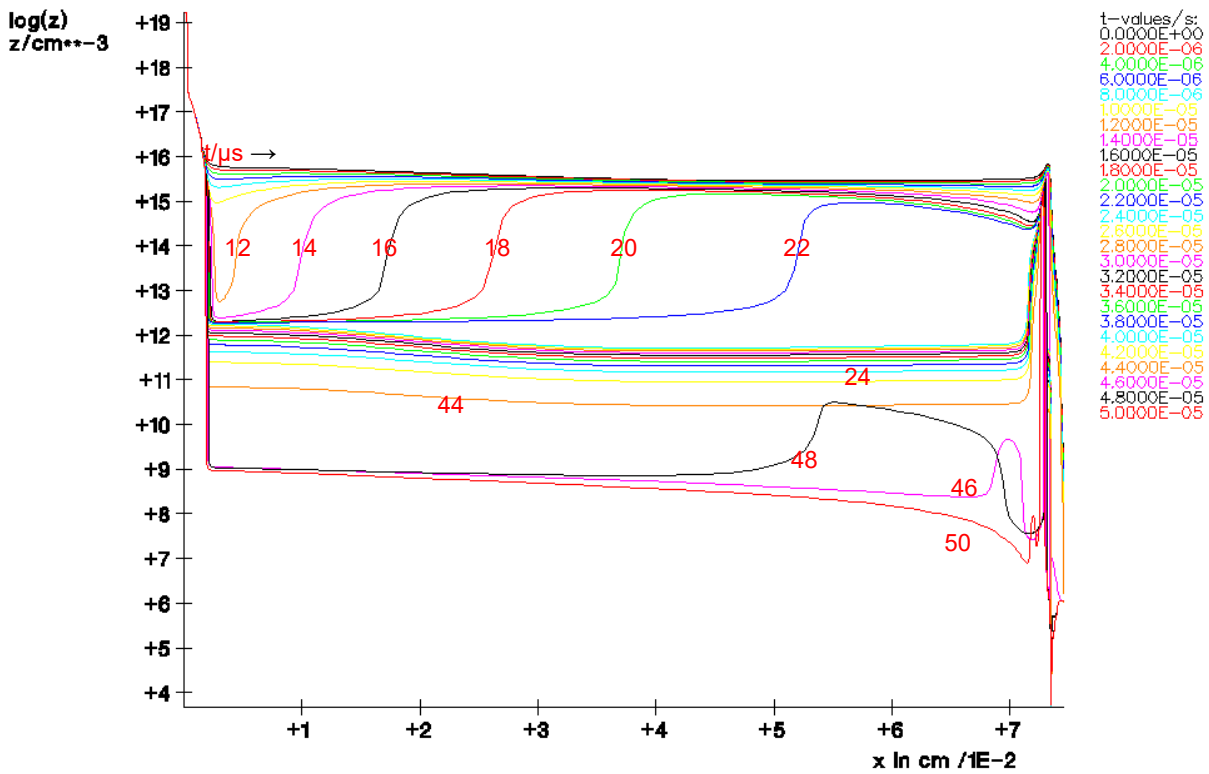


Bild 13.30: Diode Typ 5: die Löcherkonzentration in cm zum Abschaltvorgang von Bild 13.28 (Vierschichtdiode, Variante 2). Logarithmischer Maßstab.

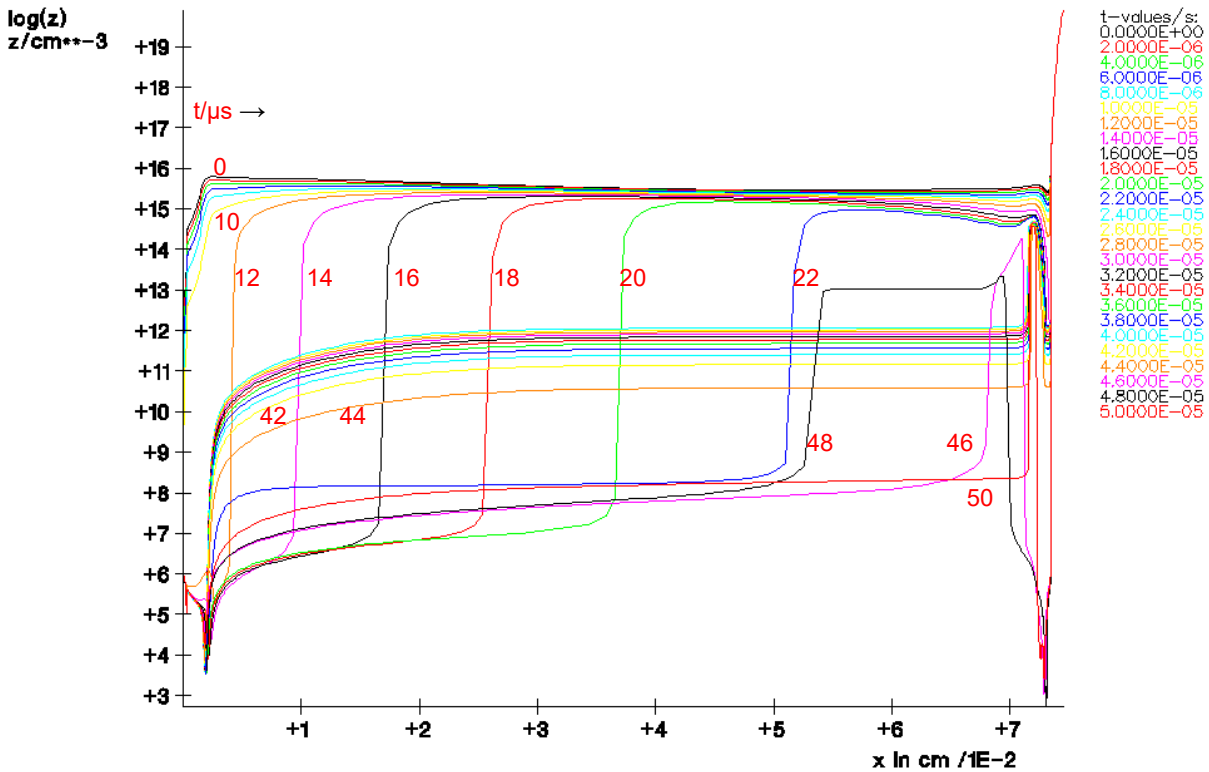


Bild 13.31: Diode Typ 5: die Elektronenkonzentration in cm zum Abschaltvorgang von Bild 13.28. (Vierschichtdiode, Variante 2) Logarithmischer Maßstab.

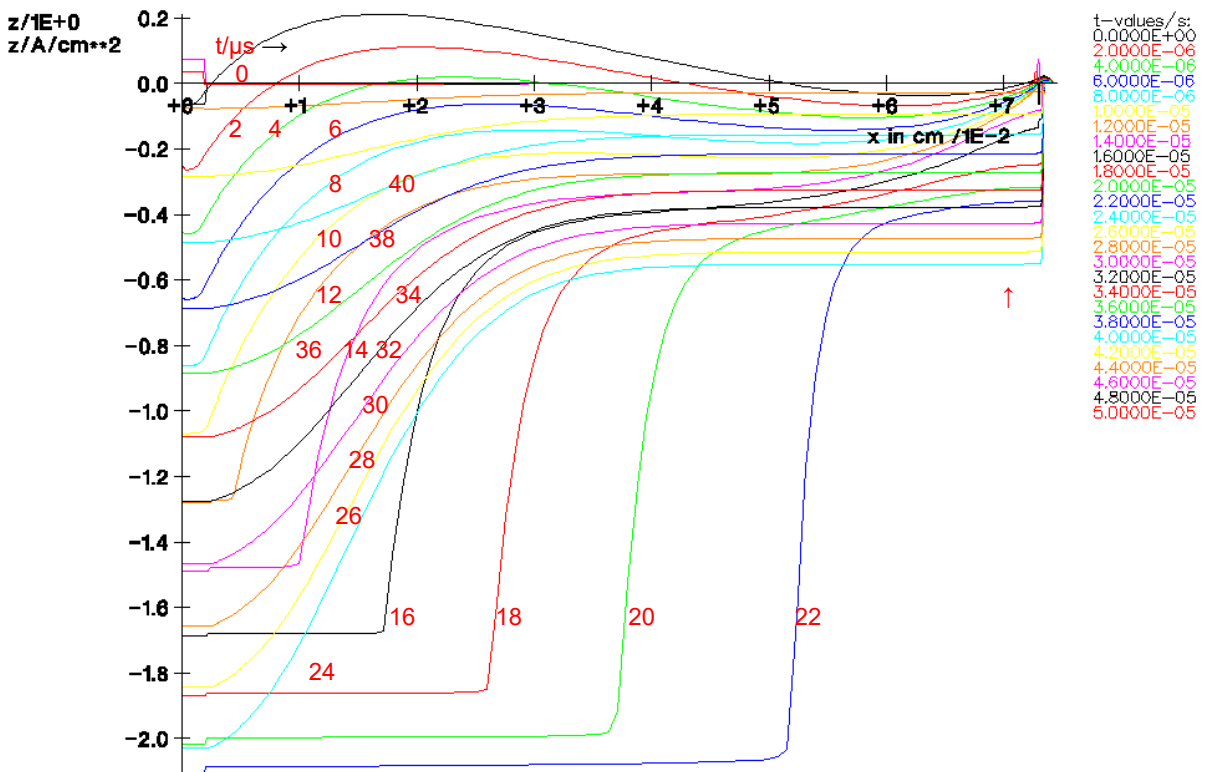


Bild 13.32: Diode Typ 5: die Löcherstromdichten in A/cm2 zum Abschaltvorgang von Bild 13.28 (Vierschichtdiode, Variante 2).

Hierbei zeigt sich, dass das Verhältnis j_p/j_n bei pn2 mit zunehmender Zeit immer mehr zunimmt (roter Pfeil rechts in Bild 13.32). Ab $t = 15 \mu\text{s}$ findet bei pn3 Ladungsträgergeneration durch

Avalanche statt. Solange der Ladungsträgerberg im Mittelgebiet existiert, liegt j_p/j in der gleichen Größe wie beim normalen Abschaltvorgang. Nachdem der Ladungsträgerberg verschwunden ist, nimmt das Verhältnis j_p/j mit Abnehmen des Rückstromes immer mehr zu, bis sich die Verhältnisse des stationären Sperrfalls auch hier bei $t = 44 \mu\text{s}$ einstellen.

Im Bereich $24 \leq t \leq 42 \mu\text{s}$ wird das Verhältnis j_p/j bzw. j_p/j_n bei pn2 durch die Elektronendiffusion nach rechts in der p-Basis und durch die Löcherdiffusion nach links in der Stoppzone bestimmt. Die Diffusionsstromdichten sind dabei vom Injektionsniveau an pn2 bzw. von der Höhe des Rückstromes, von den Ladungsträgerkonzentrationen in den Raumladungszonen und von den Dotierungsgradienten abhängig.

Der Vergleich von Bild 13.28 mit Bild 14.1 aus dem nachfolgenden Abschnitt zeigt, dass die Vierschichtdiode keine Impattschwingung beim Abschaltvorgang ohne RC-Beschaltung erzeugt. Der Grund liegt u.a. in der wesentlich niedrigeren Feldstärke bei pn1 der Vierschichtdiode, die dadurch zustande kommt, dass in der gesamten Raumladungszone im Mittelgebiet ein Teil des Gesamtstromes durch Löcher geführt wird, die von pn2 injiziert werden. Es brauchen daher nicht so viele Ladungsträger durch Avalanche bei pn2 generiert zu werden wie bei der reinen p_{sn}-Diode. Eine Impattschwingung kommt dadurch zustande, dass Elektronen erzeugt werden, die das Feld abdämpfen (siehe hierzu den nächsten Abschnitt 14). Durch das Abdämpfen des Feldes entsteht ein "Ladungsträgerpaket", das durch die Diode wandern kann. Bei der Vierschichtdiode werden bei der vorgegebenen Dimensionierung ca. 50% des Löcherstromes im Sperrfall durch pn3 erzeugt. Diese freien Löcher, die nach links fließen, unterstützen die Grunddotierung im Mittelgebiet. Es kommt daher zu einer Feldaufsteilung, nicht aber zu einer Feldabschwächung im Mittelgebiet. Die Löcher, die bei pn3 erzeugt werden, unterstützen den, wenn auch geringen Avalanche bei pn1 und stabilisieren die Diode im Durchbruch. Eine Impattschwingung ist bei der hier vorgegebenen Dimensionierung nicht möglich. Eine Impattschwingung wird bei Vierschichtdioden nur dann möglich sein, wenn der aus pn3 injizierte Löcherstrom zu gering ist. Hierzu muss dann nach der Gleichung (13.12) gelten: $j_p/j_n < 1$ (wenn die Driftgeschwindigkeiten von Löcher und Elektronen gleich groß sind.)

14. Das Abschaltverhalten einer p⁺nn⁺-Diode ohne RC-Beschaltung

In Abschnitt 13.7.3 wurde die Abschaltung einer Vierschichtdiode ohne RC-Beschaltung beschrieben. Es zeigte sich, dass diese Diode keine Impatsschwingungen erzeugt, wohl aber LC-Schwingungen möglich sind, weil die Dämpfung im LC-Kreis zu gering ist.

In diesem Abschnitt wird das Abschaltverhalten einer p⁺nn⁺-Diode ohne RC-Beschaltung beschrieben. Das Dotierungsprofil der hier beschriebenen Diode ist mit dem Profil der Vierschichtdiode der Variante 2 identisch. Lediglich fehlt hier jetzt die p-Basis. Die Abschaltung findet wiederum gegen $U_D = 4$ kV statt. Bild 14.1 zeigt den Abschaltvorgang.

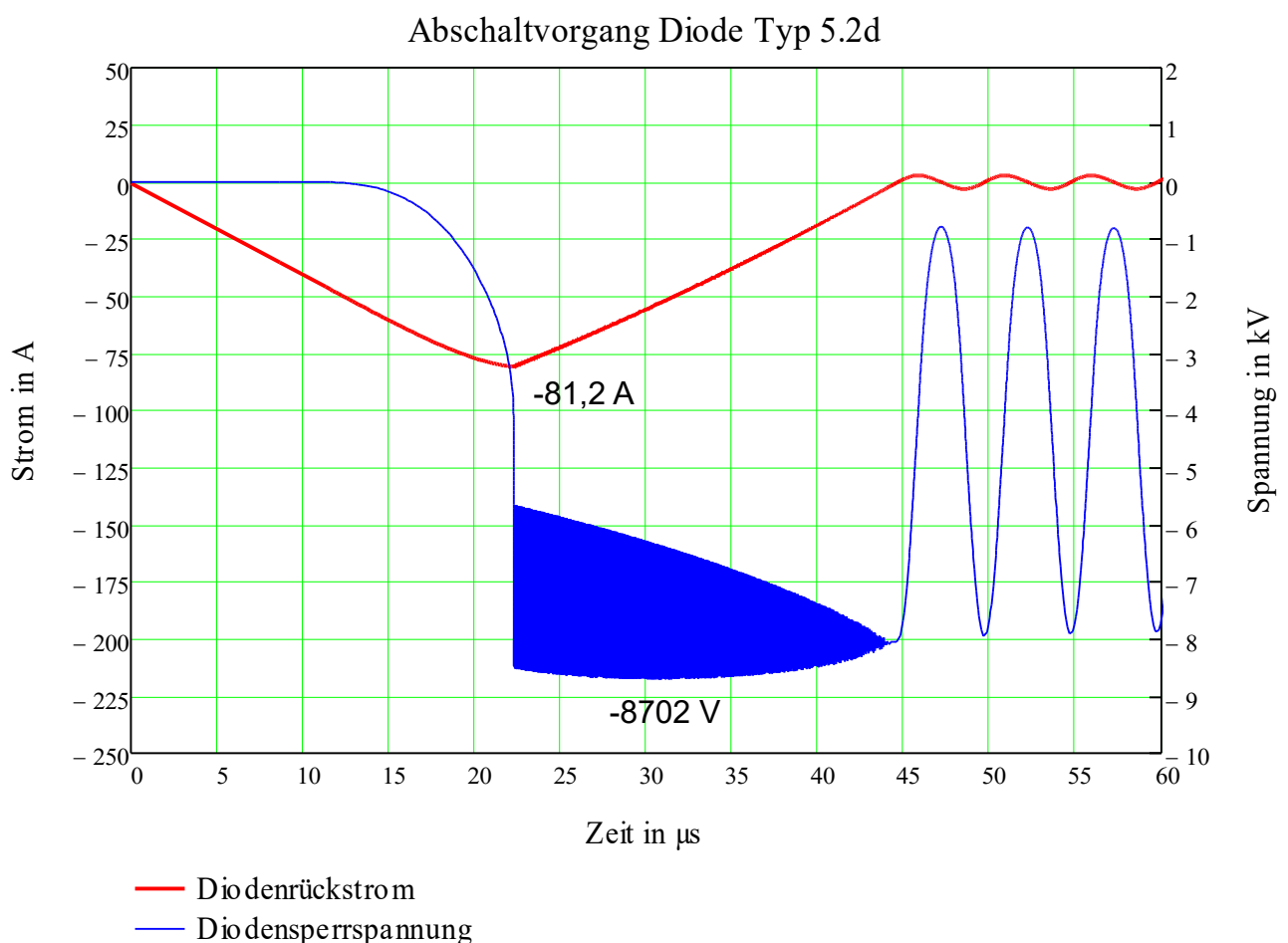
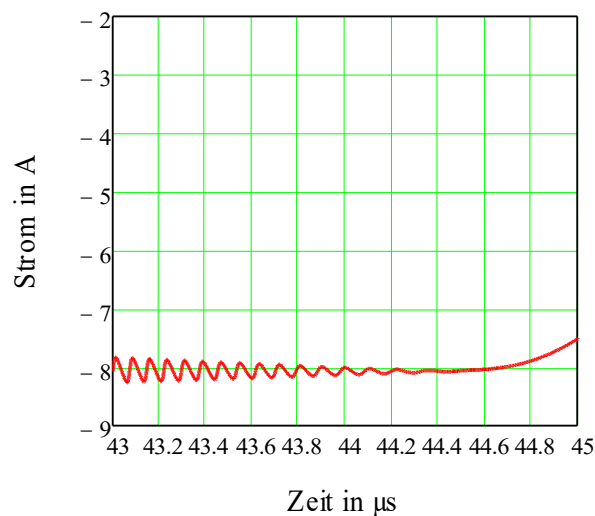
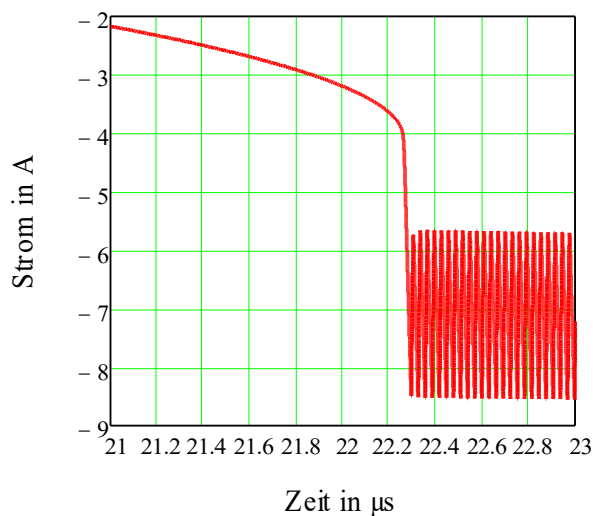


Bild 14.1: Die Abschaltung einer p⁺nn⁺-Diode ohne RC-Beschaltung. $U_D = 4$ kV. Nach der Impatsschwingung setzt eine LC-Schwingung ein. (Alt. $I_{RR}=78,0$ A)

Obenstehendes Bild zeigt, dass bei $t = 22,29 \mu\text{s}$ ein sehr steiler Spannungsanstieg stattfindet, weil dann der Ladungsträgerberg im Mittelgebiet vollständig ausgeräumt ist. Die Stromführung findet ab diesem Zeitpunkt nicht mehr dadurch statt, dass Ladungsträger aus dem Ladungsträgerberg geliefert werden, sondern nur noch durch starken Avalanche.



