

**Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität München  
Lehrstuhl für Technische Elektrophysik**

# **Modellierung höhenstrahlungsinduzierter Ausfälle in Halbleiterleistungsbauelementen**

**Winfried Kaindl**

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

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. W. Hansch

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. G. Wachutka
2. Univ.-Prof. Dr. phil. nat. H. D. Silber,  
Universität Bremen

Die Dissertation wurde am 27.01.2005 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 08.08.2005 angenommen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	1
1.1	Leistungsbaulemente	1
1.2	Problematik des Ausfalls durch Höhenstrahlung	2
1.3	Baulementssimulation	4
1.4	Ziel und Inhalt der Arbeit	5
<b>2</b>	<b>Kern- und atomphysikalische Grundlagen</b>	7
2.1	Was ist Höhenstrahlung?	7
2.2	Variation des Sekundärteilchenflusses	9
2.2.1	Einfluß der Höhe über dem Erdboden	10
2.2.2	Zyklus der Sonnenaktivität	11
2.2.3	Einfluß des Erdmagnetfeldes	12
2.3	Sekundärstrahlungsflüsse auf der Erdoberfläche	14
2.4	Wechselwirkungen von Sekundärstrahlung mit Silizium	15
2.4.1	Coulombstreuung mit den Valenzelektronen eines Silizium-Kristalls	16
2.4.2	Einfangprozeß bei Müonen und Pionen	17
2.4.3	Starke Wechselwirkung (Kernreaktion)	18
2.4.3.1	Elastischer Stoß	20
2.4.3.2	Inelastischer Stoß	21
2.4.3.3	Produkte bei inelastischen Kernreaktionen	21
2.4.4	Für den Ausfall verantwortliche Teilchensorten	24
2.5	Berechnung des Energieverlustes von Ionen in Silizium	27
2.5.1	Energieverlust entlang der Ionentrajektorie	28
2.5.2	Deponierte Energiedosis in radialer Richtung	30
2.6	Erzeugung von tiefen Zentren	32

<b>3</b>	<b>Modellierung des Einflusses von ionisierender Strahlung auf Leistungsbau- elemente</b> . . . . .	<b>35</b>
3.1	Resultate eines Bestrahlungsexperiments mit Ionen . . . . .	35
3.2	Modellierung von Ionenbestrahlungsexperimenten . . . . .	38
3.2.1	Drift-Diffusions-Modell . . . . .	38
3.2.2	Generationsmodell für ionisierende Teilchen . . . . .	42
3.2.3	Modellparameter . . . . .	43
3.2.4	Stoßionisationsmodell . . . . .	47
3.3	Simulation des Bestrahlungsexperiments mit verschiedenen Ionen . . . . .	49
3.3.1	Nicht-Multiplikationsereignisse . . . . .	50
3.3.2	Multiplikationsereignisse . . . . .	53
3.3.3	Ergebnisse . . . . .	58
3.3.3.1	Ioneninduzierte Stromtransienten . . . . .	58
3.3.3.2	Zeitlicher Verlauf der Ladungsgeneration . . . . .	60
3.3.3.3	Wahrscheinlichste Ladung . . . . .	61
3.3.3.4	Laufende Feldspitze bei kleinen Sperrspannungen . . . . .	62
3.3.4	Abschätzung der Feldspitzengeschwindigkeit . . . . .	64
3.3.5	Magnetischer Einschnüreffekt . . . . .	66
3.3.6	Raumdimension des Simulationsgebietes . . . . .	68
3.3.7	Beschreibung der Ortsdiskretisierung . . . . .	71
3.4	Simulation von zwei entgegengesetzt laufenden Feldspitzen verursacht durch Höhenstrahlung . . . . .	73
<b>4</b>	<b>Analyse der Höhenstrahlungsempfindlichkeit von Leistungsbau- elementen</b> . . . . .	<b>75</b>
4.1	Modellierung der Ausfallraten . . . . .	77
4.1.1	Summation der statistischen Ereignisse . . . . .	77
4.1.2	Modellierung durch Ionenstrahlung . . . . .	80
4.1.2.1	Schwellspannung . . . . .	80
4.1.2.2	Effektive Rückstoßionen . . . . .	81
4.2	Analyse von verschiedenen Leistungsdioden . . . . .	82
4.2.1	Analyse von Teststrukturen . . . . .	84
4.2.1.1	Non-Punch-Through-Dioden-Teststruktur . . . . .	84

---

4.2.1.2	Feld-Stop-Dioden-Teststruktur . . . . .	88
4.2.2	Strukturvariationen bei Punch-Through-Dioden . . . . .	93
4.2.3	Wesentliche Ergebnisse . . . . .	95
4.2.3.1	Ausfallraten . . . . .	95
4.2.3.2	Bauelementausfälle bei Spannungen kleiner als $V_{th}$ . . . . .	98
4.2.3.3	Analyse der ioneninduzierten Ladung bei NME . . . . .	99
4.2.3.4	Analyse der ioneninduzierten Ladung bei ME . . . . .	101
4.2.3.5	Abschätzung von $V_{th}$ aus stationären Größen . . . . .	102
4.2.3.6	Einfluß der Temperatur . . . . .	104
4.3	Analyse eines IGBTs . . . . .	105
4.4	Maßnahmen zur Erhöhung der Robustheit von Bauelementen gegen Höhenstrahlung . . . . .	110
4.4.1	Einfluß der Randstruktur . . . . .	110
4.4.2	Einfluß des Volumens . . . . .	111
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick . . . . .</b>	<b>113</b>
	<b>Anhang . . . . .</b>	<b>117</b>
<b>A</b>	<b>Die Coulombwechselwirkung von Protonen als initiales Ereignis . . . . .</b>	<b>119</b>
<b>B</b>	<b>Beschreibung von TRIM . . . . .</b>	<b>123</b>
<b>C</b>	<b>Beschreibung von TeSCA . . . . .</b>	<b>127</b>
<b>D</b>	<b>Beschreibung des Aufbaus zur Messung von Strompulsen . . . . .</b>	<b>129</b>
<b>E</b>	<b>Glossar und Symbolverzeichnis . . . . .</b>	<b>133</b>
	<b>Literaturverzeichnis . . . . .</b>	<b>138</b>
	<b>Danksagung . . . . .</b>	<b>151</b>



# 1 Einleitung

Seit der Entdeckung des Transistor-Effekts durch BARDEEN, BRATTAIN und SHOCKLEY 1947 [1, 2] haben Halbleiterbauelemente eine immer größere Bedeutung erlangt. Aufgrund der stetigen Entwicklung der technologischen Möglichkeiten sind heute Chips mit mehreren Milliarden Transistoren realisierbar. Da Halbleiterbauelemente aus Silizium auch relativ einfach und billig herzustellen sind, ergibt sich ein breites und vielfältiges Anwendungsspektrum. Daher sind sie aus vielen Bereichen des täglichen Lebens mittlerweile nicht mehr wegzudenken. Es gibt inzwischen kaum mehr elektrische Geräte, die nicht durch Mikroprozessoren gesteuert oder deren Netzgeräte nicht durch Leistungstransistoren geregelt werden.

## 1.1 Leistungsbauelemente

Halbleiterleistungsbauelemente lassen sich im wesentlichen in die zwei Gruppen Dioden und Schalter einteilen. Dioden, die als Gleichrichter eingesetzt werden, müssen eine möglichst hohe Spannung im Sperrbetrieb blockieren und dürfen nur einen kleinen Spannungsabfall in Vorwärtsrichtung haben. Bei Freilaufdioden sind dagegen geringe Schaltverluste und kurze Schaltzeiten gewünscht. Die Schalter haben ein sehr breites Anwendungsgebiet, das einen Bereich von mehreren 10 V bis zu 10000 V bei Strömen von 10 mA bis zu 1000 A umfaßt [3]. Bei Spannungen bis 600 V und hohen Schaltfrequenzen werden normalerweise Leistungs-MOSFETs (Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor) eingesetzt. Im Bereich mittlerer Leistungen verwendet man IGBTs (Insulated-Gate-Bipolar-Transistoren), welche die Vorteile von MOSFETs und bipolaren Transistoren vereinigen. Thyristoren, GTOs (Gate-Turn-Off-Thyristoren) und MCTs (MOS-Controlled-Thyristoren) werden im Bereich höchster Spannungen von 7 kV und mehr eingesetzt. Typische Anwendungen für Leistungsbauelemente sind u.a. Strom- und Spannungsversorgungen, Schaltnetzteile, Leistungsverstärker und -wandler sowie Steuerungen von Antrieben z.B. in Nah- und Fernverkehrszügen oder Industrieanlagen. Der Einsatz von Halbleiterleistungsbauelementen senkt dabei die Verluste bei der Steuerung, Schaltung, Wandlung und Übertragung von elektrischer Energie.

Zur Erschließung neuer Anwendungsbereiche müssen die Hersteller die Auslegung der Bauelementstrukturen weiter optimieren, da Bauelemente mit zunehmend höheren Spannungen und Stromtragfähigkeiten gewünscht werden. Gleichzeitig sollen die Bauelemente weniger statische und dynamische Verluste haben und billiger in der Herstellung werden. Dies ist eine der Herausforderungen bei der Entwicklung von neuen Bauelementen.

Im Gegensatz zur Mikroelektronik ist jedoch auch eine sehr hohe Zuverlässigkeit und

Lebensdauer gefordert, da die Leistungsbaulemente zunehmend in Bereichen eingesetzt werden, in denen ein Bauelementfehler zu sehr hohen Kosten führen oder unter Umständen sogar Menschenleben bedrohen kann. Besonders strikt sind daher die Anforderungen bei Automobil- und Bahnanwendungen, wo von den Bauelementen bis zu 30 Jahre wartungsfreier Betrieb gefordert wird.

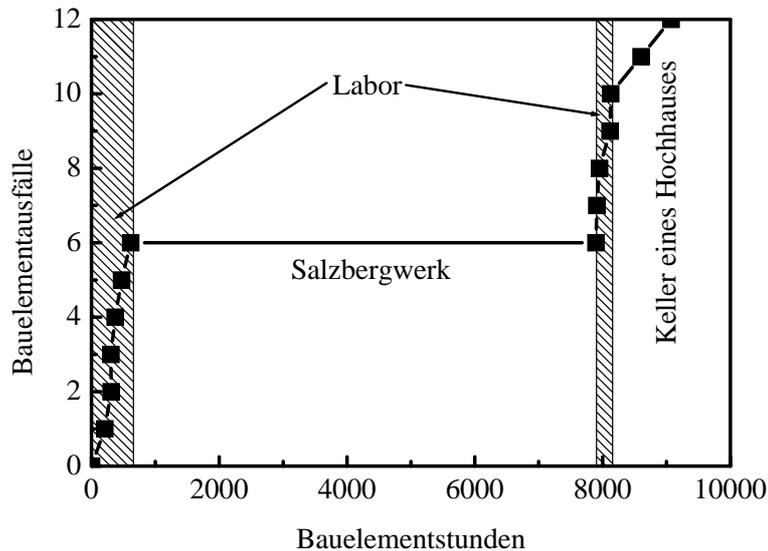
## 1.2 Problematik des Ausfalls durch Höhenstrahlung

Mit der technologischen Entwicklung von immer kleineren Strukturen bei Logikbauelementen, z.B. Speicherchips und Mikroprozessoren, tauchte Mitte der achtziger Jahre ein neuer unvorhergesehener Ausfallmechanismus auf [4]. Logikbauelemente zeigten plötzlich auftretende Änderungen eines gespeicherten Bits, einen sogenannten Soft-Error (SE). SE sind keine Ereignisse, welche die Funktionsfähigkeit des Bauelements beeinträchtigen oder gar zu seiner Zerstörung führen. Oftmals können sie durch Fehlerkorrekturverfahren behoben werden. Im schlimmsten Fall kommt es zum Absturz des Mikroprozessors, der durch einen Neustart des gesamten Systems behoben werden muß.

Zunächst stellte sich heraus, daß SE durch die Generation von zusätzlichen freien Ladungen aufgrund des Energieverlustes von Alpha-Teilchen im Bauelement verursacht wurden. Die Alpha-Teilchen entstehen dabei aus dem Zerfall von radioaktiven Verunreinigungen im Gehäuse oder aus der Metallisierung des Bauelements. Nach der Eliminierung der radioaktiven Isotope aus dem Aufbau und der Metallisierung waren die SE jedoch nicht völlig verschwunden. Mit jeder Generation von neuen und vor allem noch kleineren Bauelementen nahm diese Problematik weiter zu. Die Ursache hierfür sind ionisierende Teilchen aus der natürlichen Strahlungsumgebung der Erde. Diese deponieren im Bauelement Ladung und können somit einen SE auslösen. Durch die kleiner werdenden Strukturen wurde die kritische Ladung, die nötig ist, um einen SE auszulösen, immer kleiner. Zusätzlich stieg die Anzahl der Einzeltransistoren auf einem Chip und damit dessen Strahlungsempfindlichkeit. Nur durch spezielle Maßnahmen konnten die Logikbauelemente gegen die natürliche Strahlung gehärtet und robuster gemacht werden [5, 6, 7]. Bei den diskreten Halbleiterbauelementen der Leistungselektronik waren diese Probleme zu diesem Zeitpunkt noch unbekannt.

Anfang der neunziger Jahre wurde ein statistisch auffälliger Ausfall von Lokomotiven der modernen ICE-Züge aufgrund eines Schadens in der Leistungselektronik verzeichnet. Als Ursache der Defekte wurden die in den Stromumrichtern zur Leistungsansteuerung der Antriebsmotoren eingesetzten Dioden und GTOs identifiziert, die, ohne Vor- bzw. Anzeichen einer Schwächung zu zeigen, spontan ausfielen. Die Stromumrichter erzeugen aus der einphasigen Wechselspannung der Oberleitung zunächst einen Gleichstrom und anschließend einen dreiphasigen Wechselstrom mit mehreren 1000 A. Leistungsbaulemente, die in solchen Umrichtern eingesetzt werden, müssen Spannungen von mehreren 1000 V zuverlässig sperren können. Um die Verluste zu senken und den Wirkungsgrad der Elektromotoren zu erhöhen, wurde die Zwischenkreisspannung um 500 V erhöht und neue, verlustarme GTOs und Dioden eingesetzt [8].

Am 6. Internationalen Symposium für Leistungsbaulemente & ICs (ISPSD) in Davos, 1994, präsentierten erstmals Gruppen von Siemens, ABB und Toshiba die Ursache und den Auslöser für dieses Problem, die natürliche Höhenstrahlung [9, 10, 11].



**Abbildung 1.1:** Bauelementausfälle, aufgetragen über dem Produkt aus der Anzahl der belasteten Bauelemente und der Belastungszeit [9].

Abbildung 1.1 zeigt das Ergebnis eines Experiments, welches sehr deutlich den Ausfall der Bauelemente aufgrund des Einflusses durch Höhenstrahlung nachweist [9]. 18 Halbleiterbauelemente wurden dabei mit einer hohen Sperrspannung belastet. Gemessen wurde die Anzahl der ausgefallenen Bauelemente in Abhängigkeit vom Produkt aus Anzahl der Bauelemente und Belastungszeit. Defekte Bauelemente sind dabei fortlaufend ersetzt worden. Führt man dieses Experiment unter Laborbedingungen durch, so ergibt sich die im ersten Abschnitt von Abbildung 1.1 dargestellte Ausfallhäufigkeit (schraffierte Fläche für < 800 Bauelementstunden). Das Experiment wurde anschließend in einem Salzbergwerk fortgesetzt, das sich 140 m unter der Erdoberfläche befindet. Aufgrund der dicken Erd- und Felsschicht ergibt sich eine starke Abschirmung der natürlichen Hintergrundstrahlung. Über eine sehr lange Betriebszeit des Experiments ereignete sich im Bergwerk kein einziger Bauelementausfall. Bei einer erneuten Messung im Labor waren wieder Ausfälle zu verzeichnen. Die Häufigkeit war dabei identisch mit der ersten Messung. Eine Verlegung des Experiments in den Keller eines Hochhauses ergab eine Reduktion der Fehlerrate, die in etwa der Abschirmung von Höhenstrahlung durch 2.5 m Stahlbeton entspricht. Aus diesem Experiment konnte somit eindeutig geschlossen werden, daß mögliche Quellen radioaktiver Strahlung durch Verunreinigungen im Siliziumsubstrat, in der Metallisierung oder im Gehäuse als Ursache ausscheiden. Die Höhenstrahlung war somit als alleinige Ursache für den Ausfall der Bauelemente eindeutig identifiziert. Durch dieses Experiment zeigte sich auch sehr deutlich, daß eine Abschirmung der Strahlung in Anwendungen aus naheliegenden Gründen weder möglich noch sinnvoll ist.

Mittlerweile ist bekannt, daß Leistungsbaulemente von 500 V bis zu den höchsten Spannungsklassen anfällig für einen Ausfall durch Höhenstrahlung sind [12, 13, 14]. Damit sind nicht nur Hochvoltindustrieanwendungen, sondern in zunehmendem Maße auch Schaltnetzteile in PCs, Basisstationen für Mobilfunk oder die Elektronik in Hybridfahrzeugen betroffen. Strukturoptimierungen bezüglich niedrigeren Durchlaß- und Schaltverlusten, die zu einer Erhöhung der elektrischen Feldstärke im Bauelement führen, erhöhen unweigerlich die Empfindlichkeit gegenüber einem möglichen Höhenstrahlungsausfall. Dies muß bei der Entwicklung von neuen Bauelementstrukturen unbedingt und möglichst frühzeitig berücksichtigt werden, denn der Höhenstrahlungsausfallmechanismus begrenzt, neben statischem und dynamischem Lawinendurchbruch (Avalanche), die maximal mögliche Feldstärke in Halbleiterleistungsbaulementen.

Aufgrund der breiten Anwendungsbereiche und der hohen Stückzahlen von Logikbauelementen sind SE bereits eingehend untersucht worden. Dabei wurden diverse Modelle aufgestellt, die die Soft-Error-Raten bei unterschiedlichen Bauelementen quantitativ beschreiben [15, 16, 17]. Modelle für die irreversiblen Ausfallmechanismen und Ausfallraten von MOSFETs oder IGBTs für Spannungsklassen um 500 V sind ebenfalls bereits veröffentlicht worden [13, 18, 19]. Jedoch unterscheiden sich die Ausfälle von Leistungsmosfets von denen bei Hochvoltbauelementen. Bei den MOSFETs führen in der Regel Strahlungsschädigungen am Gateoxid oder Verstärkungsmechanismen durch interne parasitäre Transistorstrukturen zur Zerstörung des Bauelements. Bei Leistungsdioden gibt es diese parasitären Strukturen nicht. Trotzdem sind sie anfällig für Höhenstrahlungsausfälle in den Spannungsklassen von 500 V und darüber hinaus. Aus diesen Gründen sind auch die Maßnahmen zur Strahlungshärtung bei MOSFETs nicht auf Hochvoltbauelemente übertragbar.

Da Messungen der Höhenstrahlungsempfindlichkeit von Leistungsbaulementen nur an wenigen Teilchenbeschleunigern oder mit sehr zeitaufwendigen Lagerversuchen möglich sind, sind sie sehr teuer und verzögern die Entwicklung von neuen Strukturen. Aus diesen Gründen wäre ein Berechnungsmodell zur Bestimmung der Ausfallraten aufgrund von Höhenstrahlung sehr hilfreich, da damit mögliche Schwächen in neuen Strukturen bereits in einem frühen Entwicklungsstadium vermieden werden könnten. Auf diese Weise wären Zeit- und damit auch Kosteneinsparungen bei der Realisierung neuer Bauelemente möglich. Allerdings gibt es keine Veröffentlichungen über physikalisch basierte theoretische Modelle zur Beschreibung von Höhenstrahlungsausfallraten bei Hochvoltleistungsbaulementen. Es sind lediglich vereinzelt Daten über die Messung von Ausfallraten durch Lagerversuche oder Beschleunigerexperimente zu finden [20, 21, 22, 23, 24, 25, 26].

### **1.3 Bauelementsimulation**

Bauelementmodellierung und -simulation sind heute gebräuchliche Methoden zur Analyse des physikalischen Verhaltens von Halbleiterbauelementen. Die innerelektronischen Größen, wie elektrisches Potential sowie die Dichten von Elektronen und Löchern, wer-

den hierbei kontinuierlich in Ort und Zeit betrachtet. Sie stellen die grundlegenden Variablen dar, aus denen das statische und dynamische Klemmenverhalten abgeleitet werden kann.

Grundsätzlich können Halbleiterbauelemente auf verschiedene Art und Weise und mit unterschiedlicher Komplexität modelliert werden. Den geringsten Rechenaufwand erfordern dabei Kompaktmodelle, mit denen die auftretenden Klemmenströme und -spannungen mit Hilfe analytischer Beziehungen möglichst genau beschrieben werden sollen. Weitaus komplizierter ist die mikroskopische Beschreibung der physikalischen Transportprozesse im Innern eines elektronischen Bauelements, wo unter Umständen sogar quantenmechanische Effekte oder die Eigenschaften von einzelnen Ladungsträgern, z.B. bei Monte-Carlo-Simulationen, berücksichtigt werden müssen [27]. Die Wahl der Beschreibung hängt im wesentlichen von der gewünschten Genauigkeit und der jeweiligen Problemstellung ab. Man versucht dabei nur die für eine korrekte Beschreibung notwendigen physikalischen Effekte zu berücksichtigen, um eine möglichst schnelle und effiziente numerische Berechnung der Bauelementzustände und -eigenschaften zu erzielen.

Die Simulation von elektronischen Bauelementen hat bei der Entwicklung und Optimierung von neuen Strukturen mehr und mehr an Bedeutung gewonnen, da mit ihrer Hilfe eine prädiktive, exakte Beschreibung des elektrischen Verhaltens möglich ist. Damit können physikalische Größen, die nur sehr schwer oder gar nicht zu messen sind, relativ einfach und mit geringem Aufwand bestimmt werden. Entwicklungszyklen und Iterationen können somit virtuell am Rechner erfolgen, ohne daß zunächst ein Bauelement gefertigt werden muß. Da der Herstellungsprozeß von Bauelementprototypen normalerweise mehrere Wochen oder gar Monate dauert, können mit Hilfe von Simulationen erheblich Zeit und Entwicklungskosten gespart werden.

Die Simulation der physikalischen Prozesse, die beim Ausfall eines Leistungsbaulements aufgrund von Höhenstrahlungsteilchen auftreten, ist sehr komplex. Zum einen sind die statistischen Prozesse der Kernreaktion relevant, die das initiale Ereignis darstellt. Die nuklearen und atomaren Prozesse sind hoch lokalisiert und sehr schnell. Sie liegen im Bereich von wenigen Nanometern auf einer Zeitskala von Pikosekunden. Andererseits sind die Strukturen von Hochvoltbauelementen einige 100  $\mu\text{m}$  groß. Die im Bauelement auftretenden Ladungsträgerdichten und deren Gradienten sowie die Feldstärken überschreiten erheblich die Werte, die bei normalen Betriebszuständen vorkommen. Dies stellt somit eine Herausforderung an die Stabilität und Effizienz der Numerik eines Simulators dar. Darüber hinaus erreichen die Temperaturen, die beim höhenstrahlungsinduzierten Ausfall eines Bauelements auftreten, den Schmelzpunkt von Silizium. Damit wird der Gültigkeitsbereich der zugrundeliegenden Simulationsmodelle bei weitem überschritten.

## 1.4 Ziel und Inhalt der Arbeit

Ziel der Arbeit ist es, ein physikalisch basiertes Simulationsmodell zu erstellen, mit dessen Hilfe eine theoretisch detaillierte Untersuchung und Visualisierung des Ausfallmechanismus von Halbleiterleistungsbauelementen aufgrund von Höhenstrahlung möglich

ist. Durch die Analyse der in der Höhenstrahlung enthaltenen Elementarteilchen werden mögliche Wechselwirkungsmechanismen zwischen der terrestrischen Strahlungsumgebung und dem Silizium identifiziert, die den Ausfall eines Leistungsbauelements mit einer hohen Wahrscheinlichkeit auslösen können. Der Energieübertrag eines Strahlungsteilchens auf die Siliziumatome ist das für den Ausfall initiale Ereignis. Dadurch entstehen Rückstoßionen, deren Energieverlust im Siliziumkristall eine hohe Anzahl an Elektron/Loch-Paaren erzeugt, die mit dem elektrischen Feld eines sperrgepolten Bauelements wechselwirken. Ihre genaue örtliche und zeitliche Verteilung ist für das transiente Verhalten und den weiteren Verlauf der physikalischen Transportprozesse im Bauelement maßgeblich. Um diese zu beschreiben, müssen die üblicherweise zur Bauelementsimulation verwendeten Modellgleichungen um zusätzliche Generationsterme in den Trägerbilanzen erweitert werden.

Die entwickelten Modelle für die ioneninduzierte Generation von zusätzlichen Ladungsträgern werden anhand von Simulationen geeigneter Bestrahlungsexperimente validiert. Daraus wird ein universaler Parametersatz erstellt, der eine prädiktive und quantitative Berechnung der Strahlungsempfindlichkeit von neuen Bauelementstrukturen erlaubt.

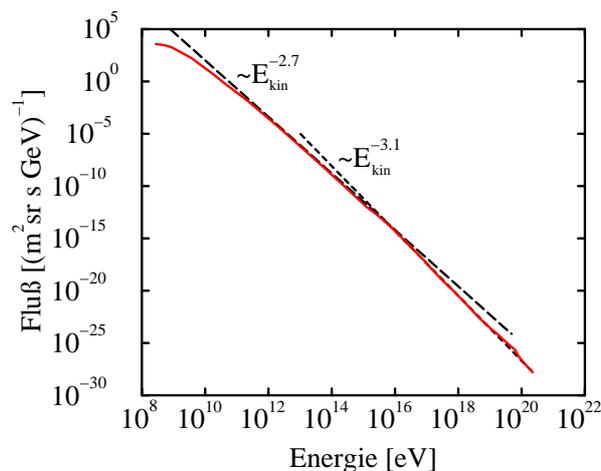
Verschiedene Designvarianten von unterschiedlichen Leistungsbauelementen werden mit Protonen und  $^{12}\text{C}$ -Ionen bestrahlt. Es werden die jeweiligen Ausfallraten, die auftretenden Stromtransienten sowie die erzeugten Ladungsmengen bestimmt. Durch den Vergleich von Experiment und Simulation wird die Anwendbarkeit der entwickelten Modelle demonstriert und ihre Genauigkeit getestet. Darüber hinaus wird das transiente Verhalten der Bauelemente bei der Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen analysiert und daraus ihre Strahlungsempfindlichkeit, insbesondere im Hinblick auf Höhenstrahlung, abgeleitet.

## 2 Kern- und atomphysikalische Grundlagen

Um die Empfindlichkeit von Leistungsbau-elementen gegen Höhenstrahlung modellieren zu können, ist zunächst die Identifikation des genauen Ausfallmechanismus von großer Bedeutung. In erster Linie sind dazu die Zusammensetzung und die Größe des Strahlungsflusses sowie seine Schwankungen auf der Erdoberfläche relevant. Anschließend kann durch eine Analyse der kern- und atomphysikalischen Wechselwirkungen geklärt werden, welche Teilchen der terrestrischen Strahlungsumgebung besonders effektiv und mit einer hohen Wahrscheinlichkeit den Ausfall eines Leistungsbau-elementes auslösen können. Dazu ist ein hoher Energieübertrag des Teilchens auf ein Siliziumatom des Substratmaterials notwendig, der zur Erzeugung eines stark lokalisierten Ladungsplasmas führt. Die örtliche und zeitliche Verteilung des Plasmas ist für den weiteren Verlauf des Ausfallprozesses ebenfalls von entscheidender Bedeutung.

### 2.1 Was ist Höhenstrahlung?

Die Höhenstrahlung wurde bereits 1912 vom Österreicher VIKTOR HESS entdeckt, der dafür 1936 den Nobelpreis erhielt. Es handelt sich dabei um eine energiereiche Primärstrahlung aus dem Weltraum, die mit den Atomen der Erdatmosphäre in Wechselwirkung tritt. Die entstehende Sekundärstrahlung kann dann, z.B. wie im Ballonexperiment von HESS, auf der Erde nachgewiesen werden.



**Abbildung 2.1:** Fluß der Primärstrahlung als Funktion der kinetischen Teilchenenergie [28].

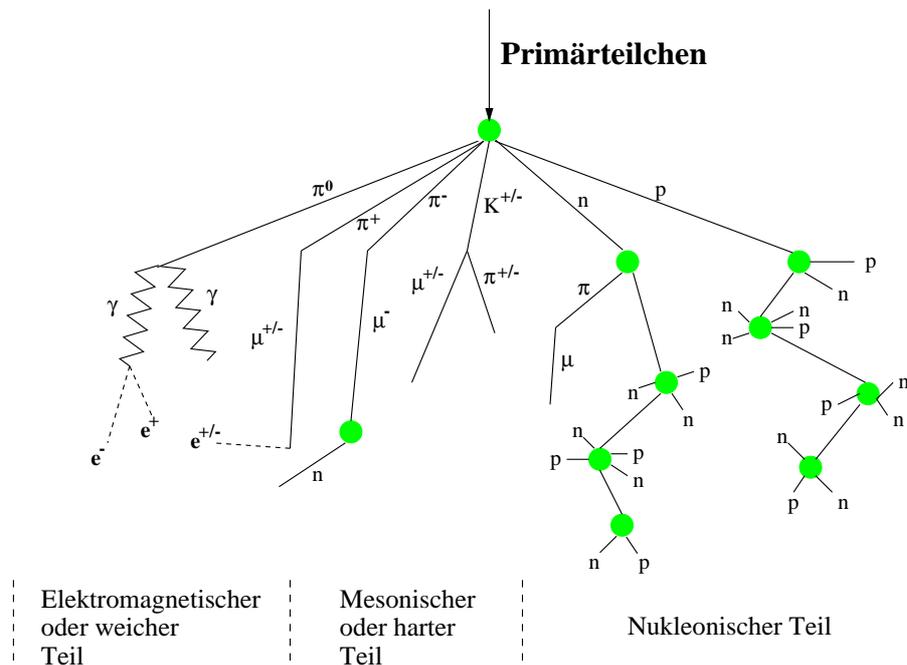
Die Primärstrahlung umfaßt einen Bereich kinetischer Energien von  $10^6$  eV bis oberhalb von  $10^{20}$  eV und besteht zu 80 % aus Protonen sowie zu 19 % aus Alpha-Teilchen. Der Rest sind leichte Ionen und Elektronen. Abbildung 2.1 zeigt die Flußdichte der Primärstrahlung in Abhängigkeit von der kinetischen Energie  $E_{kin}$  der Teilchen. Die Flußdichte umfaßt ein extrem breites Spektrum: von etwa 1 Teilchen pro Quadratcentimeter und Sekunde bei einer Energie von 100 MeV bis hin zu Flüssen von 1 Teilchen pro Quadratkilometer alle 100 Jahre bei Energien von über  $10^{20}$  eV. Die Teilchenflußdichte ändert sich damit um etwa 30 Größenordnungen in einem Energiebereich, der 12 Größenordnungen umfaßt.

Die Teilchen mit einer kinetischen Energie unterhalb von 1 GeV stammen überwiegend von der Sonne. Der Einfluß der solaren Aktivität ist noch bis hin zu Energien von 10 GeV nachweisbar. Oberhalb von 10 GeV nimmt der Fluß der kosmischen Primärstrahlung  $\Phi$  nach einem Potenzgesetz  $\Phi \propto E_{kin}^{-\delta}$  mit der kinetischen Teilchenenergie  $E_{kin}$  ab. Dabei ist  $\delta \approx 2.7$  für Energien bis etwa  $10^{16}$  eV. Der Beschleunigungsprozeß auf so extrem hohe kinetischen Energien findet vermutlich in Supernovae oder Explosionen von weißen Zwergen innerhalb unserer Galaxie statt [28, 29, 30].

Oberhalb von  $10^{16}$  eV ändert sich der Exponent des Teilchenflusses auf einen Wert von  $\delta \approx 3.1$ . Dies deutet auf einen völlig anderen Beschleunigungsmechanismus hin, welcher noch nicht genau geklärt und Gegenstand von aktuellen detaillierten Untersuchungen und Modellrechnungen ist (siehe z.B. [28]). Das Primärteilchen mit der höchsten jemals beobachteten Energie wurde 1991 in Utah nachgewiesen. Es erreichte eine kinetische Energie von etwa  $3 \cdot 10^{20}$  eV. Dies entspricht ungefähr der kinetischen Energie eines Tennisballs, der 160 km/h schnell fliegt [28].