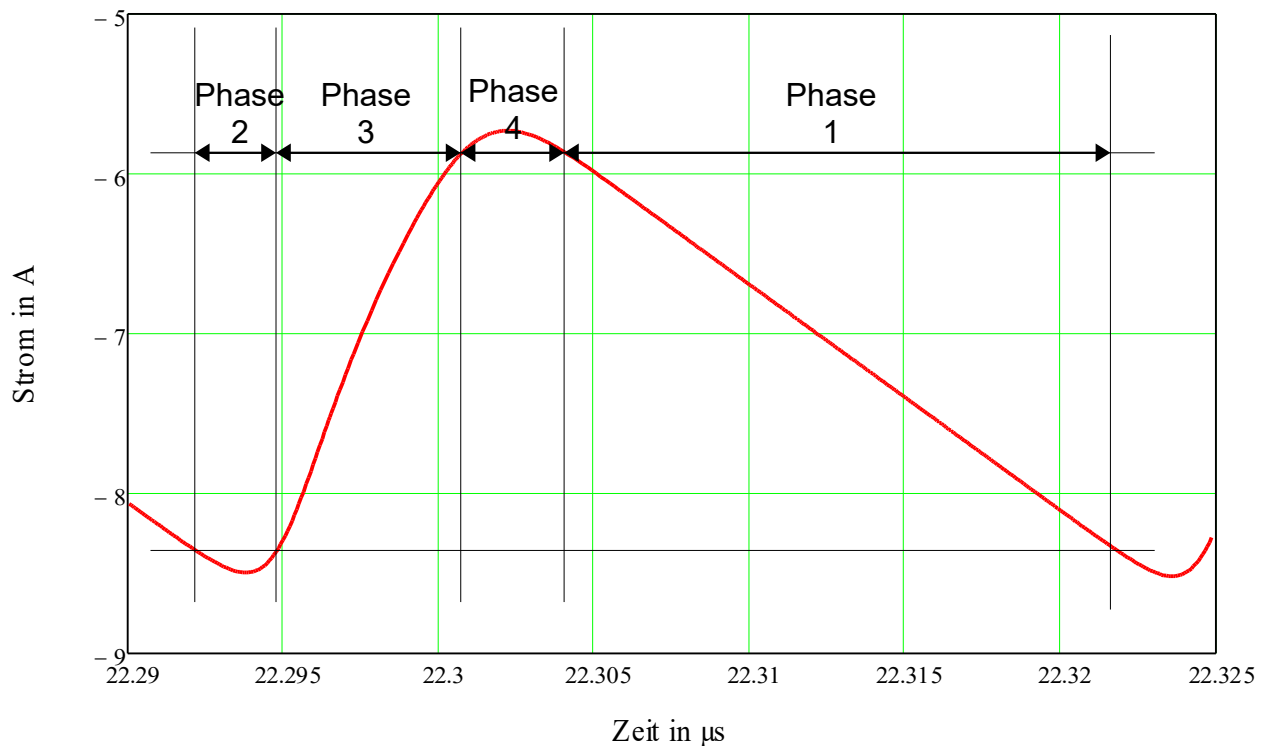
— Diodensperrspannung

— Diodensperrspannung

Bild 14.2: Eine Vergrößerung der Impattschwingung aus Bild 14.1.

Ab $t = 22,29 \mu\text{s}$ tritt jetzt eine Impattschwingung mit einer Anfangsfrequenz von ca. 33 MHz auf. Ab $t = 44,5 \mu\text{s}$ tritt eine LC-Schwingung auf. Bild 14.2 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt von Bild 14.1. Bild 14.3 zeigt dazu eine Periode der Spannungsschwingung. Der Zusammenhang zwischen dem Diodenstrom und der Diodenspannung wird durch die Schaltung, in diesem Fall die Lastinduktivität, bestimmt. Es gilt mit (5.2):

$$\frac{di_L}{dt} = \frac{-U_D + u_{Di}}{L} \quad (14.1)$$



— Diodensperrspannung

Bild 14.3: Die Diodenspannung während einer Periode der Impattschwingung.

$t = 22,292 \mu\text{s}$ ist der Anfangszeitpunkt für die nachfolgenden Bilder. Die einzelnen Phasen der Schwingung werden in Abschnitt 14.1 erläutert.

Die Schaltung wird durch Bild 5.1 wiedergegeben, wobei die RC-Beschaltung entfällt. Die Gleichung (14.1) zeigt, wie der Diodenstrom mit der Diodenspannung zusammenhängt ($i_L = i_{D_i}$). Weil L sehr groß ist (1 mH), sind die Änderungen in i_{D_i} außerordentlich gering, wie es in Bild 14.1 gezeigt wird. Bild 14.3 zeigt, dass die Spannungsschwingung keine reine Sinusform hat. Hierauf wird im folgenden Abschnitt 14.1 weiter eingegangen.

Es tritt kein langsames Anschwingen der Impattschwingung auf. Der Übergang von der Stromführung durch Ladungsträger aus dem Ladungsträgerberg zu der Stromführung durch Avalanche erfolgt abrupt. Ebenso abrupt springt die Diodensperrspannung und genauso abrupt setzt die Impattschwingung bei $t = 22,29 \mu\text{s}$ ein. Weil die Diode mit einer Induktivität in Reihe geschaltet ist und keine RC-Beschaltung vorhanden ist, kann kein Sprung im Diodenstrom stattfinden. Durch das abrupte Anschwingen der Diode kann eine Analyse des Schwingungsverhaltens in Abschnitt 14.1 auf den Fall des Großsignalverhaltens beschränkt bleiben.

In der hier gezeigten Simulation reichen für das Anschwingen die Bedingungen des Abreißens, wodurch der Spannungsanstieg nur noch durch den momentanen Rückstrom und durch die Diodenkapazität bestimmt wird und dass die Spannung so hoch ansteigt, dass die kritische Feldstärke, die im stationären Fall auftritt, überschritten wird.

Bild 14.1 zeigt, dass mit abnehmender Rückstromamplitude auch die Amplitude der Spannungsschwingung zurückgeht. Zusätzlich wird die Frequenz der Schwingung abnehmen. Auf diesen Punkt wird noch bei der Besprechung der einzelnen Phasen der Schwingung in Abschnitt 14.1 ebenfalls eingegangen.

14.1 Die Impattschwingung: Erläuterungen und Simulationsergebnisse

Die nachfolgenden Simulationsbilder dokumentieren das Verhalten der Diode während der Schwingung des Bildes 14.3. In diesen Bildern wurde die Zeit auf $t = 22,292 \mu\text{s}$ normiert. Nicht gezeigt werden die positiv und negativ geladenen Goldatome. Die Konzentration der positiv geladenen Goldatome ist in der Raumladungszone vernachlässigbar. Die Konzentration der negativ geladenen Goldatome liegt in der Raumladungszone unter $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und bleibt während der Schwingung konstant.

Die Grunddotierung beträgt $1,34 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Das Gold beeinflusst den Feldgradienten in der Raumladungszone somit nur geringfügig.

Die Simulationsbilder zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Bildern von D.L. Scharfetter und H.K. Gummel [3].

In [3] wird die Diode allerdings mit einem LC-Schwingkreis belastet. Hierdurch ist der Verlauf der Diodenspannung erzwungenermaßen sinusförmig. Die Diode kann in [3] Hochfrequenzleistung abgeben, weil die Diode zusätzlich mit einem Widerstand belastet wird.

Bedingt durch die rein induktive Belastung der Diode, hört die Schwingung erst auf, wenn der Rückstrom zu Null wird. Die Simulation zeigt, dass die Diode auch schwingen kann, wenn der Rückstrom konstant ist. Die Diode liefert dann aber keine Hochfrequenzleistung.

Die anfängliche Vergrößerung der maximalen Diodenspannung unmittelbar nach dem Anschwingen hängt mit der Feldaufsteilung durch Löcher in der Raumladungszone zusammen. Diese Feldaufsteilung nimmt mit dem Abnehmen des Rückstromes ab.

Die Schwingung des Bildes 14.3 wird in 4 Phasen eingeteilt:

- 1. Die Sperrspannung nimmt zu, weil die Diodenkapazität durch den Rückstrom aufgeladen wird.
- 2. Der Avalanche setzt ein. Durch die Generation von freien Ladungsträgern nimmt die Feldstärke am pn-Übergang ab. In dieser Phase beeinflussen sowohl die Löcher als auch die Elektronen das Feld in der Raumladungszone (= Mittelgebiet).
- 3. Der am pn-Übergang erzeugte Ladungsträgerberg wird mit Driftgeschwindigkeit wegtransportiert. Die Löcher fließen nach links direkt in den p^+ -Emitter ab und beeinflussen das Feld nicht mehr. Die Elektronen fließen nach rechts ab und beeinflussen das Feld bis sie rechts den n^+ -Emitter erreicht haben.
- 4. Der Ladungsträgerberg mit Elektronen erreicht vollständig den n^+ -Emitter, wonach die Feldstärke wieder zunehmen kann.

Während einer Schwingungsperiode bleibt der Diodenstrom annähernd konstant. Durch die unterschiedlichen Mechanismen während der 4 Phasen ist auch erklärbar, warum keine reine Sinusschwingung entstehen kann.

Die mathematische Behandlung der Phase 1 ist am einfachsten. Die Diode verhält sich wie eine Kapazität, die aufgeladen wird. Mit $\epsilon_0\epsilon_r = 1,036 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm}$, $d = 700 \mu\text{m}$ und $A = 38 \text{ cm}^2$ folgt

für die Diodenkapazität: $C = \epsilon_0 \epsilon_r A/d = 0,562 \text{ nF}$. Das du/dt der Diodensperrspannung wird wegen des annähernd konstanten Rückstromes ebenfalls annähernd konstant sein.

Die Spannungsänderung in Bild 14.3 ist von Spitze zu Spitze: 2788 V. Beim konstanten du/dt von -137 $\text{kV}/\mu\text{s}$ wird diese Spannungsänderung in 20,3 ns durchlaufen.

Bei einer Mittelgebietsbreite von 700 μm ist der maximale Hub in der Feldstärke:

$\Delta E = 2788 \text{ V}/700 \mu\text{m} = 39,8 \text{ kV}/\text{cm}$, wie es in Bild 14.4 gezeigt wird.

Wenn der Rückstrom zurückgeht, wird das $|du/dt|$ in der Phase 1 abnehmen. Hierdurch wird der pn-Übergang während der Phase 2 weniger schnell in den Durchbruch gefahren, was sich in der Amplitude und Breite des erzeugten Ladungsträgerberges bemerkbar machen wird.

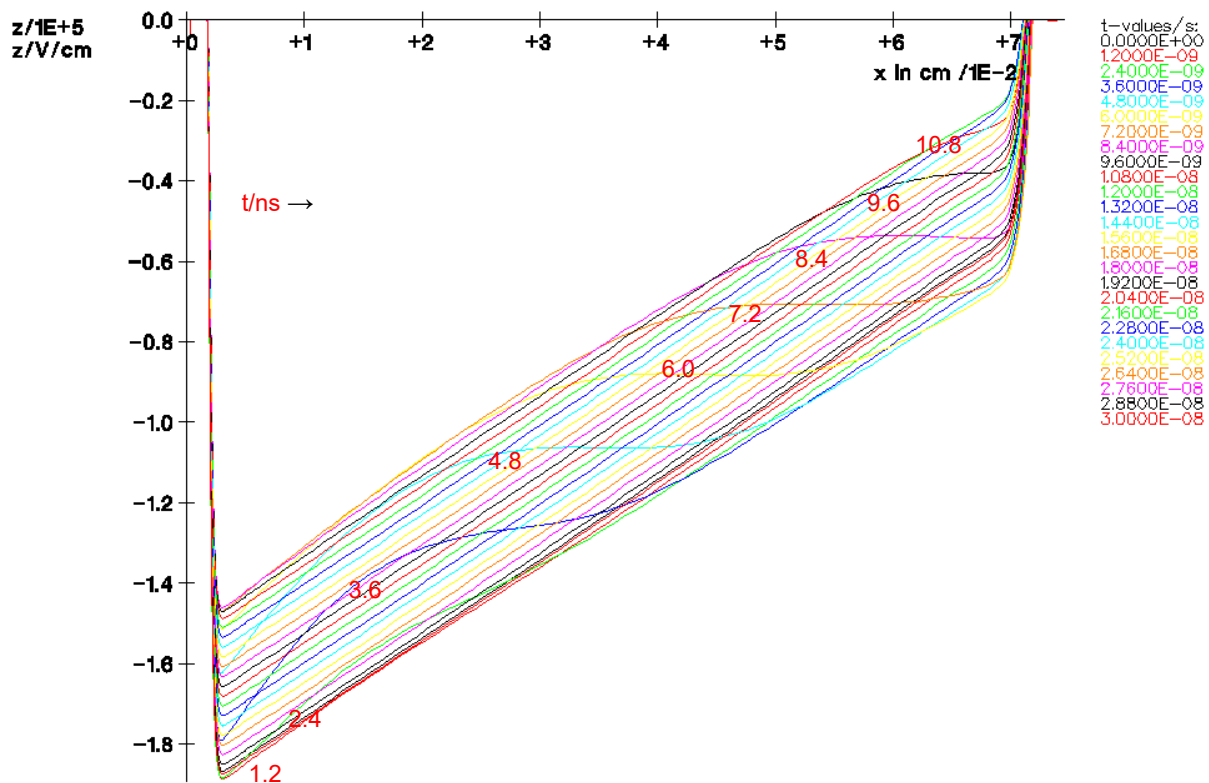


Bild 14.4: Die Feldverteilungen in V/cm zu Bild 14.3. Parameter ist die Zeit in ns ab $t = 22,292 \mu\text{s}$.

Während der Phase 2 wird der Ladungsträgerberg durch Avalanche erzeugt. Bild 14.4 zeigt, dass das Feldmaximum bei $t = 0 \text{ ns}$ bei $x \approx 30 \mu\text{m}$ liegt. Bild 14.6 zeigt, dass das Maximum der Generation bei $t = 0 \text{ ns}$ bei $x \approx 145 \mu\text{m}$ liegt. Bild 14.7 zeigt schließlich, dass das Maximum des Elektronenberges bei $t = 0 \text{ ns}$ bei $x \approx 185 \mu\text{m}$ liegt. Diese Verschiebungen gegenüber dem Feldmaximum hängen damit zusammen, dass die generierten Elektronen sofort durch das Driftfeld nach rechts bewegt werden. Bild 14.9 zeigt die vereinfachten Verhältnisse während der Phase 2.

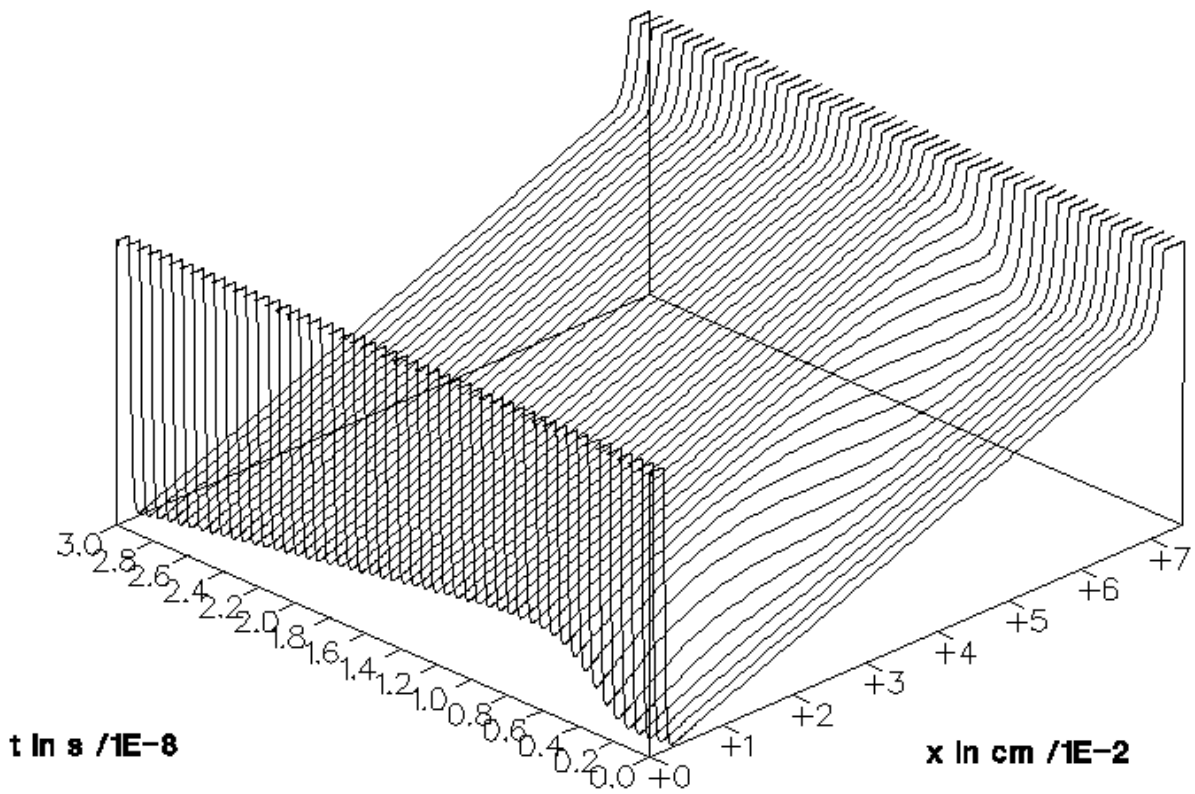


Bild 14.5: Die Feldverteilungen in V/cm zu Bild 14.3.

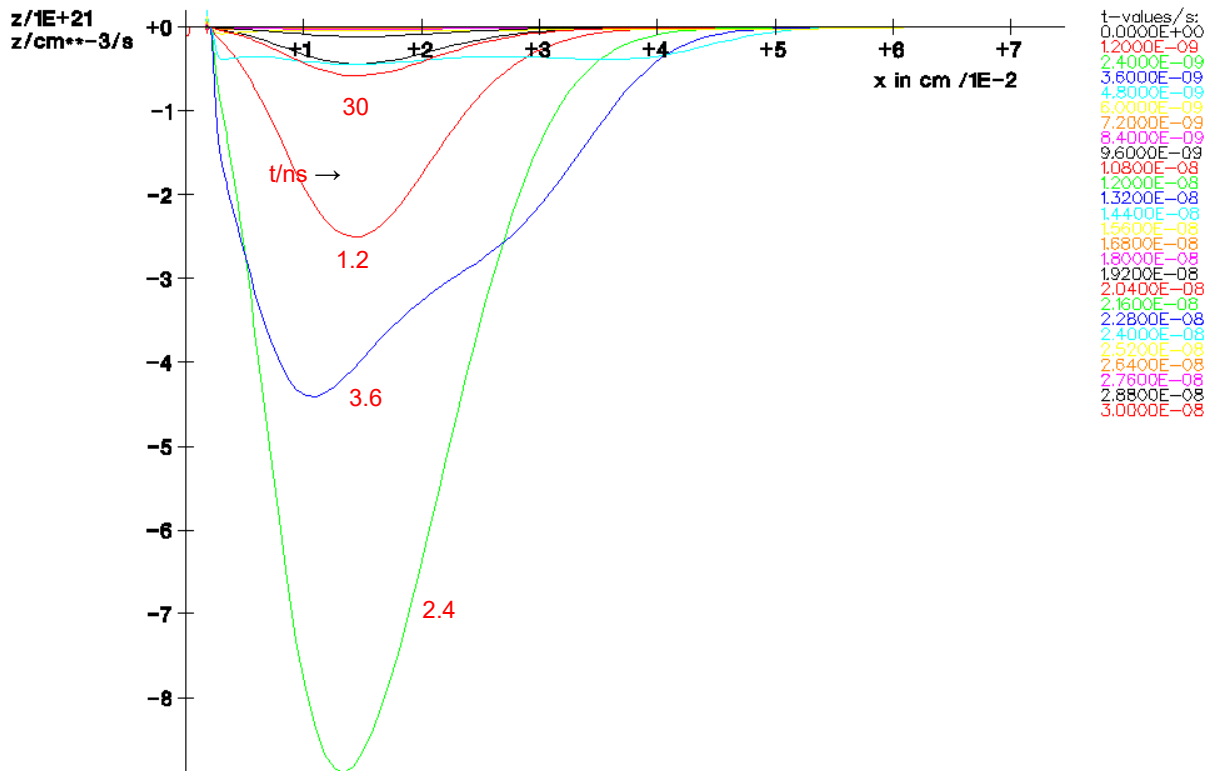


Bild 14.6: Die Löcher-Rekombinations- bzw. Generationsraten in cm^{-3}/s zu Bild 14.3. Parameter ist die Zeit in ns ab $t = 22,292 \mu\text{s}$. (Ein Negativwert der Rekombination bedeutet: Generation.)

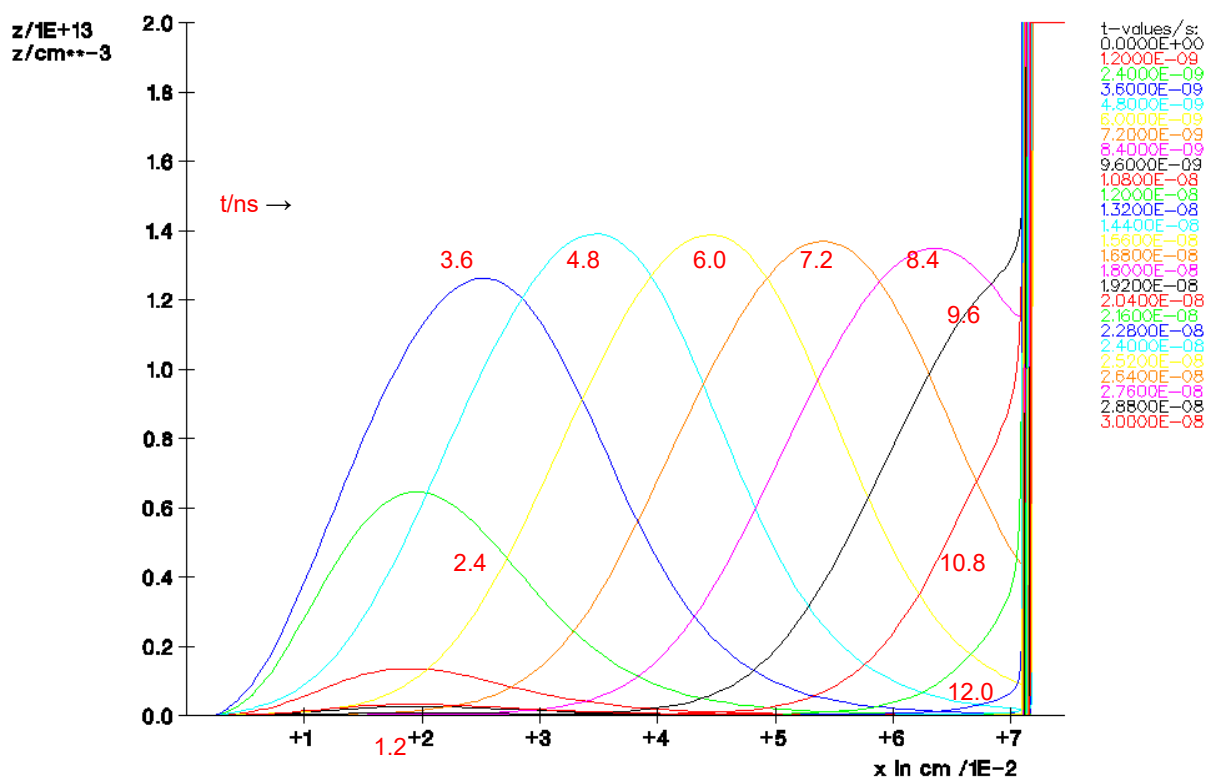


Bild 14.7: Die Elektronenkonzentrationen in cm zu Bild 14.3. Parameter ist die Zeit in ns ab $t = 22,292 \mu\text{s}$. Linearer Maßstab.

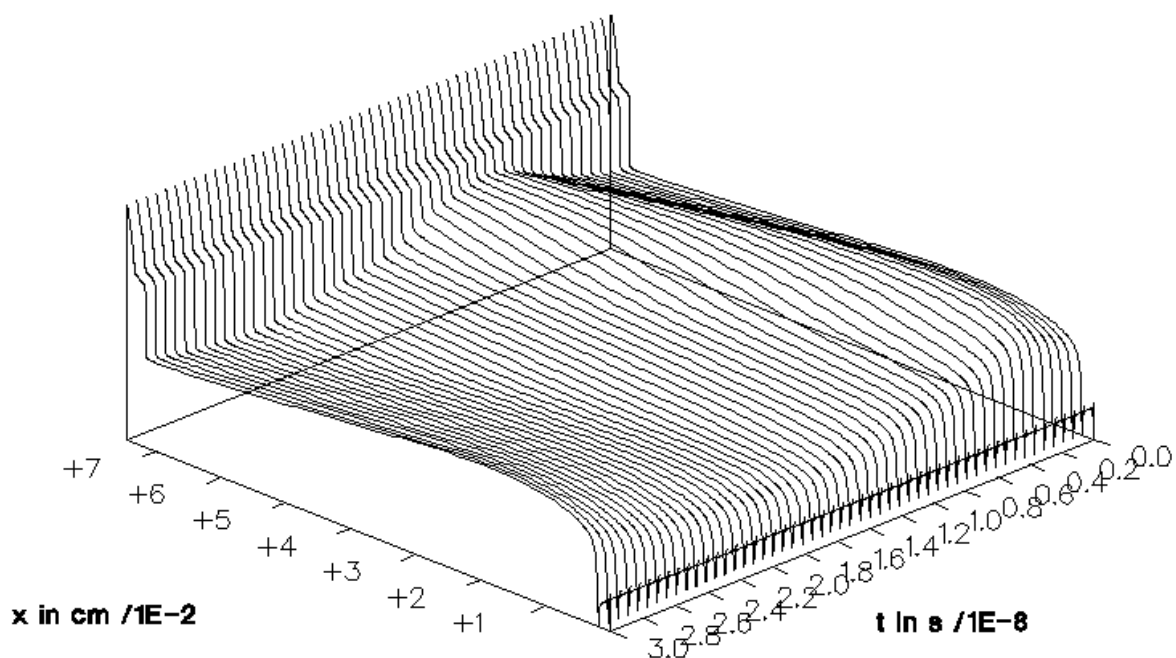


Bild 14.8: Die Elektronenkonzentrationen in cm zu Bild 14.3. Logarithmischer Maßstab.

Wo keine Ladungsträger vorhanden sind, kann auch keine Multiplikation bzw. kein Lawineneffekt auftreten. Deshalb tritt das Maximum des Elektronenberges nicht beim Feldmaximum auf, sondern es ist nach rechts verschoben.

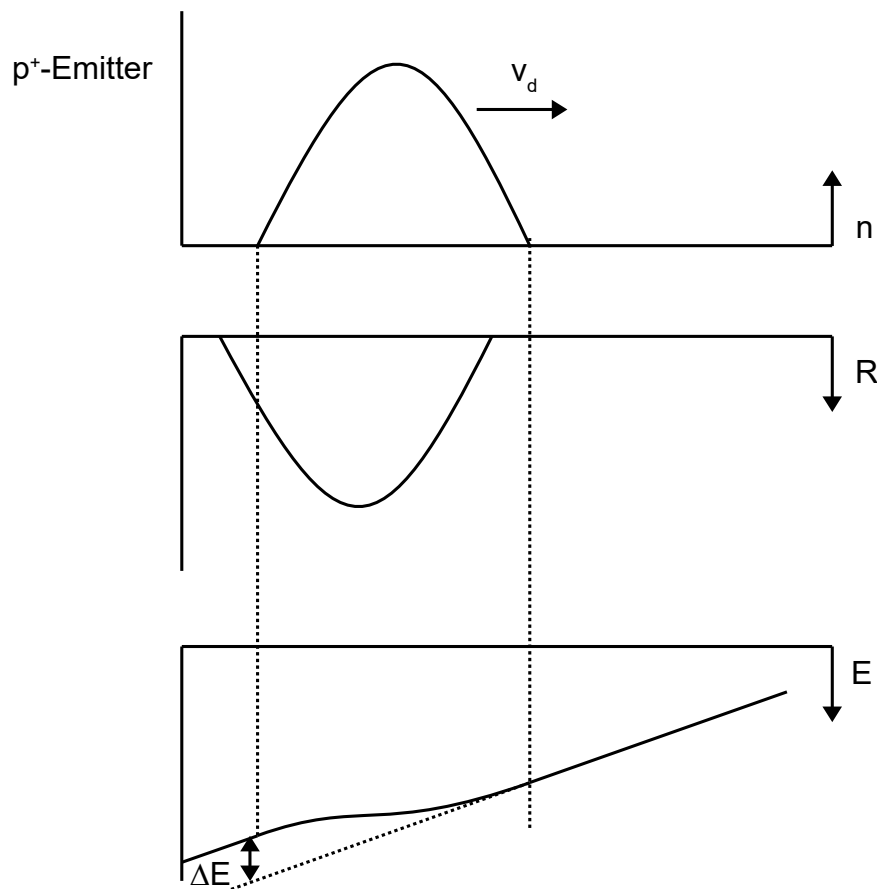


Bild 14.9: Der erzeugte Elektronenberg, die Generation und die Feldstärke während Phase 2.

Der Ladungsträgerberg wächst in Höhe und Breite so lange, bis das Feld unter Einfluss der erzeugten freien Ladungsträger so weit abgesunken ist, dass der Avalanche aufhört. Je höher das Feld ist, umso schneller steigt die Elektronenkonzentration im Elektronenberg an und umso kleiner ist die Phasenverschiebung zwischen Generation und Elektronenberg.

Ein breiter Ladungsträgerberg tritt bei niedrigen Stromdichten auf. Es werden dann weniger Ladungsträger für den Stromtransport gebraucht und α_n ist kleiner. Hierdurch nimmt die maximale Diodenspannung während der Schwingung ab. Auch braucht das Feld weniger stark abzunehmen, bis die Stoßionisation aufhört. ΔE ist somit kleiner und die Amplitude der Impatsschwingung verringert sich.

Während der Phase 3 und 4 bewegt sich der Elektronenberg nach rechts (siehe Bild 14.7). Die Elektronenstromdichte ist im Ladungsträgerberg ein direktes Abbild der Elektronenverteilung (siehe Bild 14.70). Weil E negativ ist, gilt:

$$j_n = -e v_d n \quad (14.2)$$

wobei v_d die Driftgeschwindigkeit ist.

Weil die erzeugten Löcher direkt nach links abfließen, sind sie in dieser Phase nicht von Bedeutung (siehe Bild 14.11).

Die Löcher beeinflussen den Feldgradienten nur im äußersten linken Bereich des Mittelgebietes. Die Diodensperrenschnung wird dadurch geringfügig höher sein.

Bild 14.10 zeigt, dass die Elektronenstromdichte erheblich größer als die Gesamtstromdichte ist. Es tritt eine große Verschiebungsstromdichte auf.

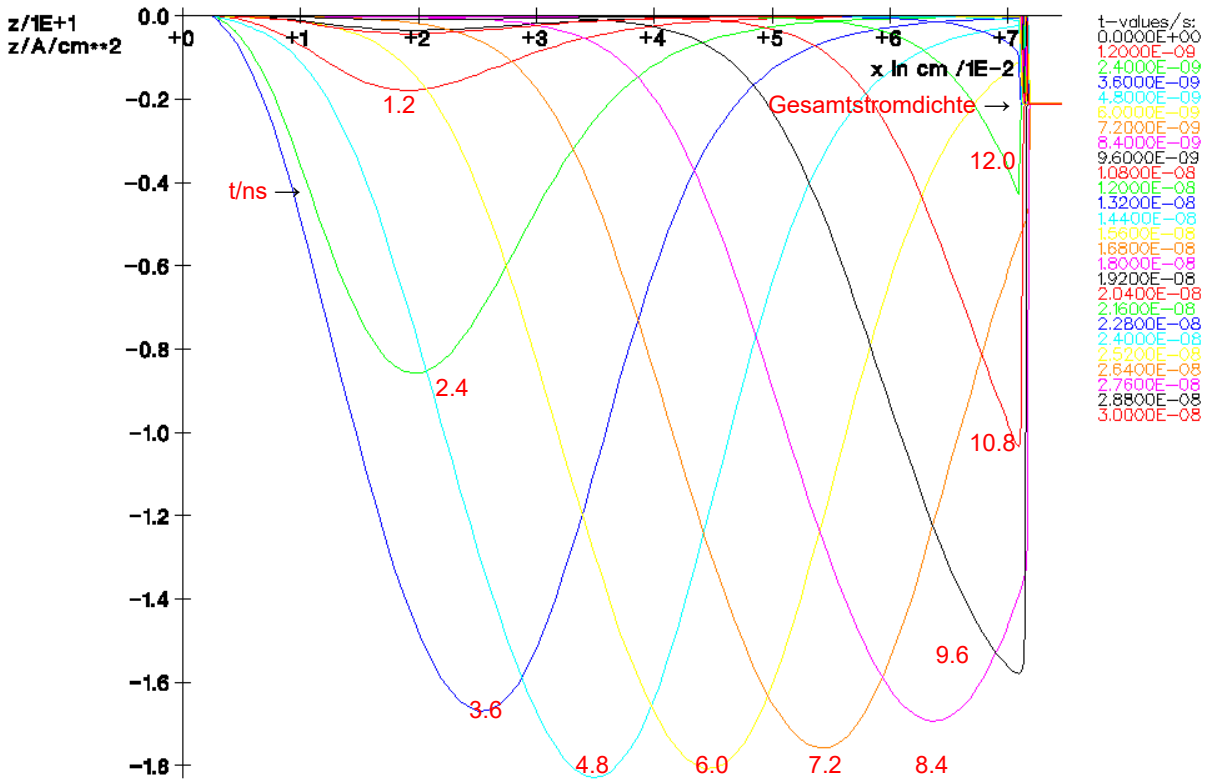


Bild 14.10: Die Elektronenstromdichten in A/cm² zu Bild 14.3. Parameter ist die Zeit in ns ab t = 22,292 μ s.

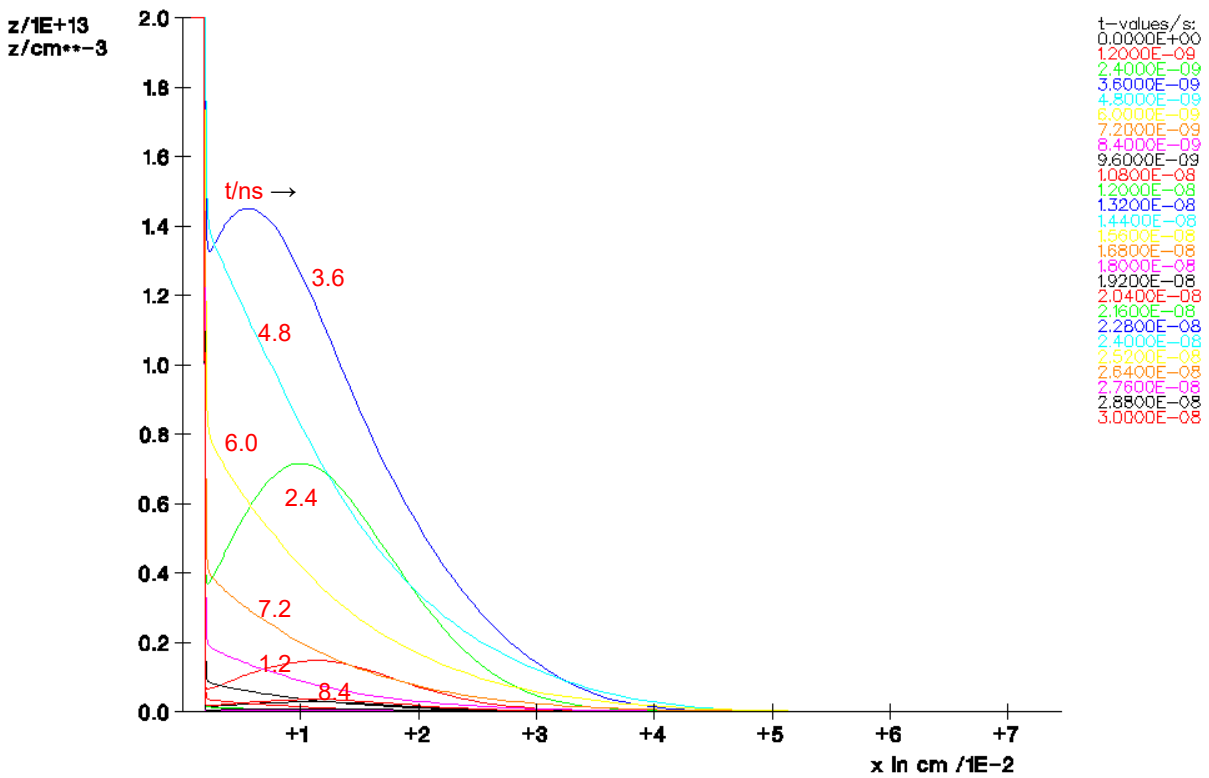


Bild 14.11: Die Löcherkonzentrationen in cm³ zu Bild 14.3. Parameter ist die Zeit in ns ab t = 22,292 μ s. Linearer Maßstab.

In Bild 14.12 wird der Zusammenhang zwischen dem Trägerberg und dem Feld vereinfacht dargestellt.

Die Spannung über der Diode nimmt immer mehr ab, je weiter sich der Elektronenberg nach rechts verschiebt. Das ΔE in Bild 14.12 wird nach der Poisson-Gleichung proportional zu der gesamten Ladung des Elektronenberges sein. Weil sich der Elektronenberg mit der Geschwindigkeit v_d nach rechts bewegt, wird das du/dt während der Phase 3 proportional zur Gesamtladung und Driftgeschwindigkeit sein.

In der Phase 4 wird der Elektronenberg verschwinden. Damit geht das du/dt der Diodenspannung gegen null.

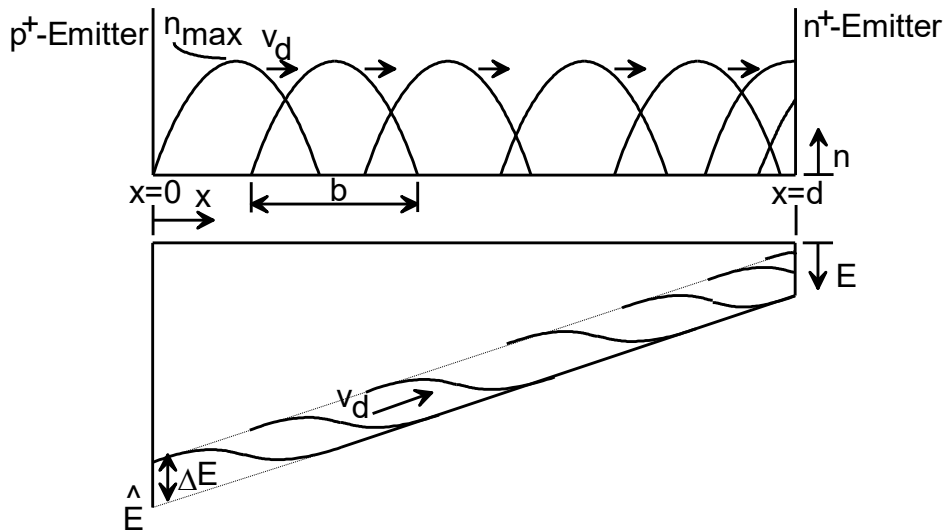


Bild 14.12: Der Zusammenhang zwischen dem Elektronenberg und dem Feld während der Phase 3 und 4.

15. Ergebnisvergleich der 8 kV-Dioden

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der vorhergehenden Diodentypen miteinander verglichen. Der Vergleich wird nur für die Batteriespannung 4 kV durchgeführt. Die wichtigsten Kenngrößen beim Vergleich sind:

- Typ	Diodentyp aus den vorhergehenden Abschnitten
- I_{RR}	die Rückstromspitze
- $I_{L\ max}$	der Maximalwert des Gesamtstromes
- $U_{Di\ max}$	der Maximalwert der Diodenspannung
- Q_{RR}	die Sperrverzögerungsladung
- W_{Di}	die Verlustarbeit der Diode
- W_R	die Verlustarbeit des Beschaltungswiderstandes
- C	die Größe des Beschaltungskondensators
- du/dt_{\max}	der Maximalwert der Spannungsanstiegsgeschwindigkeit
- Sonstiges	Beschreibung des Rückstromverlaufes.