Von den Teilchen der Primärstrahlung kann keines den Erdboden erreichen, da sie durch elastische und inelastische Stöße bzw. Wechselwirkungsprozesse abgebremst und absorbiert werden. Aufgrund der hohen Primärenergie entsteht ein Teilchenschauer, welcher in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt ist [31, 32]. Die Teilchen, die schließlich den Erdboden erreichen, stammen typischerweise aus mehreren Wechselwirkungsprozessen. Ein Proton der Primärstrahlung kann durch eine Kernreaktion mit einem Sauerstoff- oder Stickstoffatom der Erdatmosphäre hochenergetische Nukleonen (Protonen, Neutronen) und Mesonen (Pionen, Kaonen) erzeugen. Die Nukleonen wechselwirken in der Regel mehrmals mit den Molekülen der Erdatmosphäre und erzeugen dabei weitere Protonen und Neutronen, die wiederum weitere Nukleonen erzeugen können. Die geladenen Mesonen erreichen aufgrund ihrer kleinen Lebensdauer von 12 ns (Kaonen) und 26 ns (Pionen) praktisch nicht den Erdboden, da sie vorher in Müonen zerfallen. Der Prozeß des Zerfalls der geladenen Pionen ist die Hauptquelle des Müonenflusses auf der Erdoberfläche. Das neutrale Pion hat eine extrem kurze Lebensdauer von  $8.4 \cdot 10^{-17}$  s und zerstrahlt in zwei  $\gamma$ -Quanten [33]. Aus  $\gamma$ -Quanten können bei einer genügend hohen kinetischen Energie durch Paarbildungsprozesse Elektron/Positron-Paare entstehen.

Die am Erdboden nachweisbare Sekundärstrahlung besteht somit aus Neutronen, Protonen (Nukleonenkomponente), Pionen, Müonen (mesonische bzw. harte Komponente) sowie Elektronen, Positronen und Gammastrahlung (elektromagnetische bzw. weiche Kom-



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung eines Teilchenschauers, der durch Wechselwirkung der kosmischen Primärstrahlung mit den Atomen der Erdatmosphäre entstehen kann [31, 32].

ponente).<sup>1</sup> Ein primäres Proton mit einer kinetischen Energie von  $10^{15}$  eV erzeugt z.B. auf dem Erdboden einen Teilchenschauer von rund einer Million Sekundärteilchen, der sich zu 80 % aus  $\gamma$ -Quanten, 18 % Elektronen und Positronen, 1,7 % Müonen sowie 0,3 % Hadronen (Nukleonen und Pionen) zusammensetzt [28].

Zusätzlich gibt es noch Neutrinos, die aus dem Zerfall der Müonen stammen. Diese können jedoch aufgrund ihres extrem kleinen Wirkungsquerschnitts kaum mit anderen Teilchen wechselwirken. Sie sind daher auch nur sehr schwer nachzuweisen. Da sie somit praktisch keinen Einfluß auf elektronische Bauelemente haben, werden sie nicht weiter betrachtet.

## 2.2 Variation des Sekundärteilchenflusses

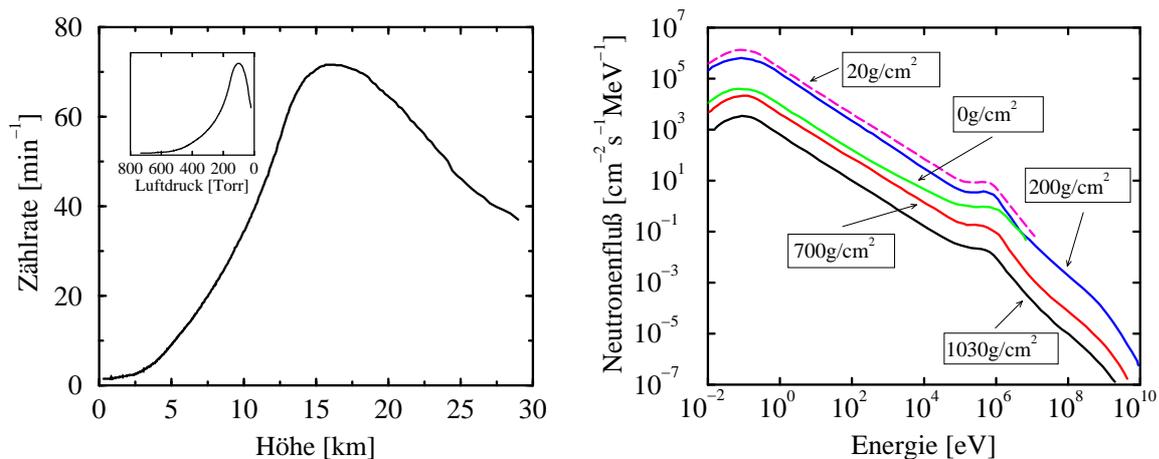
Der Sekundärteilchenfluß ist nicht überall auf der Erde und zu allen Zeiten gleich, sondern unterliegt mehr oder weniger großen Schwankungen. Die physikalischen Ursachen hierfür werden im folgenden Abschnitt dargestellt und näher erläutert.

<sup>1</sup> Da ein durch eine Wechselwirkung der Primärstrahlung entstandenes Nukleon mehrere Wechselwirkungsprozesse mit anderen Atomen eingeht und dabei neue Nukleonen entstehen, welche wiederum mit den Atomen wechselwirken können, müsste man konsequenter Weise von Tertiärstrahlung oder Strahlung noch höherer Ordnung sprechen. Im folgenden wird dabei jedoch der Einfachheit halber lediglich allgemein der Ausdruck Sekundärstrahlung verwendet.

### 2.2.1 Einfluß der Höhe über dem Erdboden

Die Intensität der sekundären Höhenstrahlung ist von der Höhe über der Erdoberfläche (d.h. über Normal-Null, also dem Meeresspiegel) abhängig. Das linke Bild in Abbildung 2.3 zeigt die Zählrate in Abhängigkeit von der Höhe. Dieser Graph ist aus der bekannten Pftotzer-Kurve [34] abgeleitet, welche in Abbildung 2.3 eingefügt ist. In der Zählrate werden nur ionisierende Teilchen berücksichtigt, jedoch nicht die Neutronen. Die Pftotzer-Kurve benutzt als Referenzgröße für die Höhe über Normal-Null den Luftdruck in Torr.<sup>2</sup> Mit Hilfe der barometrischen Höhenformel wurde der Luftdruck unter der Annahme einer isothermen Atmosphäre bei 0 °C in die Höhe umgerechnet.

Die Zählrate ist ein Maß für die Dichte bzw. die Anzahl der ionisierenden Teilchen. Vom Weltraum aus gesehen steigt sie an, da aufgrund der dichter werdenden Atmosphäre mehr Wechselwirkungsprozesse stattfinden können und daher zunehmend mehr ionisierende Teilchen entstehen. Bei einer Höhe von etwa 15 km kommt es zu einem Maximum der Zählrate (Pftotzer-Punkt) und damit zur maximalen Dichte von ionisierenden Teilchen. Darunter nimmt ihre Dichte wieder ab, da sie durch die dichter werdende Atmosphäre zunehmend abgeschirmt und absorbiert werden. Daher wird die Zählrate bis zum Erdboden hin wieder kontinuierlich kleiner.



**Abbildung 2.3:** Linkes Bild: Zählrate in der Atmosphäre, aufgetragen über die Höhe über Normal-Null. Das eingefügte Bild zeigt die Pftotzer-Kurve [34], welche die Luftionisation in Abhängigkeit vom Luftdruck in Torr angibt. Rechtes Bild: Energieverteilung des Neutronenflusses für verschiedene Höhen über Normal-Null.

Aus den gleichen Gründen wie die Dichte der ionisierenden Teilchen zeigt auch der Neutronenfluß eine Abhängigkeit von der Höhe über Normal-Null. Die Neutronen sind nicht stabil und haben eine Halbwertszeit von 15 min. Sie wandeln sich durch einen  $\beta$ -Zerfall unter Emission von Elektronen und Neutrinos in Protonen um. Daher sind die Neutronen in der Erdatmosphäre hauptsächlich Sekundärteilchen, die durch Kernreaktionen der

<sup>2</sup> Heutzutage wird normalerweise Pascal als Einheit für den Druck verwendet. Die Druckeinheit von 1 Torr entspricht dabei 133 Pascal.

Primärstrahlung mit den Molekülen der Atmosphäre erzeugt werden [35]. Im rechten Bild von Abbildung 2.3 ist die gemessene Energieverteilung des Neutronenflusses für verschiedene Höhen dargestellt [36]. Die Höhe wird dabei als Luftmasse pro Fläche angegeben, wobei  $0 \text{ g/cm}^2$  Weltraumbedingungen entspricht und  $1030 \text{ g/cm}^2$  dem Meeresniveau. Dem Pfozter-Punkt in 15 km Höhe ist ein Wert von etwa  $100 \text{ g/cm}^2$  zugeordnet. Das dargestellte Neutronenspektrum zeigt im Bereich von 1 eV bis 100 keV in etwa eine  $E_{kin}^{-\beta}$ -Abhängigkeit, mit  $\beta \approx 1$ , von der kinetischen Neutronenenergie  $E_{kin}$ . Dies entspricht der theoretischen Erwartung aus dem Bremsprozeß der Neutronen. Eventuelle Absorptionsprozesse, z.B. Neutron- $\gamma$ -Streuung, führen zu einem Wert  $\beta$ , der geringfügig kleiner als 1 ist [37]. Bei Energien unter 200 meV beginnt der Absorptionsprozeß von Neutronen an Stickstoffmolekülen zu dominieren und die Form des Spektrums zu verändern. Der Fluß wird in diesem Bereich kleiner, da der Einfangquerschnitt der Neutronen am Stickstoff mit abnehmender kinetischer Energie ansteigt. Im Energiebereich zwischen 100 keV und 1 MeV dominiert der Verdampfungsprozeß von Neutronen. In diesem Energiebereich entstehen Neutronen, die aus Abregungsprozessen von angeregten Stickstoff- oder Sauerstoffkernen stammen. Beim Abregen dieser Kerne unter Emission eines Neutrons spricht man vom Verdampfen [38]. Über 1 MeV wird das Spektrum durch Neutronen-Kaskadenprozesse bestimmt, also durch Neutronen, die durch mehrere Wechselwirkungsprozesse abgebremst worden sind. Dies führt zu einem Abfallen des Flusses in Abhängigkeit von der kinetischen Energie mit  $\beta = 1.5$  [37].

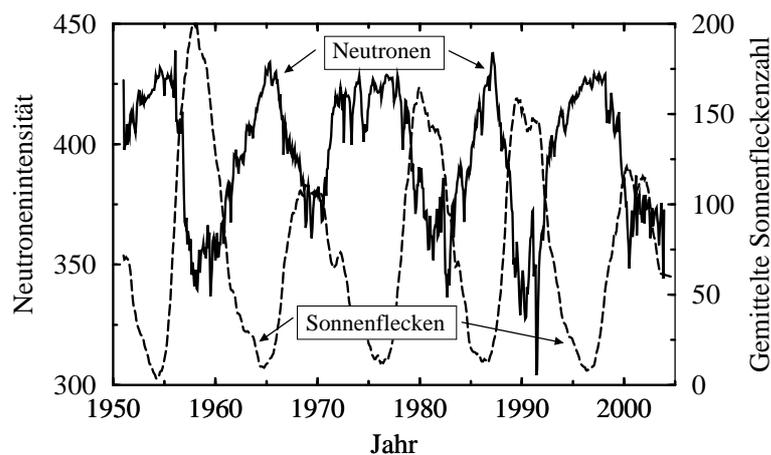
### 2.2.2 Zyklus der Sonnenaktivität

Die Aktivität der Sonne beeinflusst ebenfalls die Intensität der Sekundärstrahlung auf der Erdoberfläche. Wie schon im Kapitel 2.1 erwähnt, wird der Fluß der kosmischen Primärstrahlung im Energiebereich unter 10 GeV durch die Aktivität der Sonne moduliert. Es läßt sich sogar ein Unterschied zwischen Tag und Nacht im Strahlungsfluß nachweisen. Dieser Unterschied ist jedoch sehr klein und liegt im Bereich von weniger als 1 % des Gesamtflusses [32].

Ein weiterer Nachweis für den geringen Anteil an der Sekundärstrahlung, der durch solare Partikel verursacht wird, ergibt sich durch ein Experiment, bei dem die Neutronenintensität am Erdboden über einen Zeitraum von mehreren Jahrzehnten gemessen worden ist. Abbildung 2.4 zeigt die in Colorado auf einer Höhe von 3400 m über dem Meeresspiegel gemessene Intensität [39].<sup>3</sup> Diese Daten werden verglichen mit der gemittelten Anzahl der Sonnenflecken, welche ein Maß für die Aktivität der Sonne sind [40]. Je höher die Anzahl der Sonnenflecken, desto größer ist die Sonnenaktivität. Sie unterliegt im wesentlichen einem Zyklus von 11 Jahren, in dessen Verlauf sie in einem sinusartigen Verhalten Maxima und Minima in ihrer Aktivität durchläuft. Der Vergleich zeigt eine Modulation der Intensität der Neutronenstrahlung, die genau entgegengesetzt zum Aktivitätszyklus der Sonne verläuft. Da 99 % der kosmischen Primärstrahlung auch zu Zeiten mit einer sehr starken Sonnenaktivität nicht von unserer Sonne sondern aus dem Weltall stammen,

---

<sup>3</sup> Diese Daten werden von der Universität von New Hampshire, USA, im Internet zur Verfügung gestellt (National Science Foundation Grant ATM-9912341).



**Abbildung 2.4:** Neutronenintensität in Colorado in einer Höhe von 3400 m über dem Meeresspiegel (durchgezogene Linie), verglichen mit der gemittelten Anzahl der Sonnenflecken (gestrichelte Linie).

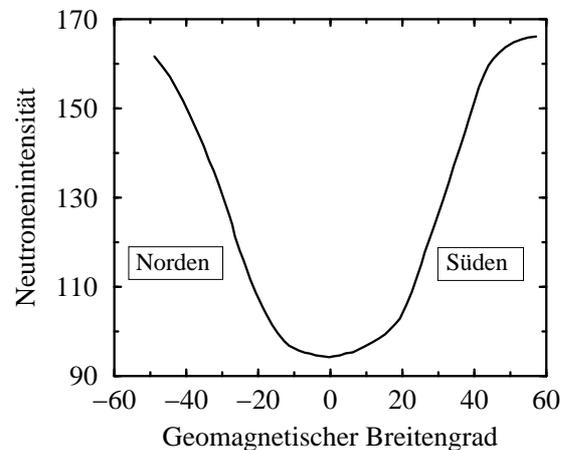
kann die sinusartige Modulation der Neutronenintensität nicht durch eine Änderung des Flusses der Primärstrahlung verursacht werden. Diese antizyklische Abhängigkeit ergibt sich vielmehr aus dem Abschirmverhalten des Erdmagnetfeldes.

Zu den Zeiten, in denen die Sonne sehr aktiv ist, kann der solare Teilchenfluß bis zu  $10^6$  mal höher sein als zu Zeiten mit wenig Sonnenaktivität. Der solare Partikelfluß übertrifft dann sogar den galaktischen Anteil der Höhenstrahlung. Jedoch erhöht sich bis auf wenige besonders starke Ausbrüche der Sonne, sogenannten „Solar Flares“, der Fluß der Sekundärstrahlung auf Meeresniveau nicht, da die kinetische Energie der Partikel zu klein ist. Aufgrund des starken Sonnenwindes bei hoher Aktivität und der damit verbundenen großen Zahl ankommender geladener Teilchen kommt es jedoch zu einer Beeinflussung des Erdmagnetfeldes, das die Erde normalerweise von der kosmischen Strahlung abschirmt. Diese Störung verursacht eine zusätzliche Magnetfeldkomponente, die zu einer noch stärkeren Abschirmung der geladenen Primärstrahlungsteilchen führt. Letztendlich resultiert dies in einem kleineren Sekundärstrahlungsfluß auf der Erdoberfläche zu den Zeiten mit einer aktiven Sonne. Die Reduktion kann bis zu 30 %, bezogen auf den maximalen Fluß, betragen. Somit ergibt sich eine antizyklische Variation der Sekundärstrahlungsintensität in Abhängigkeit von der Sonnenaktivität.

### 2.2.3 Einfluß des Erdmagnetfeldes

Im vorhergehenden Kapitel 2.2.2 wurden die Gründe für den Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Intensität der sekundären Höhenstrahlung dargelegt. Da das Magnetfeld über der Erde nicht homogen verläuft und an den magnetischen Polen stärker ist, ergibt sich eine Abhängigkeit der Strahlungsintensität von der geographischen bzw. der geomagne-

tischen Breite.<sup>4</sup> Das Magnetfeld der Erde entspricht in erster Näherung einem Dipol mit Durchstoßpunkten im nördlichen Kanada und südlich von Australien. Der Betrag der magnetischen Feldstärke beträgt an den magnetischen Polen etwas mehr als  $60 \mu\text{T}$  sowie etwa  $25 \mu\text{T}$  am magnetischen Äquator [41].<sup>5</sup>



**Abbildung 2.5:** Einfluß des geomagnetischen Breitengrades auf die Intensität der Neutronenstrahlung auf der Erdoberfläche [42].

Messungen, die die Abhängigkeit der Strahlungsintensität von der geomagnetischen Breite auf der nördlichen Halbkugel erstmals experimentell belegten, wurden in mehreren Flügen von RF80- und B29-Düsenflugzeugen Anfang der 50er Jahre durchgeführt [31, 35, 43]. Im Laufe der Zeit wurden jedoch die Neutronendetektoren immer sensitiver und damit auch größer, und so mussten diese Experimente auf Schiffen aufgebaut werden. Abbildung 2.5 zeigt die auf einer Schiffsfahrt von der Arktis in die Antarktis, also von Norden nach Süden, mit einem Neutronendetektor gemessene Strahlungsintensität in Abhängigkeit vom geomagnetischen Breitengrad [42]. Es zeigt sich eine deutliche Zunahme der Neutronenstrahlung um einen Faktor von etwa 1.6 vom Äquator zu den Polen hin. Die Änderung verläuft dabei nahezu symmetrisch zum Äquator.

Da die Primär- und Sekundärstrahlungsteilchen geladen sind, wird durch das Magnetfeld der Erde eine Kraft auf sie ausgeübt und ihre Trajektorie verbogen. Dies führt zu einer Verlängerung des Teilchenwegs durch die Erdatmosphäre, wodurch sich einerseits die Wahrscheinlichkeit erhöht, daß geladene Teilchen in den Weltraum zurückgelenkt werden. Andererseits erhöht die Verlängerung des Weges die Absorptionswahrscheinlichkeit, wodurch verhindert wird, daß ein Teilchen überhaupt den Erdboden erreichen kann. Das Magnetfeld der Erde schirmt daher geladene Teilchen überall sehr effektiv ab, außer wenn sie an einem der magnetischen Pole eindringen. Hier stehen der Vektor des magnetischen

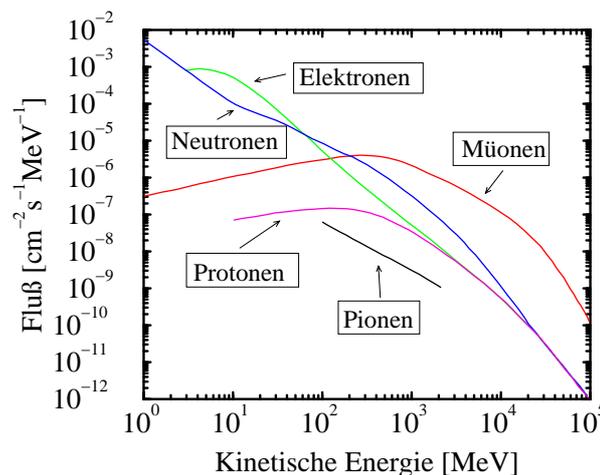
<sup>4</sup> Die magnetischen Pole der Erde stimmen nicht exakt mit den geographischen Polen überein. Da das Erdmagnetfeld jedoch die Schwankung der Primärstrahlung verursacht, muß die magnetische und nicht die geographische Breite als Referenz benutzt werden.

<sup>5</sup> Das Erdmagnetfeld wird derzeit kontinuierlich kleiner. Die Änderung beträgt etwa 0.1 % pro Jahr, an einigen Orten im Südpazifik sogar bis zu 0.5 % [41].

Feldes  $\vec{B}$  der Erde und der Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  der geladenen Teilchen nahezu parallel. Die Lorentzkraft  $\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B}$  auf die Teilchen ist daher sehr klein.

## 2.3 Sekundärstrahlungsflüsse auf der Erdoberfläche

Als Ursache für den Ausfall von Bauelementen auf Meeresniveau kommen Protonen, Neutronen, Pionen, Müonen,  $\gamma$ -Quanten sowie Elektronen und Positronen in Frage. Eine theoretische Berechnung der Flüsse dieser Teilchen auf der geographischen Länge und Breite von New York City ist in Abbildung 2.6 dargestellt [36, 44]. Die theoretische Berechnung der Teilchenflüsse auf Meeresniveau ist für Energien kleiner 100 MeV sehr ungenau, da diese sehr von den speziellen örtlichen Gegebenheiten abhängen. So beeinflussen z.B. Gebäude, Bodengegebenheiten oder ähnliches die Produktions- bzw. die Absorptionsraten der einzelnen Teilchensorten. In diesem Energiebereich können die Teilchenflüsse daher nur auf etwa eine Größenordnung genau berechnet werden [45].



**Abbildung 2.6:** Theoretisch berechnete Flüsse der häufigsten Teilchensorten der Sekundärstrahlung in New York [36, 44].

Der größte Teilchenfluß im Energiebereich über 100 MeV wird durch die Müonen verursacht. Sie gehören der Familie der Leptonen an und unterliegen somit nicht der starken Wechselwirkung. Aufgrund ihrer Ladung können sie lediglich über Coulombstreuung Energie verlieren. Die Flüsse der positiv und negativ geladenen Müonen sind nicht exakt gleich. Da die Primärstrahlung hauptsächlich aus Protonen besteht, gibt es aufgrund der Ladungserhaltung etwas mehr positiv als negativ geladene Müonen. Ihr Fluß ist daher etwa drei mal so groß wie der der negativ geladenen Müonen [46]. Die Müonen entstehen hauptsächlich aus dem Zerfall der durch Proton-Sauerstoff- bzw. Proton-Stickstoff-Kernreaktionen entstandenen Mesonen, also der Pionen und Kaonen. Die geladenen Pionen zerfallen mit einer Lebensdauer von 26 ns in Müonen. Die Kaonen zerfallen nach 12 ns in Pionen (28 %) und Müonen (64 %) [33].

Obwohl in den durch die Primärstrahlung erzeugten Kaskadenprozessen statistisch gesehen genauso viele Protonen wie Neutronen erzeugt werden, ist der Protonenfluß im Energiebereich unter 10 GeV kleiner als der Neutronenfluß. Neutronen sind elektrisch neutral. Dagegen tragen Protonen eine Ladung und werden daher über die Coulombwechselwirkung zusätzlich abgeschirmt. Für große kinetische Energien spielt die Coulombwechselwirkung jedoch gegenüber der starken Wechselwirkung keine Rolle mehr. Daher ist der Fluß von Protonen und Neutronen in diesem Bereich gleich.

Aufgrund ihrer sehr kurzen Lebensdauer ist der Fluß der geladenen Pionen auf Meeresebene sehr klein. Der überwiegende Teil der Teilchen zerfällt, bevor sie überhaupt den Erdboden erreichen können. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Pionen mit Silizium ist jedoch relativ groß. Daher müssen sie, obwohl ihr Fluß am Erdboden sehr klein ist, als Auslöser eines Bauelementausfalls durchaus in Betracht gezogen werden [47, 48]. Insbesondere gilt dies in größeren Höhen über Normal-Null. Der Fluß der Pionen nimmt mit der Höhe stark zu, da hier ein immer größer werdender Anteil an Pionen noch nicht zerfallen ist.

## 2.4 Wechselwirkungen von Sekundärstrahlung mit Silizium

Um einen Ausfall in einem Halbleiterleistungsbaulement verursachen zu können, muß die kosmische Strahlung mit dem Halbleitermaterial, also zumeist kristallinem Silizium, in Wechselwirkung treten. Die Teilchen der Sekundärstrahlung müssen im Bauelement kinetische Energie auf die Atome des Kristallgitters übertragen. Um diesen Mechanismus zu initiieren, kommen grundsätzlich drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen in Frage: die elektromagnetische Wechselwirkung (Coulombwechselwirkung) sowie die starke und die schwache Wechselwirkung. Die Gravitation als schwächste der vier Wechselwirkungen spielt für einen Bauelementausfall keine Rolle.<sup>6</sup> Welche Wechselwirkung zum Tragen kommt, ist eine Frage der am Prozeß beteiligten Teilchensorten und ihrer kinetischen Energie. Im folgenden wird auf die verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen der Sekundärstrahlungsteilchen mit den Siliziumatomen im Substrat der Halbleiterbaulemente näher eingegangen.

Sämtliche Prozesse führen dazu, daß entweder der ganze Siliziumkern aus dem Kristallverbund herausgeschlagen wird, oder der Kern in Bruchstücke zerschlagen wird. Die daraus entstehenden leichten Ionen<sup>7</sup> verlieren dann über Coulombstöße mit dem Elektronengas, das aus den Valenzelektronen der Siliziumatome des Kristallgitters gebildet wird, ihre kinetische Energie. Durch die Anregung der Elektronen über die Energiebandlücke des Halbleiters wird ein Plasma aus freien Elektronen und Löchern erzeugt, welches direkt das elektrische Verhalten von Bauelementen beeinflusst und hauptverantwortlich für

---

<sup>6</sup> Sofern die Bauelemente nicht durch Herunterfallen zerstört werden.

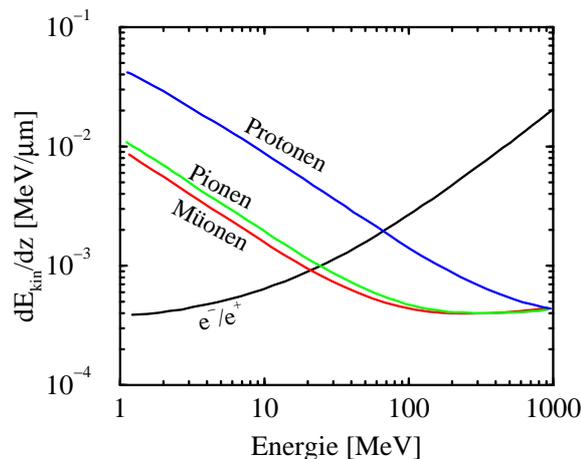
<sup>7</sup> Der Ausdruck „leichte Ionen“ bezeichnet in dem hier gemeinten Zusammenhang Ionen mit einer Masse kleiner oder gleich der von Silizium, d.h. solche Atomkerne, die im Periodensystem der Elemente vor Silizium stehen.

deren Ausfall ist. Die Berechnung der örtlichen Verteilung des Plasmas, welche in den Kapiteln 2.5.1 und 2.5.2 beschrieben wird, spielt für die Modellierung eine wesentliche Rolle.

Darüber hinaus gibt es noch kumulative Degradations- und Ausfallmechanismen bei Bauelementen in besonders strahlungsexponierten Anwendungsbereichen, z.B. im Weltraum, in Kernreaktoren oder Teilchenbeschleunigern. Diese werden nicht durch Ionisation, sondern durch die Erzeugung von Störstellen im Kristallgitter verursacht. Darauf wird in Kapitel 2.6 näher eingegangen.

### 2.4.1 Coulombstreuung mit den Valenzelektronen eines Silizium-Kristalls

Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung mit den Valenzelektronen der Siliziumatome des Substratmaterials verlieren die Teilchen der Sekundärstrahlung ihre kinetische Energie über Coulombstöße. Dieser Wechselwirkungsprozeß ist daher nur bei geladenen Teilchen, wie Elektronen und Positronen, negativ bzw. positiv geladene Müonen und Pionen sowie bei Protonen möglich. Die Neutronen oder die nicht geladenen Pionen sind elektrisch neutral. Daher wirkt auf sie keine Coulombkraft.



**Abbildung 2.7:** Energieverlust von Elektronen, Positronen, Müonen, Protonen und geladenen Pionen in Silizium als Funktion ihrer kinetischen Energie [49].

Abbildung 2.7 zeigt den berechneten Energieverlust von Elektronen, Positronen, Müonen, Pionen und Protonen aufgrund der Wechselwirkung mit den Valenzelektronen der Siliziumatome in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des eindringenden Teilchens [49]. Der Energieverlust der einzelnen Teilchensorten ist in der Vergangenheit bei der Entwicklung von entsprechenden Teilchendetektoren detailliert untersucht worden und daher gut bekannt [46]. Unter Berücksichtigung von für die entsprechende Teilchensorte nötigen Korrekturen, kann man den Energieverlust mit Hilfe der Bethe-Bloch-Theorie, berechnen. Für den dargestellten Energiebereich zeigen die Kurven für Müonen, Pionen und Protonen einen qualitativ ähnlichen Verlauf. Mit steigender kinetischer Teilchenenergie

sinkt der Energieverlust. Die Ablenkung und damit der Energieübertrag des Teilchens auf das streuende  $^{28}\text{Si}$ -Atom wird mit zunehmender Geschwindigkeit kleiner, da die Wechselwirkungszeit abnimmt. Der Energieverlust von Protonen ist etwa um einen Faktor fünf größer als der von Müonen und Pionen. Dies entspricht ungefähr den Massenverhältnissen der Teilchen. Bei Elektronen und Positronen dominieren in diesem Energiebereich Bremsstrahlungseffekte. Daher nimmt ihr Energieverlust mit der kinetischen Energie zu, da die Bremsstrahlung mit zunehmender Energie stärker wird. Bei Müonen und Pionen wird sie bei kinetischen Energien von 300 MeV und mehr relevant, was dort zu einem Anstieg des Energieverlustes führt. Für Protonen, jedoch, ist dieser Effekt im abgebildeten Energiebereich vernachlässigbar.

Bei allen geladenen Teilchen ist der Energieübertrag auf das Kristallgitter durch die Coulombstöße mit den Valenzelektronen so klein, daß ein Bauelementausfall nicht möglich ist. Theoretisch wäre allerdings ein Ausfall denkbar, da die Reichweite der Teilchen im Silizium sehr groß ist und sie daher die ganze Länge des Bauelements durchlaufen. Dabei erzeugen sie kontinuierlich Ladung, so daß ein Kurzschluß auf einem stark lokalisierten Pfad durch das Bauelement möglich wäre. Jedoch ist die im Bauelement deponierte Energie und damit die Ladungsdichte des Elektron/Loch-Plasmas aufgrund des geringen Energieverlustes sehr klein. Daher wird das elektrische Feld und damit das transiente Verhalten eines Leistungsbauelements kaum beeinflusst. Dies wird anhand einer Beispielsimulation im Anhang A nachgewiesen.

## 2.4.2 Einfangprozeß bei Müonen und Pionen

Negativ geladene Müonen und Pionen können über einen Einfangprozeß Energie auf das Siliziumkristallgitter übertragen. Dieser Effekt hat allerdings nur bei kleinen kinetischen Energien im Bereich von wenigen Megaelektronenvolt eine relevante Wahrscheinlichkeit. In diesem Energiebereich sind die Flüsse von Müonen und Pionen jedoch sehr klein. Allerdings könnte deren kinetische Energie vorher durch Abbremsprozesse, z.B. im Gehäuse oder im Bauelement selbst, reduziert werden.

Ein negativ geladenes niederenergetisches Müon kann von einem Siliziumatom zunächst in einem äußeren Orbital eingefangen werden. Da für das Müon gegenüber den Elektronen das Pauli-Verbot nicht gilt, kann es unter Aussendung von Photonen in das 1s-Orbital des Atoms herunter kaskadieren. Müonen ( $m_\mu = 105.7 \text{ MeV}/c^2$ ) haben eine um etwa einen Faktor 200 größere Masse als Elektronen ( $m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$ ). Daher ist der Radius ihres 1s-Orbitals um den gleichen Faktor kleiner und die quantenmechanischen Wellenfunktionen von Atomkern und Müon überlappen, wodurch das Müon vom Siliziumkern eingefangen werden kann.