Die Ergebnisse werden in untenstehender Tabelle zusammengefasst. Für alle Dioden dieser Tabelle gilt, dass die maximal mögliche Sperrspannung 8 kV beträgt und dass die Durchlassspannung bei $I_F = 2000\ A$ 1,65 V ist. Die Temperatur ist jeweils: 90° C.

Für den Anwender ist der Wert von $i_{L\ max}$ wichtiger als I_{RR} , weil die Schaltung $i_{L\ max}$ "sieht" und nicht I_{RR} . Weiter ist die Verlustarbeit sehr wichtig, weil hierdurch der Wirkungsgrad einer Anlage und auch die Anlagenkosten wegen des Kühlaufwandes beeinflusst werden. Als drittes Bewertungskriterium bleibt schließlich der Rückstromverlauf, weil nicht in allen Anwendungsfällen ein Rückstromabriss mit den damit verbundenen hohen du/dt -Werten auftreten darf.

Die Tabelle 15.1 zeigt, dass die Verlustarbeit der jeweiligen Dioden in den hier vorgegebenen Anwendungsbeispielen immer ca. 20% der Verlustarbeit des Widerstandes der RC-Beschaltung beträgt. Außerdem zeigt die Tabelle 15.1, dass die Tendenzen bei $i_{L\ max}$, W_R und W_{Di} jeweils in der gleichen Richtung laufen.

	lange Diode	lange Diode	kurze Diode	kurze Diode	sehr kurze Diode	Diode mit Dotierungsstufe	Vierschichtdiode
	t homogen	t inhomogen	t homogen	t inhomogen	t homogen	t homogen	t homogen
Gesamtdicke:	1000 μ	1000 μ	845 μ	845 μ	645 μ	845 μ	745 μ
effektive Grunddotierung:	$1,20 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$1,20 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$1,17 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$1,17 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$7,00 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
mittlere Hochinjektions- lebensdauer:	53 μs	53 μs	29 μs	29 μs	13 μs	30 μs	21,5 μs
Typ	1.1	1.2	2.1	2.2	3	4	5
I_{RR}/A	100,9	86,4	71,5	60,1	46,1	75,8	58,8
$i_{L,max}/A$	153,3	150,4	107,6	106,9	61,2	108,2	88,7
$u_{Di,max}/V$	4954	5000	4807	4859	4790	5268 *	4789
Q_{RR}/mC	3,33	3,45	1,52	1,58	0,472	1,56	1,02
W_{Di}/Ws	4,40	6,16	1,99	2,80	0,885	1,81	1,51
W_R/Ws	46,4	45,4	25,3	24,9	8,32	19,1	17,5
$C/\mu F$	4,7	4,7	2,6	2,6	0,83	1,8	1,8
$du/dt_{max}/V/\mu s$	185	183	293	178	50600	4190	415
Sonstiges	soft	sehr soft	soft	sehr soft	Abriss	Abriss	Grenze
Bildnummer	7.3	8.6	9.1	10.2	11.4	12.3	13.22

Tabelle 15.1: Vergleich der vorhergehenden Diodentypen von Abschnitt 7 bis 13 bei $U_D = 4 \text{ KV}$. Die Bildnummer verweist auf das Simulationsergebnis des Abschaltvorganges.

* = RC-Beschaltung nicht optimiert.

Bei der effektiven Grunddotierung wurden die tatsächliche Grunddotierung und die ionisierten Goldatome berücksichtigt.

Für den Fall, dass ein hohes du/dt in einer Schaltung zulässig ist, kann ein Rückstromabriss u.U. ebenfalls zugelassen werden. Bedingung ist hierbei, dass die RC-Beschaltung induktivitätsarm aufgebaut wird. In diesem Fall zeigt die Tabelle 15.1, dass $i_{L\max}$ und auch die Verlustarbeit in Diode und Widerstand bei der Diode vom Typ 3 ein Minimum erreichen.

Wird gefordert, dass die Diodenströme unter keinen Umständen abreißen dürfen, werden die besten Ergebnisse erzielt mit der Vierschichtdiode vom Typ 5, gefolgt von der Diode vom Typ 2.2 mit inhomogener Lebensdauereinstellung. Weil das Abschaltverhalten letzterer Diode sehr soft ist, kann davon ausgegangen werden, dass diese Diode bei den vorgegebenen Betriebsbedingungen noch dünner dimensioniert werden kann, als es in Abschnitt 10 angegeben wurde.

Bei beiden Diodentypen ist letzten Endes das Erhalten eines Ladungsträgerberges am Übergang vom Mittelgebiet zum n^+ -Emitter der Mechanismus, der das Abschaltverhalten verbessert. Bei geeigneter Diodendimensionierung und Profilierung von $\tau = f(x)$ ist deshalb zu erwarten, dass sich die Abschalteigenschaften der Diode vom Typ 2.2 und der Vierschichtdiode bei den angegebenen Betriebsbedingungen so wenig voneinander unterscheiden, dass hieraus allein kein Entscheidungskriterium abgeleitet werden kann.

Ein deutlicher Vorteil der Vierschichtdiode ist, dass sie bei der angegebenen Dimensionierung nicht schwingen kann (Impattschwingung), wenn sie stark in den Avalanche getrieben wird. Das heißt auch, dass die Vierschichtdiode kritische Situationen mit Überspannungsspitzen besser als die psn -Diode überstehen kann. Allerdings stehen demgegenüber die aufwendigere Fertigung der Vierschichtdioden und die komplizierteren Zusammenhänge zwischen dem Diodenverhalten und dem Dotierungsprofil.

Die aufwendigere Fertigung kann - im Gegensatz zur Diode mit inhomogener Lebensdauereinstellung - allerdings mit konventionellen Mitteln durchgeführt werden. (3 Implantations- + Eintreib-Schritte).

16. Allgemeine Dimensionierungsrichtlinien für die Diode und die RC-Beschaltung

Bei der Auslegung von psn-Dioden ist zuerst zu klären, ob höhere du/dt -Werte zulässig sind. In diesem Fall hat eine extrem dünne Diode vom Typ 3 mit einer induktivitätsarmen Beschaltung die günstigen Eigenschaften. Das Mittelgebiet wird so hochohmig und so kurz wie möglich dimensioniert. Der Rückstrom kann schon bei relativ geringen Batteriespannungen abreißen.

Ist man hinsichtlich der Größe der du/dt -Werte limitiert, dann muss zunächst geklärt werden, ob nur eine homogene Ladungsträgerlebensdauereinstellung in der Fertigung möglich ist, und ob die auftretende dynamische Sperrspannung U_R^* während der Abschaltung größer als ca. $(3/4)^2 \times U_R$ ist. (Der Faktor $3/4$ ist durch den Unterschied in den Beweglichkeiten für Löcher und Elektronen bedingt. Siehe Abschnitt 6.).

Wenn ja, dann muss die Diode als Diode vom Typ 1.1 ausgelegt werden. Das Feld darf am n^+ -Emitter nicht anstoßen. Im ungünstigsten Fall muss die Diode um 33 % dicker als die für U_R erforderliche Breite der Raumladungszone dimensioniert werden.

Die Dimensionierung der Dioden vom Typ 2 richtet sich nach der möglichen Technologie: homogene oder inhomogene Lebensdauereinstellung und nach der maximalen dynamischen Sperrspannung während des Abschaltvorganges. Die Tabelle 16.1 zeigt die Möglichkeiten.

U_R^* sehr niedrig $U_R^* \ll U_{RRM}$	Mittlere U_R^* -Werte	U_R^* hoch $U_R^* \approx U_{RRM}$
homogene Lebensdauereinstellung	homogene oder inhomogene Lebensdauereinstellung je nach d und N_D Festlegung	inhomogene Lebensdauereinstellung
Typ 2.1 \leq =====> Typ 2.2		

Tabelle 16.1: Die mögliche Dimensionierung der Dioden vom Typ 2.

Die Tabelle 16.1 zeigt, dass Dioden vom Typ 2 für hohe U_R^* -Werte mit einer inhomogenen Lebensdauereinstellung versehen werden müssen. Erst bei sehr niedrigen U_R^* -Werten ist eine inhomogene Lebensdauereinstellung nicht mehr sinnvoll. Dazwischen gibt es einen breiten Übergangsbereich. Die tatsächlich einzusetzende Dicke d des Mittelgebietes ist stark von der Art, wie der Ladungsträgerberg abgebaut wird, abhängig. Es hat sich gezeigt, dass die Theorie aus /6/ diesen Abbau zu stark vereinfacht. Die besten Resultate sind zu erwarten, wenn die Ladungsträgerlebensdauer inhomogen eingestellt wird! (siehe Tabelle 15.1).

Nach der Auslegung der Diode aufgrund der dynamischen und stationären Sperrspannung ist der nächste Schritt die Einstellung der Durchlassspannung mithilfe der Ladungsträgerlebensdauer (homogen oder inhomogen). Hiermit ergibt sich die Möglichkeit, die Aufteilung der Gesamtverluste auf Durchlassverluste und Schaltverluste zu beeinflussen. Bei niedrigen Frequenzen und großer Einschaltdauer werden die Durchlassverluste am stärksten die Gesamtverluste bestimmen. Deshalb sind dort relativ höhere Lebensdauerwerte angebracht. Bei hohen Frequenzen und niedrigeren Einschaltdauerwerten werden die Schaltverluste am stärksten die Gesamtverluste bestimmen. In diesem Fall sind relativ geringe Lebensdauerwerte vorzuziehen, damit die Gesamtverluste minimal bleiben.

Der Sperrstrom ist von der Konzentration der Rekombinationszentren abhängig. Der Sperrstrom steigt, wenn die Ladungsträgerlebensdauer abgesenkt wird. Die maximal zulässige Konzentration der Rekombinationszentren wird ggf. durch Sperrstromanforderungen vorgegeben.

Für jeden Anwendungsfall ist im Prinzip eine andere Diode erforderlich, die die kleinstmöglichen Verluste ergibt. Das bedeutet, dass bei Dioden, die für allgemeine Anwendungen hergestellt

werden, immer Kompromisse geschlossen werden müssen zwischen Sperrverhalten, Durchlass- und Abschaltverhalten.

Bei der Verlustbetrachtung darf die RC-Beschaltung nicht außer Acht gelassen werden. Die vorhergehenden Abschnitte zeigen, dass geringere Lebensdauerwerte gleichzeitig auch geringere Verluste in der RC-Beschaltung bedingen.

Die Auslegung der RC-Beschaltung ist bei festgelegten Lebensdauerwerten als letzter Schritt der gesamten Diodendimensionierung zu sehen. Mithilfe der RC-Beschaltung wird die maximal auftretende dynamische Sperrspannung U_R^* eingestellt.

Bei Vierschichtdioden (Typ 5) sind

- die Grunddotierung und Dicke des Mittelgebietes
 - die p-Basisdotierung und
 - die Stoppzonen-Dotierung
- frei wählbar.

Die Ladungsträgerlebensdauer wird homogen angenommen.

Die Sperrspannung der Vierschichtdiode kann nach der üblichen stationären und dynamischen Sperrspannungstheorie für psn-Dioden vom Typ 2.2 ausgelegt werden. Die Sperrspannungssimulationen (Abschnitt 13.5) zeigen allerdings, dass die stationäre Sperrspannung bei Vierschichtdioden geringer ist als bei psn-Dioden. Um trotzdem die erforderliche Sperrspannung zu erreichen, kann die einzusetzende Sperrspannung in der Berechnung um ca. 10% (Richtwert aus der Simulation) angehoben werden. Hiermit wird dann auch die Sperrspannungsreduzierung durch die Stoppzone abgedeckt. Für die stationäre Sperrspannungsberechnung kann dann die Gleichung (6.4) angewendet werden. Für die dynamische Sperrspannungsauslegung gilt die Gleichung (6.9) mit $d^* = d$.

Für $\hat{E} = f(N_D)$ in (6.4) kann Bild 6.3 verwendet werden, wobei zu beachten ist, dass \hat{E} nach den Simulationsergebnissen in Vierschichtdioden um ca. 3% niedriger liegt. Ein Abreißen des Rückstromes kann auch bei Vierschichtdioden auftreten, wenn das Feld während eines Abschaltvorganges an der Stoppzone anstößt.

Der nächste Dimensionierungsschritt betrifft die p-Basis. Die p-Basis muss das Feld bei pn^3 , das beim Abschalten und beim Sperrn entsteht, voll aufnehmen. Hierdurch wird der erforderliche Mindestwert des Integrals $\int N_A dx$ vorgegeben. Der Wert dieses Integrals muss aber so gering wie möglich gehalten werden, damit der Sperrstrom nicht zu hoch wird, (j_p in (13.12) muss niedrig sein.)

Das p-Basisprofil muss so steil wie möglich eingestellt werden, damit die Stromverstärkung des npn-Transistors hoch wird (Einschaltverhalten der Vierschichtdiode). Ein steileres Basisprofil bewirkt außerdem eine höhere Injektion von Ladungsträgern während des Abschaltvorganges, weil j_0 nach (13.27) kleiner wird.

Die Stoppzone beeinflusst die effektive Basisdotierung. Bei gleicher Akzeptordotierung wird die effektive Basisdotierung größer, wenn die Stoppzonendotierung niedriger ist. Siehe hierzu z. B. Bild 13.12. Die Stoppzone muss so ausgelegt werden, dass kein Punch-Through auftreten kann (siehe Bild 6.9).

Es gibt jetzt noch zwei zusätzliche Anforderungen an die Stoppzone:

1. Das $\int N_D dx$ der Stoppzone soll größer als $\frac{1}{3} \int N_A dx$ der p-Basis sein, damit der Sperrstrom gering und die Sperrspannung hoch bleibt. Hieraus folgt, dass nach (13.12) $j_p/j_n < 1$ ist. (Bei pn^2)

2. Die Donatordotierung soll bei p_{n2} möglichst niedrig sein, damit j_0 nach (13.27) möglichst niedrig bleibt. Hierdurch werden beim Abschaltvorgang mehr Löcher von p_{n3} ins Mittelgebiet injiziert. Der Abschaltvorgang wird "softer". Diese Anforderung bedingt, bei vorgegebenem $\int N_D dx$, eine möglichst tiefe Donatordiffusion.

Schließlich bleibt eine Simulation des Abschaltverhaltens unumgänglich, weil sich besonders der Abbau des Ladungsträgerberges nicht mit einfachen Gleichungen erfassen lässt. Das Modell aus /6/ kann nur als grobe Richtschnur für die Dimensionierung verwendet werden. Mit einer Simulation des Abschaltverhaltens wird die Dimensionierung der Diode und der RC-Beschaltung überprüft. Reißt der Rückstrom ab, dann dürfte die Diode zu dünn gewesen sein, oder die RC-Beschaltung ist zu klein ausgelegt (außer bei Typ 3). Umgekehrt wird die Diode zu dick sein oder ist die RC-Beschaltung zu groß ausgelegt, wenn das Abschaltverhalten zu "soft" ist.

17. Schlussfolgerungen und Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird das Abschaltverhalten von Leistungsdioden untersucht. Die Arbeit beschränkt sich dabei auf Netzdioden.

Es werden dabei nach Dotierung und Abmessungen fünf Diodentypen unterschieden, die alle für die gleiche Sperr- und Durchlassspannung ausgelegt sind. Unter diesen Bedingungen ist ein echter Vergleich der fünf Typen beim Abschaltverhalten möglich.

Die fünf Typen sind:

- Typ 1: $p^{+}nn^{+}$ -Diode, bei der das Mittelgebiet so dick ausgelegt ist, dass die Raumladungszone bei stationärer Sperrspannung nicht am n^{+} -Emitter anstößt. Die Verteilung der Rekombinationszentren ist homogen (Typ 1.1) oder inhomogen (Typ 1.2).
- Typ 2: $p^{+}nn^{+}$ -Diode, bei der das Mittelgebiet dünner als bei Typ 1 dimensioniert ist, wodurch die Raumladungszone des Mittelgebietes bei stationärer Sperrspannung am n^{+} -Emitter anstößt. Die Verteilung der Rekombinationszentren ist homogen (Typ 2.1) oder inhomogen (Typ 2.2).
- Typ 3: $p^{+}nn^{+}$ -Diode, bei der das Mittelgebiet so dünn wie möglich ausgelegt ist. Durch eine RC-Beschaltung mit einer niedrigen parasitären Induktivität wird die Überspannungsspitze, die beim Abreißvorgang des Rückstromes auftritt, beherrscht. Die Verteilung der Rekombinationszentren ist homogen.
- Typ 4: $p^{+}nn^{+}$ -Diode mit homogen verteilten Rekombinationszentren. Im Mittelgebiet ist eine Dotierungsstufe vorhanden, die die Ausbreitung der Raumladungszone begrenzt.
- Typ 5: $p^{+}nn^{+}p^{+}n^{+}$ -Diode (Vierschichtdiode) mit homogen verteilten Rekombinationszentren. Beim Abschaltvorgang werden aus einem zusätzlichen pn-Übergang, der in den Durchbruch gefahren wird, Ladungsträger ins Mittelgebiet geliefert. Diese Ladungsträger werden benötigt, um den Abbau der Speicherladung im Mittelgebiet zu verzögern.

Um die Zusammenhänge zwischen dem Diodenverhalten und einer RC-Beschaltung aufzuzeigen, wird ein einfaches analytisches Modell vorgestellt, wobei der Verlauf der Diodensperrspannung fest vorgegeben wird. Hierbei wird gezeigt, dass die Belastung für eine Schaltung der Leistungselektronik durch eine Diode mit parallel geschalteter RC-Beschaltung wesentlich höher sein kann als es das I_{RR} und Q_{RR} aus dem Datenblatt vermuten lassen.

Gezeigt wird weiter, wie die Überspannungsspitze von der Größe der RC-Beschaltung abhängt. Das Modell ist geeignet, um die prinzipiellen Verläufe der Beschaltungsspannungen und -ströme zu beschreiben. Keine Aussagen können mit diesem Modell über das Abreißen des Rückstromes oder über "Softrecovery" gemacht werden. Hierzu ist ein Blick in das Innere der Diode erforderlich.

Bei der Sperrspannungsdimensionierung wird herausgearbeitet, dass zwischen der stationären Sperrspannung und der dynamischen Sperrspannung, die während des Abschaltvorganges auftritt, unterschieden werden muss. Die maximal zulässige dynamische Sperrspannung kann u. U. wesentlich niedriger als die stationäre Sperrspannung sein. Hierbei spielt nicht nur die Dicke des Mittelgebietes eine Rolle, sondern auch die Höhe der Grunddotierung. Bei fest vorgegebenen Diodenabmessungen und Emitterprofilen wird mit zunehmender Grunddotierung die stationäre Sperrspannung abnehmen und die dynamische Sperrspannung dagegen zunehmen, solange der dynamische Avalanche vernachlässigbar ist. Ebenso bewirkt eine niedrigere Grunddotierung eine höhere stationäre Sperrspannung und ein schlechteres Abschaltverhalten bzw. niedrigere dynamische Sperrspannung.

Der Rückstrom wird abreißen, wenn im Mittelgebiet auf der Seite des n^{+} -Emitters nicht ausreichend Ladungsträger gespeichert sind. Am pn-Übergang an der linken Seite des Mittelgebietes baut sich die Raumladungszone bzw. Sperrspannung auf. Ist die Batteriespannung hoch, dann wird ein Großteil des Mittelgebietes (wenn nicht das gesamte Mittelgebiet) benötigt, um eine dynamische Sperrspannung zu erreichen, die über der Batteriespannung liegt. Hierdurch bleibt zwangsläufig

auf der rechten Seite des n^+ -Emitters weniger Ladung gespeichert. Daraus erklärt sich, dass Dioden, die bei niedrigen Batteriespannungen "soft" abschalten, bei höheren Batteriespannungen einen Rückstromabriss aufweisen.

Ein wesentliches Merkmal, das bei der Unterscheidung der vorhergenannten Diodentypen eine Rolle spielt, ist der Verlauf des Feldes. Bei den Dioden vom Typ 1 stößt das Feld bei Sperrbelastung nicht am n^+ -Emitter an. Diese Dioden sind von allen Typen deshalb die Dioden mit dem dicksten Mittelgebiet.