Da das Müon als Lepton nicht der starken Wechselwirkung unterliegt, kann es jedoch nicht direkt mit dem Siliziumkern reagieren. Es kommt zu einem Prozeß der schwachen Wechselwirkung, bei dem sich das negativ geladene Müon  $\mu^-$  mit einem Proton  $p$  aus dem Siliziumkern in ein Neutron  $n$  und ein Neutrino  $\nu_\mu$  umwandelt [49]:



Das Neutrino trägt dabei den größten Teil der durch die Masse des Müons eingebrachten Energie als kinetische Energie. Da das Neutrino einen extrem kleinen Wirkungsquerschnitt besitzt, verläßt es ohne weitere Wechselwirkung das Bauelement und hat damit keinen Einfluß auf das elektrische Verhalten. Das Neutron hat in etwa eine Energie von 6 MeV und kann damit weitere Kernreaktionen mit dem angeregten Restkern hervorrufen, bei denen Kernbruchstücke und damit leichte Ionen entstehen können. Allerdings ist es sehr selten, daß größere geladene Kernbruchstücke bei diesem Prozeß entstehen, da hier auch sehr viele andere Abregungskkanäle möglich sind. Die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen von größeren geladenen Kernbruchstücken ist kleiner als 1 pro  $\text{cm}^3$  und Jahr [46]. Aufgrund der kleinen maximal möglichen kinetischen Energie und der geringen Wahrscheinlichkeit für das Entstehen eines geladenen Kernbruchstücks kann dieser Prozeß als Ursache eines Ausfalls bei einem Leistungsbaulement vernachlässigt werden. Er ist zwar grundsätzlich theoretisch möglich, aber sehr unwahrscheinlich. Für die positiv geladenen Müonen ist dieser Mechanismus nicht relevant, da sie aufgrund ihrer positiven Ladung nicht in die Atomhülle eingebaut, sondern abgestoßen werden.

Das negativ geladene Pion kann bei kleinen kinetischen Energien ähnlich wie das Müon von einem Siliziumatom in seiner Hülle eingefangen werden und ins 1s-Orbital kaskadieren. Da das Pion ( $m_\pi = 140 \text{ MeV}/c^2$ ) eine dem Müon vergleichbare Masse hat, kommt es ebenfalls dem Kern sehr nahe, und die Wellenfunktionen überlappen. Im Gegensatz zum Müon kann das Pion über die starke Wechselwirkung mit dem Siliziumkern reagieren. Durch den Einfang des Pions gerät der Kern in einen angeregten Zustand und zerfällt in leichte Ionen. Auf diese Weise wird die ganze freiwerdende Massenenergie als kinetische Energie auf die Kernfragmente übertragen. Dieser Prozeß ist deutlich effektiver als der beim müonischen Atom und kann mehr Energie ins Siliziumkristallgitter übertragen. Daher kommt er durchaus als Voraussetzung für die Zerstörung von Bauelementen in Frage. Ebenso wie das positiv geladene Müon kann das positiv geladene Pion aufgrund seiner Ladung nicht in die Atomhülle eingebaut werden. Daher gibt es diesen Einfangprozeß ebenfalls nicht.

### 2.4.3 Starke Wechselwirkung (Kernreaktion)

Elektronen, Positronen und Müonen gehören zur Teilchenfamilie der Leptonen. Dies sind geladene Teilchen, die der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen, nicht aber der starken Wechselwirkung [33]. Für jedes Hadron jedoch, z.B. Neutron, Proton oder Pion, egal ob geladen oder nicht, gibt es eine nicht vernachlässigbare Wahrscheinlichkeit, daß das Teilchen einem Siliziumkern des Substratmaterials nahe genug kommt, so daß es stark wechselwirkt, d.h. eine Kernreaktion auslösen kann. In der Kernphysik wird die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer Reaktion durch ihren Reaktionsquerschnitt angegeben. Der Zusammenhang zwischen Wahrscheinlichkeit  $p_R$  und Reaktionsquerschnitt  $\sigma_R$  ist durch

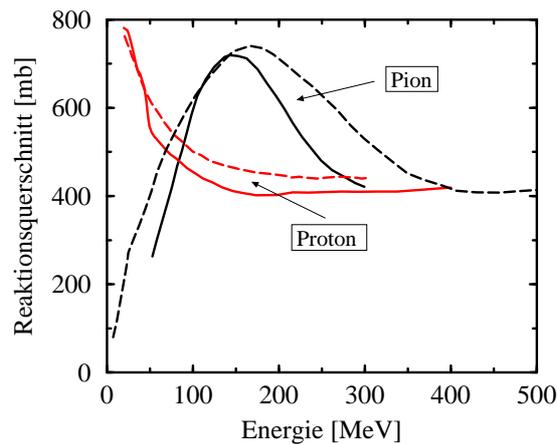
$$p_R = \rho L \frac{N_A}{A} \sigma_R \quad (2.2)$$

gegeben. Dabei ist  $\rho$  die Dichte des streuenden Kristalls,  $L$  seine Länge,  $A$  das Atomgewicht und  $N_A$  die Avogadrokonstante oder Loschmidtsche Zahl.

Wenn nur ein bestimmter Teil der auftretenden Reaktionen detektiert werden kann, bzw. nur Reaktionen mit einer bestimmten Eigenschaft der Produkte existieren, ist es zweckmäßig, den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dE_{kin}}$  anzugeben. Die Wahrscheinlichkeit  $p_R$  für Kernreaktionen, bei denen Bruchstücke mit kinetischen Rückstoßenergien zwischen  $E_{min}$  und  $E_{max}$  erzeugt werden, ist damit

$$p_R = \rho L \frac{N_A}{A} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{d\sigma(E_{kin})}{dE_{kin}} dE_{kin}. \quad (2.3)$$

In den folgenden Abschnitten werden die Reaktions- und differentiellen Wirkungsquerschnitte der Streuprozesse der starken Wechselwirkung von Hadronen an einem Siliziumkristall untersucht. Insbesondere wird analysiert, welche Prozesse davon in der Lage sind, mit einer ausreichend großen Wahrscheinlichkeit Rückstoßionen mit einer hohen kinetischen Energie zu erzeugen, um so den Ausfall eines Leistungsbauelements verursachen zu können.

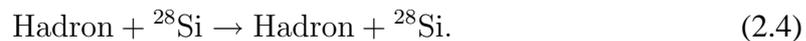


**Abbildung 2.8:** Berechnete Reaktionsquerschnitte von Pionen (geschrichelt: [49], durchgezogen: [50]) und Protonen (geschrichelt: [49], durchgezogen: [51]).

Hadronen, die für den Ausfall von Leistungsbauelementen relevant sind, sind Neutronen, Protonen und Pionen. Neutronen und Protonen lassen sich hinsichtlich der starken Wechselwirkung praktisch nicht unterscheiden, da die Ladung des Protons bei Energien größer als 50 MeV keine Rolle spielt. Abbildung 2.8 zeigt den berechneten Reaktionsquerschnitt von Protonen und Pionen mit  $^{28}\text{Si}$  [49, 50, 51]. Dieser ist die Summe aus den Wirkungsquerschnitten von elastischen und inelastischen Stößen. Der Reaktionsquerschnitt der Pionen ist bei kinetischen Energien von 100–400 MeV größer als der der Nukleonen. In diesem Energiebereich ist die Kopplung zwischen einem Nukleon des  $^{28}\text{Si}$ -Kerns und dem Pion sehr stark, da sich hier ein Quasiteilchen, die sogenannte  $\Delta$ -Resonanz, bildet [33]. Die Bildung der  $\Delta$ -Resonanz ist dabei ein inelastischer Streuprozess, d.h. der Unterschied des Reaktionsquerschnitts von Nukleonen und Pionen mit  $^{28}\text{Si}$  wird durch den inelastischen Wirkungsquerschnitt verursacht.

### 2.4.3.1 Elastischer Stoß

Beim elastischen Stoß der starken Wechselwirkung gelten analog zum klassischen Stoß die Erhaltungssätze von Impuls und kinetischer Energie. Die Reaktion läuft dabei nach folgendem Schema ab:



Der elastische Stoß läßt sich theoretisch durch eine Streuung an einem Kernpotential beschreiben. Dabei wird das einfallende Teilchen, das durch eine Welle beschrieben wird, durch das Kernpotential gestreut. Dies ist analog der Brechung einer Lichtwelle beim Eintritt in ein anderes Medium. Daher wird dieses Berechnungsmodell auch als „optisches Modell“ bezeichnet [38].

Beim elastischen Stoß wird der  ${}^{28}\text{Si}$ -Kern nicht in einen angeregten Zustand versetzt. Es findet lediglich ein Übertrag von kinetischer Energie vom Hadron auf den  ${}^{28}\text{Si}$ -Kern statt. Dabei zerfällt dieser nicht in Bruchstücke, sondern wird als ganzes aus dem Kristallgitter herausgeschlagen. Die kinetische Energie des gestreuten Hadrons wird um den Energieübertrag auf den Rückstoß- ${}^{28}\text{Si}$ -Kern kleiner. Dieses freie Siliziumion kann dann durch den Verlust seiner kinetischen Energie entlang seiner Trajektorie im Kristall ein hochlokalisiertes Plasma von freien Elektronen und Löchern erzeugen.

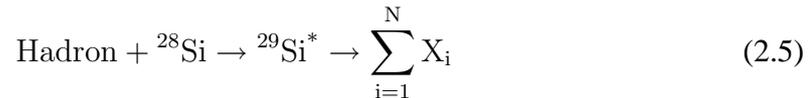
Der Energieübertrag vom Hadron auf den  ${}^{28}\text{Si}$ -Kern ist bei der elastischen Streuung stark abhängig vom Streuwinkel. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist bei Vorwärtsstreuung am größten und nimmt für zunehmende Streuwinkel über mehrere Größenordnungen ab [49, 52, 53]. Jedoch ist die auf ein Rückstoß- ${}^{28}\text{Si}$ -Ion übertragene kinetische Energie am größten für Rückwärtsstreuung, also für einen Streuwinkel von  $180^\circ$ . So beträgt z.B. der maximale Energieübertrag für ein Proton mit einer kinetischen Energie von 100 MeV lediglich 13 %, also 13 MeV [49]. Dieser Wert kann allerdings nur bei der sehr unwahrscheinlichen Rückwärtsstreuung erreicht werden. Die wesentlich wahrscheinlichere Vorwärtsstreuung läßt dagegen nur kleine Energieüberträge zu.

Aus diesen Gründen ist der Reaktionsquerschnitt für elastische Kernreaktionen, bei denen Energien von mehr als 1 MeV auf einen  ${}^{28}\text{Si}$ -Kern übertragen werden können, deutlich kleiner als der von inelastischen Reaktionen. Der Unterschied wird für zunehmende Protonenenergien immer größer und beträgt bereits bei 50 MeV etwa eine Größenordnung [53].

Qualitativ lassen sich die Ergebnisse bei der elastischen Streuung von Protonen an  ${}^{28}\text{Si}$ -Kernen auch auf Neutronen und Pionen übertragen. Da die Neutronen eine ähnliche Masse wie die Protonen haben, verhalten sie sich bei der starken Wechselwirkung nahezu identisch. Die Pionen haben jedoch eine kleinere Masse als die Nukleonen. Daher ist ihr Energieübertrag bei der elastischen Streuung noch kleiner als der der Protonen [49]. Zusammenfassend läßt sich daher sagen, daß elastische Kernreaktionen beim Ausfall von Leistungsbau-elementen aufgrund der sehr kleinen Wahrscheinlichkeit größerer Energieüberträge auf die  ${}^{28}\text{Si}$ -Kerne eine untergeordnete Rolle spielen.

### 2.4.3.2 Inelastischer Stoß

Beim inelastischen Stoß ist der Energieübertrag des stoßenden Hadrons auf einen  $^{28}\text{Si}$ -Kern so groß, daß dieser in einen angeregten Zustand  $^{29}\text{Si}^*$  versetzt wird. Dieser instabile Zustand führt zu einem Zerfall des Kerns. Dabei entstehen ein oder mehrere ( $N$ ) Zerfallsprodukte  $X_i$ .



Aufgrund der Gesetzmäßigkeiten der starken Wechselwirkung kann bei Reaktionen wie in (2.5) keine Masse erzeugt werden. Das bedeutet, daß die Summe der Massen der Reaktionsprodukte kleiner oder gleich der Masse der Edukte sein muß. Die Zerfallsprodukte bestehen aus einem oder auch mehreren Protonen, Neutronen und Alpha-Teilchen, sowie leichten Ionen mit einer Masse kleiner oder gleich (bei nur einem Reaktionsprodukt) der von  $^{29}\text{Si}$ . Mit einer sehr kleinen Wahrscheinlichkeit kann sogar  $^{29}\text{P}$  als schwerstes Rückstoßion erzeugt werden. Dies geschieht in einer Reaktion, die dem Dotierprozeß von Silizium durch thermische Neutronen sehr ähnlich ist. Ein Neutron wird dabei von einem  $^{28}\text{Si}$ -Kern eingefangen, und dieser wandelt sich durch einen  $\beta$ -Zerfall in einen  $^{29}\text{P}$ -Kern um. Allerdings ist der Energiebereich der Neutronenstrahlung beim Dotieren im thermischen Bereich und nicht im Bereich von einigen 10 bis 1000 MeV wie bei der Höhenstrahlung. Daraus resultiert der große Unterschied in den Wirkungsquerschnitten.

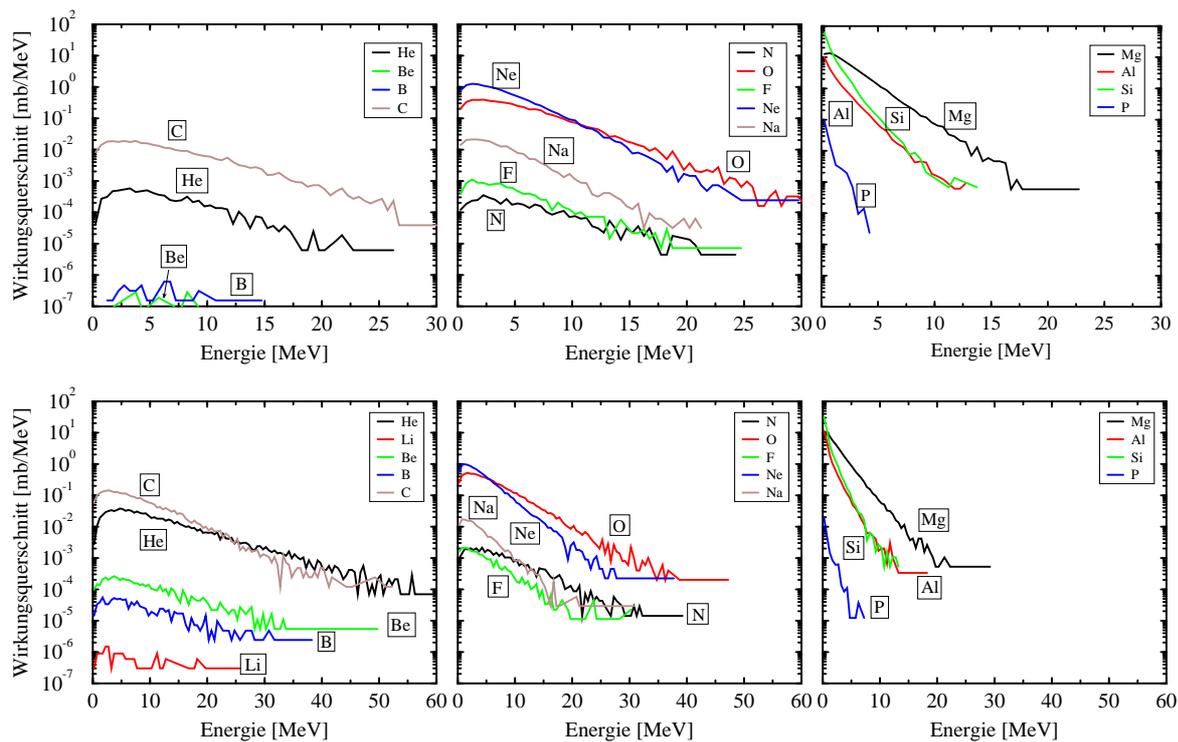
Die Wirkungsquerschnitte bei einem inelastischen Stoß von einem Hadron mit einem  $^{28}\text{Si}$ -Kern sind größer als beim elastischen Stoß [53]. Darüber hinaus kann beim inelastischen Stoß mehr Energie auf den Kern übertragen werden. Aus diesen Gründen spielen die inelastischen Reaktionen beim Ausfall von Bauelementen die dominierende Rolle.

### 2.4.3.3 Produkte bei inelastischen Kernreaktionen

In der Literatur gibt es verschiedene Modelle, um die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung bestimmter Ionen, die in einer inelastischen Kernreaktion (2.5) zwischen einem eindringenden Hadron und einem  $^{28}\text{Si}$ -Kern entstehen, sowie deren Energie und Richtung, zu berechnen. Dabei werden Methoden wie „Antisymmetrized Molecular Dynamics (AMD)“ [54, 55, 56, 57, 58], „Pre-equilibrium Excitation (PEqEx)“ [53, 59, 60, 61] oder „Intranuclear Cascade (INC)“ [62, 63, 64, 65, 66, 67] benutzt. Ziel ist es dabei, die Reaktionsprodukte sowie deren doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{kin}}$  zu berechnen. Dieser wird als Funktion des Ablenkwinkels  $\Omega$  von der ursprünglichen Trajektorie des Projektils und der kinetischen Energie  $E_{kin}$  des Rückstoßions angegeben und muß für jedes mögliche Ion getrennt bestimmt werden. Er ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein bestimmtes Rückstoßion mit einer kinetischen Energie  $E_{kin}$  durch eine inelastische Kernreaktion erzeugt worden ist und in Richtung des Raumwinkels  $\Omega$  bezogen auf die ursprüngliche Projektiltrajektorie weiterfliegt.

Um die Genauigkeit der verwendeten Modelle zu testen, werden gemessene Wirkungsquerschnitte von vielen verschiedenen nuklearen Streuexperimenten mit Hilfe dieser Methoden nachgerechnet. Die sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zeigt die Anwendbarkeit und Genauigkeit der Modelle. Der Unterschied zwischen den einzelnen Modellen ist gering und liegt innerhalb der Meßgenauigkeit. Daher lassen sich mit ihrer Hilfe realistische Aussagen über die Eigenschaften und Produkte der auftretenden Kernreaktionen treffen. Eine genauere Beschreibung der Methoden würde den Rahmen dieser Arbeit überschreiten. Da die Berechnung der Wechselwirkungsquerschnitte jedoch die Grundlage für das Verständnis und die Modellierung von höhenstrahlungsinduzierten Ausfällen in Halbleiterbauelementen ist, werden die wesentlichen Ergebnisse der inelastischen Hadron- $^{28}\text{Si}$ -Streuprozesse zusammengefaßt.

Bei den Kernreaktionen sind hauptsächlich Reaktionen von Bedeutung, bei denen die einfallende Nukleonenergie im Bereich von mehreren 10 MeV bis zu einigen wenigen 100 MeV liegt, da dieser Energiebereich im wesentlichen für den Ausfall der Bauelemente verantwortlich ist [68]. Für Energien über 50 MeV spielt es keine Rolle, ob das einfallende Teilchen ein Neutron oder ein Proton ist, da in diesem Energiebereich die starke Wechselwirkung über die Coulombwechselwirkung dominiert [44, 46, 69].



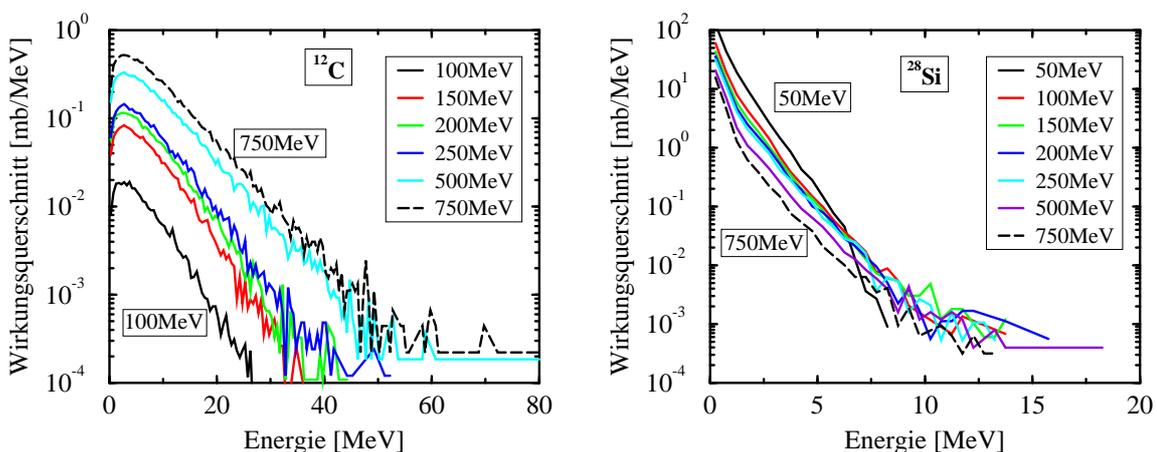
**Abbildung 2.9:** Differentialer Wirkungsquerschnitt für verschiedene Ionensorten bei einer inelastischen Streuung von Protonen mit einer kinetischen Energie von 100 MeV (oben) und 250 MeV (unten) an  $^{28}\text{Si}$ -Kernen. Die Rechnungen wurden von HENRY TANG mit dem NUSPA-Programm durchgeführt [70].

In Abbildung 2.9 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Energieverteilung von verschiedenen leichten Ionen bei inelastischen Proton- $^{28}\text{Si}$ -Streuprozessen darge-

stellt. Die Rechnungen wurden von HENRY TANG mit dem Simulator NUSPA (Nuclear Spallation), der auf Basis des INC-Modells arbeitet, erstellt [70]. Die kinetische Energie des initialen Protons beträgt dabei jeweils 100 MeV (oben) und 250 MeV (unten). Es zeigt sich, daß Ionensorten, wie z.B. Si, Al, O, Ne, C oder He, bevorzugt entstehen. Insbesondere werden stabile Elemente, wie  ${}^4_2\text{He}_2$ ,  ${}^{16}_8\text{O}_8$  oder  ${}^{20}_{10}\text{Ne}_{10}$ , verglichen mit ihren jeweiligen Nachbarn im Periodensystem, häufiger erzeugt. Dies sind Atomkerne mit Protonen- und/oder Neutronenzahlen von 2, 8, oder 20, die den sogenannten „magischen Zahlen“ angehören [71]. Kerne, deren Protonen- und/oder Neutronenzahl magische Zahlen sind, haben besonders stabile und langlebige Nuklide, deren Spallation hohe Energien benötigt. Aus denselben Gründen ist die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung der einzelnen Ionen in inelastischen Streuprozessen ähnlich zu ihrer Elementhäufigkeit im Sonnensystem [33]. Kerne mit einer hohen Häufigkeit entstehen bei den inelastischen Streuprozessen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit.

Je schwerer das erzeugte Ion, desto kleiner ist dessen maximale kinetische Rückstoßenergie. Die höchsten Energien werden daher von leichten Ionen wie  ${}^4\text{He}$  oder  ${}^{12}\text{C}$  erreicht. Abbildung 2.9 zeigt auch, daß bei allen relevanten Ionensorten kleine Rückstoßenergien wahrscheinlicher sind als große.<sup>8</sup>

Es stellt sich die Frage, welche Ionensorte und -energie am effektivsten den Ausfall eines Leistungsbauelements initiieren kann. Vom Standpunkt der Kernphysik betrachtet ist dieses Problem einfach zu beantworten: Das Ion muß in Nukleon- ${}^{28}\text{Si}$ -Streuprozessen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit entstehen und möglichst hohe Rückstoßenergien mit großer Wahrscheinlichkeit erreichen können. Diese Voraussetzungen werden von  ${}^4_2\text{He}_2$ ,  ${}^{12}_6\text{C}_6$ ,  ${}^{16}_8\text{O}_8$  und  ${}^{20}_{10}\text{Ne}_{10}$  erfüllt. Ein Ergebnis der Analyse, die in Kapitel 2.5.1 folgt, ist jedoch, daß der Energieverlust von sehr leichten Ionen, z.B. He (also einem  $\alpha$ -Teilchen), in Silizium sehr klein ist. Daher kommen sie für einen Bauelementausfall nicht in Frage.



**Abbildung 2.10:** Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Rückstoßenergie für die Erzeugung von  ${}^{12}\text{C}$ - (links) und  ${}^{28}\text{Si}$ -Ionen (rechts) bei einer inelastischen Streuung von Protonen mit verschiedenen kinetischen Energien [70].

<sup>8</sup> Die Entstehung von Li, Be oder B ist bei inelastischen Proton- ${}^{28}\text{Si}$ -Kernreaktionen sehr unwahrscheinlich. Daher ist z.B. Li in Abbildung 2.9 bei 100 MeV nicht abgebildet.

Betrachtet man die Energieverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für ein einzelnes Ion, so zeigt sich für leichte Ionen eine deutliche Abhängigkeit von der initialen kinetischen Protonenenergie. Dies ist in Abbildung 2.10 (links) am Beispiel eines  $^{12}\text{C}$ -Ions dargestellt. Je höher die kinetische Energie des Protons, desto größer ist zum einen der Wirkungsquerschnitt, zum anderen wird auch die Rückstoßenergie, die das Ion aufnehmen kann, größer. Beim  $^{12}\text{C}$ -Ion steigt die maximale Rückstoßenergie von etwa 30 MeV auf 80 MeV für Protonenenergien von 100 MeV und 750 MeV. Für Ionen mit einer Kernladungszahl größer 10, also für Ne und noch schwerere Ionen, ist die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der Protonenenergie nicht mehr so ausgeprägt. Abbildung 2.10 (rechts) zeigt die Energieverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für das Entstehen eines  $^{28}\text{Si}$ -Rückstoßions in Abhängigkeit von verschiedenen Protonenenergien. Die dargestellten Werte sind vor allem bei den hohen Rückstoßenergien wesentlich kleiner als beim  $^{12}\text{C}$ -Ion. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird bei  $^{28}\text{Si}$ , im Gegensatz zu  $^{12}\text{C}$ , mit zunehmenden Protonenenergien kleiner.

Der experimentelle Befund, daß die Ausfallrate von Leistungsbau-elementen mit kleiner werdender kinetischer Energie des einfallenden Nukleons sinkt [72], deutet auf leichte Ionen als effektivste initiale Teilchen hin. Der Ausfall eines Leistungsbau-elementes kann allerdings nicht durch sehr leichte Ionen, wie He, verursacht werden. Schwere Ionen kommen zwar als Ausfallursache in Frage, aber nur mit ihnen lassen sich nicht alle experimentellen Befunde erklären. Am wahrscheinlichsten erscheint daher der Ausfall durch mittelschwere Ionen, die darüber hinaus in Nukleon- $^{28}\text{Si}$ -Kernreaktionen mit einer relativ hohen Wahrscheinlichkeit erzeugt werden können, z.B.  $^{12}\text{C}$  oder  $^{16}\text{O}$  im Energiebereich von etwa 5-30 MeV.

Die dargestellten Ergebnisse der Berechnungen der Proton- $^{28}\text{Si}$ -Wechselwirkungsquerschnitte sind qualitativ auch auf Pionen übertragbar [62]. Ionen, die bei Proton- bzw. Neutron-induzierten Kernreaktionen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit gebildet werden, werden auch durch Pionen bevorzugt erzeugt.

#### 2.4.4 Für den Ausfall verantwortliche Teilchensorten

Im folgenden Abschnitt wird zusammengefaßt, welche Teilchensorten und Wechselwirkungen in Frage kommen, um den Ausfall von Leistungsbau-elementen auf Meeresniveau verursachen zu können. Dabei stellt sich zunächst die Frage, wieviel Energie überhaupt im Bauelement absorbiert werden muß, um einen Ausfall zu verursachen. In Kapitel 3.3 wird dies bei der Darstellung eines Bestrahlungsexperiments mit leichten Ionen eingehend erläutert. Das Ergebnis dabei ist, daß grundsätzlich bereits kleinste Teilchenenergien den Ausfall von Bauelementen verursachen können. Es kommt dabei lediglich auf die angelegte Sperrspannung an. Ist diese ausreichend hoch, genügen schon geringe Energien, um elektronische Leistungsbau-elemente zu zerstören. Da Bauelemente in Anwendungen üblicherweise bei etwa 50 % ihrer Volumendurchbruchspannung betrieben werden, ist zumindest eine Teilchenenergie von mehreren MeV nötig. Daher führt die Suche nach den verantwortlichen Teilchensorten und Prozessen, die den Ausfall von Bauelementen verursachen können, zu einer Suche nach Reaktionen, die zum einen mit einer hohen

Wahrscheinlichkeit vorkommen und die mit genügend hoher Wahrscheinlichkeit mehr als 5 MeV mit einer möglichst hohen Energiedichte im Bauelement deponieren. Sollte aufgrund von zukünftigen Bauelementspezifikationen oder Strukturen diese ungefähre energetische Schwelle von 5 MeV sinken, ist mit einem starken Anstieg der Empfindlichkeit gegenüber Höhenstrahlung zu rechnen. Die Wirkungsquerschnitte der relevanten elastischen und inelastischen Streuprozesse steigen für kleiner werdende Rückstoßenergien an [53]. Daher nimmt dann die Anzahl der möglichen Reaktionen, die Ionen mit einem genügend hohen Energieverlust erzeugen und damit zu einem Bauelementausfall führen können, stark zu.

In der Literatur sind keine Experimente über die Ausfallempfindlichkeit von Leistungsbaulementen gegenüber Müonen oder Pionen zu finden. Da der Ausfall von verschiedenen Logikbauelementen, z.B. Speicherbausteinen oder Mikroprozessoren, schon wesentlich länger bekannt ist [4], und aufgrund des deutlich größeren Marktvolumens gegenüber Leistungsbaulementen, gibt es zahlreiche Veröffentlichungen, die sich mit sogenannten Soft-Errors (SE) (oftmals auch Single-Event-Upsets (SEU) genannt) auseinandersetzen. Unter einem SE versteht man die Änderung eines Speicherbits unter dem Einfluß von ionisierender Strahlung. Dies ist ein Fehler, der die Software eines Computers oder Mikroprozessors aufgrund der Inkonsistenz eines Speicherbits zum Absturz bringen kann. Dem Bauelement wird dabei jedoch kein irreversibler Schaden zugefügt. Verursacht wird ein SEU, indem durch ein ionisierendes Teilchen in einem dafür empfindlichen Volumen eine durch die Bauelementgeometrie bestimmte kritische Ladungsmenge erzeugt wird.

Der Prozeß, durch den ein SEU entsteht, unterscheidet sich jedoch grundsätzlich vom Ausfall bei Leistungsbaulementen. Gemeinsam ist beiden, daß durch Sekundärstrahlung Ladung im Bauelement deponiert wird. Daher können die Experimente, bei denen der Einfluß von verschiedenen Sekundärstrahlungsteilchen auf Logikbauelemente untersucht wurde, auch als Abschätzung für einen möglichen Einfluß auf Leistungsbaulemente benutzt werden. Eine quantitative Analyse ist jedoch unmöglich, da dazu die genauen Prozesse, inklusive aller statistischen Ereignisse und vor allem die genaue Bauelementgeometrie berücksichtigt werden müssen.

- **Neutrinos:** Als auslösende Teilchen für den Ausfall von Leistungsbaulementen kommen Neutrinos keinesfalls in Frage, da ihr Wirkungsquerschnitt mit  $^{28}\text{Si}$  extrem klein ist und daher so gut wie keine Wechselwirkung stattfindet [33].
- **Elektronen:** Geladene Teilchen, wie Elektronen und ihre Antiteilchen, die Positronen, können lediglich durch Stöße mit den Valenzelektronen der Atome des Siliziumkristallgitters Energie im Bauelement deponieren. Die Energiedeposition über diese Coulombstreprouzesse ist jedoch zu gering, um das Bauelementverhalten nennenswert zu beeinflussen (siehe auch Abbildung 2.7).
- **$\gamma$ -Strahlung** kann mit  $^{28}\text{Si}$  über 3 Prozesse wechselwirken: Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung. Im fraglichen Energiebereich von mehreren MeV und höher dominiert die Absorption von  $\gamma$ -Strahlung über den Paarbildungseffekt. Die Absorptionslänge eines  $\gamma$ -Photons im  $^{28}\text{Si}$  beträgt etwa  $200\ \mu\text{m}$  für Photonenener-

gien von 1-100 MeV [73].<sup>9</sup> Folglich ist der Energieverlust sehr klein und liegt sogar noch etwas unter dem von Elektronen und Positronen. Damit kann das Ausfallverhalten von Leistungsbauelementen auch durch  $\gamma$ -Strahlung nicht beeinflusst werden.

- **Müonen:** Der Energieverlust von Müonen durch Stöße mit den Valenzelektronen ist zu klein, um als Ausfallursache eines Leistungsbauelements in Frage zu kommen. Jedoch können negativ geladene niederenergetische Müonen ( $<5$  MeV) über einen Einfangprozeß ein müonisches Atom bilden und somit Energie im Siliziumkristallgitter von Bauelementen deponieren. Im Experiment an einem Beschleuniger läßt sich dieser Prozeß an Logikbauelementen nachweisen [47]. Für den Ausfall von Bauelementen unter realen Bedingungen spielt er jedoch keine Rolle, da er zum einen sehr unwahrscheinlich ist, zum anderen nimmt der Fluß von Müonen in der Sekundärstrahlung in diesem Energiebereich ab (siehe Abbildung 2.6). Abbremsprozesse von hochenergetischen Müonen sind zwar denkbar, aber eher unwahrscheinlich. Da die Müonen eine deutlich höhere Masse als Elektronen oder Positronen haben, käme als weiterer Wechselwirkungsmechanismus, der genügend Energie für einen Bauelementausfall deponieren kann, theoretisch auch die elastische Coulombstreuung an einem  $^{28}\text{Si}$ -Kern in Frage [46]. Aus diesen Gründen wurde der Einfluß der Müonen auf das Verhalten von Logikbauelementen bereits eingehend experimentell untersucht [47, 74, 75, 76]. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist, daß Müonen verglichen mit Pionen eine um mindestens vier Größenordnungen kleinere Wahrscheinlichkeit der Bauelementbeeinflussung haben.<sup>10</sup> Ungeklärt blieb bei diesen Experimenten jedoch der Einfluß der hochenergetischen Müonen mit kinetischen Energien von mehr als 1 GeV. Die maximale Energie, die im Experiment erreicht wurde, beträgt lediglich 100 MeV. Obwohl in der Sekundärstrahlung auf Meeresniveau ein relativ großer Anteil an hochenergetischen Müonen vorhanden ist, scheint ein Leistungsbauelementausfall durch Müonen aufgrund des geringen Wechselwirkungsquerschnitts für die Entstehung von Rückstoßionen mit einer genügend großen Energie sehr unwahrscheinlich, kann allerdings nicht völlig ausgeschlossen werden.
- **Pionen:** Experimentelle und theoretische Untersuchungen mit Pionen zeigen, daß diese eine ähnlich große Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit  $^{28}\text{Si}$  haben, vergleichbar mit den Nukleonen [48, 77, 78]. Daher können sie Leistungsbauelemente beeinflussen. Die Pionen können, im Gegensatz zu den Leptonen, über die starke Wechselwirkung direkt mit einem  $^{28}\text{Si}$ -Kern wechselwirken und übertragen dabei ihre ganze Energie. Insbesondere in einem Energiebereich zwischen 100-400 MeV übersteigt der Reaktionsquerschnitt der Pionen sogar den der Nukleonen. Allerdings ist der Anteil der Pionen in der Höhenstrahlung auf der Erdoberfläche aufgrund ihrer sehr kurzen Lebensdauer von etwa 26 ns sehr gering. Unter Umständen

---

<sup>9</sup> Die Absorptionslänge ist die Länge, nach der die Strahlungsintensität auf  $1/e$  abgesunken ist.

<sup>10</sup> Die in der Literatur gemessenen Ausfälle sind durch einen gewissen Pionenanteil im Müonenstrahl zu erklären. Diese „Verunreinigung“ durch Pionen ist in der Erzeugung des Müonenstrahls begründet. Dabei wird ein hochenergetischer Protonenstrahl auf einen Kohlenstoffblock geschossen. Durch die induzierten Kernreaktionen entstehen Pionen, die solange gespeichert werden bis sie in Müonen zerfallen sind.

tragen die Pionen zur Ausfallrate von Leistungsbauelementen auf Meeresniveau mit einem Anteil im Bereich von wenigen Prozent bei und spielen daher nur eine untergeordnete Rolle. Da der Pionenanteil der Sekundärstrahlung mit der Höhe steigt, nimmt ihr Einfluß bei großen Höhen über dem Erdboden deutlich zu. Der Einfang niederenergetischer negativ geladener Pionen durch Bildung eines pionischen Atoms mit anschließendem Zerfall des Kerns kann aus energetischen Gründen für den Ausfall der Bauelemente durchaus eine Rolle spielen. Allerdings sind die Flüsse niederenergetischer Pionen sehr klein, daher müssen die Pionen erst durch Stöße, z.B. im Gehäuse von Bauelementen, abgebremst werden. Im Experiment kann der Einfluß des Pioneneinfangs auf Logikbauelemente nachgewiesen werden [75]. Ein Einfluß dieses Effekts auf Leistungsbauelemente läßt sich daher nicht ausschließen.

- **Nukleonen:** Protonen und Neutronen können sowohl elastisch als auch inelastisch mit dem  $^{28}\text{Si}$ -Kern wechselwirken. Die durch inelastische Streuung ausgelösten Kernreaktionen erzeugen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit Rückstoßionen mit einer genügend hohen kinetischen Energie, um das Verhalten von Leistungsbauelementen massiv zu beeinflussen und sie möglicherweise zu zerstören. Für den Ausfall sind hauptsächlich initiale Nukleonenenergien von mehreren 10 MeV bis zu wenigen 100 MeV verantwortlich [68]. In diesem Energiebereich spielt die Coulombwechselwirkung keine Rolle. Daher haben Protonen und Neutronen den gleichen Wechselwirkungsquerschnitt mit  $^{28}\text{Si}$ . Auf Meeresniveau ist jedoch der Fluß der Neutronen im fraglichen Energiebereich deutlich größer. Daher sind diese die entscheidenden Teilchen, die hauptsächlich für den Ausfall von elektronischen Leistungsbauelementen auf dem Erdboden verantwortlich sind.

## 2.5 Berechnung des Energieverlustes von Ionen in Silizium

Die initiale Ursache aller möglichen Ausfallprozesse ist das Entstehen von Rückstoßionen aus Wechselwirkungsprozessen der Sekundärstrahlung mit den  $^{28}\text{Si}$ -Kernen aus dem Substratmaterial des Bauelements. Bei Prozessen der starken Wechselwirkung können theoretisch sämtliche Ionensorten, von Wasserstoff als leichtestem bis hin zu Phosphor als schwerstem Ion, erzeugt werden. Wird der initiale Prozeß durch eine elastische Streuung ausgelöst, kann nur ein ganzer  $^{28}\text{Si}$ -Kern aus dem Kristallgitter herausgeschlagen werden. Die erzeugten Rückstoßionen verlieren entlang ihrer Trajektorie im Siliziumkristallgitter kontinuierlich kinetische Energie durch Stöße mit den Valenzelektronen bis sie schließlich ganz abgebremst werden. Die abgegebene kinetische Energie der Ionen wird in die Erzeugung von Elektron/Loch-Paaren umgesetzt. Das dadurch entstehende stark lokalisierte Elektron/Loch-Plasma beeinflusst das elektrische Verhalten eines Bauelements.<sup>11</sup> Von entscheidender Bedeutung ist dabei die initiale räumliche Verteilung des Plasmas,

---

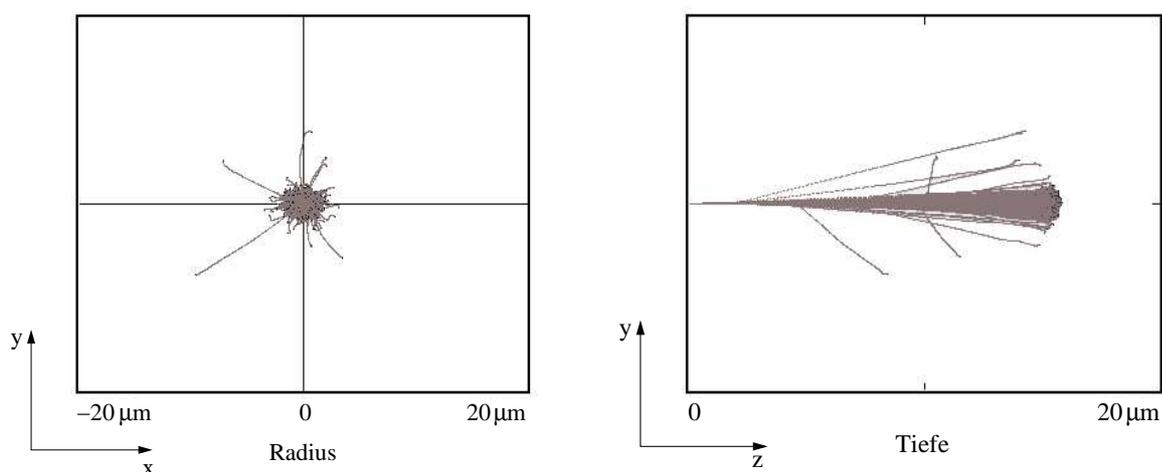
<sup>11</sup> Ein Plasma ist ein elektrisch neutraler Zustand, in dem sich eine gleich große Anzahl von positiven (Löcher) und negativen (Elektronen) Ladungen befindet.

welche den weiteren Verlauf der Ladungsträgertransportprozesse im Halbleiter bestimmt und damit das Bauelementverhalten beeinflusst. Die Generationsrate des Plasmas wird als proportional zum Energieverlust des Ions entlang seiner Trajektorie angenommen. Vereinfacht kann die räumliche Verteilung des initialen Plasmas durch je ein Profil entlang der Trajektorie des Ions sowie senkrecht dazu (in radialer Richtung) dargestellt werden. Somit erhält man ein rotationssymmetrisches Ortsprofil.

### 2.5.1 Energieverlust entlang der Ionentrajektorie

Der Energieverlust des Rückstoßions entlang seiner Trajektorie im  $^{28}\text{Si}$ -Kristallgitter kann mit Hilfe des Simulators TRIM (Transport of Ions in Matter) berechnet werden [79]. TRIM benutzt eine Monte-Carlo-Methode, um die Bewegungsgleichung beliebiger Ionsorten unter Angabe der initialen kinetischen Energie zu berechnen. Der wesentliche Bremsprozeß der Ionen ist dabei die Coulombstreuung an den Valenzelektronen der Gitteratome. Eine Beschreibung von TRIM, sowie seine wesentlichen Gleichungen und Annahmen befinden sich im Anhang B dieser Arbeit.

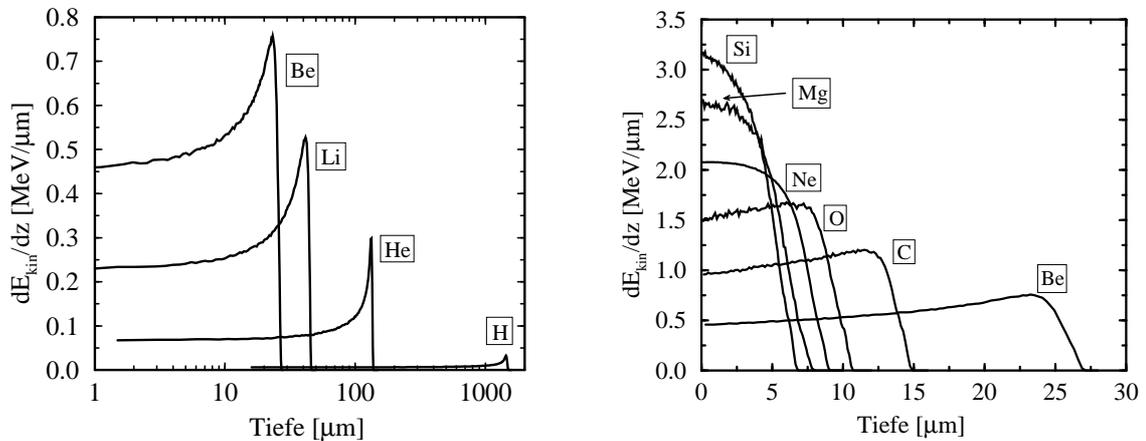
Aufgrund der Statistik der Streuprozesse des eindringenden Ions mit den Valenzelektronen der Siliziumatome gibt es eine Vielzahl verschiedener möglicher Ionentrajektorien. Abbildung 2.11 zeigt eine Darstellung von 1000 Trajektorien, wie sie für ein  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer initialen kinetischen Energie von 17 MeV möglich sind. Das Ion wird entlang der  $z$ -Achse in den  $^{28}\text{Si}$ -Kristall eingeschossen. Im rechten Bild von Abbildung 2.11 liegen die Endpunkte der Trajektorien bis auf vereinzelte starke Ablenkungen im Abstand von weniger als  $1.5\ \mu\text{m}$  von der Achse der Einstrahlrichtung entfernt. Noch deutlicher wird dies in der Ansicht der  $xy$ -Ebene in Abbildung 2.11 (links), bei der man in Richtung der Ionenquelle schaut. Die Endpunkte der Trajektorien liegen hier im wesentlichen in einem Kreis mit einem Radius von etwa  $1.5\ \mu\text{m}$  um die  $z$ -Achse.



**Abbildung 2.11:** Darstellung der Trajektorien von 1000  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer initialen kinetischen Energie von 17 MeV in der  $xy$ -Ebene (links) und der  $yz$ -Ebene (rechts).

Durch den Verlust der kinetischen Energie  $E_{kin}$  des Rückstoßions im Siliziumkristall-

gitter werden Elektron/Loch-Paare erzeugt. Die entscheidende Größe, die diesen Prozess beschreibt, ist die Energieverlustfunktion  $\frac{dE_{kin}}{dz}$  entlang des Geschwindigkeitsvektors des Ions. Diese bestimmt die Ladungsträgerdichte im ioneninduzierten Plasma.



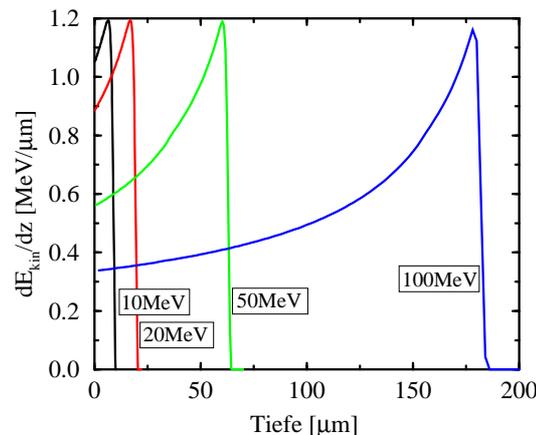
**Abbildung 2.12:** Energieverlustfunktion von verschiedenen leichten Ionen von H bis Si mit einer initialen kinetischen Energie von 15 MeV in einem  $^{28}\text{Si}$ -Kristall.

Der über 10000 Ionen gemittelte Energieverlust entlang ihrer Trajektorie im Siliziumkristallgitter ist für verschiedene Ionen mit einer initialen kinetischen Energie von 15 MeV in Abbildung 2.12 dargestellt. Das linke Bild zeigt den Energieverlust von sehr leichten Ionen wie Wasserstoff (H), Helium (He), Lithium (Li) und Beryllium (Be). Aufgrund seiner sehr kleinen Masse hat das Wasserstoffion (also ein Proton) die größte Eindringtiefe im  $^{28}\text{Si}$ . Der Energieverlust des Protons ist aufgrund seiner großen Reichweite entsprechend gering. Die Eindringtiefe eines Ions ist die Länge seiner Trajektorie bis zum Endpunkt, bei dem das Ion vollständig abgebremst ist und seine ganze kinetische Energie verloren hat. Je größer die Masse des betreffenden Ions, desto größer kann der Energieübertrag bei den Coulombstößen mit den Valenzelektronen werden, und somit steigt der Energieverlust. Folglich wird die Eindringtiefe  $z_0$  kleiner. Es gilt dabei folgender Zusammenhang von Energieverlustfunktion  $\frac{dE_{kin}(z)}{dz}$  und initialer kinetischer Energie  $E_{kin}^0$  des Ions:

$$E_{kin}^0 = \int_0^{z_0} \frac{dE_{kin}(z)}{dz} dz. \quad (2.6)$$

Für alle Ionen von H bis Si gilt: Je größer die Masse des Ions, desto größer der Energieübertrag bei den Stößen mit den Valenzelektronen der  $^{28}\text{Si}$ -Atome, umso größer ist folglich auch der Energieverlust des Ions. Damit sinkt dessen Eindringtiefe.

In Abbildung 2.13 ist die Energieverlustfunktion von  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit initialen kinetischen Energien von 10, 20, 50 und 100 MeV dargestellt. Der maximale Energieverlust befindet sich bei allen Energien kurz vor der maximalen Eindringtiefe. Dies wird häufig auch als Bragg-Peak bezeichnet. Die Höhe des Bragg-Peaks hängt hauptsächlich von der Masse des Ions ab und nur geringfügig von seiner initialen kinetischen Energie. Je größer die kinetische Energie, desto größer ist folglich die Eindringtiefe des Ions im Siliziumkristall.



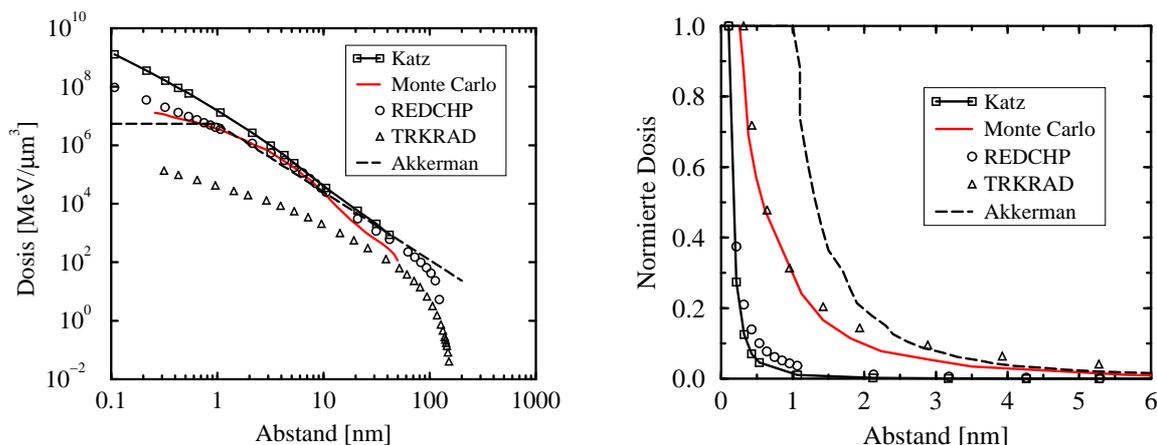
**Abbildung 2.13:** Energieverlustfunktion von  $^{12}\text{C}$ -Ionen in  $^{28}\text{Si}$  mit initialen kinetischen Energien von 10, 20, 50 und 100 MeV.

Die Energieverlustfunktion verschiedener Ionen in Festkörpern wurde experimentell ermittelt und damit das Berechnungsmodell überprüft. Dabei wurde eine durchschnittliche Abweichung von Experiment und Simulation von etwa 2% gefunden [80].

## 2.5.2 Deponierte Energiedosis in radialer Richtung

Ein weiteres Problem ist die Dosisverteilung des Energieverlustes von Ionen in radialer Richtung, also in der Richtung senkrecht auf ihren Geschwindigkeitsvektor im Silizium. Dazu sind in der Literatur verschiedene Berechnungsmodelle vorgeschlagen worden. Erste Arbeiten stammen von KOBETICH und KATZ (Katz-Modell) von 1968 [81], welche ein semi-analytisches Modell vorschlugen, das zu einer kontinuierlichen Dosisverteilung mit  $r^{-2}$  führt.  $r$  ist dabei der Abstand senkrecht zur Trajektorie des Ions. STAPOR und McDONALD haben das Katz-Modell benutzt und daraus ein Computerprogramm namens TRKRAD geschrieben [82]. Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Analyse der Reichweite von sogenannten „ $\delta$ -Rays“, die entlang einer Ionenspur erzeugt werden, wurde das Problem der radialen Verteilung der Energiedosis von HAMM ET AL. gelöst [83].  $\delta$ -Rays sind Elektronen, die von einem ionisierenden Teilchen aus ihrer atomaren Bindung gestoßen wurden und nun ihrerseits durch Coulombstöße mit den Valenzelektronen Energie verlieren und dadurch abgebremst werden. FAGEEHA ET AL. haben ein Programm namens REDCHP (Radial Energy Distribution of Charged Particles) auf Grundlage der Rutherford-Formel entwickelt, das die Verteilung der  $\delta$ -Rays und damit die deponierte Energiedosis in einer Zylinderschale um die Ionenspur beschreibt [84]. Unter Verwendung der komplexen Dielektrizitätsfunktion wird die radiale Verteilung der deponierten Dosis durch AKKERMAN und BARAK berechnet [85, 86], was zu einem Abfallen der Dosis mit  $r^{-2.33}$  führt.

In Abbildung 2.14 ist ein Vergleich dieser Modelle dargestellt. Bis auf TRKRAD liefern sämtliche Modelle innerhalb der Fehlergrenzen aufgrund der verschiedenen Annahmen und Näherungen in etwa vergleichbare Ergebnisse. Der Hauptanteil der Energiedosis wird



**Abbildung 2.14:** Die Verteilung des Energieverlustes senkrecht zur Trajektorie des einfallenden  $^{12}\text{C}$ -Ions (15MeV) berechnet mit verschiedenen Modellen.

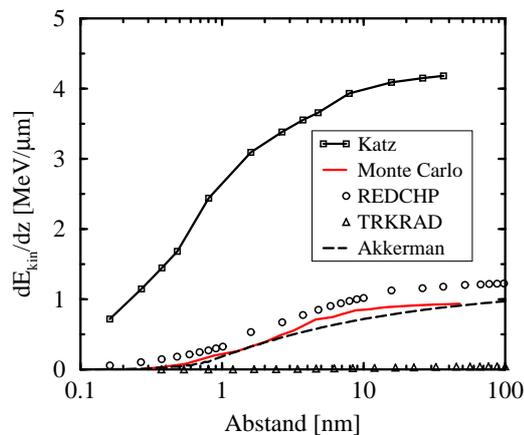
innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von etwa 1 nm um die Ionenspur deponiert. Besonders deutlich wird dies, wenn man für die doppelt logarithmisch dargestellte Dosis in Abbildung 2.14 (links) eine lineare Darstellung wählt und auf den jeweiligen Maximalwert der Dosis normiert (siehe Abbildung 2.14 (rechts)). Allen Modellen ist jedoch ein Problem gemeinsam: die Beschreibung der deponierten Energiedosis für sehr kleine Abstände ( $r \leq 1$  nm) von der Ionenspur. Eine Länge von 1 nm entspricht in einem Siliziumkristallgitter mit einer Gitterkonstante von  $5.43 \text{ \AA}$  [87] in etwa drei Atomlagen. In diesem Bereich dominieren Quanteneffekte, die in keinem der genannten Modelle berücksichtigt werden. AKKERMAN und BARAK setzen z.B. aus diesem Grund die Dosis für  $r \leq 1$  nm auf einen konstanten Wert. Daher ist dieser Bereich bei allen Berechnungsmodellen ungenau beschrieben und mit Vorsicht zu betrachten.

Die Fläche unter den einzelnen Graphen in Abbildung 2.14 ist ein Maß für den Energieverlust. Das Integral der Dosis  $D(r)$  über die Querschnittsfläche des Zylinders ergibt den Wert der Energieverlustfunktion  $\frac{dE_{kin}}{dz}$  an der jeweiligen Tiefe  $z$  im Siliziumkristall:

$$\left. \frac{dE_{kin}}{dz} \right|_z = 2\pi \int_0^{\infty} r D(r, z) dr. \quad (2.7)$$

Der Energieverlust eines  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer kinetischen Energie von 15 MeV beträgt in Silizium etwa  $1 \text{ MeV}/\mu\text{m}$ . Abbildung 2.15 zeigt die nach Gleichung (2.7) integrierte Dosis. Dabei zeigt sich, daß das Modell von AKKERMAN und BARAK, REDCHP und die Monte-Carlo-Rechnung in guter Übereinstimmung mit dem Sollwert sind. Die Abweichungen bei den anderen Modellen ergeben sich hauptsächlich aus dem Bereich für  $r \leq 1$  nm, in dem die Dosis  $D(r)$  ihren größten Wert erreicht und der aufgrund der fehlenden Berücksichtigung von Quanteneffekten mit der höchsten Unsicherheit behaftet ist. Das Katz-Modell sowie TRKRAD zeigen hier sehr große Abweichungen.

Messungen der radialen Verteilung der deponierten Energie von Ionen in Gasen und vergleichende Berechnungen anhand eines zu REDCHP ähnlichen Modells zeigen eine gute Übereinstimmung [88]. Daher können REDCHP, das Monte-Carlo-Modell und



**Abbildung 2.15:** Über die Querschnittsfläche eines Zylinders um die Ionenspur integrierte Dosis.

das Modell von AKKERMAN und BARAK für die radiale Verteilung als relativ realistisch betrachtet werden. Eine genaue experimentelle Bestimmung dieser Verteilungen in einem Festkörper ist schwierig. In der Literatur diskutierte Strukturen, anhand denen dies möglich wäre, liefern lediglich integrale Informationen und können daher nur als Abschätzung dienen [89, 90].

## 2.6 Erzeugung von tiefen Zentren

Bei den in Kapitel 2.4 dargestellten Reaktionsmechanismen von Strahlungsteilchen mit Siliziumatomen können ein oder mehrere Atome aus dem Kristallverbund herausgelöst werden. Darüber hinaus können auch durch  $\gamma$ -Quanten mit einer kinetischen Energie von mehr als 170 keV Kristalldefekte erzeugt werden. Es entstehen dadurch Leerstellen im Kristallgitter sowie Atome, die auf Zwischengitterplätzen sitzen. Eindringende ionisierende Teilchen verlieren jedoch etwa 1000 mal mehr kinetische Energie aufgrund der Wechselwirkung mit dem Elektronengas als durch die Erzeugung von Kristalldefekten [91].

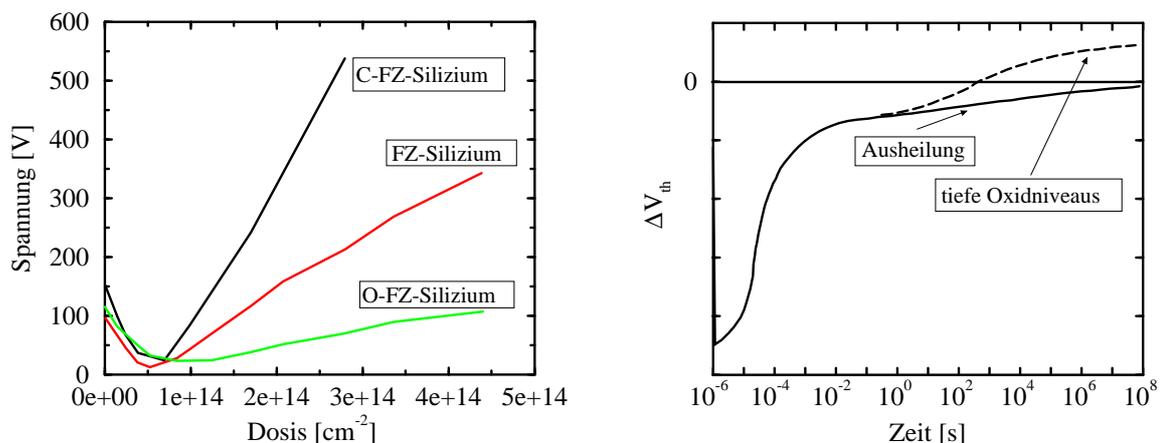
Einzelne Defekte haben auch bei Raumtemperatur eine sehr hohe Beweglichkeit, die allerdings deutlich kleiner wird, wenn sich mehrere zu Defektkomplexen zusammenschließen. Darüber hinaus können sie sich an Verunreinigungen, wie Kohlenstoff oder Sauerstoff, anlagern, die normalerweise in Silizium mit Konzentrationen von etwa  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  oder sogar noch höher zu finden sind [92]. Ferner ist auch die Rekombination von Defekten möglich, bei der z.B. ein Atom von einem Zwischengitterplatz auf den freien Platz einer Fehlstelle im Kristallgitter wandert. In der Regel kann dies durch Ausheilprozesse bei hohen Temperaturen unterstützt werden.

Es gibt eine Vielzahl von verschiedenen Strahlungsschäden im Kristallgitter, wie Punktdefekte oder Zusammenschlüsse, bzw. Anhäufungen von Defekten, welche in der Literatur bereits eingehend untersucht wurden [91, 92, 93, 94]. Die Art der Defekte hängt von den

Bestrahlungsteilchen und deren Dosis, der Temperatur des bestrahlten Bauelements, vom Dotiertyp (n oder p) und der Dotierkonzentration sowie von möglichen Verunreinigungen ab [93, 95]. Folgende Auswirkungen von Strahlungsschäden auf Halbleiterbauelemente sind beispielsweise möglich [92, 93, 96, 97]:

- Reduzierte Ladungsträgerlebensdauer und erhöhte Rekombination
- Reduzierte Ladungsträgerbeweglichkeit
- Einfang von Ladungsträgern und zeitlich verzögerte Emission
- Kompensation und Änderung des Typs der Hintergrunddotierung
- Tunneln von Ladungsträgern
- Erhöhte Sperr- und Dunkelströme bei angelegter Sperrspannung

Ein Kristalldefekt erzeugt zusätzliche Energieniveaus innerhalb der Bandlücke von Silizium und läßt sich dadurch nachweisen und analysieren. So wird z.B. die Erhöhung des Sperrstroms eines pn-Übergangs durch eine stark erhöhte und durch zusätzliche Energieniveaus unterstützte Rekombination von Ladungsträgern verursacht. Durch eine Bestrahlung wird oftmals nicht nur ein einzelnes Energieniveau erzeugt, sondern deren mehrere, die eventuell sogar ein quasi-kontinuierliches Energieband bilden können [98, 99]. So konnten z.B. Sperrströme von strahlungsgeschädigten Dioden mit Hilfe von Rekombinationsmodellen mit drei zusätzlichen Energieniveaus in der Bandmitte erfolgreich erklärt werden [100, 101]. Dagegen erfordert eine korrekte Beschreibung des Dunkelstroms in langzeitbestrahlten Halbleiterteilchendetektoren die Annahme eines ausgedehnten Energiebands innerhalb der Bandlücke [102].



**Abbildung 2.16:** Links: Erforderliche Spannung zur Ausdehnung der Raumladungszone eines Halbleiterdetektors auf  $300 \mu\text{m}$  als Funktion der Bestrahlungsdosis [97]. Rechts: Zeitliche Änderung der Schwellspannung  $\Delta V_{th}$  eines MOSFETs [103].

Ein Strahlungsschaden, der bei Detektoren von Teilchenbeschleunigern in der Regel die Lebensdauer limitiert, ist die Kompensation der Hintergrunddotierung bis hin zur Änderung des Dotiertyps [93, 103, 104]. Abbildung 2.16 (links) zeigt die Spannung, die nötig ist, um die Raumladungszone eines Halbleiterdetektors auf  $300\ \mu\text{m}$  auszudehnen, als Funktion der Bestrahlungsdosis mit  $24\ \text{GeV}/c$  Protonen für Standard (FZ-Silizium) sowie mit Kohlenstoff (C-FZ-Silizium) bzw. Sauerstoff (O-FZ-Silizium) verunreinigtem Zonenschmelzsilizium [103]. Abhängig von der eingebauten Verunreinigung des Siliziumgrundmaterials des Detektors wird die n-Hintergrundkonzentration zunehmend kompensiert und damit effektiv kleiner. Die anzulegende Sperrspannung wird daher auch kleiner. Ab einer Bestrahlungsdosis von  $0.7 \cdot 10^{14}\ \text{cm}^{-2}$  ändert sich der Dotiertyp von n nach p, wodurch sich der pn-Übergang vom vorderen Teil in den hinteren Teil der Diode verschiebt. Je p-lastiger die Hintergrunddotierung wird, desto höher muß dann wieder die angelegte Sperrspannung sein. Es zeigt sich, daß der Effekt durch gezielte Verunreinigungen des Siliziums mit Sauerstoff deutlich abgeschwächt werden kann. Daher empfiehlt sich die Verwendung von Czochralski-Silizium, das in der Regel mit Sauerstoff verunreinigt ist, oder von sauerstoffdiffundiertem Zonenschmelzsilizium auch als Maßnahme zur Strahlungshärtung von Halbleiterbauelementen [93, 95].