Um die vorgeschriebene Durchlassspannung zu halten, muss die Ladungsträgerlebensdauer hoch gewählt werden. Dadurch werden die Rückströme auch entsprechend groß.

Eine wesentliche Reduzierung der Rückstromspitze ist möglich, wenn das Feld im stationären Sperrfall am n^+ -Emitter anstoßen darf. In der dünneren Diode kann die Ladungsträgerlebensdauer entsprechend verringert werden (Diode Typ 2). Durch dieses dünnere Mittelgebiet mit einer niedrigeren Grunddotierung wird die dynamisch maximal zulässige Sperrspannung herabgesetzt.

Bei einer homogenen Verteilung der Rekombinationszentren steht ca. 3/4 des Mittelgebietes für die dynamische Sperrspannung zur Verfügung. Bei einer inhomogenen Verteilung der Rekombinationszentren müssen im Bereich des p^+ -Emitters mehr Zentren vorhanden sein als im Bereich des n^+ -Emitters. Die Ladungsträgerlebensdauer ist am p^+ -Emitter dann kleiner als beim n^+ -Emitter. Bei geeigneter Wahl der Konzentrationsverhältnisse kann in der Dynamik fast das ganze Mittelgebiet für die dynamische Sperrspannung genützt werden. Form und Ort des Ladungsträgerberges während des Abschaltvorganges werden durch die Verteilung der Rekombinationszentren beeinflusst. Das Verhältnis der Rekombinationszentrendichten auf beiden Seiten des Mittelgebietes darf aber nicht zu groß gewählt werden, weil sonst ein Stromschwanz mit vergrößerten Abschaltverlusten auftreten wird.

Die Diode vom Typ 3 wurde so dimensioniert, dass der Rückstrom bei den vorgegebenen Betriebsbedingungen grundsätzlich abreißt. Es wird gezeigt, dass man die dabei auftretende Überspannungsspitze in den Griff bekommen kann, wenn die RC-Beschaltung induktivitätsarm aufgebaut wird. Weil die Schaltung nur den Summenstrom der Diode und der Beschaltung sieht, tritt nach außen hin kein hohes di/dt in Erscheinung, wohl aber wird die Schaltung mit sehr hohen du/dt -Werten belastet. Dadurch, dass die Diode vom Typ 3 ein extrem dünnes Mittelgebiet aufweist, kann die Ladungsträgerlebensdauer entsprechend abgesenkt werden. Deshalb sind sowohl I_{RR} und Q_{RR} als auch die Abschaltverlustarbeit W_{Di} bzw. W_R geringer als bei allen anderen Diodentypen.

Bei den Dioden vom Typ 4 wird im Mittelgebiet vor dem n^+ -Emitter eine Dotierungsstufe vorgesehen, die das Vordringen des Feldes begrenzt. Im Bereich der Dotierungsstufe bleibt dadurch ein Ladungsträgerberg erhalten. Die Stufenbreite muss bei homogener Verteilung der Rekombinationszentren ca. 1/4 der gesamten Mittelgebietsdicke betragen. Im hier gezeigten Beispiel bringt die Stufe, verglichen mit einer Diode vom Typ 2, keine Vorteile.

Die Vierschichtdioden (Typ 5) haben eine thyristorähnliche Dotierungsstruktur. Die Vierschichtdiode hat eine n -Stoppzone vor der p -Basis und keine Emitterkurzschlüsse. Durch geeignete Dimensionierung der p -Basis und Stoppzone wird erreicht, dass die Vierschichtdiode keine hohe Blockierspannung wie ein Thyristor besitzt. Die Durchlassspannung liegt nur geringfügig über derjenigen einer Diode ohne p -Basis.

Beim Abschalten und Sperren werden bei dieser Diode zwei pn -Übergänge in Sperrrichtung betrieben und ein pn -Übergang in Vorwärtsrichtung. Hierbei sind die zwei sperrenden pn -Übergänge miteinander gekoppelt und beeinflussen sich gegenseitig. Die Aufteilung der Löcher- und Elektronenstromdichten bei beiden sperrenden pn -Übergängen wird durch den in Vorwärtsrichtung betriebenen dritten pn -Übergang gesteuert.

Der Sperrstrom ist höher als bei konventionellen Dioden. Angegeben wird, wie die Stoppzone und p-Basis dimensioniert werden müssen, damit diese Zunahme so gering wie möglich bleibt. Beim Abschalten werden aus der p-Basis Löcher in das Mittelgebiet injiziert. Hierdurch wird der Abbau des Ladungsträgerberges im Bereich der Stoppzone verzögert. Dadurch ist die Diode in der Lage, im linken Teil des Mittelgebietes beim p⁺-Emitter mehr Spannung aufzunehmen. Die Diode ist im Abschaltverhalten vergleichbar mit der Diode vom Typ 2.2 mit einer inhomogenen Lebensdauereinstellung. Bei beiden Dioden kann fast das ganze Mittelgebiet für die dynamische Sperrspannung ausgenutzt werden, ohne dass der Rückstrom abreißt.

Vorteil der Vierschichtdiode ist, dass bei der vorgegebenen Dimensionierung keine Impatsschwingungen erzeugt werden können, wenn die Sperrspannungsbelastung extrem hoch ist. Bei konventionellen p⁺n-Dioden ist eine Impatsschwingung durchaus möglich. Dies wird anhand der Abschaltung solch einer Diode ohne RC-Beschaltung gezeigt. Der Mechanismus der Impatsschwingung wird erklärt.

Hierbei braucht nur das Großsignalverhalten berücksichtigt zu werden. Die Impatsschwingung setzt ein, wenn der Rückstrom abreißt und -bedingt durch den großen Sperrspannungsanstieg - starker Avalanche einsetzt.

Die Impatsschwingung lebt davon, dass durch Avalanche ein Ladungsträgerpaket erzeugt wird, welches dann mit Driftgeschwindigkeit durch das Mittelgebiet nach rechts läuft. Durch dieses Ladungsträgerpaket wird das Feld zeitweise abgeschwächt bis das Ladungsträgerpaket den n⁺-Emitter vollständig erreicht hat. Bei der Vierschichtdiode erzeugt der zusätzlich sperrende pn-Übergang Löcher. Hierdurch entsteht im Mittelgebiet eine Feldaufteilung und keine Abschwächung. Diese Löcher wirken damit der Bildung eines Ladungsträgerpaketes entgegen.

Diese Arbeit schließt mit einem Vergleich der fünf Diodentypen und mit Dimensionierungsrichtlinien ab.

Die sehr kurze Diode (Typ 3) hat die geringsten I_{RR} -, Q_{RR} -, W_{Di} - und W_R -Werte. Allerdings ist das du/dt sehr hoch. Die Beschaltung muss induktivitätsarm sein. Bei den restlichen Diodentypen werden die besten Resultate bezüglich I_{RR} , Q_{RR} , W_{Di} und W_R mit Typ 2.2 (das Feld stößt am n⁺-Emitter an, τ ist inhomogen) und mit Typ 5 (Vierschichtdiode, das Feld stößt ebenfalls am n⁺-Emitter an) erreicht. Die Unterschiede zwischen beiden Typen sind beim Abschaltverhalten nur gering. Vorteil der Vierschichtdiode ist, dass sie bei der vorgegebenen Dimensionierung bei extremer Sperrbelastung nicht schwingt. Bei einer normalen p⁺nn⁺-Diode kann eine Impatsschwingung entstehen. Nachteil der Vierschichtdiode ist die komplizierte Technologie. Die Diodeneigenschaften hängen stark von den Prozessparametern ab.

18. Literaturverzeichnis

- /1/ W. McMurray
Optimum Snubbers for Power Semiconductors
IEEE Transactions on Industry Applications, Vol. IA-8,
No. 5, Sept./Oct. 1972, S. 593-600
- /2/ P. de Bruyne, H. Lawatsch
Sperrspannungsverlauf eines RC-beschalteten Halbleiters beim Abschaltvorgang
Brown Boveri Mitteilungen, Vol. 5, 1975, S. 220-224
- /3/ D.L. Scharfetter, H.K. Gummel
Large-Signal Analysis of a Silicon Read Diode Oscillator
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED 16,
No. 1, 1969, S. 64-77
- /4/ M.S. Adler, H.H. Glascock
Investigation of the Surge Characteristics of Power Rectifiers and Thyristors in Large-
Area Press Packages
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-26, No. 7,
July 1979, S. 1085-1091
- /5/ A. Goldsmith, T.E. Waterman, H.J. Hirschhorn
Handbook of Thermophysical Properties of Solid Materials
Revised Edition, Volume I: Elements
The Macmillan Company, New York, 1961
- /6/ H. Benda, E. Spenke
Reverse Recovery Processes in Silicon Power Rectifiers
Proceedings of the IEEE, Vol. 55, No. 8, August 1967
S. 1331-1354
- /7/ S. Selberherr
Analysis and Simulation of Semiconductor Devices
Springer-Verlag, Wien, New York, 1984
- /8/ M.S. Adler
Accurate Calculations of the Forward Drop and Power Dissipation in Thyristors
IEEE Transactions on Electron Devices, ED-25 (1978) 1, S. 16-22
- /9/ H. Schlangenotto
Halbleiter-Leistungsbaulemente: Untersuchungen zur Physik und Technologie
Wissenschaftliche Berichte AEG/Telefunken, Vol. 55, No. 1/2, 1982, S. 7-24
- /10/ J. Dziwior, W. Schmid
Auger Coefficients for highly doped and highly excited Silicon
Applied Physics Letters, Vol. 31, No. 5, Sept. 1977, S. 346-348
- /11/ E. Spenke
Elektronische Halbleiter - 2. Auflage
Springer, Berlin 1965
- /12/ H.D. Barber
Effective Mass and Intrinsic Concentration in Silicon
Solid-State Electronics, 1967, Vol. 10, S. 1039-1051
- /13/ F.L. Madarasz, O.E. Lang, P.M. Hemeger
Effective masses for nonparabolic bands in p-type silicon
J. Appl. Phys. 52(7), July 1981, S. 4646-4648

- /14/ G.G. Macfarlane, T.P. McLean, J.E. Quarrington, V. Roberts
Fine Structure in the Absorption-Edge Spectrum of Si
Physical Review, Vol. 111, Nr. 5, Sept. 1, 1958, S. 1245-1254
- /15/ J.A. Del Alamo, R.M. Swanson
The Physics and Modeling of Heavily Doped Emitters
IEEE-Transactions on Electron Devices, Vol. ED-31, No. 12, Dez. 1984, S. 1878-1888
- /16/ W. Shockley, W.T. Read jr.
Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons
Physical Review, Vol. 87, No. 5, Sept. 1952, S. 835-842
- /17/ R.N. Hall
Electron-Hole Recombination in Germanium
Physical Review, Vol. 87, Juli 1952, S. 387
- /18/ R.H. Wu, A.R. Peaker
Capture cross sections of the gold donor and acceptor
states in n-type Czochralski silicon
Solid-State Electronics, 25 (1982) 7, S. 643-649
- /19/ M.S. Tyagi, R. v. Overstraeten
Minority Carrier Recombination in Heavily-Doped Silicon
Solid-State Electronics, Vol. 26, No. 6, 1983, S. 577-597
- /20/ W. Lochmann, A. Haug
Phonon-Assisted Auger Recombination in Si with Direct Calculation of the Overlap
Integrals
Solid State Communications, Vol. 35, 1980, S. 553-556
- /21/ L. Huldt, N.G. Nilsson, K.G. Svantesson
The Temperature Dependence of Band-to-Band Auger-
Recombination in Silicon
Appl. Phys. Lett. 35(10), Nov. 1979, S.776-777
- /22/ R. van Overstraeten, H. de Man
Measurement of the Ionization Rates in Diffused Silicon p-n Junctions
Solid-State Electronics, 1970, Vol. 13, S. 583-608
- /23/ H. Schlangenotto, private Kommunikation
- /24/ H. Brooks
Scattering by Ionized Impurities in Semiconductors
Phys. Rev. 83 (1951), S. 879
- /25/ H. Brooks
Mechanisms of Scattering in:
Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 7,
Academic Press, New York, 1955, S. 144-165
- /26/ N.H. Fletcher
The High Current Limit for Semiconductor Junction Devices
Proceedings of the IRE, Juni 1957, S. 862-872
- /27/ C. Herring
Transport Properties of a Many-Valley Semiconductor
The Bell System Technical Journal, 36 (1955), S. 237-290
- /28/ S.S. Li, W.R. Thurber
The Dopant Density and Temperature Dependence of Electron
Mobility and Resistivity in n-Type Silicon
Solid-State Electronics, Vol. 20, 1977, S. 609-616

- /29/ S.S. Li
The Dopant Density and Temperature Dependence of Hole
Mobility and Resistivity in Boron doped Silicon
Solid-State Electronics, Vol. 21, 1978, S. 1109-1117
- /30/ W.R. Thurber, R.L. Mattis, Y.M. Liu, J.J. Filliben
The Relationship Between Resistivity and Dopant Density for
Phosphorus- and Boron-Doped Silicon
National Bureau of Standards, Washington, May 1981
- /31/ F. Dannhäuser
Die Abhängigkeit der Trägerbeweglichkeit in Silizium
von der Konzentration der freien Ladungsträger – I
Solid-State Electronics, Vol. 15, 1972, S. 1371-1375
- /32/ J. Krausse
Die Abhängigkeit der Trägerbeweglichkeit in Silizium
von der Konzentration der freien Ladungsträger – II
Solid-State Electronics, Vol. 15, 1972, S. 1377-1381
- /33/ V. Grivitskas, M. Willander, J. Vaitkus
The Role of Intercarrier Scattering in Excited Silicon
Solid-State Electronics, Vol. 27, No. 6, 1984, S. 565-572
- /34/ F. Berz, R.W. Cooper, S. Fagg
Recombination in the End Regions of PIN Diodes
Solid-State Electronics, 1979, Vol. 22, S. 293-301
- /35/ W. Anheier
Numerische Analyse von Thyristoren
Dissertation, RWTH Aachen, 1980
- /36/ C. Canali, G. Majni, R. Minder, G. Ottaviani
Electron and Hole Drift Velocity Measurements in Silicon and
Their Empirical Relation to Electric Field and Temperature
IEEE-Transactions on Electron Devices, Nov. 1975, S. 1045-1047
- /37/ L. Zanfi, A. Losi, C. Jacoboni, C. Canali
Impurity Effect on High-Field Transport Properties
of Electrons in Silicon
IEEE-Transactions on Electron Devices, März 1977, S. 281-283
- /38/ M.N. Wybourne
Thermal Conductivity of Si
EMIS Datareview RN = 15711, May 1987
in: Properties of Silicon, INSPEC, 1988, S. 37-39

19. Bezeichnungen und Symbole

a_n	Rekombinationsparameter der Augerrekombination
a_p	Rekombinationsparameter der Augerrekombination
A	effektive Diodenfläche
A^0	neutraler Akzeptor
A^-	einfach negativ geladener Akzeptor
c	spezifische Wärmekapazität
C	Beschaltungskondensator
C_{Di}	Diodenkapazität
d	Dicke des Mittelgebietes oder der Raumladungszone im Mittelgebiet
d_n	Dicke des n^+ -Emitters oder der Stopzone
d_p	Dicke des p^+ -Emitters
d_s	Dicke einer Dotierungsstufe
d^*	Dicke der Raumladungszone in der Dynamik
D^+	einfach positiv geladener Donator
D^0	neutraler Donator
e	Elementarladung: $1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
E	elektrische Feldstärke
\hat{E}	maximale Feldstärke am pn-Übergang
E^*	Feldstärke am n^+ -Emitter
E_g	$E_C - E_V$: Bandabstand
E_A	Akzeptorniveau
E_C	Leitungsbandkante
E_D	Donatorniveau
E_F	Fermi -Niveau
E_{Fn}	Quasi-Fermi-Niveau der Elektronen
E_{Fp}	Quasi-Fermi-Niveau der Löcher
E_V	Valenzbandkante
G_I	Ladungsträgergeneration durch Avalanche, $\dim G_I = \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
h	Plancksche Konstante: $6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
i, I	Strom
i_c	Strom durch die RC-Beschaltung
i_{Di}	Diodenstrom
i_L, I_L	Strom durch L
I_F	stationärer Vorwärtsstrom
I_R	Sperrstrom oder: konstanter Rückstrom
I_{RR}	Rückstromspitze

I_T	Stromgrenzwert der Vierschichtdiode (Durchlasskennlinie)
j	Gesamt-Stromdichte
j_n	Elektronenstromdichte
j_{n0}	Sättigungsstromdichte
j_p	Löcherstromdichte
j_{p0}	Sättigungsstromdichte
j_s	Generationsstromdichte
j_0	Stromgrenzwert der Vierschichtdiode (Abschaltverhalten)
k	Boltzmannkonstante: $1,28 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
K_{AC}	Massenwirkungskonstante für den Akzeptor bei der Reaktion $A^- \Leftrightarrow A^0 + \ominus$
K_{DC}	Massenwirkungskonstante für den Akzeptor bei der Reaktion $A^0 \Leftrightarrow A^- + \oplus$
K_{DC}	Massenwirkungskonstante für den Donator bei der Reaktion $D^0 \Leftrightarrow D^+ + \ominus$
K_{DV}	Massenwirkungskonstante für den Donator bei der Reaktion $D^+ \Leftrightarrow D^0 + \oplus$
L	Induktivität
L_n, L_p	Diffusionslänge von Elektronen bzw. Löcher
L_R	parasitäre Induktivität der RC-Beschaltung
m_c	effektive Masse eines Elektrons an der Leitungsbandkante
m_c^*	reduzierte effektive Masse eines Elektrons an der Leitungsbandkante
m_v	effektive Masse eines Loches an der Valenzbandkante
m_v^*	reduzierte effektive Masse eines Loches an der Valenzbandkante
m_0	Masse eines Elektrons: $9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
M	Multiplikationsfaktor
n	Konzentration der Elektronen oder: schwach dotiertes n-Gebiet
n_i	Eigenleitungsdichte
n_{ie}	effektive Eigenleitungsdichte
n_0	Elektronenkonzentration im thermischen Gleichgewicht
n_1	Massenwirkungskonstante des SRH-Modelles
n^+	Hoch dotiertes Randgebiet mit Donatordotierung
N	Konzentration
N_A	Konzentration der Akzeptoren
N_A^0	Konzentration der neutralen Akzeptoren
N_A^-	Konzentration der einfach negativ geladenen Akzeptoren
N_{Au}	Goldkonzentration
N_C	effektive Zustandsdichte im Leitungsband
N_D	Konzentration der Donatoren
N_D^+	Konzentration der einfach positiv geladenen Donatoren