Erhöhte Leckströme, reduzierte Oxiddurchbruchspannungen oder die Änderung der Einsatzspannung bei Transistoren können im Siliziumdioxid bei MOS-Bauelementen auftreten. Verursacht wird dies durch die Erzeugung von Energieniveaus oder die Deposition von Ladung im Oxid. Durch ein ionisierendes Teilchen werden, wie im Silizium, Elektronen und Löcher erzeugt. Im rechten Bild in Abbildung 2.16 ist die Änderung der Schwellspannung  $\Delta V_{th}$  als Funktion der Zeit dargestellt. Diese Veränderung wird unmittelbar durch die Erzeugung von Oxidladungen durch ein ionisierendes Teilchen ausgelöst. Der Elektronenanteil, der nicht rekombiniert, hat eine hohe Beweglichkeit und kann durch das hohe elektrische Feld sofort über den Gate-Kontakt abfließen, wodurch ein Teil der Änderung der Schwellspannung schnell wieder rückgängig wird. Die Löcher hingegen haben eine sehr kleine Beweglichkeit, da bei ihnen nur ein Transport durch Hopping möglich ist. Daher bilden sie eine zusätzliche positive Ladung, die über einige Monate im Oxid verweilen kann, bis sie endgültig wieder ausgeräumt ist [103]. Die Einsatzspannung bei MOS-Transistoren wird dadurch verändert. Eventuell kann sich sogar eine permanente Verschiebung der Schwellspannung durch nicht ausheilbare tiefe Störstellen im Oxid ergeben.

Die hier dargestellten Unfall- und Degradationsmechanismen sind allerdings für „normale“ terrestrische Anwendungen nicht relevant, da die natürlichen Strahlungsflüsse so klein sind, daß sie in realistischen Anwendungszeiträumen ein Halbleiterbauelement nicht beeinflussen oder beschädigen können.<sup>12</sup> In Anwendungen mit einer besonders hohen Strahlungsexposition, z.B. im Weltraum, in Kernreaktoren oder in Teilchenbeschleunigern, müssen diese kumulativen Mechanismen jedoch berücksichtigt werden.

---

<sup>12</sup> Um eine Dosis von  $10^{14}\ \text{cm}^{-2}$  erreichen zu können, muß unter natürlichen Bedingungen am Erdboden etwa 100 Millionen Jahre lang bestrahlt werden.

### **3 Modellierung des Einflusses von ionisierender Strahlung auf Leistungsbaulemente**

In Kapitel 2 wurde dargestellt, daß der Ausfallmechanismus eines Halbleiterleistungsbaulements auf Meeresebene hauptsächlich durch Neutronen initiiert wird. Ein Neutron erzeugt durch eine Kernreaktion leichte Ionen, welche wiederum ein räumlich hoch lokalisiertes Plasma aus Elektronen und Löchern generieren. Das Ladungsplasma wird in der Hochfeldzone eines sperrgepolten Leistungsbaulements durch Stoßionisation verstärkt bzw. vervielfacht. Letztendlich kann dies dann zum thermischen Durchbruch des Baulements führen.

Um einen Einblick in den letzten Teil des Ausfallprozesses zu bekommen, wurden Bestrahlungsexperimente mit einzelnen hochenergetischen Ionen durchgeführt [20, 105]. Ionenbestrahlungsexperimente eignen sich wesentlich besser zur Validierung von Baulements simulationsmodellen, da die statistisch verteilten Größen der Kernreaktion, wie Ort der Reaktion, Energie, Richtung und Typ des entstandenen Ions, hier nicht berücksichtigt werden müssen. Das Ion verliert seine Energie ab dem Eintritt in das Halbleitermaterial. Bei Dioden mit einem sehr flachen pn-Übergang, der sich in unmittelbarer Nähe der Oberfläche befindet, kommt es dabei zum maximalen Überlapp der durch das Ion erzeugten Plasmazone mit der Hochfeldzone eines sperrgepolten Baulements. Dies ist offensichtlich ein Zustand mit einer sehr großen Empfindlichkeit für die Vervielfachung von Ladung. Somit ist dieser Fall eine Art „Worst Case“ für das Baulement. Auf diese Problematik wird im Kapitel 4.2.3.1 noch näher eingegangen.

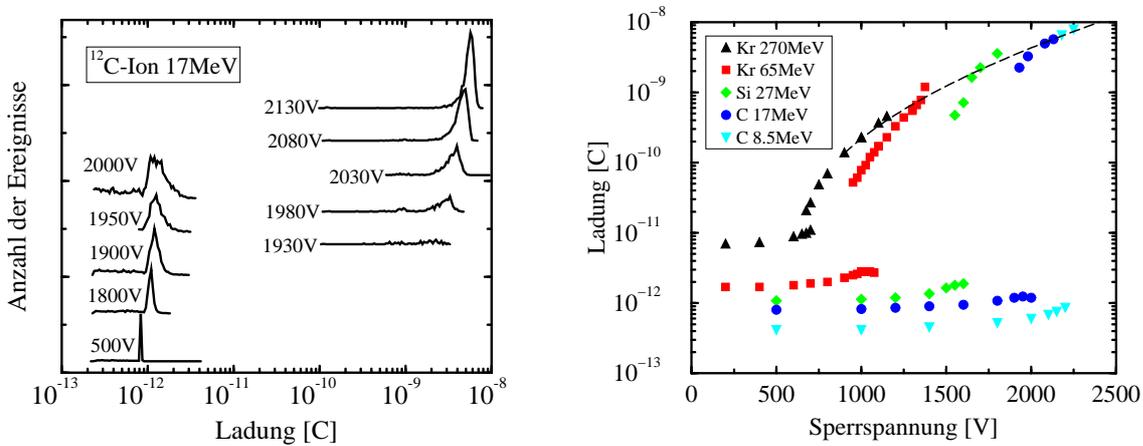
Im folgenden soll ein Bestrahlungsexperiment mit unterschiedlichen Ionen und verschiedenen kinetischen Energien vorgestellt werden, das bereits 1998 von MAIER ET AL. veröffentlicht worden ist [105]. Dieses Experiment dient als Grundlage für die Bildung von Modellen und die Extraktion von Parametern für eine umfassende Simulation von Ionenbestrahlungsexperimenten und der Beschreibung ihrer Eigenschaften.

#### **3.1 Resultate eines Bestrahlungsexperiments mit Ionen**

Bei dem Bestrahlungsexperiment von MAIER ET AL. wurde eine Leistungsdiode mit einer Volumendurchbruchspannung von 4.5 kV mit  $^{12}\text{C}$ -,  $^{28}\text{Si}$ - und  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen mit initialen kinetischen Energien von 8.5 MeV ( $^{12}\text{C}$ ) bis 270 MeV ( $^{86}\text{Kr}$ ) bestrahlt [105].  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen

sind allerdings zu schwer, um in höhenstrahlungsinduzierten Kernreaktionen mit  $^{28}\text{Si}$  erzeugt zu werden. Aufgrund ihres hohen Energieverlustes im Silizium ergibt sich jedoch im Zusammenhang mit  $^{28}\text{Si}$ -Ionen und den noch leichteren  $^{12}\text{C}$ -Ionen ein vollständiges und detailliertes Bild. Die Gültigkeit der Modelle zur Beschreibung der Bestrahlungsexperimente kann somit über einen großen Massen und Energiebereich von Ionen untersucht werden.

Der Strahlungsfluß wurde soweit reduziert, daß die Ladung, die ein einzelnes Ion in der Diode erzeugt, gemessen werden kann. Abbildung 3.1 (links) zeigt das Ergebnis dieses Experiments bei einer Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer initialen kinetischen Energie von 17 MeV. Dargestellt ist die Anzahl der Ereignisse, bei denen die  $^{12}\text{C}$ -Ionen eine bestimmte Ladungsmenge in der Diode erzeugt haben. Für eine übersichtlichere Darstellung wurde die Nulllinie für jede an der Diode angelegte Sperrspannung nach oben geschoben.



**Abbildung 3.1:** Die linke Abbildung zeigt das Ladungsspektrum das  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV erzeugen [106]. Die Ladungsmaxima der linken Darstellung sind in der rechten Abbildung in Abhängigkeit von der jeweils angelegten Sperrspannung für das  $^{12}\text{C}$ -Ion mit 17 MeV und anderen Ionensorten aufgetragen [105].

Bei sehr kleinen Sperrspannungen zeigt sich ein sehr scharfes Maximum bei einer Ladung von 0.76 pC. Dies entspricht genau der Ladungsmenge, die durch die vollständige Absorption der kinetischen Energie  $E_{kin}^0$  des  $^{12}\text{C}$ -Ions in die Diode eingebracht wurde. Diese Ladung  $Q_0$  kann sehr einfach durch

$$Q_0 = \frac{E_{kin}^0}{E_p} * q \quad (3.1)$$

berechnet werden. Dabei ist  $E_p = 3.6$  eV die Energie, die nötig ist, um im Silizium ein einzelnes Elektron/Loch-Paar zu erzeugen [107].  $E_p$  ist eine Materialkonstante und damit unabhängig von der Ionensorte und der kinetischen Energie.  $q$  ist die Elementarladung.

Bei kleinen angelegten Spannungen ist auch das elektrische Feld im Bauelement sehr klein. Daher wird die durch das Ion eingebrachte Ladung kaum durch Stoßionisation vervielfacht. Somit ergibt sich ein scharfes Maximum im Ladungsspektrum. Bei etwas höheren Sperrspannungen wird das Maximum durch die langsam einsetzende Stoßionisation

zunehmend verbreitert und zu etwas höheren Ladungen im Bereich von einem Pikocoulomb verschoben.

Ab einer Schwellspannung von 1930 V tritt plötzlich eine andere Art von Ereignissen auf, bei der einzelne Ionen eine massive Multiplikation von Ladung verursachen, die bis zu vier Größenordnungen über der durch das Ion eingebrachten initialen Ladung  $Q_0$  liegen kann. Obwohl in diesen Multiplikationsereignissen sehr viel Ladung erzeugt wird und folglich kurzzeitig ein sehr hoher Strom fließt, zerstören diese Ereignisse das Bauelement in der Regel nicht. Welches Ion welches Einzelereignis auslöst, hängt von der jeweiligen Trajektorie des initialen Ions im Bauelement ab. Ab dem ersten Auftreten der Ereignisse mit einer massiven Multiplikation von Ladung nimmt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ion ein Multiplikationsereignis (ME) auslöst, kontinuierlich mit steigender Sperrspannung zu. Folglich nimmt die Wahrscheinlichkeit für ein Nicht-Multiplikationsereignis (NME), also ein Ereignis bei dem eine Ladung  $Q_0$  oder nur geringfügig mehr erzeugt wird, ab. Die ME stellen eine Vorstufe bzw. eine Voraussetzung für die Zerstörung von Leistungsbau-elementen dar. Die Messungen am Ionenbeschleuniger in Bochum, auf die im weiteren Verlauf der Arbeit noch näher eingegangen wird, haben gezeigt, daß mit höheren Sperrspannungen zum einen die Wahrscheinlichkeit für ME steigt, zum anderen wird aber auch die Wahrscheinlichkeit größer, daß das Bauelement doch einmal durch ein Ion zerstört wird.

Trägt man nun die Maxima der Ladungsspektren, wie in der linken Abbildung von 3.1 am Beispiel für  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV dargestellt, als Funktion der jeweils angelegten Sperrspannung für die verschiedenen Ionensorten auf, so ergibt sich das rechte Bild in Abbildung 3.1. Für  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 270 MeV kommt es bereits bei einer Sperrspannung von 675 V zu ME. Die Ladungsverstärkung beträgt nur noch etwa einen Faktor zwei. Bestrahlt man die Diode mit leichteren  $^{28}\text{Si}$ - (27 MeV) oder  $^{12}\text{C}$ -Ionen (17 bzw. 8.5 MeV), so ergibt sich eine Verschiebung der Schwelle für das Auftreten von ME zu höheren Spannungen. Die Ladungsverstärkung steigt auf Werte von bis zu  $10^4$  an. Je kleiner die Masse des Ions, desto kleiner wird der Energieverlust (siehe dazu auch Abbildung 2.12). Damit verschiebt sich die Schwelle zu größeren Sperrspannungen. Analog wirkt sich die Reduktion der initialen kinetischen Energie der Ionen aus. Die gemessenen Schwellspannungen für das Auftreten der ME sind allerdings viel kleiner als die Volumendurchbruchspannung der Diode von 4.5 kV.

Der Verstärkungsfaktor der Ladung ist stark von der angelegten Spannung abhängig, bei der die ME auftreten. Größere Spannungen führen zu höheren Verstärkungen. Betrachtet man die Ladung, die in der untersuchten NPT-Diode in den ME erzeugt worden ist, so ergibt sich für alle Ionensorten und kinetische Energien eine gemeinsame Kurve, die als gestrichelte Linie im rechten Bild von Abbildung 3.1 eingezeichnet ist. Sobald der Multiplikationsprozeß initiiert worden ist, ist die Menge der erzeugten Ladung lediglich von der angelegten Sperrspannung abhängig. Würde man die gemeinsame Ladungskurve für noch kleinere Ionenenergien extrapolieren, so ergibt sich eine noch größere Schwellspannung und eine noch höhere Ladungsverstärkung. Anhand dieser Extrapolation könnte man den Schluß ziehen, daß es möglicherweise keine minimale Ionenenergie für das Auftreten eines ME gibt. Dies scheint lediglich eine Frage der Höhe der angelegten Sperrspannung zu sein. Praktisch gibt es jedoch eine untere Grenze, da zum einen das Ion in

die Hochfeldzone des Bauelements eindringen muß. Dazu muß es zumindest den Metallkontakt durchdringen, damit es bei Bauelementen mit einem flachen pn-Übergang in der Nähe der Oberfläche die Hochfeldzone erreichen kann. Zum anderen wird die Durchbruchspannung von Bauelementen nicht durch den Volumendurchbruch bestimmt, sondern durch die Randstruktur. Diese ist in der Regel so dimensioniert, daß Spannungen von mehr als 70 % der Volumendurchbruchspannung zum Durchbruch des Bauelements führen. Die Bauelemente wiederum werden normalerweise bei 50–70 % der Durchbruchspannung des Randes betrieben. Aufgrund dieser Spannungsbegrenzungen ist in Anwendungen letztendlich doch eine minimale Ionenenergie nötig, um in massive ME erzeugen zu können. Diese dürfte nach der beschriebenen Messung im Bereich von wenigen Megaelektronenvolt liegen, was allerdings noch experimentell überprüft werden müsste.

Ähnliche Ladungsträgermultiplikationseffekte wurden bereits früher bei anderen experimentellen Untersuchungen entdeckt. TSYGANOV ET AL. fanden bei der Untersuchung von Strahlungsdetektoren für Ionen bei kleinen Spannungen Multiplikationseffekte [108]. Dabei wurde allerdings nur geringfügig mehr Ladung im Detektor erzeugt, verglichen mit der initialen Ladung des Ions, und nicht um Größenordnungen mehr wie im hier beschriebenen Experiment von MAIER ET AL.. KUBOYAMA ET AL. entdeckten ME bei LeistungsmosFETs, bei denen etwa eine Größenordnung mehr Ladung entsteht [109, 110]. Allerdings sind bei MosFETs interne Verstärkungsmechanismen für die höhere Ladungserzeugung entscheidend, die in Dioden aufgrund deren Struktur nicht auftreten können. Ähnliche bauelement-interne Verstärkungsmechanismen treten auch bei IGBTs auf. Diese werden in Kapitel 4.3 näher beschrieben und untersucht.

## 3.2 Modellierung von Ionenbestrahlungsexperimenten

Im folgenden Kapitel wird dargestellt, wie das oben beschriebene Ionenbestrahlungsexperiment modelliert wird, um die bauelement-internen Prozesse, die als Reaktion auf ein eindringendes Ion ablaufen, visualisieren zu können. Dabei wird im besonderen darauf eingegangen, welche Modellerweiterungen bei einem konventionellen Bauelementsimulator implementiert wurden, um die speziellen Anforderungen dieses Experiments physikalisch konsistent beschreiben zu können.

### 3.2.1 Drift-Diffusions-Modell

Unter der Annahme, daß zwischen Elektronen- und Löchergas sowie Kristallgitter thermisches Gleichgewicht herrscht, kann man die Transportprozesse im Inneren eines Halbleiterbauelements durch das Drift-Diffusions-Modell beschreiben, das erstmals 1950 von VAN ROOSBROECK veröffentlicht worden ist [111]. Der in dieser Arbeit entwickelte Satz von drei Differentialgleichungen stellt die Grundlage von vielen entwickelten Bauelementsimulatoren dar.

Für nicht-isotherme Problemstellungen wurde das Drift-Diffusions-Modell von WACHUTKA unter Anwendung der Prinzipien der irreversiblen Thermodynamik [112] und

der phänomenologischen Transporttheorie [113, 114] selbst-konsistent erweitert. Dieses Modell ist mittlerweile als elektro-thermisches Modell etabliert [115]. Darüber hinaus berücksichtigen sogenannte hydrodynamische Modelle die Effekte, die auftreten, wenn sich die Ladungsträger und das Kristallgitter nicht mehr im thermischen Gleichgewicht befinden [116, 117]. Diese Effekte haben vor allem einen Einfluß auf das Verhalten von in Sperrichtung gepolten MOSFETs mit sehr kurzen Kanallängen. Die dabei auftretenden stark lokalisierten und hohen Feldspitzen beschleunigen die Ladungsträger derart, daß kein thermisches Gleichgewicht mehr zwischen Ladungsträgern und Kristallgitter besteht. Da ein MOSFET entweder aus einem n-Kanal oder einem p-Kanal besteht, muß normalerweise nur die Energie bzw. die Temperatur einer Ladungsträgersorte berücksichtigt werden.

Eine der drei Grundgleichungen des Drift-Diffusions-Modells ist die Poissongleichung

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{q}{\varepsilon} (p - n + N_D^+ - N_A^-). \quad (3.2)$$

Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen dem elektrischen Feld  $\vec{E}$  und einer Raumladung, verursacht durch die Konzentrationen der ionisierten Donatoren  $N_D^+$  und Akzeptoren  $N_A^-$  sowie den freien Elektronen  $n$  und Löchern  $p$ .  $q$  ist die Elementarladung und  $\varepsilon$  das Produkt aus relativer Dielektrizitätskonstante des Halbleiters und Vakuumdielektrizitätskonstante. Das elektrische Feld ergibt sich durch

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \psi \quad (3.3)$$

aus dem elektrischen Potential  $\psi$ .

Die beiden anderen Grundgleichungen des Drift-Diffusions-Modells sind die Kontinuitätsgleichungen bzw. Ladungsträgerbilanzgleichungen von Elektronen

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n = G - R \quad (3.4)$$

und Löchern

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p = G - R. \quad (3.5)$$

Dabei sind  $\vec{J}_n$  und  $\vec{J}_p$  die Dichten von Elektronen- und Löcherstrom.  $G - R$  ist die Differenz von Generations- und Rekombinationsrate. Nach den Gleichungen (3.4) und (3.5) wird die Änderung der Anzahl einer Ladungsträgersorte in einem Volumen entweder durch einen elektrischen Teilchenstrom oder durch die Generation bzw. die Rekombination der Ladungsträger verursacht.

Die drei Differentialgleichungen (3.2), (3.4) und (3.5) des Drift-Diffusions-Modells sind die Grundlage für die Beschreibung von Halbleiterbauelementen und in den entsprechenden Simulatoren implementiert. Der in dieser Arbeit benutzte Simulator TeSCA wurde am Weierstraß-Institut in Berlin von GAJEWSKI ET AL. entwickelt [118, 119]. TeSCA weist

einige Besonderheiten bei der numerischen Lösung der Drift-Diffusionsgleichungen auf, die sich bei der Modellierung von Ionenbestrahlungsexperimenten als sehr vorteilhaft erwiesen haben. Diese Besonderheiten werden im Anhang C näher beschrieben.

In der isothermen Näherung lassen sich die Stromdichten als Gradient der Quasifermipotentiale von Elektronen  $\phi_n$  und Löchern  $\phi_p$  schreiben:

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \vec{\nabla} \phi_n \quad (3.6)$$

$$\vec{J}_p = -q\mu_p p \vec{\nabla} \phi_p. \quad (3.7)$$

Um nun zu einem geschlossenen Satz von partiellen Differentialgleichungen zu kommen, muß ein Zusammenhang zwischen den Konzentrationen von Elektronen und Löchern sowie den Quasifermipotentialen hergestellt werden. Die Dichte der Elektronen und Löcher berechnet sich jeweils aus dem Integral über das Produkt der Zustandsdichten im Leitungs- bzw. Valenzband des Halbleiters und der Fermi-Dirac-Verteilung. Unter der Annahme, daß der Abstand des Quasifermipotentials vom entsprechenden Energieband größer als  $3k_B T$  ist, kann dieses Integral durch die Boltzmann-Näherung der Fermi-Dirac-Verteilung approximiert werden [87]. Dadurch ergibt sich zwischen den Konzentrationen von Elektronen und Löchern sowie den jeweiligen Quasifermipotentialen folgender Zusammenhang:

$$n = n_i \exp\left(\frac{\psi - \phi_n}{k_B T}\right) \quad (3.8)$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{\phi_p - \psi}{k_B T}\right), \quad (3.9)$$

wobei die intrinsische Dichte

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (3.10)$$

von den effektiven Zustandsdichten des Leitungs- bzw. des Valenzbands

$$N_{c,v} = \left(\frac{k_B T M_{n,p}}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.11)$$

und der energetischen Bandlücke  $E_g$  des Halbleitermaterials abhängt.  $M_{n,p}$  sind die effektiven Massen von Elektronen und Löchern und  $\hbar$  die Plancksche Konstante geteilt durch  $2\pi$ .

Unter Verwendung der Gleichungen (3.8) und (3.9) lassen sich nun die Stromrelationen (3.6) und (3.7) explizit als Summe eines Drift- und eines Diffusionsanteils gemäß

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E} + qD_n \vec{\nabla} n \quad (3.12)$$

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{E} - qD_p \vec{\nabla} p. \quad (3.13)$$

darstellen. Dabei genügen die Beweglichkeiten von Elektronen und Löchern  $\mu_{n,p}$  sowie die Diffusionskonstanten  $D_{n,p}$  den Einsteinrelationen  $\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{q}$ .

Die Ladungsträgerbeweglichkeiten von Elektronen und Löchern  $\mu_{n,p}$  werden bei kleinen Feldstärken durch die Streuung an ionisierten Störstellen beeinflusst. Zur Modellierung dieses Effekts wird im verwendeten Simulator TeSCA ein von CAUGHEY und THOMAS eingeführtes Modell benutzt [120]:

$$\mu_{n,p}^{low} = \mu_{n,p}^{min} + \frac{\mu_{n,p}^0 - \mu_{n,p}^{min}}{\left(1 + \frac{C_i}{N_{n,p}^{ref}}\right)^\gamma}. \quad (3.14)$$

Der Parameter

$$C_i = k(N_A^- + N_D^+) + (1 - k)(n + p) \quad (3.15)$$

berücksichtigt zum einen die Reduktion der Beweglichkeit durch die Streuung der Ladungsträger an den ionisierten Störstellen. Zum anderen wird über das sogenannte Modell von ENGL [121] durch Einführung eines Parameters  $k \neq 1$  auf empirische Weise die Elektron/Loch-Streuung berücksichtigt, die bei hohen Ladungsträgerdichten die Beweglichkeit reduziert.

Durch hohe Feldstärken  $\vec{E}$  reduziert sich die Beweglichkeit der Elektronen und Löcher gemäß

$$\mu_{n,p} = \frac{\mu_{n,p}^{low}}{\left(1 + \left(\frac{\mu_{n,p}^{low}}{v_{n,p}^{sat}} \frac{|\vec{E}_{n,p}|}{|\vec{j}_{n,p}|}\right)^{\beta_{n,p}}\right)^{\frac{1}{\beta_{n,p}}}}. \quad (3.16)$$

Die rechten Seiten der Ladungsträgerbilanzgleichungen von Elektronen (3.4) und Löchern (3.5) bestehen aus der Differenz von Generations- und Rekombinationsraten. In TeSCA ist das Shockley-Read-Hall-Rekombinationsmodell implementiert [122]:

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)}. \quad (3.17)$$

Die Minoritätsträgerlebensdauern von Elektronen  $\tau_n$  und Löchern  $\tau_p$  sind bei modernen Halbleiterleistungsbauerelementen nicht konstant. Durch bestimmte Technologieprozesse, z.B. durch Bestrahlung mit Elektronen, Protonen oder He-Ionen oder durch Diffusion von Platin, wird ein Lebensdauerprofil eingestellt. Bei der Beschreibung der Simulationen der Ionenbestrahlungsexperimente wird in den folgenden Kapiteln gezeigt, daß die Rekombination von Ladungsträgern bei üblichen Lebensdauern keine wesentliche Rolle spielt.

Von entscheidender Bedeutung hingegen sind die verwendeten Modelle für die Generation von Elektronen und Löchern. Die Generationsrate  $G$  setzt sich dabei aus der Summe

der Raten von ioneninduzierter Generation  $G_{ion}$ , Stoßionisation  $G_{II}$  und Tunnelgeneration  $G_T$  zusammen:

$$G = G_{ion} + G_{II} + G_T. \quad (3.18)$$

Um Bestrahlungsexperimente mit Ionen überhaupt mit konventionellen Halbleiterbauelements simulatoren beschreiben zu können, muß zunächst ein spezielles Generationsmodell implementiert werden, das den Energieverlust von eindringenden Ionen im Halbleiter beschreibt. Dieses Modell wird in Kapitel 3.2.2 beschrieben, und die dabei verwendeten Modellparameter werden in Kapitel 3.2.3 abgeleitet.

### 3.2.2 Generationsmodell für ionisierende Teilchen

Der Verlust der kinetischen Energie eines ionisierenden Teilchens im Substratmaterial eines Halbleiterbauelements durch Stöße mit den Valenzelektronen der Gitteratome erzeugt Elektron/Loch-Paare. Um diese ioneninduzierte Generation mit einem konventionellen Bauelementsimulator beschreiben zu können, müssen die rechten Seiten der Ladungsträgererhaltungsgleichungen für Elektronen und Löcher um jeweils einen additiven Term  $G_{ion}$  erweitert werden. Dieser Term besteht aus dem Produkt von mehreren Einzeltermen, die das örtliche und zeitliche Profil des durch das Ion erzeugten initialen Elektron/Loch-Plasmas beschreiben. Der Gleichungssatz (3.19)-(3.23) beschreibt das vollständige Ionengenerationsmodell, welches unter der Annahme eines rotationssymmetrischen Querschnitts der radialen Abhängigkeit der deponierten Energiedosis entwickelt worden ist. Daher sind lediglich zwei Terme nötig, welche die räumliche Verteilung der Generationsrate in den drei Raumrichtungen  $x$ ,  $y$  und  $z$  beschreiben. Die  $z$ -Richtung entspricht dabei der Einstrahlrichtung des eindringenden Ions.

$$G_{ion}(\vec{x}, t) = G_z(z) \cdot G_r(r) \cdot G_t(t) \quad (3.19)$$

$$G_z(z) = A_{norm} \cdot \frac{dE_{kin}}{dz} \quad (3.20)$$

$$G_r(r) = \frac{1}{2\pi w_r^2} \exp\left\{-\frac{1}{2} \frac{r^2}{w_r^2}\right\} \quad (3.21)$$

$$G_t(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi w_t^2}} \exp\left\{-\frac{1}{2} \left(\frac{t-t_0}{w_t}\right)^2\right\} \quad (3.22)$$

$$\int_0^\infty \int_V G_{ion}(\vec{x}, t) d^3x dt = \frac{E_{kin}^0}{E_p} \quad (3.23)$$

$G_z(z)$  beschreibt das Generationsprofil entlang der Ionentrajektorie. Dieses Profil ist proportional zu der mit TRIM berechneten Energieverlustfunktion  $\frac{dE_{kin}}{dz}$  des jeweiligen Ions. Die Verteilung senkrecht zur Ionentrajektorie,  $G_r(r)$ , wird mit einer Gaußfunktion modelliert. Ein wesentlicher Parameter ist dabei die Breite  $w_r$ , die im Modell die initiale Breite der Ionenspur festlegt. Das Modell ist so aufgebaut, daß ein ortsfestes Generationsprofil  $G(\vec{x}) = G_z(z) \cdot G_r(r)$  mit der Zeit  $t$  eingeschaltet wird. Dies führt zu einer Entkoppelung

von Ort und Zeit, d.h.  $G_{ion}(\vec{x}, t) = G(\vec{x}) \cdot G_t(t)$ . Auf diese Näherung wird im nächsten Kapitel 3.2.3 eingegangen und ihre Gültigkeit nachgewiesen.

Die zeitliche Verteilung ist ebenfalls durch eine Gaußfunktion  $G_t(t)$  mit einer zeitlichen Breite  $w_t$  modelliert. Der Zeitpunkt  $t_0$  des Maximums der Funktion  $G_t(t)$  wird so gewählt, daß  $G_t(t=0) \approx 0$  ist. Damit werden Konvergenzschwierigkeiten und eventuelle Fehlerquellen bei der Berechnung des ersten Zeitschritts der transienten Simulation verhindert.  $t_0 = 5w_t$  hat sich dabei als vernünftiger Wert erwiesen.

Die Normierungsbedingung (3.23) dient zur Berechnung der Proportionalitätskonstante  $A_{norm}$ . Sie stellt sicher, daß die Anzahl der durch das Ion im Bauelement erzeugten Elektron/Loch-Paare gleich dem Verhältnis von initialer kinetischer Energie  $E_{kin}^0$  des Ions und  $E_p$  ist. Die Energie  $E_p = 3.6$  eV entspricht der Energie, die nötig ist, um ein Elektron/Loch-Paar zu erzeugen [107].

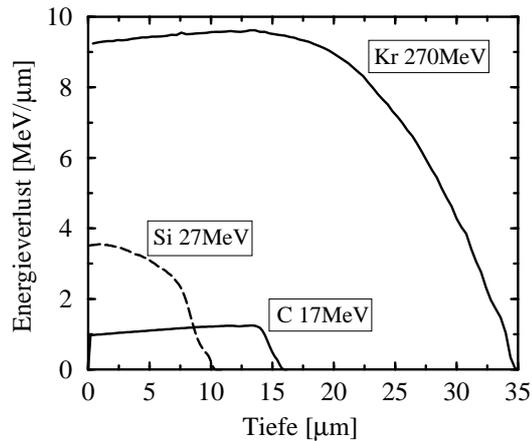
### 3.2.3 Modellparameter

Bei dem in den Gleichungen (3.19)-(3.23) beschriebenen Generationsmodell für das initiale ioneninduzierte Ladungsplasma gehen die Energieverlustfunktion (EVF)  $\frac{dE_{kin}}{dz}$ , die Breite  $w_r$  der initialen Ladungsspur und die zeitliche Breite  $w_t$  für die jeweilige Ionensorte als Parameter ein und müssen daher bestimmt werden. Die EVF eines Ions im Siliziumsubstrat eines Bauelements ist dabei die bestimmende Größe, aus der sich die anderen beiden Parameter ableiten lassen. Sie wird, wie in Kapitel 2.5.1 beschrieben, durch den Simulator TRIM [79] für beliebige Ionensorten und initiale kinetische Energien berechnet. Abbildung 3.2 zeigt das Ergebnis der Berechnung der EVF eines  $^{12}\text{C}$ -Ions mit 17 MeV initialer kinetischer Energie,  $^{28}\text{Si}$  mit 27 MeV sowie  $^{86}\text{Kr}$  mit 270 MeV. Die Monte-Carlo-Simulation ist dabei für jeweils 5000 Ionentrajektorien durchgeführt worden. Durch Mittelwertbildung über alle Trajektorien wurde dann die EVF für das spezifische Ion und seine jeweilige initiale kinetische Energie bestimmt.

Aus den Endpunkten der EVF kann man die Eindringtiefen der Ionen bestimmen. Sie betragen  $16 \mu\text{m}$  für  $^{12}\text{C}$ ,  $10 \mu\text{m}$  für  $^{28}\text{Si}$  und  $35 \mu\text{m}$  für  $^{86}\text{Kr}$  bei den oben genannten kinetischen Energien. Die Größe des Energieverlustes korreliert dabei mit den Ionenmassen.  $^{86}\text{Kr}$  hat aufgrund seiner großen Masse den höchsten Energieverlust unter den untersuchten Ionensorten. Dieser ist nahezu eine Größenordnung höher als der des  $^{12}\text{C}$ -Ions. Das durch das eindringende  $^{86}\text{Kr}$  erzeugte Elektron/Loch-Plasma ist relativ lang und hat eine sehr hohe Dichte. Die Dichte im Plasma, das vom  $^{28}\text{Si}$ -Ion erzeugt wird, ist um etwa einen Faktor drei größer als beim  $^{12}\text{C}$ -Ion. Allerdings ist die Spur des  $^{28}\text{Si}$ -Ions nur etwas mehr als halb so lang.