N_D^0	Konzentration der neutralen Donatoren
N_{DS}	zusätzliche Donatorkonzentration der Stoppzone
N_R, N_{RZ}	Konzentration der Rekombinationszentren
N_R^+	Konzentration der einfach positiv geladenen Rekombinationszentren
N_R^0	Konzentration der neutralen Rekombinationszentren
N_R^-	Konzentration der einfach negativ geladenen Rekombinationszentren
N_{St}	Summe der Störstellen
N_V	effektive Zustandsdichte im Valenzband
p	Konzentration der Löcher
p_0	Löcherkonzentration im thermischen Gleichgewicht
p_1	Massenwirkungskonstante des SRH-Modelles
p^+	hoch dotiertes Randgebiet mit Akzeptordotierung
P	Verlustleistung
P_{Di}	Diodenverlustleistung
q	Verlustleistung pro Flächeneinheit
Q	Verlustleistung pro Volumeneinheit: die Verlustleistungsdichte
Q_{RR}	Speicherladung
r_n	Rekombinationskoeffizient für Elektronen bei der Rekombination über ein Rekombinationszentrum mit einem Energieniveau im verbotenen Band
r_p	Rekombinationskoeffizient für Löcher bei der Rekombination über ein Rekombinationszentrum mit einem Energieniveau im verbotenen Band
R	Beschaltungswiderstand
R_A	Augerrekombination, $\dim R_A = \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
R_n	Rekombinationsanteile der Elektronen in der Kontinuitätsgleichung, $\dim R_n = \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
R_p	Rekombinationsanteile der Löcher in der Kontinuitätsgleichung, $\dim R_p = \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
R_O	Oberflächenrekombination
R_{Sch}	Schalterwiderstand
R_{SRH}	Rekombination nach Shockley, Read, Hall
R_{thl}	Wärmewiderstand am Übergang: linke Metall-Umgebung
R_{thn}	Wärmewiderstand am Übergang: n^+ -Silizium-Metall
R_{thp}	Wärmewiderstand am Übergang: p^+ -Silizium-Metall
R_{thr}	Wärmewiderstand am Übergang: rechte Metall-Umgebung
s	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit mit Temperatureinfluss
s_n	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit des n^+ -Emitters
s_p	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit des p^+ -Emitters
s_0	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ohne Temperatureinfluss
t	Zeit
T	(absolute) Temperatur

u, U	Spannung
u_C	Spannung am Kondensator der RC-Beschaltung
u_L	Spannung an der Induktivität L
u_{Di}, U_{Di}	Spannung über der Diode
U_D	Batteriespannung
U_F	Vorwärts- oder Durchlassspannung
U_R	Sperrspannung, stationär
U_R^*	Sperrspannung, dynamisch
U_{RRM}	maximale periodische Sperrspannung
U_T	Spannungsgrenzwert der Vierschichtdiode (Durchlasskennlinie)
V_d	Driftgeschwindigkeit
$V_{d\max}$	maximale Driftgeschwindigkeit
V_L	Geschwindigkeit der linken Front des Ladungsträgerberges
V_r	Geschwindigkeit der rechten Front des Ladungsträgerberges
w_n	effektive Breite der Stoppzone
w_p	(effektive) Basisbreite
W_{Di}	Verlustarbeit in der Diode
W_R	Verlustarbeit in Beschaltungswiderstand R
x	Abstand
Z	Beweglichkeitsfunktion
α	Avalanchemultiplikator oder Stromverstärkung
α_n	Avalanchemultiplikator für Elektronen oder: Einfang-Koeffizient für Elektronen durch neutrale Rekombinationszentren mit zwei Energieniveaus im verbotenen Band
α_p	Avalanchemultiplikator für Löcher oder: Einfang-Koeffizient für Löcher durch einfach negativ geladene Rekombinationszentren mit zwei Energieniveaus im verbotenen Band
β	Exponent in der Beweglichkeitsgleichung für hohe Feldstärken oder: Basistransportfaktor
β_n	Einfang-Koeffizient für Elektronen durch einfach positiv geladene Rekombinationszentren mit zwei Energieniveaus im verbotenen Band
β_p	Einfang-Koeffizient für Löcher durch neutrale Rekombinationszentren mit zwei Energieniveaus im verbotenen Band
β_A	effektiver Spinentartungsfaktor für Akzeptoren
β_D	effektiver Spinentartungsfaktor für Donatoren
γ	Emitterwirkungsgrad
ΔE_C	Verschiebung der Leitungsbandkante
ΔE_g	Bandgapnarrowing
ΔE_V	Verschiebung der Valenzbandkante

ε	Dielektrizitätskonstante
ε_0	Dielektrizitätskonstante für Luft: $8,86 \cdot 10^{-14}$ F/cm
ε_r	relative Dielektrizitätskonstante = 11,7 für Silizium
λ	Wärmeleitfähigkeit oder: Maß für die Eindringtiefe der n^+ -Dotierung der Stoppzone
μ	Beweglichkeit
μ_c	Beweglichkeit bedingt durch gegenseitige Streuung der Ladungsträger
μ_i	Beweglichkeit bedingt durch Streuung an Störstellen
μ_L	Beweglichkeit bedingt durch Streuung am Kristallgitter
μ_n	Beweglichkeit der Elektronen
μ_0	Beweglichkeit bei niedrigen elektrischen Feldstärken
μ_p	Beweglichkeit der Löcher
ρ_m	Dichte
τ	Ladungsträgerlebensdauer
τ_n	Ladungsträgerlebensdauer der Elektronen
τ_{nr}	Nachstellzeitkonstante des negativ ionisierten Goldes
τ_{n0}	Ladungsträgerlebensdauer der Elektronen in der SRH-Gleichung
τ_p	Ladungsträgerlebensdauer der Löcher
τ_{pr}	Nachstellzeitkonstante des positiv ionisierten Goldes
τ_{p0}	Ladungsträgerlebensdauer der Löcher in der SRH-Gleichung
ω	Kreisfrequenz
ω^*	durch Dämpfung verringerte Kreisfrequenz eines Schwingkreises
\ominus	Elektron
\oplus	Loch

Anhang A: Die physikalischen Modelle in ADIOS

A.1 Die Basisgleichungen

Als Grundlage des Modells dienen unten stehende Gleichungen (A.1.1) bis (A.1.6):

1. die Kontinuitätsgleichung für Löcher:

$$\frac{\delta p}{\delta t} = -\frac{1}{e} \cdot \frac{\delta j_p}{\delta x} - \sum R_p + G_I - R_A \quad (\text{A.1.1})$$

2. die Kontinuitätsgleichung für Elektronen:

$$\frac{\delta n}{\delta t} = +\frac{1}{e} \cdot \frac{\delta j_n}{\delta x} - \sum R_n + G_I - R_A \quad (\text{A.1.2})$$

3. die Poisson-Gleichung:

$$\frac{d}{dx} \epsilon_0 \epsilon_r E = e (p - n + N_D^+ - N_A^- + N_R^+ - N_R^-) \quad (\text{A.1.3})$$

Diese Gleichung wird nur für stationäre Durchlasskennlinien und Anfangsbedingungen bei transienten Berechnungen benötigt.

4. die Gleichung für die Löcherstromdichte, bestehend aus Feld- und Diffusionsstromdichten:

$$j_p = e \mu_p p E - k T \mu_p \frac{\delta p}{\delta x} - \frac{1}{2} k \mu_p p \frac{\delta T}{\delta x} - e \mu_p p T \frac{d}{dx} \frac{\Delta E_v}{T} \quad (\text{A.1.4})$$

5. die Gleichung für die Elektronenstromdichte, bestehend aus Feld- und Diffusionsstromdichten:

$$j_n = e \mu_n n E + k T \mu_n \frac{\delta n}{\delta x} + \frac{1}{2} k \mu_n n \frac{\delta T}{\delta x} + e \mu_n n T \frac{d}{dx} \frac{\Delta E_c}{T} \quad (\text{A.1.5})$$

In (A.1.4) und (A.1.5) werden Ladungsträger- und Temperaturgradienten und der Gradient des Bandgapnarrowing nach Abschnitt A.3 berücksichtigt.

6. die Gleichung für die gesamte Stromdichte j:

$$j = j_p + j_n + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\delta E}{\delta t} \quad (\text{A.1.6})$$

Diese Gleichung bestimmt im dynamischen Fall die Größe der elektrischen Feldstärke E.

A.2 Die Fermistatistik

Nach E. Spenke /11/ gilt für die Zusammenhänge zwischen Ladungsträgerkonzentration und Fermienergie:

$$\frac{n}{N_c} = \exp \left[\left(E_{Fn} - E_c \right) \frac{e}{kT} \right] \quad (\text{A.2.1})$$

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_c kT}{h^2} \right]^{3/2} \quad (\text{A.2.2})$$

$$\frac{p}{N_v} = \exp \left[\left(E_v - E_{fp} \right) \frac{e}{kT} \right] \quad (\text{A.2.3})$$

$$N_v = 2 \left[\frac{2\pi m_v kT}{h^2} \right]^{3/2} \quad (\text{A.2.4})$$

Für die effektiven Massen werden die reduzierten Größen m_c^* und m_v^* eingeführt.

$$m_c^* = m_c / m_0 \quad (\text{A.2.5})$$

$$m_v^* = m_v / m_0 \quad (\text{A.2.6})$$

Die m_c^* -Werte nach H.D. Barber /12/ können im Temperaturbereich $100 \leq T \leq 500$ K durch folgende Näherungsgleichung wiedergegeben werden:

$$m_c^* = 1,04 + 5,2 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{T}{K} - 1,7 \cdot 10^{-7} \cdot \left(\frac{T}{K} \right)^2 \quad (\text{A.2.7})$$

H.D. Barber hat m_c^* mithilfe einer vereinfachten Band-Struktur gerechnet.

F.L. Madarasz, J.E. Lang und P.M. Hemeger /13/ berücksichtigen die nicht parabolische Bandstruktur im Silizium. Die m_v^* -Werte in /13/ können im Temperaturbereich $20 \leq T \leq 600$ K durch folgende Näherungsgleichung wiedergegeben werden:

$$m_v^* = 0,3532 + 6 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{T}{K} - 8,08 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{T}{K} \right)^2 \quad (\text{A.2.8})$$

Der Bandabstand $E_g = E_c - E_v$ ist temperaturabhängig. H.D. Barber hat die Werte für E_g von Macfarlane u.a. /14/ übernommen. Mit einem Fehler kleiner als 1,6 mV, gilt im Temperaturbereich $0 \leq T \leq 415$ K nach /14/:

$$\frac{E_g}{V} = 1,1631 - \frac{7,2 \cdot 10^{-4} (T/K)^2}{T/K + 1166} \quad (\text{A.2.9})$$

Die Eigenleitungsdichte ist;

$$n_i^2 = N_c N_v \exp \left(-E_g \frac{e}{kT} \right) \quad (\text{A.2.10})$$

A.3 Das Bandgapnarrowing

Bei hohen Dotierungskonzentrationen tritt eine Erhöhung der effektiven Eigenleitungsdichte auf. In vielen Literaturstellen wird dies als Folge des Bandgapnarrowing ΔE_g interpretiert. Diese Interpretation wird in ADIOS weiterverwendet.

Mit ΔE_g kann eine effektive Eigenleitungsdichte n_{ie} berechnet werden. Die Gleichung lautet:

$$n_{ie}^2 = n_i^2 \exp\left(\Delta E_g \frac{e}{kT}\right) \quad (\text{A.3.1})$$

In ADIOS wird ΔE_g aufgeteilt in eine Absenkung der Leitungsbandkante, ΔE_C und in eine Erhöhung der Valenzbandkante ΔE_V . Hierbei gilt:

$$\Delta E_g = \Delta E_C + \Delta E_V \quad (\text{A.3.2})$$

Aus den Angaben von J.A. Del Alamo und R.M. Swanson in /15/ können bei konstanten Störstellenniveaus folgende Gleichungen für ΔE_C und ΔE_V abgeleitet werden:

$$\frac{\Delta E_C}{V} = 2,46 \cdot 10^{-6} (N_D/cm^{-3})^{0,234} \quad (\text{A.3.3})$$

$$\frac{\Delta E_V}{V} = 2,46 \cdot 10^{-6} (N_A/cm^{-3})^{0,234} \quad (\text{A.3.4})$$

In allen nachfolgenden Gleichungen mit E_C bzw. E_V werden diese Größen durch $E_C - \Delta E_C$ bzw. $E_V + \Delta E_V$ ersetzt werden.

A.4 Die Massenwirkungskonstanten

Mit den Massenwirkungsgesetzen werden die Konzentrationen der ionisierten Störstellen im thermischen Gleichgewicht berechnet. Störstellen sind: Donatoren, Akzeptoren und Rekombinationszentren. Nach E. Spenke /11/ gilt für die Massenwirkungskonstanten in den Massen-Wirkungsgesetzen im Nichtentartungsfall:

$$K_{DC} = \beta_D^{-1} \cdot N_C \cdot \exp\left[\left(E_D - E_C\right) \frac{e}{kT}\right] \quad (\text{A.4.1})$$

$$K_{DV} = \beta_D \cdot N_V \cdot \exp\left[\left(E_V - E_D\right) \frac{e}{kT}\right] \quad (\text{A.4.2})$$

$$K_{AC} = \beta_A \cdot N_C \cdot \exp\left[\left(E_A - E_C\right) \frac{e}{kT}\right] \quad (\text{A.4.3})$$

$$K_{AV} = \beta_A^{-1} \cdot N_V \cdot \exp\left[\left(E_V - E_A\right) \frac{e}{kT}\right] \quad (\text{A.4.4})$$

β_A und β_D sind die Spinentartungsfaktoren; üblicherweise wird $\beta_A = \beta_D = 2$ gesetzt.

Für Phosphor gilt: $E_C - E_D = 0,044$ V

Für Bor gilt: $E_A - E_V = 0,045$ V

Für das Donatorniveau von Gold gilt: $E_D - E_V = 0,35$ V

Für das Akzeptorniveau von Gold gilt: $E_C - E_A = 0,55$ V

A.5 Die Rekombination über Rekombinationszentren mit einem Energieniveau im verbotenen Band

In Abschnitt A.1 wurden die Kontinuitätsgleichungen (A.1.1) und (A.1.2) für die Löcher und Elektronen angegeben. Hierin kommen die Rekombinationsanteile R_p und R_n vor. Einer dieser Rekombinationsanteile ist die Rekombination über Rekombinationszentren mit einem Energieniveau im verbotenen Band. Normalerweise wird für diese Rekombination die Gleichung von W. Shockley - W.T. Read jr. /16/ und R.N. Hall /17/ verwendet:

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)} \quad (\text{A.5.1})$$

Diese Gleichung gilt nur für den stationären Fall.

Ein dynamisches Rekombinationsmodell kann mit den Übergangsraten aus Bild A.5.1 aufgestellt werden. Die Übergangsraten in Bild A.5.1 gelten für ein Rekombinationszentrum mit einem Donatorniveau im verbotenen Band, r_n und r_p sind Rekombinationskoeffizienten.

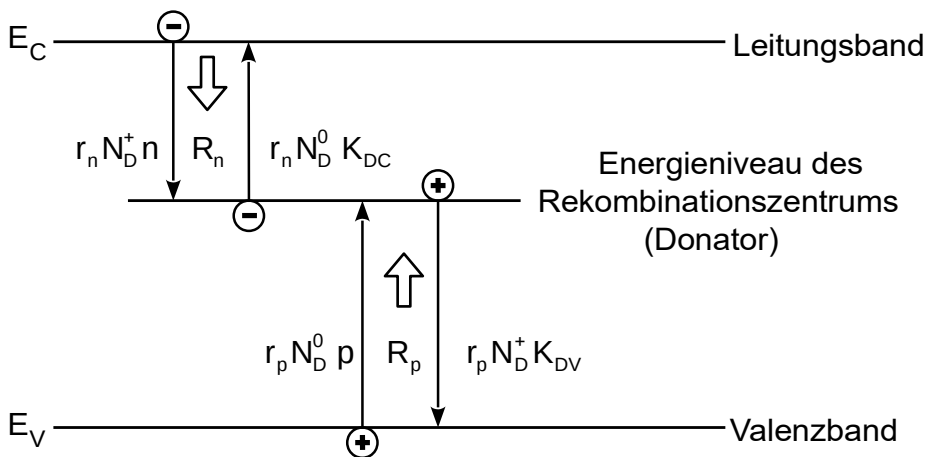


Bild A.5.1: Übergangsraten bei der Rekombination über ein Rekombinationszentrum mit einem Donatorniveau im verbotenen Band

Für die Rekombinationsanteile R_n und R_p folgt:

$$R_n = r_n (N_D^+ n - N_D^0 K_{DC}) \quad (\text{A.5.2})$$

$$R_p = r_p (N_D^0 p - N_D^+ K_{DV}) \quad (\text{A.5.3})$$

Die Massenwirkungskonstanten K_{DC} und K_{DV} wurden in Abschnitt A.4 angegeben.

Für das Rekombinationszentrum gilt weiter folgende Differenzialgleichung:

$$\frac{\delta N_D^+}{\delta t} = R_p - R_n = r_p (N_D^0 p - N_D^+ K_{DV}) - r_n (N_D^+ n - N_D^0 K_{DC}) \quad (\text{A.5.4})$$

Analog zum Donatorniveau kann die Rekombination auch für ein Akzeptorniveau abgeleitet werden (Bild A.5.2). r_n und r_p sind wiederum die Rekombinationskoeffizienten.

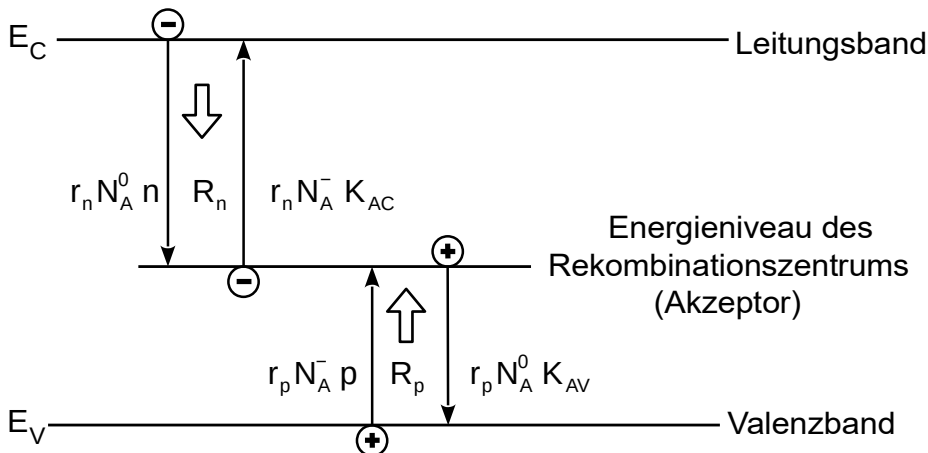


Bild A.5.2: Übergangsraten bei der Rekombination über ein Rekombinationszentrum mit einem Akzeptorniveau im verbotenen Band

Für die Rekombinationsanteile R_n und R_p folgt:

$$R_n = r_n (N_A^0 n - N_A^- K_{AC}) \quad (\text{A.5.5})$$

$$R_p = r_p (N_A^- p - N_A^0 K_{AV}) \quad (\text{A.5.6})$$

Weiter folgt für den Akzeptor:

$$\frac{\delta N_A^0}{\delta t} = R_p - R_n = r_p (N_A^- p - N_A^0 K_{AV}) - r_n (N_A^0 n - N_A^- K_{AC}) \quad (\text{A.5.7})$$

A.6 Die Rekombination über Rekombinationszentren mit zwei Energieniveaus im verbotenen Band

In Abschnitt A.5 wurde die Rekombination über ein Rekombinationszentrum mit nur einem Energieniveau im verbotenen Energieband beschrieben. Oft wird Gold als Rekombinationszentrum verwendet. Dieses besitzt sowohl ein Akzeptor- als auch ein Donatorniveau.

Mit den Übergangsraten aus Bild A.6.1 wird wiederum ein dynamisches Rekombinationsmodell aufgestellt.

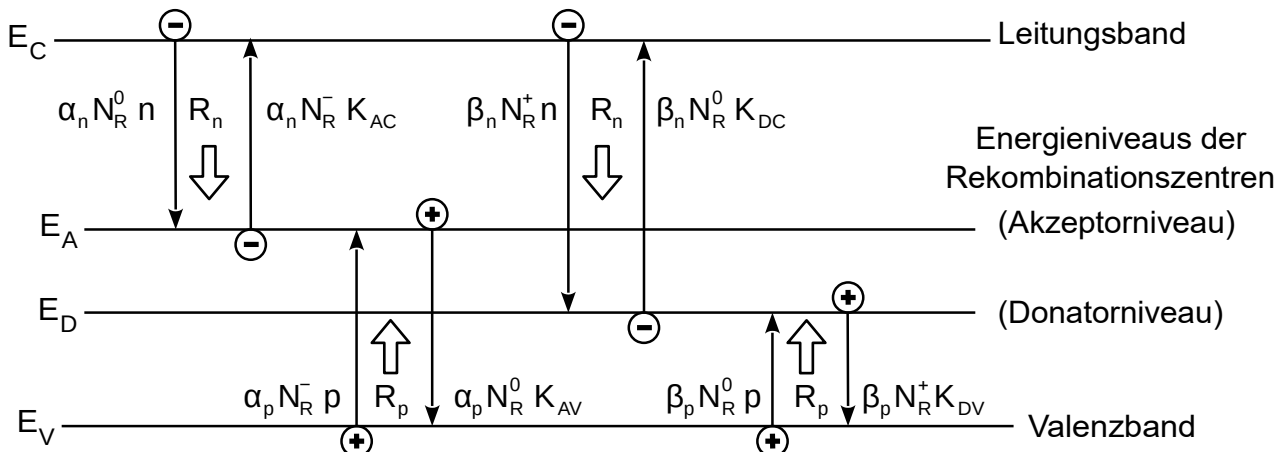


Bild A.6.1: Übergangsraten bei der Rekombination über ein Rekombinationszentrum mit einem Akzeptor- und einem Donatorniveau im verbotenen Band.