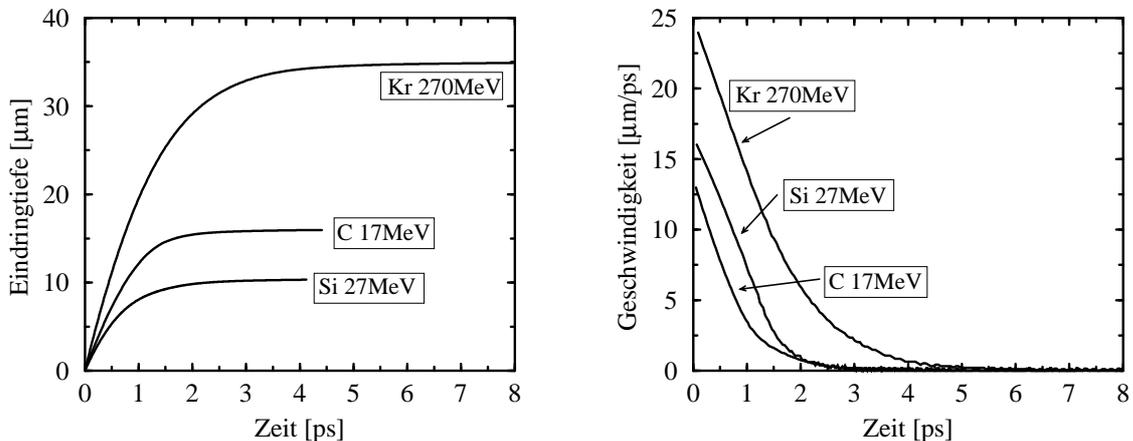
Aus seiner EVF läßt sich die Bewegungsgleichung des Ions im Silizium berechnen. Dazu muß die Differentialgleichung

$$\frac{dz}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m_{ion}} \int_0^{z_0} \frac{dE_{kin}}{dz} dz} \quad (3.24)$$



**Abbildung 3.2:** Energieverlustfunktion für  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 17 MeV,  $^{28}\text{Si}$  mit 27 MeV sowie  $^{86}\text{Kr}$  mit 270 MeV initialer kinetischer Energie, berechnet mit dem Simulator TRIM [79].

durch numerische Integration nach  $z(t)$  aufgelöst werden.  $z_0 = z(t \rightarrow \infty)$  ist dabei die Eindringtiefe des jeweiligen Ions und  $m_{ion}$  seine Masse. Die numerische Rechnung wird abgebrochen, wenn die relative Änderung der Ortskoordinate des Ions einen minimalen Wert unterschreitet. In diesem Fall wird angenommen, daß das Ion zum Stillstand gekommen ist. Die Geschwindigkeit der Ionen ist in allen untersuchten Fällen deutlich kleiner als 10 % der Lichtgeschwindigkeit. Daher ist der nicht-relativistische Ansatz, welcher Gleichung (3.24) zugrunde liegt, gerechtfertigt.



**Abbildung 3.3:** Eindringtiefe (links) und Geschwindigkeit (rechts) im Silizium, in Abhängigkeit von der Zeit für  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 17 MeV,  $^{28}\text{Si}$  mit 27 MeV sowie  $^{86}\text{Kr}$  mit 270 MeV initialer kinetischer Energie.

In Abbildung 3.3 kann man sowohl an der Eindringtiefe (links) als auch an der Geschwindigkeit (rechts) den Abbremsprozeß der Ionen erkennen. Die momentane Eindringtiefe der Ionen nimmt nach etwa 2 ps bei  $^{12}\text{C}$  und  $^{28}\text{Si}$  sowie bei etwa 4 ps im Fall von  $^{86}\text{Kr}$  nicht mehr zu. Innerhalb dieser Zeit fällt die Geschwindigkeit der Ionen auf nahezu Null

ab. Näherungsweise können daher die genannten Zeitpunkte als die Zeit definiert werden, in der das jeweilige Ion seine ganze kinetische Energie verloren hat. Daher ist es sinnvoll, den halben Wert dieser Zeit als gaußsche zeitliche Breite  $w_t$  im Generationsmodell anzunehmen.

Der genaue Zeitpunkt, zu dem die Ionen vollständig zum Stillstand kommen, ist schwierig zu bestimmen. Er wird aus der EVF berechnet, wobei deren Wert in der Umgebung von  $z_0$  dafür entscheidend ist. Um den physikalischen Effekt des Abbremsens bis zum Stillstand genau zu beschreiben, müsste die örtliche Diskretisierung von TRIM hier sehr klein gewählt werden. Die Berechnung des Anhaltepunkts ist daher mit einem Fehler behaftet, da TRIM die EVF nur in äquidistanten Abständen berechnet. Da die Zeit bis zum völligen Stillstand des Ions im Generationsmodell lediglich abgeschätzt übernommen wird, fällt diese Ungenauigkeit in diesem Fall nicht weiter ins Gewicht.

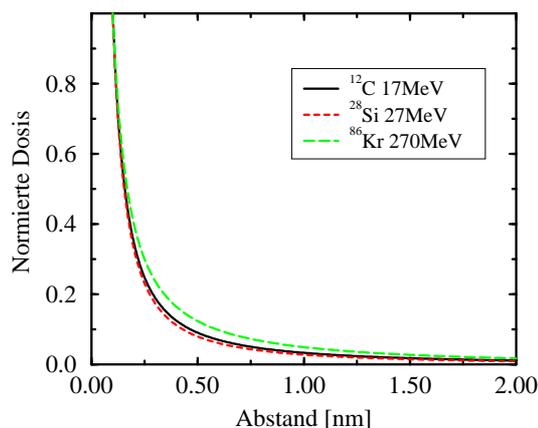
In TRIM wird die Feldabhängigkeit der Stoßprozesse der Ionen mit den Valenzelektronen nicht berücksichtigt. Ein Ion kann im elektrischen Feld einer sperrgepolten Diode auf keinen Fall mehr Energie als das Produkt aus seinem Ladungszustand und der angelegten Spannung aufnehmen. Dieser Wert ist jedoch auf alle Fälle viel kleiner als die kinetische Energie des Ions. Daher spielt die Feldabhängigkeit der Stoßprozesse keine Rolle. Dieser Effekt müsste allenfalls bei der Bestimmung des Anhaltepunktes der Ionen berücksichtigt werden, welche aus den oben geschilderten Gründen bereits mit einem Fehler behaftet ist.

Senkrecht zur Ionenspur im Bauelement dominiert die Diffusion von Ladungsträgern, da die Komponente des elektrischen Feldes in radialer Richtung praktisch Null ist. Durch Diffusionsprozesse können Ladungsträger in 2 ps etwa 20 nm weit gelangen. Für die zeitabhängige Verbreiterung  $b(t)$  einer gaußförmigen Plasmaverteilung mit einer anfänglichen Breite  $b_0$  ergibt sich aufgrund der Diffusionsgleichung unter Annahme der Gültigkeit der Einsteinrelation folgende Lösung:

$$b(t) = \sqrt{2b_0^2 + \frac{k_B T}{q} \mu_{amb} \cdot t}. \quad (3.25)$$

Wegen der sehr hohen Ladungsträgerdichte im Plasma muß in Gleichung (3.25) die ambipolare Beweglichkeit  $\mu_{amb} = \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p}$  eingesetzt werden, die sich aus den Beweglichkeiten für Elektronen  $\mu_n$  und Löcher  $\mu_p$  ergibt. Das Produkt aus Boltzmannkonstante  $k_B$  und Temperatur  $T$  ergibt die thermische Energie (25 meV bei 300 K).

In Abbildung 3.4 ist die auf Eins normierte radiale Verteilung der Energiedosis der Ionenspur für die untersuchten Ionentypen dargestellt. Die Berechnung wurde mit dem REDCHP-Modell durchgeführt [84]. Die Breite dieser Verteilung ist sehr klein. Über 80 % der Dosis liegen innerhalb der nächsten Nachbarn des gestoßenen Atoms. Daher kann man  $b_0$  in Gleichung (3.25) näherungsweise auf den Abstand zweier Atome im Silizium von etwa 0.5 nm setzen, wodurch  $b_0$  bei der Berechnung von  $b(t)$  praktisch keine Rolle mehr spielt. Bei einer ambipolaren Beweglichkeit von  $\mu_{amb} = 50 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$  ergibt sich nach 2 ps eine Breite von etwa 20 nm. Dieser Wert entspricht der in Gleichung (3.21) des Generationsmodells einzusetzenden radialen Breite  $w_r$ .



**Abbildung 3.4:** Normierte Verteilung der Dosis senkrecht zur Ionenspur für  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 17 MeV initialer kinetischer Energie,  $^{28}\text{Si}$  mit 27 MeV sowie  $^{86}\text{Kr}$  mit 270 MeV, berechnet nach dem REDCHP-Modell [84].

Bewegt sich ein durch das Ion im Moment des Eindringens ins Bauelement erzeugter Ladungsträger mit seiner Sättigungsgeschwindigkeit von  $10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}} = 100 \frac{\text{nm}}{\text{ps}}$ , so durchläuft er innerhalb von 2 ps eine Strecke von etwa 200 nm. Dieser Weg ist sehr klein, verglichen mit der Gesamteindringtiefe des Ions. Somit wird das Generationsprofil in  $z$ -Richtung kaum verändert, bis das Ion endgültig gestoppt ist. Darüber hinaus laufen die ioneninduzierten Generationsprozesse sehr viel schneller ab als der Ladungsträgertransport. Daher kann die im Generationsmodell in Gleichung (3.19) eingeführte Näherung, daß ein ortsfestes Generationsprofil mit der Zeit eingeschaltet wird, als gerechtfertigt betrachtet werden.

Sämtliche Parameter des Generationsmodells werden in Tabelle 3.1 noch einmal für die untersuchten Ionen zusammengefaßt. Für  $^{28}\text{Si}$ -Ionen mit einer initialen kinetischen Energie von 27 MeV können näherungsweise dieselben Parameter gesetzt werden wie bei  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 17 MeV, da die Zeit bis zum Stillstand des Ions im Siliziumsubstrat in beiden Fällen nahezu gleich ist. Bei  $^{86}\text{Kr}$  mit 270 MeV beträgt diese Zeit 4 ps. Daher ergibt sich hier eine zeitliche Breite  $w_t = 2$  ps, sowie nach Gleichung (3.25) eine radiale Breite  $w_r = 30$  nm.

	$^{12}\text{C}$ 17 MeV	$^{28}\text{Si}$ 27 MeV	$^{86}\text{Kr}$ 270 MeV
$w_t$	1 ps	1 ps	2 ps
$w_r$	20 nm	20 nm	30 nm
$b_0$	0.5 nm	0.5 nm	0.5 nm

**Tabelle 3.1:** Parameter des Generationsmodells für die untersuchten Ionen.

In einer Veröffentlichung von HOWARD ET AL. [89] wird anstatt einer gaußförmigen radialen Verteilung der Energiedosis, wie mit Gleichung (3.21) beschrieben, eine Verteilung nach  $G_r(r) \propto (1 + \frac{r}{r_0})^{-n}$  vorgeschlagen. Dazu ist anzumerken, daß die genaue radiale Form der initialen Trägerspur eine untergeordnete Rolle spielt, da sie nach wenigen Zehn-

tel Pikosekunden durch den Transport von Ladung überlagert wird und somit das genaue initiale Profil des Plasmas verloren geht. Es ergibt sich daher nur ein kleiner Unterschied, ob mit einer Verteilung nach dem oben genannten Vorschlag von HOWARD ET AL. oder einer Gaußverteilung gerechnet wird.

Die in diesem Kapitel dargestellten Abschätzungen und Näherungen für die Parameter des benutzten Generationsmodells sind nicht exakt. Sie geben jedoch einen guten Einblick in die Größenordnungen der jeweiligen Parameter und in die relativen Zusammenhänge zueinander. Genauere theoretische oder experimentelle Analysen waren zum Zeitpunkt dieser Arbeit nicht verfügbar.

### 3.2.4 Stoßionisationsmodell

Die Generationsrate in den rechten Seiten der Bilanzgleichungen für Elektronen (3.4) und Löcher (3.5) setzt sich, abgesehen von der ioneninduzierten Generationsrate  $G_{ion}$ , aus der Summe der Raten von Stoßionisation [123]

$$G_{II} = \begin{cases} \sum_{i=n,p} i v_i a_l^i \exp\left(-\frac{b_l^i}{E}\right) & \text{für } E \leq E_0 \\ \sum_{i=n,p} i v_i a_h^i \exp\left(-\frac{b_h^i}{E}\right) & \text{für } E > E_0 \end{cases} \quad (3.26)$$

und dem Hochfeldtunneleffekt [124, 125]

$$G_T = a_T E^2 \exp\left(-\frac{b_T}{E}\right) \quad (3.27)$$

zusammen.

Wenn freie Ladungsträger in einem hohen elektrischen Feld  $E$  stark beschleunigt werden, können durch Zusammenstoß mit den Valenzelektronen des Siliziums weitere Ladungsträger-Paare erzeugt werden. Dieser Effekt der Stoßionisation kann zur lawinenartigen Vervielfachung der Ladungsträger führen (Lawinenmultiplikation bzw. Avalanchegeneration). Normalerweise begrenzt dies die Sperrfähigkeit von Leistungsbau-elementen. Es gibt in der Literatur eine Vielzahl an Modellen und Parametern, um diesen Effekt zu beschreiben [123, 126, 127, 128, 129]. In TeSCA ist das Modell von CHYNOWETH [123] implementiert, wobei die von VAN OVERSTRAETEN und DE MAN gemessenen Parameter [127] benutzt werden.

Quantenmechanisches Tunneln muß bei sehr hohen Feldstärken von mehr als 600 kV/cm berücksichtigt werden [124, 125]. Wie im Kapitel 3.3.2 gezeigt wird, wird diese Feldstärke bei den Prozessen, die im Innern eines sperrgepolten Halbleiterbauelements als Reaktion auf das Eindringen eines hochenergetischen Ions ablaufen, teilweise erheblich überschritten. Allerdings wird die Ladungsgenerationsrate bei Anwesenheit von hohen Ladungsträgerdichten, auch bei Feldstärken von mehreren Megavolt pro Zentimeter, durch die Stoßionisation bestimmt. Aus diesem Grund stellt die Tunnelgeneration bei der Modellierung von ioneninduzierten Ladungsgenerationseffekten nur einen untergeordneten Effekt dar.

Die Parameter des Stoßionisationsmodells werden normalerweise durch die Messung eines durch Laserbestrahlung erzeugten Photostromes bestimmt. Um dabei das elektrische Feld in der Probe nicht zu stören, wird durch den Laserstrahl nur eine kleine zusätzliche Ladungsträgerdichte injiziert. Diese Bedingungen sind bei der Bestrahlung mit Ionen in einem sperrgepolten Leistungsbaulement nicht mehr gegeben, da die entstehenden Ladungsträgerdichten hier sehr hoch sind und die physikalischen Prozesse extrem schnell ablaufen. Aus diesen Gründen müssen die normalerweise für die Stoßionisation benutzten Parameter angepasst und neu validiert werden. Ähnliche Resultate wurden auch von KUBOYAMA ET AL. berichtet [130].

Bis zu elektrischen Feldstärken von  $E < E_0 = 180 \text{ kV/cm}$  werden im hier adaptierten Modell die Standardparameter von VAN OVERSTRAETEN und DE MAN benutzt. Da die Parameter somit erst für hohe Felder  $E > E_0$  modifiziert werden, wird die stationäre Kennlinie bis zum Lawinendurchbruch davon nicht beeinflusst. Die Parameter von VAN OVERSTRAETEN und DE MAN sind bis zu Feldstärken von  $500 \text{ kV/cm}$  gemessen worden. Typische Feldstärken, die bei statischen oder dynamischen Lawinendurchbrüchen auftreten, sind mit maximal  $300 \text{ kV/cm}$  deutlich kleiner. Die hier modifizierten Koeffizienten weichen erst ab Feldstärken von  $400 \text{ kV/cm}$  und darüber hinaus merklich vom Standardmodell ab. Solch hohe Feldstärken kommen bei üblichen Betriebszuständen von Bauelementen normalerweise nicht vor. Die Modifizierung und die Validierung anhand von geeigneten Daten aus den Ionenbestrahlungsexperimenten führt somit zu einer Erweiterung des Stoßionisationsmodells für schnell zeitveränderliche elektrische Felder und sehr hohe Feldstärken von über  $400 \text{ kV/cm}$ . Die Parameter des Stoßionisationsmodells wurden so modifiziert, daß die gemessenen Effekte bei einer Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $17 \text{ MeV}$  korrekt durch die Simulation reproduziert werden können. Insbesondere wurde Wert auf eine genaue Bestimmung der gemessenen Schwellspannung für das Auftreten von massiven Ladungsträgermultiplikationsereignissen gelegt. Alle weiteren Simulationen wurden dann ausschließlich mit diesem neu gewonnenen Parametersatz durchgeführt.

Die bei den Multiplikationseffekten auftretenden hohen elektrischen Feldspitzen sind stark lokalisiert und müssen daher räumlich ausreichend genau diskretisiert werden. Aufgrund von Rechenzeitbeschränkungen kann jedoch das Simulationsgitter nicht beliebig fein gestaltet werden. Daher muß hier ein Kompromis zwischen Genauigkeit und akzeptabler Rechendauer gefunden werden. Bei räumlich stark lokalisierten Feldspitzen kann bei einer zu groben Ortsdiskretisierung das maximal auftretende elektrische Feld in der Spitze etwas zu niedrig berechnet werden. Ein möglicherweise nicht ausreichend feines Gitter wird somit unter Umständen durch die Erhöhung der Stoßionisationskoeffizienten kompensiert.

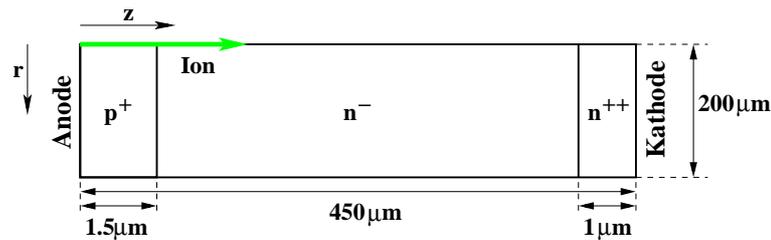
Die durch ein Bestrahlungsexperiment an einer NPT-Diode mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $17 \text{ MeV}$  gewonnenen Parameter des Stoßionisationsmodells und die Standardwerte sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Sie wurden für die weiteren Simulationen mit anderen Ionensorten und kinetischen Energien sowie anderen Bauelementstrukturen nicht mehr verändert und dienen somit als Parametersatz zur universellen Beschreibung der Stoßionisation bei Ionenbestrahlungsexperimenten.

Modell	$i$	$a_l^i$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	$b_l^i$ [V/cm]	$a_h^i$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	$b_h^i$ [V/cm]	$E_0$ [V/cm]
standard	$n$	7.03e5	1.231e6	7.03e5	1.231e6	4.0e5
	$p$	1.582e6	2.036e6	6.71e5	1.693e6	4.0e5
modifiziert	$n$	7.03e5	1.231e6	6.0e9	8.0e6	1.8e5
	$p$	1.582e6	2.036e6	1.0e8	2.6e6	1.8e5

**Tabelle 3.2:** Vergleich der Stoßionisationskoeffizienten von VAN OVERSTRAETEN und DE MAN [127] mit den modifizierten Werten.

### 3.3 Simulation des Bestrahlungsexperiments mit verschiedenen Ionen

Im folgenden wird die numerische Simulation des im Kapitel 3.1 erläuterten Bestrahlungsexperiments von MAIER ET AL. [105] dargestellt und erläutert. Abbildung 3.5 zeigt eine Skizze der Struktur der dabei verwendeten bipolaren Non-Punch-Through Diode (NPT1).



**Abbildung 3.5:** Struktur der verwendeten Diode (NPT1) mit einer Volumendurchbruchspannung von 4.5 kV.

Die Diode ist  $450 \mu\text{m}$  lang mit einer Substratdotierung von einigen  $10^{13} \text{cm}^{-3}$  und hat gemäß der Bauelementsimulation eine Volumendurchbruchspannung von 4.5 kV. Der pn-Übergang wird durch ein gaußförmiges  $p^+$ -Dotierprofil mit einer Tiefe von  $1.5 \mu\text{m}$  und einer maximalen Konzentration von einigen  $10^{17} \text{cm}^{-3}$  gebildet. Das Profil am rückseitigen Kathodenkontakt ist ebenfalls gaußförmig und mit einer maximalen Konzentration von mehreren  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  dotiert, um einen guten Ohmschen Kontakt zu gewährleisten.

Die aktive Fläche der Bauelementstruktur ist quadratisch und beträgt ungefähr  $1 \text{cm}^2$ . Dagegen beträgt der Radius der simulierten Struktur lediglich  $200 \mu\text{m}$ . Dieser ist so gewählt, daß das simulierte Gebiet möglichst klein ist und somit die Rechnung schnell vollständig durchgeführt werden kann. Andererseits muß die Struktur jedoch so groß sein, daß sämtliche Bereiche, in denen sich physikalisch relevante Prozesse abspielen, erfaßt und nicht durch den Rand des simulierten Gebiets beeinflusst werden. Durch die gewählte Mindestbreite der simulierten Struktur ändert sich das Ergebnis der Simulation bei einer weiteren Vergrößerung nicht.

Die Simulation wird unter der Annahme von Rotationssymmetrie um die  $z$ -Achse durchgeführt. Der Einfluß und die Wahl des Koordinatensystems sowie der Symmetriebe-

dingung werden im Kapitel 3.3.6 näher erläutert. Durch die Restriktion auf ein rotations-symmetrisches Koordinatensystem sind lediglich Simulationen von geradlinigen Ionen-spuren entlang der Symmetrieachse möglich. Darüber hinaus treffen dadurch sämtliche Ionen im Winkel von  $90^\circ$ , also senkrecht zur Oberfläche des Bauelements, auf. Die Ionen dringen an der Anodenseite ins Bauelement ein. Damit erzeugen sie in unmittelbarer Nähe des pn-Übergangs ein hochlokalisiertes Elektron/Loch-Plasma.

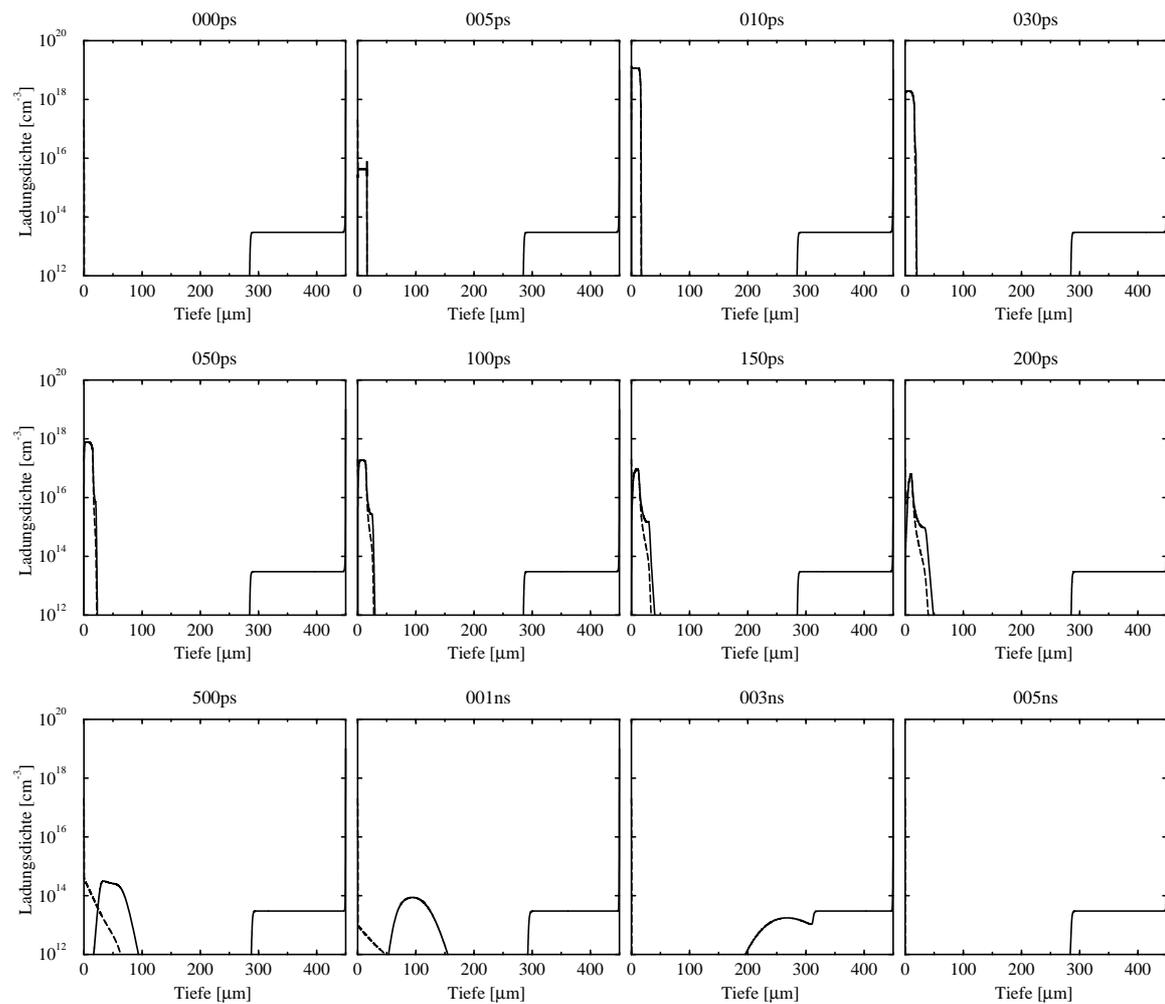
Aufgrund der sehr schnell ansteigenden Stromflanken beim Einsetzen der Trägermultiplikation treten bei den Experimenten Spannungseinbrüche an den Netzgeräten auf. Die Versorgungsspannung an der Diode bricht kurzfristig ein, da die Kondensatoren der Hochspannungsnetzteile in der Regel nicht so groß dimensioniert sind, daß so schnell eine große Leistung entnommen werden kann. Die Höhe des Spannungseinbruchs hängt dabei von der Ladungsmenge ab. Er ist umso größer, je mehr Ladung erzeugt wird. In den Bauelementsimulatoren sind ideale Spannungsquellen implementiert, die dieses Verhalten nicht zeigen. Daher würde während des ganzen Strompulses, im Gegensatz zum Experiment, die volle Nennspannung an der Diode anliegen. Um dies realistischer zu gestalten, wurde in den Simulationen ein  $50\ \Omega$  Widerstand in Serie zur Diode geschaltet. Hohe Ströme führen nun zu einem Spannungsabfall über diesem Widerstand und damit zum Einbruch der Diodenspannung.

Wie in Kapitel 3.1 gezeigt wurde, sind bei den Dioden im wesentlichen zwei Arten von Ereignissen zu beobachten. Zum einen Ereignisse, in denen im Bauelement so viel Ladung erzeugt wird, wie durch die vollständige Absorption der kinetischen Energie des eindringenden Ions ins Bauelement eingebracht worden ist. Diese Ereignisse werden im folgenden Nicht-Multiplikationsereignisse (NME) genannt. Zum anderen gibt es Ereignisse, bei denen eine starke Multiplikation von Ladungsträgern auftritt, sogenannte Multiplikationsereignisse (ME). Bei dieser Art von Ereignissen wird eine, verglichen mit den NME, bis zu 10000fach größere Ladungsmenge erzeugt.

### 3.3.1 Nicht-Multiplikationsereignisse

Abbildung 3.6 zeigt die zeitliche Abfolge der Dichten von Elektronen und Löchern entlang der Symmetrieachse ( $r = 0$ ) nach dem Eindringen eines  $^{12}\text{C}$ -Ions mit einer kinetischen Energie von 17 MeV an der Anodenseite bei  $z = 0$ . Die an der NPT1-Diode angelegte Spannung beträgt dabei 1900 V. Das  $^{12}\text{C}$ -Ion erzeugt durch seinen Energieverlust ein hochlokalisiertes und hochkonzentriertes Ladungsträgerplasma. Durch die hohe Ladungsträgerkonzentration kommt es zu ambipolaren Transportprozessen am Rand des Plasmas. Aufgrund der größeren Beweglichkeit laufen die Elektronen den Löchern voraus. Dadurch bildet sich eine Raumladung und somit nach der Poisson-Gleichung (3.2) ein elektrisches Feld, das so gerichtet ist, daß es die Bewegung der Elektronen bremst und die der Löcher beschleunigt. Es bildet sich eine Art Gleichgewichtszustand, der zunächst eine vollständige Trennung von Elektronen und Löchern verhindert. Damit ist deren Bewegung aneinandergelockt und läuft in dieselbe Richtung.

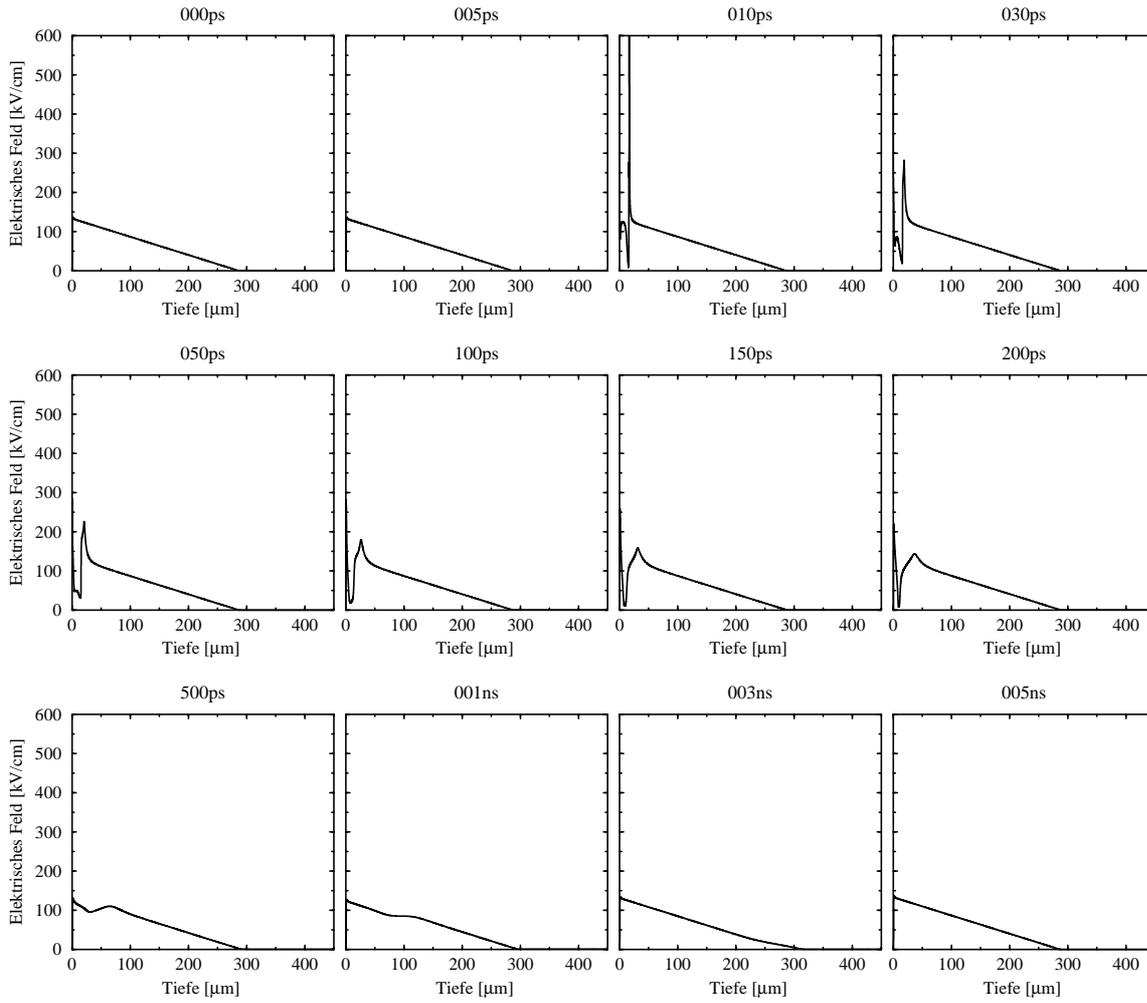
Aufgrund der ambipolaren Diffusion vergrößert sich der Plasmabereich jedoch schnell in radialer und in  $z$ -Richtung. Dadurch sinkt die Ladungsträgerkonzentration. Ausgehend



**Abbildung 3.6:** Verteilung der Elektronen- (durchgezogene Linie) und Löcherdichte (gestrichelt) entlang der Symmetrieachse zu verschiedenen Zeitpunkten bei einer Sperrspannung von 1900 V als Reaktion auf das Eindringen eines  $^{12}\text{C}$ -Ions an der Anodenseite ( $z = 0 \mu\text{m}$ ).

vom Rand der Plasmazone kommt es nach etwa 200 ps bei Unterschreiten einer Ladungsdichte von etwa  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  zum Zusammenbruch des ambipolaren Transports. Die beiden Ladungsträgersorten können sich nun trennen und sich unabhängig voneinander in unterschiedliche Richtungen bewegen. Aufgrund der Richtung des elektrischen Feldes laufen die Löcher zur Anode und fließen dort ab, die Elektronen dagegen an der Kathode. Nach etwa 5 ns sind sämtliche durch das  $^{12}\text{C}$ -Ion ins Bauelement eingebrachten zusätzlichen Ladungsträger aus der Diode ausgeräumt.

Abbildung 3.7 zeigt die zeitliche Abfolge der Verteilung des elektrischen Feldes nach dem Eindringen eines  $^{12}\text{C}$ -Ions an der Anodenseite bei  $z = 0$ . Das durch das  $^{12}\text{C}$ -Ion induzierte Plasma beeinflusst das stationäre, dreiecksförmige elektrische Feld der Diode, da seine Ladungskonzentration wesentlich größer ist als die Konzentration der Hintergrundladung der Dotierstoffe. Das elektrische Feld wird aus dem Bereich des Ladungsplasmas verdrängt, da hier eine Kompensation von Elektronen und Löchern stattfindet ( $n \approx p$ ) und



**Abbildung 3.7:** Verteilung des elektrischen Feldes entlang der Symmetrieachse zu verschiedenen Zeitpunkten als Reaktion auf das Eindringen eines  $^{12}\text{C}$ -Ions mit einer kinetischen Energie von 17 MeV an der Anode ( $z = 0 \mu\text{m}$ ) bei einer Sperrspannung von 1900 V.

damit eine Nettoladung von Null herrscht. An der Spitze der Plasmas laufen die Elektronen aufgrund ihrer größeren Beweglichkeit den Löchern ein wenig voraus. Dadurch bildet sich hier eine negative Raumladung, wodurch eine steil aufsteigende Feldspitze entsteht. Hinter der Spitze fällt das Feld wieder ab. Der Abfall des elektrischen Feldes hinter der Spitze kann aufgrund des hohen Gradienten nicht durch die Hintergrundladung der positiv geladenen ionisierten Donatoren verursacht werden. Die Konzentration der frei beweglichen Löcher ist in diesem Bereich ebenfalls zu gering. Vielmehr kommt es hier zu einer sehr großen Änderung der radialen Komponente der elektrischen Feldstärke  $E_r(r)$  in radialer Richtung.

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r E_r)}{\partial r} = \frac{q}{\varepsilon} (p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (3.28)$$

ist eine Darstellung der Poissongleichung (3.2) in Zylinderkoordinaten. Das in Abbildung 3.7 dargestellte in  $z$ -Richtung abfallende Feld, also ein großer positiver Wert für

$\frac{\partial E_z}{\partial z}$ ,<sup>1</sup> kann daher entweder durch eine hohe Dichte an freien Löchern  $p$  oder eine hohe Konzentration an ionisierten Donatoren  $N_D^+$  verursacht werden. Da beides in diesem Fall nicht zutrifft, kann die Bilanz in der Poissongleichung nur durch einen großen negativen Wert für  $\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_r)}{\partial r}$  sichergestellt werden. Eine eingehende Analyse des Profils des elektrischen Feldes zeigt, daß genau dies hier der Fall ist.

Da die Ladungsträger im Plasma, wie oben beschrieben, auseinanderdiffundieren, verbreitert sich die elektrische Feldspitze und wird sehr schnell kleiner. Der Zeitraum, in dem die Feldspitze sehr hoch ist und damit eine große Stoßionisationsrate im Bauelement herrscht, ist sehr kurz. Daher wird nur eine geringe Anzahl an zusätzlichen Ladungsträgern durch Stoßionisation erzeugt. Die Ladung, die bei dieser Spannung aus dem Bauelement fließt, entspricht also im wesentlichen der Ladung, die durch das  $^{12}\text{C}$ -Ion ins Bauelement eingebracht wurde. In diesem Fall handelt es sich also um ein NME.

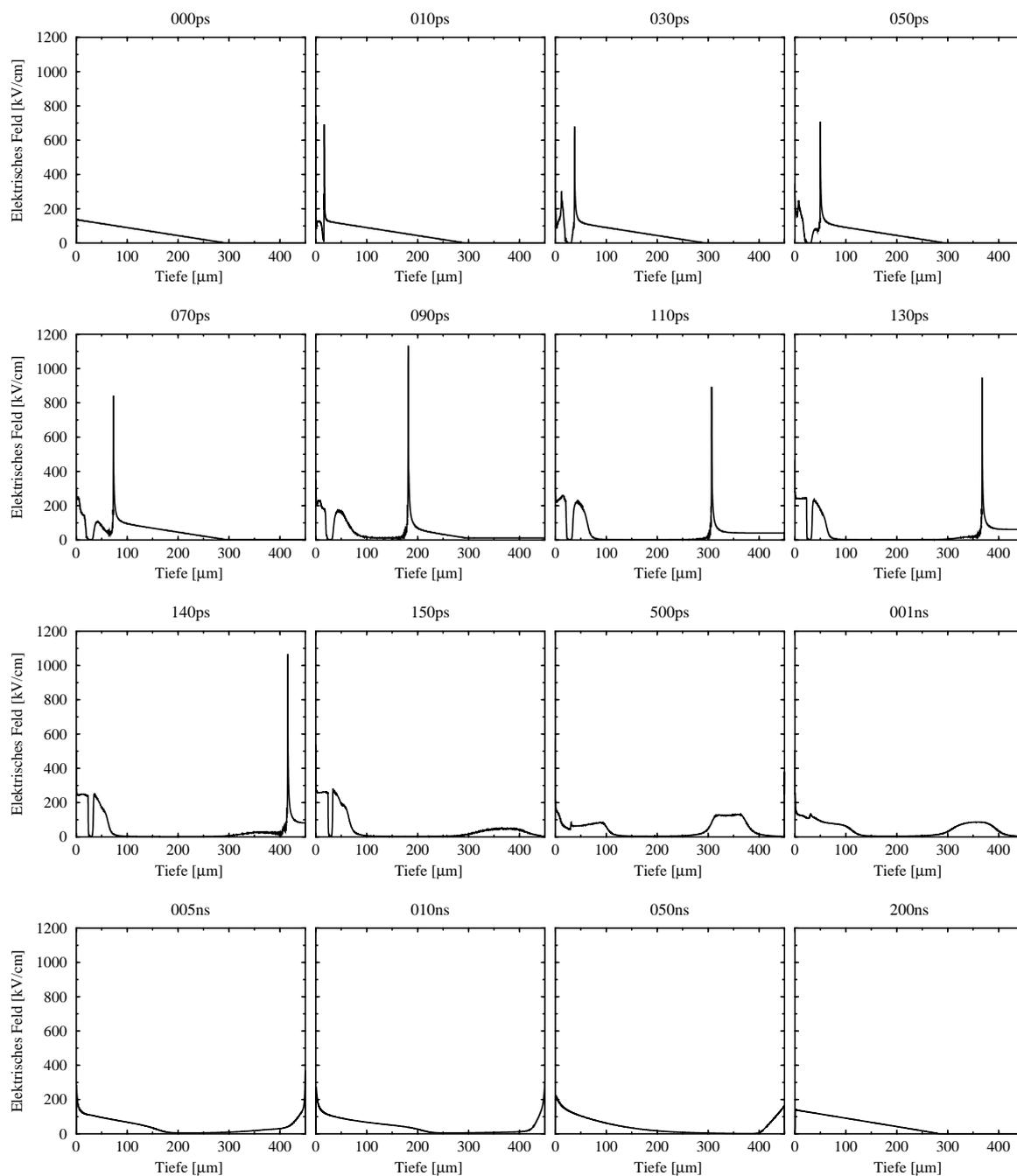
### 3.3.2 Multiplikationsereignisse

Eine völlig andere Situation ergibt sich, wenn man die Sperrspannung an der Diode um 100 V auf 2 kV erhöht. Die etwas höhere Spannung führt zu einem größeren stationären elektrischen Dreiecksfeld. Daher ist die durch das  $^{12}\text{C}$ -Ion erzeugte elektrische Feldspitze mit 690 kV/cm ein wenig höher als im Nicht-Multiplikationsfall (615 kV/cm) bei 1.9 kV. Dieser Unterschied der Höhe der durch das ioneninduzierte Ladungsplasma entstandenen Feldspitzen führt im weiteren Verlauf zu einem völlig anderen Prozeß. In Abbildung 3.8 ist die zeitliche Abfolge der Verteilung des elektrischen Feldes im Bauelement entlang der Symmetrieachse dargestellt. Die größere initiale Feldspitze führt zu einem stabilen Zustand, bei dem eine hohe Feldspitze die ganze Länge des Bauelements von der Anode bis zur Kathode durchläuft. Aufgrund der entsprechend großen Stoßionisation wird die Feldspitze vorangetrieben und ein hochkonzentriertes Ladungsplasma entlang ihres Pfades erzeugt. Nach etwa 150 ps stößt die Feldspitze am Kathodenkontakt an und verschwindet dadurch. Im folgenden bilden sich im Bauelement zwei Dreiecksfelder aus, eines an der Anode sowie ein dazu umgeklappt orientiertes an der Kathode (3-50 ns). Dieser Zustand ist auch als Kirk-Effekt in bipolaren Transistoren unter Hochinjektionsbedingungen bekannt [87]. Darüber hinaus konnte EGAWA nachweisen, daß eine derartige Feldverteilung unter Umständen zur Ausbildung einer Kennlinie mit negativem differentiellen Widerstand und damit zur Zerstörung eines Bauelements führen kann [131]. Entscheidend für das Einsetzen des Ausfalls ist dabei die Größe der Überhöhung der elektrischen Feldstärke am Kathodenkontakt. Nach etwa 200 ns hat sich wieder das ursprüngliche stationäre Dreiecksfeld im Bauelement eingestellt.

Abbildung 3.9 zeigt die zeitliche Abfolge der Verteilung der Elektronendichte entlang der Symmetrieachse bei einer angelegten Sperrspannung von 2 kV. Die durch das eindringende  $^{12}\text{C}$ -Ion erzeugte Plasmadichte ist zunächst nahezu unabhängig von der angelegten äußeren Spannung. Aufgrund der starken Stoßionisation durch die hohe Feldspitze und

---

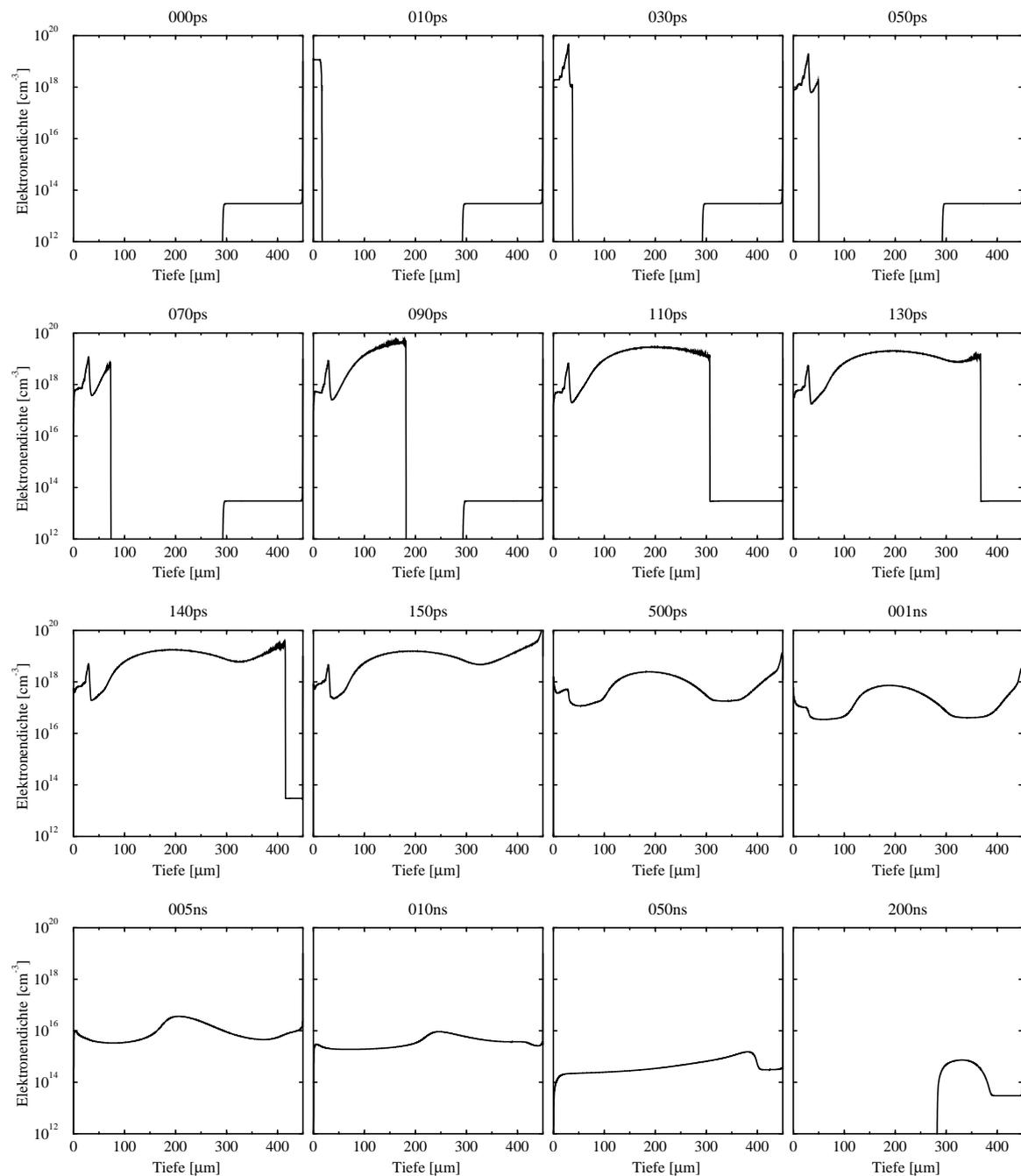
<sup>1</sup> In den Abbildungen ist der Betrag des elektrischen Feldes dargestellt. Wegen  $E_z < 0$  hat daher ein in der Abbildung kleiner werdendes Feld die Steigung  $\frac{\partial E_z}{\partial z} > 0$ .



**Abbildung 3.8:** Zeitliche Abfolge der Verteilung des elektrischen Feldes entlang der Symmetrieachse nach dem Eindringen eines  $^{12}\text{C}$ -Ions (17 MeV) an der Anode bei einer Sperrspannung von 2 kV.

deren Bewegung zur Kathode hin entsteht von der Anode bis zur Kathode ein hochkonzentrierter und damit hochleitfähiger Plasmakanal.<sup>2</sup> Nach etwa 150 ps trifft der Kanal auf

<sup>2</sup> Das Einbrechen der Ladungsträgerdichte bei  $z = 30 \mu\text{m}$  ist kein physikalischer Effekt, sondern durch einen abrupten Übergang der Gitterdiskretisierung zu größeren Abständen begründet (siehe Kapitel 3.3.7). An diesem Übergang wird das elektrische Feld und damit auch die Stoßionisation kleiner.

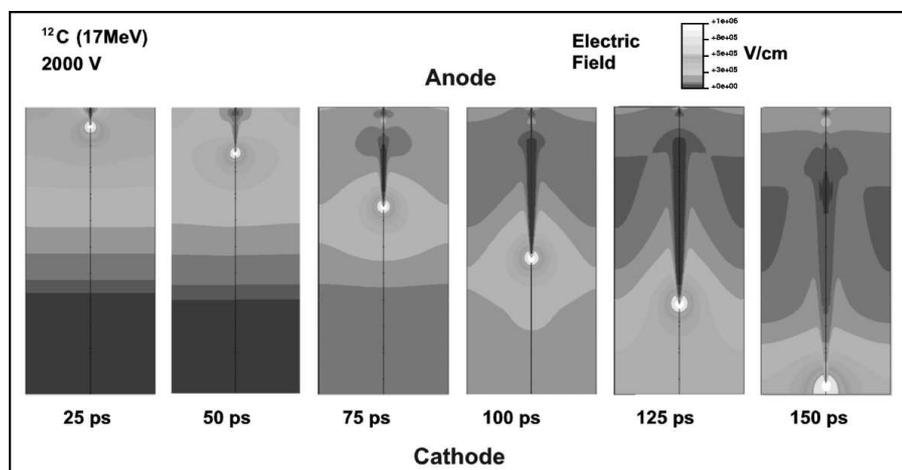


**Abbildung 3.9:** Zeitliche Abfolge der Elektronendichte entlang der Symmetrieachse des Bauelements nach dem Eindringen eines  $^{12}\text{C}$ -Ions (17 MeV) an der Anode bei einer Sperrspannung von 2 kV.

die Kathode auf, womit das Bauelement kurzgeschlossen ist. Durch den damit verbundenen Zusammenbruch der Feldspitze gibt es nun keine nennenswerte Stoßionisation mehr. Anschließend dominieren wieder die Transportprozesse der Ladungsträger. Insbesondere kommt es zu einer Diffusion in radialer Richtung senkrecht zur Symmetrieachse, wodurch sich der Radius des Plasmakanals vergrößert und sich folglich die Dichte verkleinert.

Zunächst diffundieren Elektronen und Löcher gemeinsam, da die jeweiligen Dichten so hoch sind, daß im Kanal ambipolare Transportbedingungen herrschen. Sobald die Dichten einen Schwellwert von einigen  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  unterschritten haben, können sich Elektronen und Löcher unabhängig voneinander bewegen. Die Elektronen laufen gemäß der angelegten Sperrspannung und des daraus resultierenden elektrischen Feldes zur Kathode, die Löcher zur Anode. Nach etwa 200 ns sind dann fast alle erzeugten zusätzlichen Ladungsträger ausgeräumt und die stationäre Dichteverteilung ist wieder hergestellt.

Bei Leistungsbaulementen mit keiner oder nur einer geringen Lebensdauereinstellung spielen Rekombinationsprozesse dabei kaum eine Rolle, da der gesamte transiente Prozeß, verglichen mit der Ladungsträgerlebensdauer von einigen 100 ns bis zu  $10 \mu\text{s}$ , wesentlich kürzer ist. Selbst bei Bauelementen mit einer lokalen Absenkung der Lebensdauer auf 1 ns gibt es keinen nennenswerten Einfluß der Rekombination.

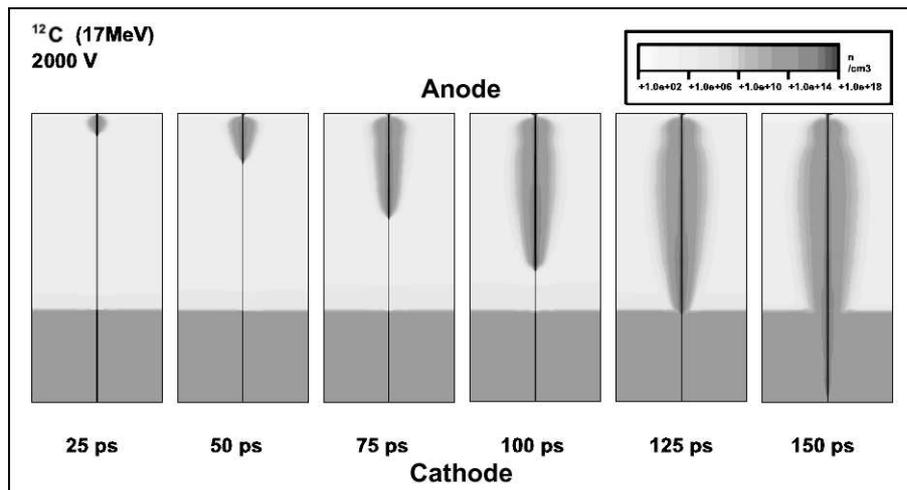


**Abbildung 3.10:** Schnittebene durch die Diode, wobei die Mittellinie der einzelnen Graphiken der Symmetrieachse entspricht. Dargestellt ist das Profil des elektrischen Feldes zu verschiedenen Zeitpunkten bei einem ME.

Abbildung 3.10 zeigt die Darstellung einer Schnittebene durch die simulierte Diode zu verschiedenen Zeitpunkten bei einem ME. Die Mittellinie der einzelnen Graphiken entspricht dabei der Symmetrieachse der Diode. Dargestellt ist das Profil des elektrischen Feldes bei einer Sperrspannung von 2 kV. Die hohe Feldspitze entsteht an der Anode durch das eingedrungene  $^{12}\text{C}$ -Ion. Sie durchläuft das ganze Bauelement auf die Kathode zu, welche sie nach etwa 150 ps erreicht.

Die aufgrund der hohen elektrischen Feldspitze starke Stoßionisation erzeugt einen stark lokalisierten und hoch leitfähigen Plasmakanal. In Abbildung 3.11 ist das Profil der Elektronendichte in einer Schnittebene durch die Diode zu verschiedenen Zeiten dargestellt. Aufgrund der auf die Kathode zulaufenden Feldspitze dringt die Spitze des Kanals von der Anodenseite immer tiefer in das Bauelement ein und erreicht nach 150 ps die Kathode. Damit verbindet das hochleitfähige Plasmafilament Anode und Kathode und schließt das Bauelement kurz, was zu einem hohen Stromfluß führt.

Zusammenfassend stellt sich der Mechanismus der wandernden Feldspitze wie folgt dar:



**Abbildung 3.11:** Profil der Elektronendichte auf einer Schnittebene durch die Diode zu verschiedenen Zeitpunkten bei einem ME.

Durch ein ionisierendes Teilchen wird ein stark lokalisiertes Elektron/Loch-Plasma im Bauelement erzeugt, welches das initiale Dreiecksfeld der sperrgepolten Diode lokal stark verzerrt. Neben einem Feldeinbruch im Plasma bildet sich an dessen Rand eine hohe stark lokalisierte Feldspitze aus. Diese erzeugt durch Stoßionisation zusätzliche Elektron/Loch-Paare, die sich im hohen Feld nahezu instantan trennen und die Feldspitze damit zur Kathode hin treiben. Die Feldspitze wird somit nicht durch den Transport von Ladung getrieben, sondern durch die Generation von Ladung. Aus diesem Grund kann sich die Feldspitze mit einer Geschwindigkeit durch das Bauelement bewegen, die deutlich größer als die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger ist. Es bildet sich ein stabiler Zustand, bei dem sich die Feldspitze praktisch selbst erhält. Die hohe Feldspitze erzeugt durch Stoßionisation eine große Anzahl von Ladungsträgern. Diese freien Ladungen wiederum steilen das Feld weiter auf und treiben es voran.

Ein wesentlicher Punkt für die Existenz dieses stabilen Zustands mit einer sich selbst erhaltenden Feldspitze ist ihre große Geschwindigkeit. Wäre diese deutlich kleiner, hätten die Ladungsträger genügend Zeit, um in radialer Richtung aus dem erzeugten Plasmakanal heraus zu diffundieren. Dies würde die Feldspitze verbreitern und verkleinern und damit zu ihrem Abklingen führen, was analog zum Effekt bei den NME wäre. Der wesentliche Unterschied zwischen NME und ME ist die unterschiedliche maximale Feldstärke des initialen Dreiecksfeldes. Überschreitet die maximale Feldstärke einen gewissen kritischen Wert, bildet sich ein stabiler Zustand, in dem die Feldspitze die ganze Länge des Bauelements durchläuft. Unter diesem Wert diffundiert das ioneninduzierte Plasma auseinander, was zum Zusammenbruch der Feldspitze führt.

Das Phänomen von sich sehr schnell bewegenden elektrischen Feldern ist bereits bei TRAPATT-Dioden und ähnlichen Bauelementen bekannt. Allerdings bewegen sich bei dieser Art von Bauelementen im Unterschied zum hier vorgestellten Phänomen keine Feldspitzen, sondern ganze Feldebene[n] [125, 132].

Verwandte Mechanismen, bei denen sich Feldspitzen an einer Elektrode bilden und dann

zu einer anderen Elektrode laufen, gibt es in Gasentladungen bei der Erzeugung von sogenannten „Streamern“ [133, 134, 135, 136, 137]. Aufgrund der Ähnlichkeit des Verhaltens von Streamern in Gasentladungen und im Halbleiter wird eine durch ein Leistungsbau-element laufende Feldspitze im weiteren Verlauf der Arbeit ebenfalls als „Streamer“ bezeichnet. Auch in Festkörpern [138, 139] und in Halbleiterlasern [140] wurden bereits ähnliche Phänomene analytisch untersucht. Aufgrund der Komplexität des Problems konnte dies bisher nur auf einer sehr qualitativen Basis mit einigen Näherungen durchgeführt werden.

### 3.3.3 Ergebnisse

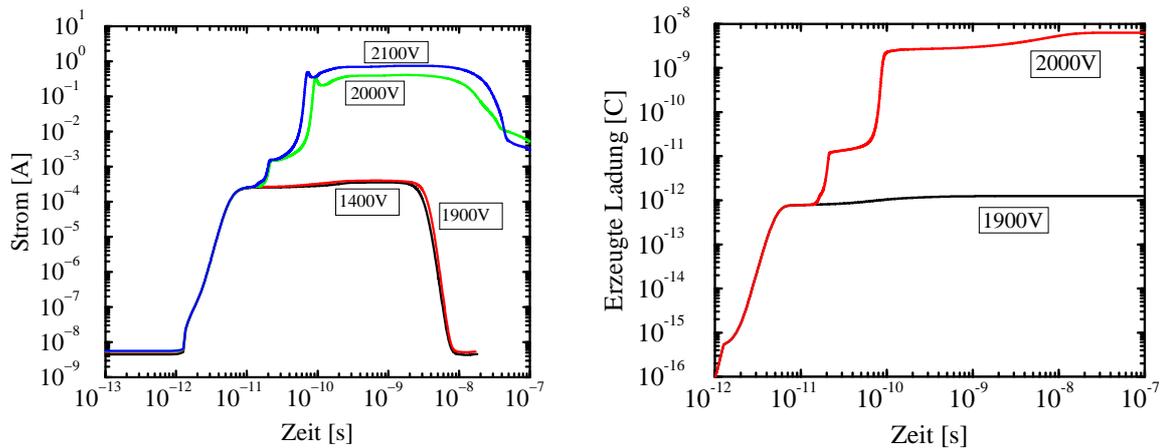
Im folgenden Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse der Simulation des in Kapitel 3.1 vorgestellten Ionenbestrahlungsexperiments dargestellt und erläutert.

#### 3.3.3.1 Ioneninduzierte Stromtransienten

Das linke Bild in Abbildung 3.12 zeigt die simulierten Stromtransienten bei unterschiedlichen Sperrspannungen zwischen 1400 V und 2100 V, die durch das Eindringen eines  $^{12}\text{C}$ -Ions mit einer kinetischen Energie von 17 MeV in der NPT1-Diode hervorgerufen wurden. Im Subpikosekundenbereich fließt lediglich der stationäre Sperrstrom von wenigen Nanoampere. Dieser entspricht nicht dem wirklichen Sperrstrom, da der Radius der simulierten Struktur nur  $200\ \mu\text{m}$  beträgt. Die effektive Fläche des realen Bauelements beträgt in etwa  $1\ \text{cm}^2$ . Daher muß der simulierte Sperrstrom mit einem Faktor von rund 800 multipliziert werden, um den realen Sperrstrom zu erhalten. Dieser ist laut Simulation daher etwa  $3\ \mu\text{A}$  groß. Die Stromhöhe der Pulse dagegen entspricht in der Simulation einem echten Strom, da diese durch die Anzahl der erzeugten Elektron/Loch-Paare bestimmt und damit keiner Skalierung unterworfen ist.

Der Anstieg des Stromes nach etwas mehr als 1 ps wird durch das Einsetzen des Generationsterms, der den Energieverlust des eindringenden  $^{12}\text{C}$ -Ions beschreibt, verursacht. Nach etwa 10 ps beginnt der Strom kurz zu sättigen. In diesem Zeitbereich entscheidet es sich, ob es zu einer massiven Multiplikation von Ladungsträgern durch das Initiieren eines Streamers kommt oder nicht. Die Strompulse der NME haben danach eine fast konstante Höhe von etwa  $300\ \mu\text{A}$  und fallen nach einigen Nanosekunden wieder steil ab. Daraus läßt sich eine Ladung im Bereich von 1 pC abschätzen. Dies ist nur unwesentlich mehr als die Ladung, die durch das Ion im Bauelement deponiert worden ist. Eine zusätzliche Generation von Ladung durch Stoßionisation findet somit kaum statt, da, wie in Kapitel 3.3.1 erläutert, die Zeit, in der eine relativ hohe Feldspitze existiert, zu kurz ist, um nennenswert zusätzliche Ladungsträger zu erzeugen.

Bei den Pulsen der ME kommt es zwischen 10 ps und 20 ps zu einem weiteren Anstieg des Stromes aufgrund der Ausbildung der hohen elektrischen Feldspitze und dem Einsetzen der Stoßionisation. Durch das Loslaufen des Streamers steigt der Strom immer weiter und



**Abbildung 3.12:** Links: Stromtransienten bei Spannungen zwischen 1400 V und 2100 V, verursacht durch ein eindringendes  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer kinetischen Energie von 17 MeV. Rechts: Zu jedem Zeitpunkt bereits erzeugte Ladung bei NME (1900 V) und ME (2000 V) berechnet nach Gleichung 3.29.

erreicht einen Sättigungswert, wenn die Feldspitze am Kathodenkontakt anstößt.<sup>3</sup> Der Strom ist dann durch das Produkt aus Leitfähigkeit und angelegter Spannung bestimmt. Je höher die Sperrspannung, desto höher ist die elektrische Feldspitze und umso höher ist die erzeugte Ladungsträgerdichte. Entsprechend steigt die Leitfähigkeit im Plasmakanal und damit der Maximalwert des Stromes.

Nach etwa 10 ns werden die ersten Ladungsträger aus dem Bauelement ausgeräumt und der Strom beginnt zu fallen. Nach dem Zusammenbruch des ambipolaren Transportes erreichen erst die Elektronen den Kathodenkontakt, da diese eine größere Beweglichkeit als die Löcher haben. Insbesondere die Löcher, die sich in der Nähe des Kathodenkontakts im Plasmakanal befunden haben, brauchen lange, um die Anode zu erreichen, zumal das Feld im hinteren Bereich des Bauelements nach etwa 10 ns fast wieder seinen kleinen, stationären Wert erreicht hat. Deswegen werden die letzten Ladungsträger hier nicht durch Driftprozesse ausgeräumt, sondern durch Rekombination. Der Übergang vom Drift- zum Rekombinationsprozeß macht sich durch einen Knick in der abfallenden Multiplikations-transiente nach etwa 40 ns bemerkbar. Die Steigung der Transiente wird in diesem Bereich durch die Lebensdauer der Ladungsträger bestimmt. Aufgrund der Lebensdauern von einigen 100 ns würde das Abfallen der Transiente noch mehrere  $\mu\text{s}$  andauern, bis sämtliche freien Ladungsträger endgültig aus dem Bauelement ausgeräumt sind und wieder der stationäre Sperrstrom erreicht ist. Da hier nur ein kleiner Teil der erzeugten Ladungsträger rekombiniert und der größte Teil bereits über die Kontakte ausgeräumt wurde, spielt die Rekombination für die gesamte Ladungsbilanz lediglich eine untergeordnete Rolle.

<sup>3</sup> Das kurze Abflachen des Stromanstiegs bei den ME nach etwa 20 ps ist ebenfalls eine Konsequenz des Übergangs in der Ortsdiskretisierung.