Wie aus dem Bild A.6.1 hervorgeht, kann das Rekombinationszentrum drei Zustände annehmen: einfach negativ geladen, neutral oder einfach positiv geladen α_n , α_p , β_n und β_p sind Rekombinationskoeffizienten. Die Konzentration der Rekombinationszentren ist N_R . Für die Rekombinationsanteile R_n und R_p folgt:

$$R_n = \alpha_n (N_R^0 n - N_R^- K_{AC}) + \beta_n (N_R^+ n - N_R^0 K_{DC}) \quad (\text{A.6.1})$$

$$R_p = \alpha_p (N_R^- p - N_R^0 K_{AV}) + \beta_p (N_R^0 p - N_R^+ K_{DV}) \quad (\text{A.6.2})$$

Zusätzlich gelten für die Rekombinationszentren folgende Differenzialgleichungen

$$\frac{\delta N_R^+}{\delta t} = \beta_p (N_R^0 p - N_R^+ K_{DV}) + \beta_n (N_R^0 K_{DC} - N_R^+ n) \quad (\text{A.6.3})$$

$$\frac{\delta N_R^-}{\delta t} = \alpha_p (N_R^0 K_{AV} - N_R^- p) + \alpha_n (N_R^0 n - N_R^- K_{AC}) \quad (\text{A.6.4})$$

und folgende Kontinuitätsgleichung:

$$N_R^- + N_R^0 + N_R^+ = N_R \quad (\text{A.6.5})$$

R.H. Wu und A.R. Peaker geben in [18] folgende Goldparameter an:

$$\begin{aligned} \alpha_n &= 1,640 \cdot 10^{-9} \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{0,5} \text{ cm}^3/\text{s} & \beta_n &= 1,737 \cdot 10^{-8} \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-1,5} \text{ cm}^3/\text{s} \\ \alpha_p &= 1,737 \cdot 10^{-7} \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-0,8} \text{ cm}^3/\text{s} & \beta_p &= 6,755 \cdot 10^{-8} \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{0,5} \text{ cm}^3/\text{s} \end{aligned} \quad (\text{A.6.6})$$

Simulationen von stationären Durchlasskennlinien bei unterschiedlichen Temperaturen zeigten im Vergleich zu Messungen, dass der Exponent von β_n zu gering war.

Deshalb wurde -1,60 als Exponent für β_n verwendet.

Die Berechnung der Ionisierung der Goldatome im thermischen Gleichgewicht erfolgt mit (A.6.5) und mit dem Massenwirkungsgesetz:

$$N_R^+ n = N_R^0 K_{DC} \quad (\text{A.6.7})$$

$$N_R^- K_{AC} = N_R^0 n \quad (\text{A.6.8})$$

Hiermit folgt im thermischen Gleichgewicht:

$$N_R^+ = N_R \frac{K_{AC} K_{DC}}{n^2 + (n + K_{DC}) K_{AC}} \quad (\text{A.6.9})$$

$$N_R^0 = N_R \frac{n K_{AC}}{n^2 + (n + K_{DC}) K_{AC}} \quad (\text{A.6.10})$$

$$N_R^- = N_R \frac{n^2}{n^2 + (n + K_{DC}) K_{AC}} \quad (\text{A.6.11})$$

Die Ionisierung hängt von n ab. Bei hohen n -Konzentrationen werden viele Elektronen durch das Gold eingefangen, und es überwiegt somit das negativ geladene Gold. Bei niedrigen n -Konzentrationen ist das Verhalten genau umgekehrt. Jetzt überwiegen die Löcher ($pn = n_i^2$), und das positiv geladene Gold ist dominant.

Ausgehend vom thermischen Gleichgewicht muss beachtet werden, dass Goldatome eine vorhandene n -Grunddotierung überkompensieren können. Aus einem n -Halbleiter entsteht dann ein p -Halbleiter. Bei genauer Kompensation der Grunddotierung wird gelten: $p = n = n_i$.

Im Falle einer n -Grunddotierung wird bei genauer Kompensation im thermischen Gleichgewicht und bei Neutralität im Halbleiter gelten:

$$N_D^+ + N_R^+ - N_R^- = 0 \quad (\text{A.6.12})$$

Für den Donator wird gelten: $N_D^+ \approx N_D$.

Einsetzen von (A.6.9) und (A.6.11) in (A.6.12) liefert die Grenzkonzentration für Gold, für die eine exakte Kompensation der n -Grunddotierung auftritt:

$$N_R = N_D \frac{n_i^2 + (n_i + K_{DC}) K_{AC}}{n_i^2 - K_{AC} K_{DC}} \quad (\text{A.6.13})$$

Bei Gold ist $K_{AC} K_{DC}$ wesentlich kleiner als n_i^2 . Hiermit vereinfacht sich (A.6.13) zu:

$$N_R = N_D \left(1 + \frac{K_{AC}}{n_i} \right) \quad (\text{A.6.14})$$

Weil $K_{AC} K_{DC} \ll n_i^2$, ist die Überkompensation einer p -Grunddotierung durch Gold nicht möglich.

Bei 300 K liegt die kritische Goldkonzentration bei $3,94 N_D$ und bei 400 K bei $2,71 N_D$. Bild A.6.2 zeigt die Nettodotierung $|N_D^+ + N_R^+ - N_R^-|$ im thermischen Gleichgewicht als Funktion der Goldkonzentration. Die Donatordotierung ist konstant ($5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$).

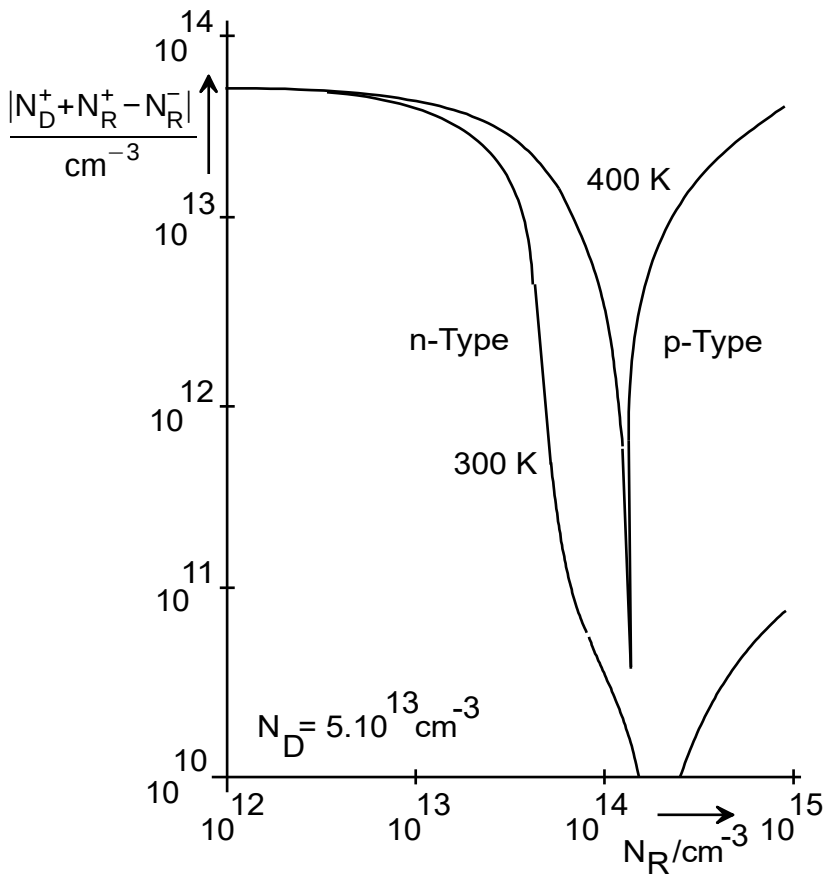


Bild A.6.2: Die Nettodotierung $|N_D^+ + N_R^+ - N_R^-|$ als Funktion der Goldkonzentration. Thermisches Gleichgewicht. Konstante Donatordotierung. Parameter ist die Temperatur.

Für den stationären Fall muss von den Gleichungen (A.6.3) und (A.6.4) mit $\frac{\delta N_R^+}{\delta t} = \frac{\delta N_R^-}{\delta t} = 0$ und von (A.6.5) ausgegangen werden. Für N_R^+ , N_R^0 und N_R^- folgt daraus:

$$N_R^+ = N_R \frac{B}{1+B+A} \quad (\text{A.6.15})$$

$$N_R^0 = N_R \frac{1}{1+B+A} \quad (\text{A.6.16})$$

$$N_R^- = N_R \frac{A}{1+B+A} \quad (\text{A.6.17})$$

Hierin ist:

$$A = \frac{\alpha_n n + \alpha_p K_{AV}}{\alpha_p p + \alpha_n K_{AC}} \quad (\text{A.6.18})$$

$$B = \frac{\beta_p p + \beta_n K_{DC}}{\beta_n n + \beta_p K_{DV}} \quad (\text{A.6.19})$$

Im Gegensatz zum thermischen Gleichgewicht ist die Goldionisierung im stationären Fall auch von den Rekombinationskoeffizienten abhängig.

Für den stationären Fall können jetzt noch zwei Berechnungsbeispiele gegeben werden:

1. Hohe Injektion: n und p sind wesentlich größer als die Massenwirkungskonstanten. Aufgrund der höheren Einfangkoeffizienten für Löcher ist das Gold hauptsächlich positiv ionisiert. Es gilt:

$$\begin{aligned} N_R^+/N_R(300\text{ K}) &= 79\% & N_R^-/N_R(300\text{ K}) &\approx 0,2\% \\ N_R^+/N_R(400\text{ K}) &= 87\% & N_R^-/N_R(400\text{ K}) &\approx 0,2\% \end{aligned}$$

2. Raumladungszone: n und p sind wesentlich kleiner als die Massenwirkungskonstanten. Aufgrund der Nähe des Donatorniveaus zum Valenzband ist das Gold jetzt hauptsächlich negativ ionisiert. Es gilt:

$$\begin{aligned} N_R^+/N_R(300\text{ K}) &\approx 0\% & N_R^-/N_R(300\text{ K}) &= 92\% \\ N_R^+/N_R(400\text{ K}) &\approx 0\% & N_R^-/N_R(363\text{ K}) &\approx 95\% \\ & & N_R^-/N_R(400\text{ K}) &= 96\% \end{aligned}$$

Für die Berechnung der Ladungsträgerlebensdauer im stationären Fall bei höherer Injektion wird von folgenden Definitionen der Lebensdauer ausgegangen:

$$\tau_p = \frac{p - p_0}{R_p} \quad (\text{A.6.20})$$

$$\tau_n = \frac{n - n_0}{R_n} \quad (\text{A.6.21})$$

n_0 und p_0 sind die Konzentrationen im thermischen Gleichgewicht.

Mit $R_n = R_p$, $p \gg p_0$ und $n \gg n_0$ folgt:

$$\tau = \tau_n = \tau_p = \frac{n}{R_n} = \frac{p}{R_p} \quad (\text{A.6.22})$$

Aus (A.6.2) folgt für R_p , wenn $p \gg K_{AV}$ und $p \gg K_{DV}$:

$$R_p = \alpha_p N_R^- p + \beta_p N_R^0 p \quad (\text{A.6.23})$$

Aus (A.6.1) folgt für R_n , wenn $n \gg K_{AC}$ und $n \gg K_{DC}$:

$$R_n = \alpha_n N_R^0 n + \beta_n N_R^+ n \quad (\text{A.6.24})$$

N_R^0 , N_R^- und N_R^+ werden durch die Gleichungen (A.6.15) bis (A.6.19) vorgegeben. Hiermit folgt schließlich für die Ladungsträgerlebensdauer im stationären Fall bei hoher Injektion ($n = p$):

$$\tau = \frac{1 + \alpha_n / \alpha_p + \beta_p / \beta_n}{N_R (\alpha_n + \beta_p)} \approx \frac{1 + \beta_p / \beta_n}{N_R \beta_p} \quad (\text{A.6.25})$$

Die Näherung gilt unter den Bedingungen: $\alpha_n / \alpha_p \ll \beta_p / \beta_n$ und $\alpha_n \ll \beta_p$.

Weiter muss hier auf die Nachstellzeiten (Relaxationszeiten) der Goldionisierung hingewiesen werden. (A.6.3) und (A.6.4) können mit Hilfe von (A.6.5) wie folgt umgeschrieben werden:

$$\frac{\delta N_R^+}{\delta t} = -\frac{N_R^+}{\tau_{pr}} + (N_R^- - N_R^+) (\beta_p p + \beta_n K_{DC}) \quad (\text{A.6.26})$$

$$\frac{\delta N_R^-}{\delta t} = -\frac{N_R^-}{\tau_{nr}} + (N_R - N_R^+) (\alpha_p K_{AV} + \alpha_n n) \quad (\text{A.6.27})$$

Unter der Voraussetzung, dass die Änderungen der hinteren Termen in (A.6.26) und (A.6.27) klein sind, folgt für die Nachstellzeitkonstanten τ_{pr} und τ_{nr} :

$$\tau_{pr} = \frac{1}{\beta_p (p + K_{DV}) + \beta_n (n + K_{DC})} \quad (\text{A.6.28})$$

und

$$\tau_{nr} = \frac{1}{\alpha_p (p + K_{AV}) + \alpha_n (n + K_{AC})} \quad (\text{A.6.29})$$

(A.6.28) und (A.6.29) zeigen, dass diese Nachstellzeitenkonstanten von n und p abhängig sind und mit zunehmenden n - bzw. p -Konzentrationen kleiner werden. Deshalb wird die Ionisation der Goldatome bei hoher Injektion in einer Diode einer Änderung der Ladungsträgerkonzentrationen sehr schnell folgen können. Bild A.6.3 zeigt Berechnungsergebnisse von τ_{pr} und τ_{nr} , wobei einfachheitshalber $p = n$ angenommen wurde.

In einer Raumladungszone können p und n in (A.6.28) und (A.6.29) vernachlässigt werden. τ_{nr} und τ_{pr} sind in der Raumladungszone stark temperaturabhängig. τ_{nr} steigt bei 300 K bis ca. 1,3 ms an!

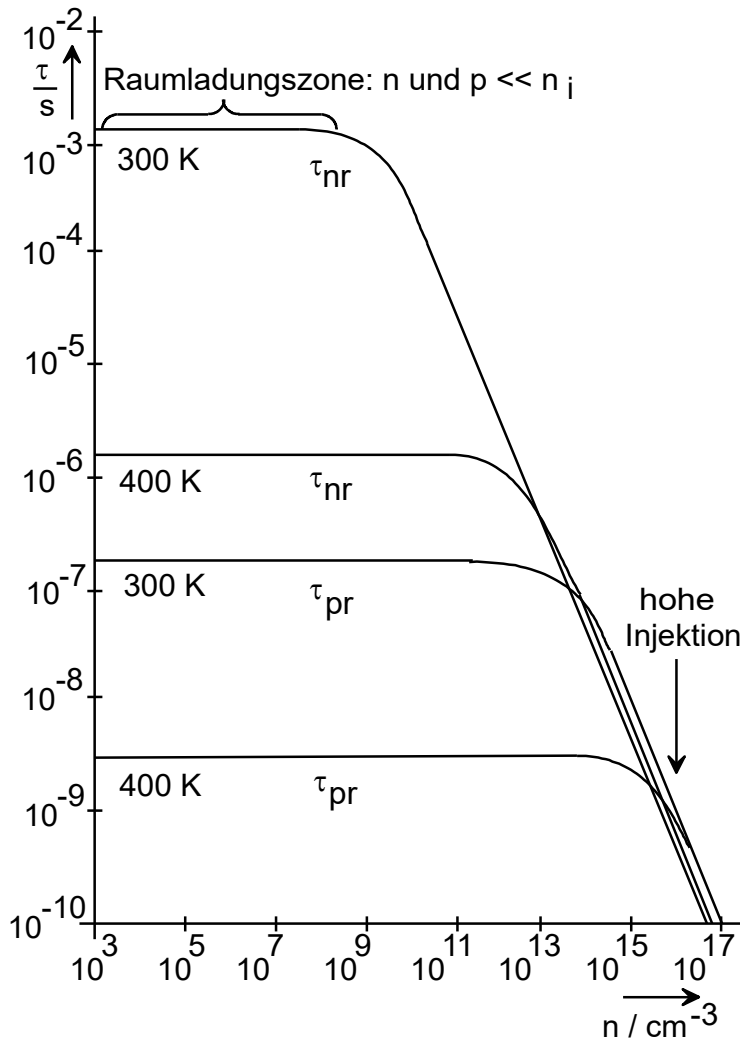


Bild A.6.3.: Die Nachstellzeitkonstanten der ionisierten Goldatome als Funktion der Ladungsträgerkonzentration ($p = n$). Parameter ist die Temperatur.

Als Letztes wird jetzt noch die Generation in der Raumladungszone im stationären Fall bestimmt, n und p sind vernachlässigbar. Aus (A.6.1) und (A.6.15) bis (A.6.19) folgt:

$$R_p = R_n = -N_R \frac{\alpha_p K_{AV} + \beta_n K_{DC}}{\left(1 + \frac{\alpha_p K_{AV}}{\alpha_n K_{AC}} + \frac{\beta_n K_{DC}}{\beta_p K_{DV}}\right)} \quad (\text{A.6.30})$$

Bei Vernachlässigung des Einflusses des Donatorniveaus folgt hieraus:

$$R_p = R_n = -\frac{N_R}{\left(\frac{1}{\alpha_p K_{AV}} + \frac{1}{\alpha_n K_{AC}}\right)} \quad (\text{A.6.31})$$

Mit (A.6.20) und (A.6.21) folgt für die Lebensdauerwerte in der Raumladungszone:

$$\tau_p = \frac{p_0}{N_R} \left(\frac{1}{\alpha_p K_{AV}} + \frac{1}{\alpha_n K_{AC}}\right) \quad (\text{A.6.32})$$

$$\tau_n = \frac{n_0}{N_R} \left(\frac{1}{\alpha_p K_{AV}} + \frac{1}{\alpha_n K_{AC}} \right) \quad (\text{A.6.33})$$

Diese Gleichungen zeigen, dass die Lebensdauerwerte in der Raumladungszone von den Gleichgewichtskonzentrationen n_0 und p_0 im thermischen Gleichgewicht abhängen. Damit sind τ_n und τ_p dotierungsabhängig!

A.7 Die Augerrekombination

Nach M.S. Tyagi und R. van Overstraeten /19/ gilt für die Phonon-assisted-Augerrekombination:

$$R_A = a_n (n^2 p - n_i^2 n_0) + a_p (p^2 n - n_i^2 p_0) \quad (\text{A.7.1})$$

Diese Gleichung gilt für 2 Phonon unterstützte Prozesse, die unabhängig voneinander auftreten können. Im thermischen Gleichgewicht müssen beide Prozesse verschwinden, n_0 und p_0 sind deshalb die Elektronen und Löcherkonzentration im thermischen Gleichgewicht.

Ausgehend von den a_p -Werten von W. Lochmann und A. Haug /20/ kann folgende Näherungsgleichung für a_p aufgestellt werden;

$$a_p = 0,72 \cdot 10^{-31} + 0,15 \cdot 10^{-34} \frac{T}{K} + 2,92 \cdot 10^{-37} \left(\frac{T}{K} \right)^2 \quad \text{cm}^6 \text{s}^{-1} \quad (\text{A.7.2})$$

Die a_n -Werte werden durch Subtraktion der a_p -Werte nach (A.7.2) von den $a_n + a_p$ -Werten von L. Hultdt, N.G. Nilsson und K.G. Svantesson /21/ ermittelt. Für a_n folgt unten stehende Näherungsgleichung:

$$a_n = 0,67 \cdot 10^{-31} + 8,16 \cdot 10^{-34} \frac{T}{K} - 2,44 \cdot 10^{-37} \left(\frac{T}{K} \right)^2 \quad \text{cm}^6 \text{s}^{-1} \quad (\text{A.7.3})$$

Mit (A.7.2) bzw. (A.7.3) folgt für $T = 300$ bzw. 400 K:

$$\begin{array}{ll} a_n (300 \text{ K}) = 2,90 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} & a_n (400 \text{ K}) = 3,54 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} \\ a_p (300 \text{ K}) = 1,03 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} & a_p (400 \text{ K}) = 1,25 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} \end{array}$$

Zum Vergleich: J. Dziewior und W. Schmid /10/ geben folgende Werte an:

$$\begin{array}{ll} a_n (300 \text{ K}) = 2,80 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} & a_n (400 \text{ K}) = 2,80 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} \\ a_p (300 \text{ K}) = 0,99 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} & a_p (400 \text{ K}) = 1,20 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} \end{array}$$

A.8 Die Oberflächenrekombination

Die Oberflächenrekombination wird nur an den Metall-Silizium-Übergängen (Kontakte) berücksichtigt.

Die Gleichung für die Oberflächenrekombination lautet nach Spence /11/

$$R_0 = \frac{pn - n_i^2}{\frac{1}{s_p}(n + n_i) + \frac{1}{s_n}(p + n_i)} \quad (\text{A.8.1})$$

Vorausgesetzt wird hierbei, dass die Rekombination über Rekombinationszentren in der Mitte des verbotenen Bandes stattfindet.

s_p und s_n sind die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten mit der Dimension cm/s.

Die Oberflächenrekombination muss in den Randbedingungen der Differenzialgleichungen berücksichtigt werden.

Für den jeweiligen Minoritätsstrom am Kontakt wird gelten:

$$j_n = e R_0 \text{ bzw. } j_p = e R_0 \quad (\text{A.8.2})$$

Die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit wird in Analogie zu der Temperaturabhängigkeit der Rekombinationsparameter der Volumenrekombination gewählt:

$$s = s_0 \left[\frac{T}{300 \text{ K}} \right]^{-1} \quad (\text{A.8.3})$$

Bei Ohmschen Kontakten wird üblicherweise unendlich hohe Rekombination angenommen. Aus Konvergenzgründen wurde s_0 auf 10^7 cm/s festgelegt.

A.9 Der Avalanche

Für den Avalanche unter Einfluss eines hohen elektrischen Feldes gilt folgende Gleichung:

$$G_I = \frac{1}{e} [\alpha_n(E) \cdot |j_n| + \alpha_p(E) \cdot |j_p|] \quad (\text{A.9.1})$$

Die Grundwerte für $\alpha_n(E)$ und $\alpha_p(E)$ werden durch R. van Overstraeten und H. de Man /22/ für 300 K angegeben.

Mit den Temperaturkoeffizienten von H. Schlangenotto /23/ folgt:

$$\alpha_n = 7,03 \cdot 10^5 \exp \left[\frac{-1,231 \cdot 10^6 - 1100(T/K - 300)}{|E| \text{ V}^{-1} \text{ cm}} \right] \text{ cm}^{-1} \quad (\text{A.9.2})$$

$$\alpha_p = 1,582 \cdot 10^6 \exp \left[\frac{-2,036 \cdot 10^6 - 1100(T/K - 300)}{|E| \text{ V}^{-1} \text{ cm}} \right] \text{ cm}^{-1} \quad (\text{A.9.3})$$

Bei $T = 25$ bzw. 90° C und $E = 190 \text{ kV/cm}$ gilt: $\alpha_n/\alpha_p > 30,7$.

A.10 Die Beweglichkeit von Löchern und Elektronen bei niedrigen elektrischen Feldstärken

H. Schlangenotto /13/ hat ein Beweglichkeitsmodell aufgestellt, das auf den Modellen bzw. Gleichungen von H. Brooks /24/, /25/, N.H. Fletcher /26/ und C. Herring 1211 basiert.

Die Gleichungen wurden dabei als Funktion der Dotierung und der Ladungsträgerkonzentration an die Angaben aus /28/ bis /33/ angepasst. Das Gleichungssystem für die Beweglichkeit lautet nach H. Schlangenotto:

Für Elektronen:

$$\mu_L = 1437 \cdot T_n^{-2,2} \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad (\text{A.10.1})$$

Für Löcher:

$$\mu_L = 469 \cdot T_n^{-2,2} \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad (\text{A.10.2})$$

μ_L ist die Beweglichkeit bedingt durch die Streuung an Kristallgitter.

Die Beweglichkeit μ_i bedingt durch die Streuung an Störstellen ist:

$$\mu_i = \frac{A}{\sqrt{T/K}} \frac{x}{\ln(1+x) - \left(\frac{x}{1+x}\right) C} \quad (\text{A.10.3})$$

Hierin ist:

$$x = x_0^\gamma \quad (\text{A.10.4})$$

mit:

$$x_0 = \frac{BT^2}{N_{St}} \quad (\text{A.10.5})$$

Für Elektronen gilt:

$$\begin{aligned} A &= 1170 \text{ cm}^2/\text{Vs} \\ B &= 1,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-2} \\ C &= 0 \end{aligned}$$

$$\gamma = \frac{0,7}{1 + 61 x_0^{-0,7}} \quad (\text{A.10.6})$$

Für Löcher gilt:

$$\begin{aligned} A &= 535 \text{ cm}^2/\text{Vs} \\ B &= 6,85 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-2} \\ C &= 0,5 \\ \gamma &= 1 \end{aligned}$$

N_{St} ist die Summe der Störstellen,

Die Beweglichkeit μ_C bedingt durch die gegenseitige Streuung von Löchern an Elektronen ist:

$$\mu_C = \frac{14,88 \cdot 10^{20} \cdot (T/300\text{K})^{-0,52}}{\sqrt{np} \cdot \ln \left[1 + \frac{7,87 \cdot 10^8 \cdot (T/K)^2}{(np)^{1/3}} \right]} \quad (\text{A.10.7})$$

Der Zähler in (A.10.7) weicht von den Angaben in /13/ ab und wurde aufgrund von eigenen Diodenmessungen (Durchlass und Rückstrom) bei $T = 20^\circ\text{C}$ bzw. 140°C sowie Simulationen korrigiert. Die gesamte Beweglichkeit ist jetzt:

$$\mu = \frac{F(Z)}{\frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I} + \frac{1}{\mu_C}} \quad (\text{A.10.8})$$

wobei:

$$Z = \frac{\mu_L}{\mu_L + (\mu_I^{-1} + \mu_C^{-1})^{-1}} \quad (\text{A.10.9})$$

$F(Z)$ ist eine statistische Funktion, die die Beweglichkeiten miteinander verknüpft.

Nach F. Berz u.a. /34/ gilt:

$$F = \frac{0,0954 + 0,473Z - 0,383Z^2}{0,0956 + 0,866Z - 0,776Z^2} \quad (\text{A.10.10})$$

A.11 Die Beweglichkeit von Löchern und Elektronen bei hohen elektrischen Feldstärken

In Abschnitt A.10 wurde die Beweglichkeit der Löcher und Elektronen bei niedrigen elektrischen Feldstärken beschrieben. Bei hohen elektrischen Feldstärken sinkt die Beweglichkeit.

W. Anheier /35/ gibt folgende Gleichung an:

$$\mu = \frac{\mu_0}{\left\{ 1 + \left[\frac{\mu_0 |E|}{v_{d \max}} \right]^\beta \right\}^{1/\beta}} \quad (\text{A.11.1})$$

Hierin ist μ_0 die Beweglichkeit bei niedrigen elektrischen Feldstärken nach Abschnitt A.10. $v_{d \max}$ ist die maximale Driftgeschwindigkeit.

C. Canali, G. Majni, R. Minder und G. Ottaviani geben in /36/ folgende Werte für β an:

Für Elektronen

$$\beta = 2,57 \cdot 10^{-2} \left(\frac{T}{K} \right)^{0,66} \quad (\text{A.11.2})$$

und für Löcher

$$\beta = 0,46 \left(\frac{T}{K} \right)^{0,17} \quad (\text{A.11.3})$$

Weiter werden folgende Werte für $v_{d \max}$ in /37/ angegeben:

Für Elektronen

$$V_{d \max} = 1,434 \cdot 10^9 \left(\frac{T}{K} \right)^{-0,87} \text{ cm/s} \quad (\text{A.11.4})$$

und für Löcher

$$V_{d \max} = 1,624 \cdot 10^8 \left(\frac{T}{K} \right)^{-0,52} \text{ cm/s} \quad (\text{A.11.5})$$

Die Gleichung (A.11.1) ist nicht gültig, wenn sich Ladungsträger entgegen der Feldrichtung bewegen. (A.11.1) wird deshalb nur verwendet, wenn gilt:

$$\text{sign}(E) = \text{sign}(j_n) \text{ bzw. } \text{sign}(E) = \text{sign}(j_p) \quad (\text{A.11.6})$$

sonst gilt: $\mu = \mu_0$

A.12 Die Wärmeleitung

Bild A.12.1 zeigt die Dreikomponentenanordnung, die zur Berechnung der dynamischen Temperaturverhältnisse in ADIOS angenommen wurde.

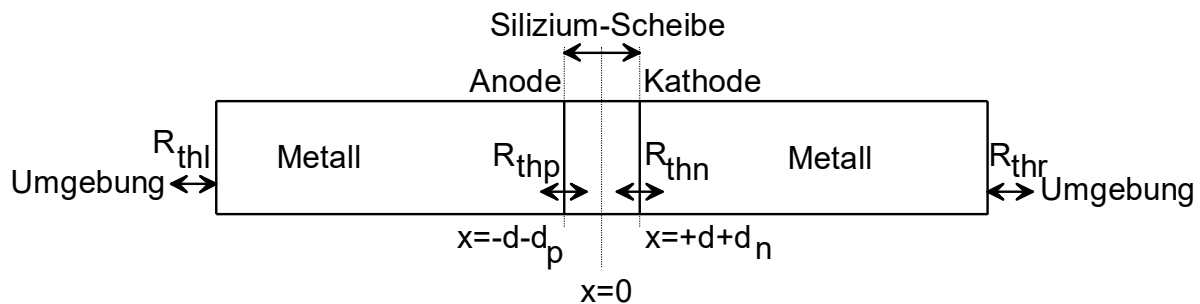


Bild A.12.1: Prinzipieller Aufbau der Diode mit anschließenden Metallschichten, Umgebung und Wärmewiderständen.

M.S. Adler und H.H. Glascock geben in /4/ an, dass für Wärmeübergänge bei Druckkontakten mit einer Wärmeleitfähigkeit von $6,2 \text{ W}/(\text{cm}^2\text{K})$ gerechnet werden muss. Dieser Wert entspricht einem Wärmewiderstand von $0,16129 \text{ Kcm}^2/\text{W}$. Die Wärmekapazität eines Überganges ist vernachlässigbar. Ebenso kann der Wärmewiderstand eines gelöteten oder legierten Überganges wie z.B. zwischen einer Silizium- und einer Molybdän-Grundscheibe vernachlässigt werden. Die Wärmewiderstände werden bei den Randbedingungen von (A.12.1) berücksichtigt.

Am Anfang des Rechenlaufes herrscht ein stationärer Zustand, und die Anfangstemperatur T_0 ist ortsunabhängig.

Die Umgebungstemperatur bleibt während eines Rechenlaufes konstant auf dem Wert T_0 .

Die Wärmeleitung wird durch folgende partielle Differenzialgleichung beschrieben:

$$\rho_m c \frac{\delta T}{\delta t} = \frac{\delta}{\delta x} \left[\lambda \frac{\delta T}{\delta x} \right] + Q \quad (\text{A.12.1})$$

In (A.12.1) ist Q die Verlustleistungsdichte.

Für $\rho_m c$ und λ gelten die Werte der Tabelle (A.12.1).

Alle Werte, außer der λ -Gleichung für Si, gelten für $T = 350$ K.

Material	$\frac{\lambda}{Jcm^{-1}K^{-1}s^{-1}}$	$\frac{\rho_m c}{JK^{-1}cm^{-3}}$
Si	$1,56 \left(\frac{T}{300K} \right)^{-1,34}$	1,770
Mo	1,350	2,703
Ag	4,189	2,478
W	1,523	2,625
Al	2,198	2,550
Cu	3,981	3,513

Tabelle A.12.1: Materialkonstanten nach /5/ für die Wärmeleitungsgleichung. Die λ -Gleichung folgt aus /38/.

In den Metallen wird keine Wärme erzeugt. Außerdem ist dort λ konstant. Hiermit vereinfacht sich die Gleichung (A.12.1) wie folgt:

$$\rho_m c \frac{\delta T}{\delta t} = \lambda \frac{\delta^2 T}{\delta x^2} \quad (\text{A.12.2})$$

Die Berechnung der Verlustleistungsdichte im Silizium ist bis jetzt nicht eindeutig geklärt. Die verwendeten Formeln sind von Literaturquelle zu Literaturstelle verschieden. In dieser Arbeit wurde ausgegangen von der von M.S. Adler /8/ veröffentlichte Formel. Diese wurde derart modifiziert, dass das Integral über die Verlustleistungsdichte im stationären Fall gleich dem Produkt U_{FF} ist.

Die einzelnen Beiträge zur Verlustleistungsdichte Q in ADIOS werden jetzt erläutert.

1. j^*E ist die Verlustleistungsdichte, die durch den Ladungsträgertransport in einem elektrischen Feld verursacht wird. Die Stromdichte j durch die Diode wird durch (A.1.6) angegeben. Sie lautet:

$$j = j_p + j_n + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\delta E}{\delta t} \quad (\text{A.12.3})$$

Hierin ist $\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\delta E}{\delta t}$ der elektrische Verschiebungsstrom.

Dieser Verschiebungsstrom lädt die Sperrschichtkapazität auf und darf bei Verlustleistungsberechnung nicht berücksichtigt werden.

Für die Verlustleistungsdichte $j \cdot E$ wird deshalb folgende Gleichung verwendet:

$$Q = (j_n + j_p) E \quad (\text{A.12.4})$$

2. Die Rekombination bildet die zweite Komponente bei der Verlustleistungsdichte. Bei der Rekombination geben die rekombinierten Löcher und Elektronen Energie an das Gitter ab. Zur Ableitung der Gleichungen für den dynamischen Fall wird zurückgegriffen werden auf die Rekombinationstheorie in Abschnitt A.5 und A6.

In Bild A.5.1 ist das Energieniveau des Donators E_D . Die Rekombination der Elektronen R_n ist mit dem Übergang von E_C nach E_D gekoppelt. Die Rekombination der Löcher R_p ist mit dem Übergang von E_V nach E_D gekoppelt. Die gesamte Verlustleistungsdichte wird hiermit:

$$Q = e R_n (E_C - E_D) + e R_p (E_D - E_V) \quad (\text{A.12.5})$$

Analog folgt nach Bild A.5.2 für die Akzeptoren:

$$Q = e R_n (E_C - E_A) + e R_p (E_A - E_V) \quad (\text{A.12.6})$$

Für das Rekombinationsmodell aus Bild A.6.1 können ähnliche Gleichungen aufgestellt werden. Für die Stoßionisation und für die Augerrekombination gilt:

$$Q = e (-G_i + R_A) E_g \quad (\text{A.12.7})$$

3. Die Oberflächenrekombination an den Metall-Silizium-Übergängen liefert nur dort einen Beitrag zur Verlustleistung. Weil hier immer mit den stationären Gleichungen gerechnet wird, lauten die Gleichungen für den p⁺-Emitter:

$$q = e R_0 E_g = j_n E_g \quad (\text{A.12.8})$$

und für den n⁺-Emitter:

$$q = e R_0 E_g = j_p E_g \quad (\text{A.12.9})$$

Hierbei wurde die Gleichung (A.8.2) verwendet.

4. Zusätzlich muss wegen der Potentialsprünge für den Metall-p⁺-Silizium-Übergang der Beitrag

$$q = -j (E_F - E_V) \quad (\text{A.12.10})$$

und für den Metall-n⁺-Silizium-Übergang der Beitrag

$$q = -j (E_C - E_F) \quad (\text{A.12.11})$$

berücksichtigt werden. Beide Kontakte kühlen bei Vorwärtsstrom ab, wenn $E_C - E_F > 0$ bzw. $E_F - E_V > 0$ und die oben genannten Beiträge, absolut gesehen, größer als die restlichen Beiträge an den Kontakten sind. In der Adler-Gleichung fehlen diese Beiträge der Kontakte.

5. Als Letztes muss die Verlustleistungsdichte bei Halbleitern mit nicht konstantem Bandabstand um folgenden Term ergänzt werden:

$$Q = j_p \frac{d}{dx} \Delta E_V - j_n \frac{d}{dx} \Delta E_C \quad (\text{A.12.12})$$

Die Änderung der Bandkanten wurde in Abschnitt A.3 erläutert. Das Vorzeichen des zweiten Teiles von Gleichung (A.12.12) ist nicht in Einklang mit der Adler-Gleichung.

Die gesamte Verlustleistung P_{Di} im Silizium wird jetzt durch die Addition folgender Komponenten gefunden:

Beitrag 1. + 2. + 5. integriert über das Volumen
und Beitrag 3. + 4. integriert über die Fläche.

Das Ergebnis dieser Summation und Integration ist im stationären Fall gleich dem Produkt U_{IF} .

Danksagung

- Herrn Prof. Dr. W. Gerlach danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit und dafür, dass diese Arbeit als Dissertation eingereicht und genehmigt werden konnte.

- Herrn Prof. Dr. M. Michel danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Weiter haben viele SIEMENS-Kolleginnen und Kollegen ihre größeren und kleineren Beiträge dazu geliefert, diese Arbeit zu dem zu machen, was sie jetzt ist.

- Im Forschungszentrum in Erlangen verdanke ich den Einsatz der Herren A. Haböck und Dr. W. Forstbauer, dass ADIOS entwickelt werden konnte. Die programmtechnische Beratung der Herren M. Leuchs und Röckelein waren eine große Hilfe.

- In München-Freimann hat insbesondere Herr A. Porst diese Arbeit mit vielen Anregungen wertvoll ergänzt.

Die Herren Dr. P. Voß, J. Rumberg und Dr. G. Miller waren immer bereit, ihre Erfahrungen weiter zu vermitteln.

Frau R. Wulf hat sich mit ihren zuverlässigen Messergebnissen (zur ADIOS-Überprüfung) einen Namen gemacht.

- Im Forschungszentrum in München-Perlach habe ich besonders beim Meinungs-austausch mit meinen Simulanten-Kollegen Dr. J. Sack und Dr. G. Wachutka viel gelernt.

Den Herren Dr. R. Sittig, Dr. D. Theis und Dr. J. Sack bin ich für die kritische Durchsicht dieser Arbeit Dank schuldig. Wichtig war auch der Beitrag von Frau C. Hauk bei der Entwicklung und Pflege der Plotsoftware.

- Schließlich danke ich Herrn Dr. H. Schlangenotto vom AEG-Forschungszentrum Frankfurt für die Diskussionen über die mathematischen Modelle.

Lebenslauf

Geboren: 16.06.1947 in Amsterdam

Studium: Technische Universität Eindhoven, Niederlande

Fachrichtung: Elektrotechnik

Schwerpunkte: Leistungselektronik, elektrische Maschinen

Die wichtigsten beruflichen Tätigkeiten:

- Juni 1972 bis Jan. 1974: Entwicklungshelfer in Surabaya, Indonesien
Mithilfe beim Aufbau der Fakultät für Elektrotechnik durch:
Vorlesungen über Messtechnik, Betreuung von Diplomanden,
Aufbau der Bibliothek und von Praktika und durch die Reparatur
und Wartung der Messgeräte.

- 1. Febr. 1974: Eintritt ins Forschungslabor der SIEMENS AG in Erlangen
Schwerpunktthema: Die Entwicklung von USV-Anlagen mit
redundantem Parallelbetrieb. (USV = Unterbrechungsfreie
Stromversorgung) Dazu gehören: die Schaltung der
Leistungselektronik, die Leistungsfilter, die Regelung, die
Automatisierungstechnik und das Steuerverfahren für den
Wechselrichter.

Zusätzlich wurde in Erlangen mit der Entwicklung des
Simulationsprogrammes ADIOS zur Berechnung der statischen und
dynamischen Vorgänge in Leistungsdioden und Thyristoren
angefangen.

- Sept. 1985 bis Sept. 1988: Im Forschungslabor in München-Perlach:
Entwicklung von Leistungsdioden mithilfe des
Simulationsprogrammes ADIOS.

- 1. Okt. 1988: Eintritt in die Firma SEMIKRON in Nürnberg

- 1. Okt. 2003 Eigenes Ingenieurbüro: Consultant for power electronics design.