### 3.3.3.2 Zeitlicher Verlauf der Ladungsgeneration

Das rechte Bild in Abbildung 3.12 zeigt die für ein NME bei einer Sperrspannung von 1900 V und für ein ME bei 2000 V zu jedem Zeitpunkt des transienten Prozesses bereits im Bauelement erzeugte Ladung. Sie läßt sich durch folgende Formel berechnen:

$$Q(t) = q \int_V [n(\vec{x}, t) - n(\vec{x}, t = 0)] d^3x + \int_0^t [I(t') - I(t = 0)] dt'. \quad (3.29)$$

Dabei bezeichnen  $n(\vec{x}, t = 0)$  die stationäre Elektronendichte und  $I(t = 0)$  den stationären Sperrstrom der Diode vor dem Eindringen des Ions. Anstatt der zeitabhängigen Elektronendichte  $n(\vec{x}, t)$  könnte in Gleichung (3.29) auch die Löcherdichte benutzt werden. Dies würde zum selben Ergebnis führen, da Elektronen und Löcher immer paarweise erzeugt werden.  $I(t)$  ist der Strom an einem Kontakt des Bauelements in Abhängigkeit von der Zeit  $t$ .

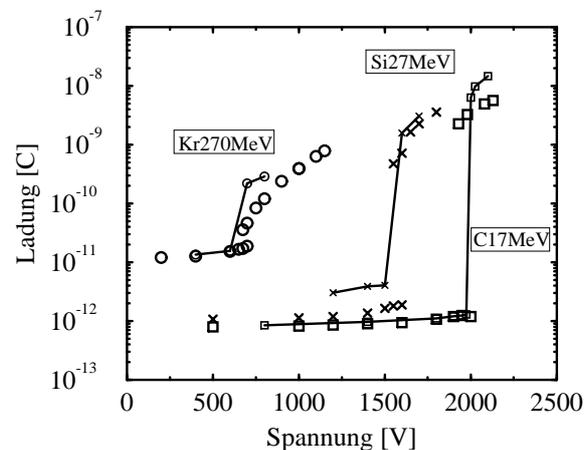
Bei dem im Bild dargestellten Ladungsverlauf der NME-Stromtransiente sieht man in den ersten Pikosekunden einen Anstieg der Ladung im Bauelement durch den Energieverlust des eindringenden  $^{12}\text{C}$ -Ions. Dieser Prozeß ist nach etwas weniger als 10 ps abgeschlossen. Aufgrund der bei diesen Sperrspannungen relativ niedrigen elektrischen Feldspitze im Bauelement kommt es lediglich zu einer geringfügigen zusätzlichen Generation von freien Ladungsträgern durch Stoßionisation. Innerhalb von 500 ps wird somit in etwa die 1.5fache Ladung erzeugt, verglichen mit der durch das Ion deponierten Initialladung. Danach ist die Feldspitze soweit abgebaut, daß keine weitere Ladung mehr erzeugt wird. Bei Transienten der NME verursacht durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen der gleichen kinetischen Energie, aber anderen angelegten Sperrspannungen bleibt der Ladungsverlauf qualitativ der gleiche. Es ändert sich lediglich der Multiplikationsfaktor, welcher bei kleineren angelegten Sperrspannungen kleiner wird. Der Multiplikationsfaktor nimmt für NME Werte zwischen eins, bei sehr kleinen Sperrspannungen, und maximal zwei, in der Umgebung der Schwellspannung, an.

Bei einem ME ist im Ladungsverlauf zunächst das gleiche initiale Verhalten zu beobachten. Die Ladung, die in den ersten 10 ps erzeugt wird, wird durch das  $^{12}\text{C}$ -Ion ins Bauelement eingebracht. Nach etwa 15 ps beginnen sich die Ladungsverläufe von NME und ME zu unterscheiden. Bei ME kommt es zu einer Erhöhung der Ladung im Bauelement durch das Ausbilden der hohen Feldspitze. Dieser Prozeß entspricht dem Zündmechanismus des Streamers. Das elektrische Feld im Streamer erreicht nach etwa 25 ps einen Wert von etwa 700 kV/cm. Die Feldspitze bewegt sich dabei noch relativ langsam. Nach etwa 60 ps beginnt die Feldspitze nochmals größer zu werden und auf einen Wert von etwa 1000 kV/cm anzuwachsen. Sie läuft nun aufgrund der massiven Stoßionisation sehr schnell, bis sie den Kathodenkontakt erreicht. In diesem Zeitraum findet der größte Zuwachs von Ladung im Bauelement statt. Die Ladung vermehrt sich dabei um etwa zwei Größenordnungen. Im Anschluß daran, d.h. während die Transportprozesse das Bauelement wieder in den stationären Zustand bringen, entstehen einzelne Felderhöhungen, wie z.B. beim Kirk-Effekt. Dabei ist das elektrische Feld, verglichen mit den laufenden Feldspitzen, zwar kleiner, allerdings existieren diese Felderhöhungen länger. Daher findet in dieser Phase nochmals

ein Anwachsen der Ladung um etwa einen Faktor drei statt. Bei ME bei noch höheren Sperrspannungen als 2 kV wird in allen Phasen des Generationsprozesses mehr Ladung erzeugt.

### 3.3.3.3 Wahrscheinlichste Ladung

In Abbildung 3.13 ist die wahrscheinlichste Ladung dargestellt, die ein einzelnes Ion in der NPT1-Diode als Funktion der angelegten Sperrspannung erzeugt. Die wahrscheinlichste Ladung entspricht den Maxima der Ladungsspektren für NME und ME, wie sie im linken Bild von Abbildung 3.1 dargestellt sind. Es werden Simulation und die Meßdaten von MAIER [105] aus dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Experiment miteinander verglichen.<sup>4</sup> Die Symbole sind die gemessenen Daten, die Simulation wird durch die durchgezogenen Linien dargestellt.



**Abbildung 3.13:** Wahrscheinlichste Ladung, die einzelne  $^{12}\text{C}$ -,  $^{28}\text{Si}$ - und  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen in der NPT1-Diode als Funktion der angelegten Sperrspannung erzeugen. Vergleich zwischen Messung (Symbole) [105] und Simulation (durchgezogene Linien).

In der Simulation ist die Reproduktion des Ladungsspektrums nicht möglich. Aufgrund der Statistik der Stoßprozesse ergeben sich in der Realität zahllose unterschiedliche Ionentrajektorien. Aus diesen resultiert in der Umgebung der Schwellspannung der Unterschied, ob ein ME oder ein NME stattfindet. Die rotationssymmetrische Simulation hingegen ist auf geradlinige Trajektorien beschränkt. Daher gibt es für jeden Spannungswert genau einen bestimmten Ladungswert und kein Spektrum.

Für den Fall der Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer initialen kinetischen Energie von 17 MeV ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experi-

<sup>4</sup> Die bei kleinen Spannungen gemessenen Ladungswerte der  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 270 MeV sind in Abbildung 3.13 im Vergleich zur Veröffentlichung [105] (dargestellt in Abbildung 3.1) korrigiert, da sie aufgrund einer nicht ausreichend genauen Eichung des Meßaufbaus etwas zu klein sind [141]. Im Prinzip kann der Ladungswert von  $^{86}\text{Kr}$  (270 MeV) bei einer Spannung von 200 V als Eichung benutzt werden. Diese Ladung muß gleich  $\frac{270 \text{ MeV}}{3.6 \text{ eV}} q = 12 \text{ pC}$  sein. Daher wurden sämtliche Ladungswerte für  $^{86}\text{Kr}$  in Abbildung 3.13 nach oben korrigiert.

ment. Die Ladungswerte der NME können durch die Simulationen exakt reproduziert werden. Die gemessene Schwellspannung für das Auftreten von ME wird von den Simulationen um etwa 70 V zu hoch berechnet. Diese Abweichung ist jedoch sehr gering und kann als akzeptabel eingestuft werden. Folgende Gründe könnten unter Umständen diese Abweichung verursachen: Zum einen ist es durchaus denkbar, daß geradlinig verlaufende Trajektorien, wie sie in der Simulation benutzt werden, nicht unbedingt am effektivsten sind, um massive Multiplikationen auszulösen. Leicht gebogene Trajektorien könnten eventuell noch wirksamer sein. Der genaue Nachweis wäre grundsätzlich durch 3D-Simulationen möglich, die aber rechentechnisch sehr aufwendig und daher derzeit (noch) nicht realisierbar sind (siehe dazu auch Kapitel 3.3.6). Zum anderen hat sich bei den Bestrahlungsmessungen an verschiedenen Dioden gezeigt, daß vermeintlich identische Bauelemente in ihren Schwellspannungen vermutlich aufgrund von technologischen Schwankungen variieren. Diese Variation beträgt in etwa 2.5 % bezogen auf die jeweilige Schwellspannung des Bauelements.

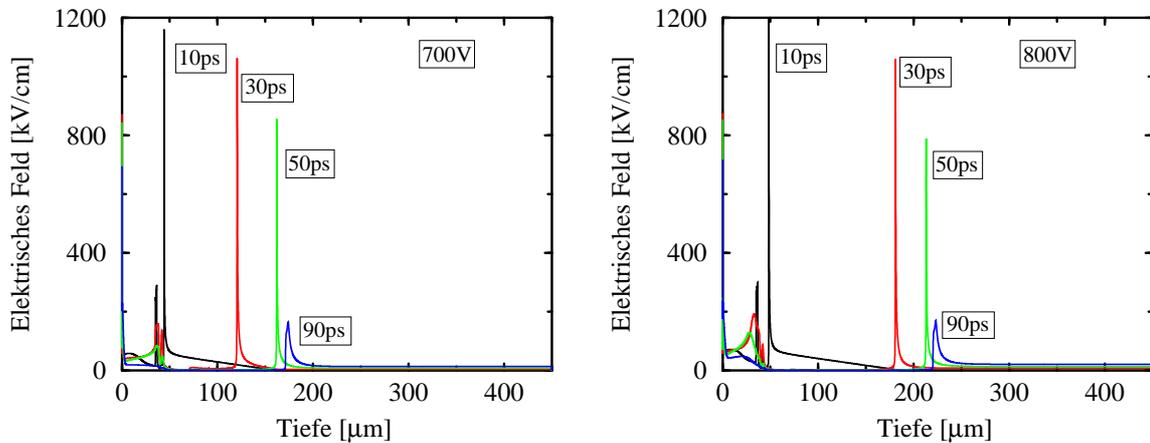
Die bei den ME erzeugte Ladungsmenge wird in der Simulation systematisch zu hoch berechnet. Wie im linken Bild von Abbildung 3.1 gezeigt, können in den ME bei einer angelegten Sperrspannung von 2 kV Ladungsmengen zwischen 1 und 5 nC entstehen. Der im rechten Bild angegebene experimentelle Wert von 3.5 nC ist lediglich die wahrscheinlichste Ladungsmenge. Die genaue Ladungsmenge, die ein einzelnes Ion erzeugt, hängt wiederum von der initialen Ionentrajektorie ab. Die Ladungsmenge, die in der Simulation bei 2 kV erzeugt wird, beträgt etwa 6 nC. Bei 2100 V ist die Abweichung noch größer und beträgt in etwa einen Faktor drei.

Bei den  $^{28}\text{Si}$ -Ionen gibt es im Bereich der NME bereits Abweichungen der simulierten Ladungsmengen. Diese werden durch die Simulation zu hoch berechnet. In der Simulation bildet sich hier in den ersten Pikosekunden bereits eine relativ hohe elektrische Feldspitze, die nennenswert Ladung erzeugt. Nach etwa 20 ps bricht die Feldspitze jedoch wieder zusammen. Der Grund für das Ausbilden der Feldspitze dürfte in nicht ausreichend genau bestimmten Parametern im Generationsmodell liegen, welches die initiale Deposition von Ladung durch das eindringende  $^{28}\text{Si}$ -Ion beschreibt. Die Schwellspannung für das Einsetzen der ME wird jedoch auch bei den  $^{28}\text{Si}$ -Ionen sehr genau berechnet. Allerdings tritt wie bei der Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen in der Simulation eine zu hohe Berechnung der Ladungsmenge bei den ME auf. Die durch  $^{28}\text{Si}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 27 MeV verursachte Ladungsmultiplikation verläuft identisch zu der bei den  $^{12}\text{C}$ -Ionen. Bei einer ausreichend hohen Sperrspannung, die aufgrund der höheren initialen Ladungsdichte bei den  $^{28}\text{Si}$ -Ionen etwas kleiner ist, durchläuft eine elektrische Feldspitze die Diode von der Anode zur Kathode und erzeugt einen hochleitfähigen Plasmakanal.

#### 3.3.3.4 Laufende Feldspitze bei kleinen Sperrspannungen

Die NME bei der Bestrahlung mit  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen verhalten sich identisch zum gleichen Prozeß bei  $^{12}\text{C}$ - und  $^{28}\text{Si}$ -Ionen. Durch  $^{86}\text{Kr}$  erzeugte NME werden durch die Simulation mit sehr guter Genauigkeit reproduziert (siehe Abbildung 3.13). Die Schwellspannung für das Auftreten von ME wird ebenfalls durch die Simulation sehr exakt bestimmt. Bei einer

Bestrahlung mit  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen verläuft der Multiplikationseffekt jedoch ein wenig anders. Dies kann man schon an der deutlich kleineren Ladungsmenge erkennen, die hier erzeugt wird.



**Abbildung 3.14:** Zeitabhängiger Verlauf des elektrischen Feldes bei einer Bestrahlung mit  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 270 MeV bei Sperrspannungen von 700 V (links) und 800 V (rechts).

In Abbildung 3.14 ist das Profil des elektrischen Feldes bei einem ME, das bei einer Bestrahlung mit  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 270 MeV entsteht, dargestellt. Es zeigt sich, daß, genauso wie bei den durch  $^{28}\text{Si}$  oder  $^{12}\text{C}$ -Ionen verursachten ME, zunächst eine hohe Feldspitze entsteht, die durch das Bauelement in Richtung Kathode zu laufen beginnt. Im Gegensatz zum Multiplikationsprozeß bei den  $^{28}\text{Si}$ - und  $^{12}\text{C}$ -Ionen, bricht die Feldspitze bei den  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen jedoch bereits nach etwa 90 ps wieder zusammen. Daher kann sich kein vollständiger Plasmakanal ausbilden, der das Bauelement kurzschließen könnte. Bei einer Sperrspannung von 700 V bricht die Feldspitze etwa 170 µm tief unter dem Anodenkontakt zusammen. Ist eine Spannung von 800 V angelegt, erreicht sie eine Tiefe von 220 µm. Die etwas höhere äußere Sperrspannung führt in diesem Fall dazu, daß sich eine größere Feldspitze ausbilden kann, die dann tiefer in das Bauelement eindringen kann.

Auf dem Weg durch die sperrgepolte Diode bewegt sich die elektrische Feldspitze entlang des kleiner werdenden stationären Dreiecksfeldes. Aufgrund der Verdrängung durch das stark lokalisierte und konzentrierte Ladungsplasma ist das Feld hinter der Spitze sehr klein. Das Linienintegral entlang einer Feldlinie ist bei einer konstanten angelegten Spannung eine Erhaltungsgröße und entspricht dem äußeren Potential. Anschaulich ist deshalb die Fläche unter dem elektrischen Feld entlang eines eindimensionalen Schnittes durch die Rotationsachse zu verschiedenen Zeiten konstant. Daher führt die Verdrängung des stationären Dreiecksfeldes durch das Plasma zu einer Erhöhung der Feldspitze. Dieser Zuwachs wird jedoch immer schwächer, je weiter sich die Spitze von der Anode entfernt, da das stationäre Dreiecksfeld hier immer kleiner wird. Bis das Dreiecksfeld ganz auf Null abgesunken ist, muß die Feldspitze eine ausreichende Höhe erreicht haben, um stabil, d.h. ohne kleiner zu werden, die ganze restliche Länge des Bauelements durchlaufen

zu können. Bei den ME bei  $^{28}\text{Si}$ - und  $^{12}\text{C}$ -Ionen ist dies der Fall, da diese verglichen mit  $^{86}\text{Kr}$  bei relativ hohen Sperrspannungen auftreten. Bei hohen äußeren Sperrspannungen ist das stationäre Dreiecksfeld relativ hoch und reicht tief ins Bauelement hinein. Daher führt es zu einer ausreichenden Verstärkung der Feldspitze. Bei den  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen mit einer initialen kinetischen Energie von 270 MeV ist dies aufgrund der kleinen Schwellspannung von 675 V nicht so ausgeprägt, was zum Zusammenbruch der Feldspitze ungefähr in der Mitte des Bauelements führt.

Die simulierte Ladungsmenge, die bei den durch  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen mit einer initialen kinetischen Energie von 270 MeV ausgelösten ME entsteht, stimmt sehr gut mit den experimentellen Werten zusammen. Analog zu den beiden anderen simulierten Ionensorten ergibt sich in der Simulation eine etwas zu hohe Ladungsmenge bei den ME.

### 3.3.4 Abschätzung der Feldspitzengeschwindigkeit

Eine der interessantesten Eigenschaften von Streamern in Halbleiterleistungsbaulementen ist ihre hohe Geschwindigkeit. Da sie um mehr als eine Größenordnung höher ist als die Sättigungsgeschwindigkeit der Elektronen oder Löcher, kann der Transportmechanismus des Streamers nicht durch den Transport von Ladung bestimmt sein. Ladungsträger können sich auch bei sehr hohen elektrischen Feldern nicht schneller als ihre Sättigungsgeschwindigkeit bewegen. Die folgende Betrachtung verdeutlicht, daß die Propagation des Streamers aufgrund der Kontinuitätsgleichungen von Elektronen und Löchern durch die fortlaufende Generation von Ladung an seiner Vorderfront bestimmt ist.

Analysiert man die Kontinuitätsgleichung für die Elektronen,

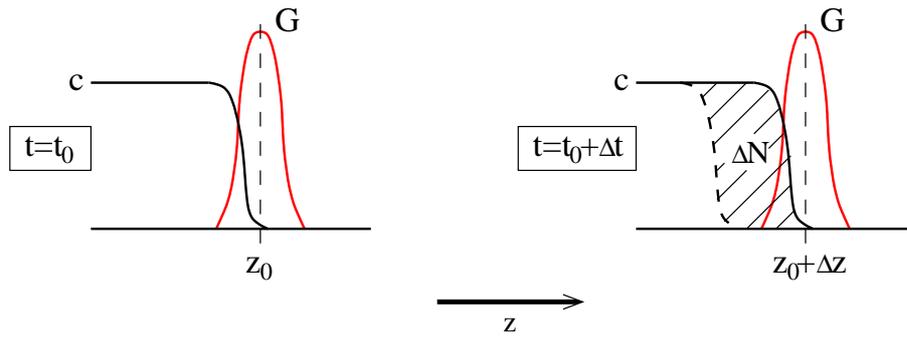
$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n - (R - G), \quad (3.30)$$

so läßt sie sich wegen der sehr großen Geschwindigkeit des Streamers, in diesem Fall zu

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G \quad (3.31)$$

vereinfachen. Aufgrund der großen Lebensdauer der Ladungsträger in Silizium-Leistungsbaulementen kann die Rekombination  $R$  vernachlässigt werden. Da die Stromdichte der Elektronen  $\vec{J}_n$  nicht zum Transport des Streamers beiträgt, kann die zeitliche Änderung der Elektronendichte  $n$  somit nur durch eine Stoßionisationsrate  $G$  aufgrund des hohen elektrischen Feldes im Streamer verursacht werden.

Abbildung 3.15 zeigt den Verlauf der Bewegung eines Streamers in  $z$ -Richtung. Da Elektronen und Löcher nur paarweise erzeugt werden, können ihre Dichten hier näherungsweise gleich einer Plasmadichte  $c$  gesetzt werden ( $n \approx p \approx c$ ). Der abfallende Rand der Plasmadichte  $c$  stimmt örtlich mit dem Anstieg der elektrischen Feldspitze, welche für die Generation von neuen Ladungsträgern verantwortlich ist, überein.



**Abbildung 3.15:** Skizze der Bewegung eines Streamers in  $z$ -Richtung getrieben durch die fortlaufende Generation von Ladung.

Unter der Annahme, daß sich das Feldprofil in der Umgebung der Spitze ohne Formänderung starr mit der Streamergeschwindigkeit  $v_{str}$  fortbewegt, so gilt

$$E(z, t) = E_0(z - v_{str} \cdot t), \quad (3.32)$$

wobei  $E_0(z)$  das Feldprofil zum Zeitpunkt  $t = t_0$  darstellt. Nimmt man weiterhin an, daß die Plasmadichte  $c$  hinter der propagierenden Feldspitze einen konstanten Wert hat, so ergibt sich beim Vorausschreiten der Feldspitze vom Ort  $z_0$  zur Zeit  $t_0$  um die Länge  $\Delta z$  entlang der  $z$ -Achse ein auf die Querschnittsfläche des Streamers bezogener Zuwachs an Elektronen von  $\Delta N = c \cdot \Delta z$ . Dieser Zuwachs an Ladungsträgern wird durch die Generationsrate  $G(z, t)$  verursacht gemäß der Bilanzgleichung

$$\Delta N = c \cdot \Delta z = \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \int_{z_0}^{z_0+\Delta z} G(z, t) dz dt, \quad (3.33)$$

wobei  $\Delta t$  die Laufzeit der Feldspitze von  $z_0$  zu  $z_0 + \Delta z$  bezeichnet. Da die Generationsrate durch Stoßionisation verursacht wird, wird  $G(z, t)$  allein durch das propagierende Feldprofil  $E(z, t)$  bestimmt. Daher bewegt sich dieses ohne Formänderung starr mit der Streamergeschwindigkeit  $v_{str}$  fort:

$$G(z, t) = G_{II}(E_0(z - v_{str} \cdot t)) =: G_0(z - v_{str} \cdot t). \quad (3.34)$$

Da das Generationsprofil nur in einer kleinen Umgebung der Feldspitze zur  $z$ -Integration in Gleichung (3.33) beiträgt, kann man für jeden Zeitpunkt  $t$  über die gesamte  $z$ -Achse integrieren und erhält

$$\Delta N = c \cdot \Delta z = \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \int_{-\infty}^{\infty} G_0(z - v_{str} \cdot t) dz dt = \int_{-\infty}^{\infty} G_0(z) dz \Delta t \quad (3.35)$$

Daraus läßt sich nun die Geschwindigkeit des Streamers ableiten:

$$v_{str} = \frac{\Delta z}{\Delta t} = \frac{1}{c} \int_{-\infty}^{\infty} G(z) dz. \quad (3.36)$$

Die stationäre Generationsrate aufgrund von Stoßionisation besteht aus je einem Anteil von Elektronen und Löchern:

$$G_0(z) = \alpha_n(z)nv_n + \alpha_p(z)pv_p \approx 2\alpha(z)cv_{sat}. \quad (3.37)$$

Gleichung (3.37) gilt unter der Annahme, daß die Ionisationskoeffizienten von Elektronen  $\alpha_n$  und Löchern  $\alpha_p$  sowie deren Sättigungsgeschwindigkeiten  $v_n$  und  $v_p$  sich durch mittlere Größen  $\alpha$  und  $v_{sat}$  nähern lassen. Für nicht zu verschiedene Koeffizienten  $\alpha_{n,p}$  und Geschwindigkeiten  $v_{n,p}$  ist diese Näherung gerechtfertigt. Somit ist die Geschwindigkeit des Streamers,

$$v_{str} = 2v_{sat} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(z) dz, \quad (3.38)$$

das Produkt aus mittlerer Ladungsträgersättigungsgeschwindigkeit  $v_{sat}$  und mittlerem Ionisationsintegral  $\int \alpha(z) dz$ . Der Wert des Ionisationsintegrals gibt damit an, um wieviel sich die Feldspitze schneller als die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger bewegt. Ist  $\int \alpha(z) dz$  gleich 1, so ist der Streamer doppelt so schnell wie die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger.

Das Ionisationsintegral ist nach dem Gesetz von Chynoweth [123] über

$$\alpha(z) = a_{\infty} \exp\left(-\frac{E_{krit}}{|E_0(z)|}\right) \quad (3.39)$$

vom elektrischen Feld  $E_0(z)$  abhängig. Die Parameter  $a_{\infty}$  und  $E_{krit}$  in Gleichung (3.39) können dabei als reziproke mittlere freie Weglänge bei unendlich großem elektrischen Feld bzw. als kritisches Feld interpretiert werden. Aufgrund der sehr hohen elektrischen Feldstärken, die in der Spitze des Streamers herrschen, ist der Wert des Ionisationsintegrals deutlich größer als 1. Die Geschwindigkeit des Streamers ist daher um ein Vielfaches höher als die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger.

### 3.3.5 Magnetischer Einschnüreffekt

Bei stark lokalisierten Stromfilamenten mit einer sehr hohen Stromdichte kann der magnetische Einschnür- oder Pincheffekt auftreten. Aufgrund der hohen Stromdichte erzeugt das Filament ein magnetisches Feld, das so gerichtet ist, daß es das Auseinanderlaufen des Filaments aufgrund der Diffusion der Ladungsträger hemmt bzw. sogar unterbindet.

Dieser Effekt wird durch das Drift-Diffusions-Modell nicht berücksichtigt. Daher soll sein möglicher Einfluß auf Stromfilamente, wie sie beim Streamer in Halbleiterbauelementen auftreten, abgeschätzt werden. Dabei wird angenommen, daß die Ladungsträger im Filament mit Sättigungsgeschwindigkeit  $\vec{v}_{sat} = v_{sat}\hat{e}_z$  in  $z$ -Richtung laufen. Die radiale Verteilung der Stromdichte im Filament wird vereinfacht durch eine Gaußfunktion

$$\vec{j}(r) = j_z(r)\hat{e}_z = j_z^0 \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{a}\right)^2\right\} \hat{e}_z \quad (3.40)$$

mit einer Breite  $a$  beschrieben. Die Stromdichte mit der Querschnittsfläche  $S_A$  verläuft dabei ausschließlich in  $z$ -Richtung, wodurch sich aufgrund der Lorentz-Regel ein magnetisches Feld

$$B_\varphi = \frac{\mu_0}{2\pi r} \int_S j_z(r) dS_A = \mu_0 j_z^0 a^2 \frac{1 - \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{a}\right)^2\right\}}{r} \quad (3.41)$$

in  $\hat{e}_\varphi$ -Richtung ergibt. Dies übt damit eine Kraft

$$\vec{F}^{Pinch} = q(v_{sat}\hat{e}_z \times B_\varphi\hat{e}_\varphi) = -F_r^{Pinch}\hat{e}_r \quad (3.42)$$

auf die Ladungsträger im Stromfilament aus.

Weiter wird angenommen, daß in radialer Richtung  $\hat{e}_r$  die Komponente des elektrischen Feldes  $E_r$  vernachlässigbar ist und sich somit das Plasmafilament hier ausschließlich durch ambipolare Diffusion verbreitert. Aus den Gleichungen (3.6) und (3.12) sowie der Annahme von  $n \approx p \approx c$  ergibt sich eine Diffusionskraft

$$\vec{F}^{Diff} = -\frac{k_B T}{c} \frac{\partial c}{\partial r} \hat{e}_r = k_B T \frac{r}{a^2} \hat{e}_r = F_r^{Diff} \hat{e}_r \quad (3.43)$$

auf die Ladungsträger im Filament [142]. Die Ladungsträgerdichteverteilung  $c(r)$  ist dabei gaußförmig mit einer Breite  $a$  angenommen. Ob magnetisches Pinching bei der Verbreiterung des Filaments nun eine wesentliche Rolle spielt, läßt sich ermitteln, indem man die Beträge der entgegengesetzt gerichteten Kräfte von magnetischem Pinching und ambipolarer Diffusion ins Verhältnis setzt:

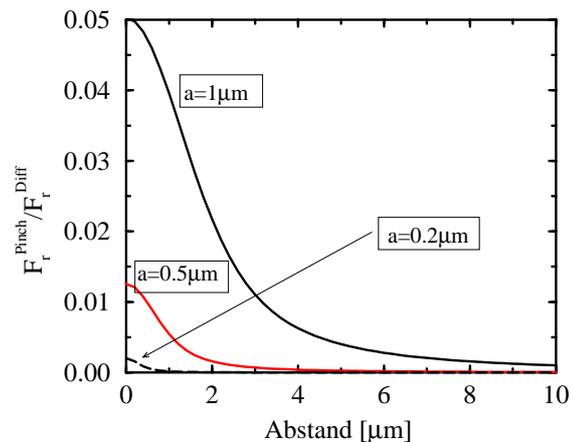
$$\frac{F_r^{Pinch}}{F_r^{Diff}} = \frac{qv_{sat}\mu_0 j_z^0 a^4}{k_B T} \frac{1 - \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{a}\right)^2\right\}}{r^2}. \quad (3.44)$$

In Abbildung 3.16 ist dieses Verhältnis als Funktion des radialen Abstandes  $r$  von der Symmetrieachse des Stromfilaments dargestellt. Es wurde für eine maximale Stromdichte  $j_z^0 = 1 \cdot 10^6$  A/cm<sup>2</sup> und einer Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger von  $v_{sat} = 2 \cdot 10^7$  cm/s berechnet.

In Abhängigkeit von der Breite  $a$  des Stromfilaments zeigt sich, daß magnetisches Pinching, wenn überhaupt, nur eine sehr untergeordnete Rolle spielt. Die maximale Kraft durch Pinching liegt im Zentrum des Stromfilaments und nimmt mit zunehmendem Abstand  $r$  schnell ab. Für eine Filamentbreite von 1  $\mu$ m beträgt die Kraft auf die Ladungsträger durch magnetisches Pinching maximal 5 % der Diffusionskraft. Realistische Filamentbreiten, die bei Streamern im Halbleiterbauelementen vorkommen, sind nach den oben gezeigten Simulationen sogar noch deutlich kleiner als 1  $\mu$ m.

Entwickelt man Gleichung (3.44) für  $r \approx 0$  in eine Taylor-Reihe, so ergibt sich hier für das maximale Verhältnis von Pinch- und Diffusionskraft:

$$\left. \frac{F_r^{Pinch}}{F_r^{Diff}} \right|_{r \approx 0} = \frac{qv_{sat}\mu_0 j_z^0 a^2}{2k_B T}. \quad (3.45)$$



**Abbildung 3.16:** Verhältnis der Beträge der entgegengesetzt gerichteten Kräfte von magnetischem Pinching und ambipolarer Diffusion für verschiedene Filamentbreiten  $a$ .

Der maximale Wert dieses Verhältnisses nimmt somit quadratisch mit der Filamentbreite  $a$  ab. Dies erklärt, warum bei stark lokalisierten, schmalen Filamenten, wie sie durch ionisierende Teilchen verursacht werden, magnetisches Pinching keine Rolle spielt.

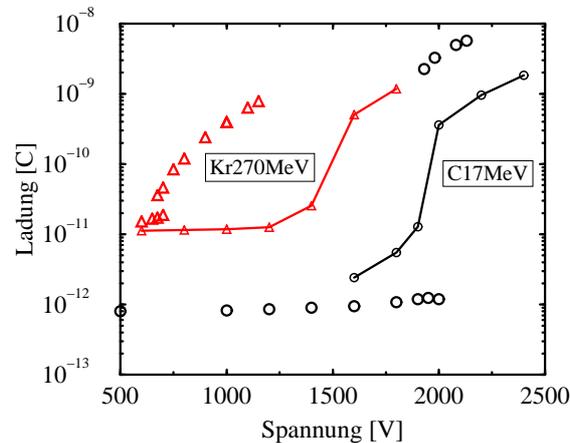
### 3.3.6 Raumdimension des Simulationsgebietes

Grundsätzlich gibt es die Möglichkeit einer 1-dimensionalen (1D), 2-dimensionalen (2D) oder einer 3-dimensionalen (3D) Simulation. Unter der Annahme eines rotationssymmetrischen Systems, läßt sich eine Art „quasi 3D“ Berechnung durchführen. Die Wahl des Koordinatensystems einer Simulation hängt von der Art des zu lösenden Problems ab. Da der Rechenaufwand mit steigender Dimensionalität stark ansteigt, versucht man immer, diese so klein wie möglich zu halten. Allerdings muß die Dimensionalität so groß sein, daß die relevanten physikalischen Prozesse korrekt beschrieben und berücksichtigt werden. Im folgenden wird die Modellierung und Simulation der Ionenbestrahlungsexperimente hinsichtlich der Wahl des günstigsten Koordinatensystems analysiert.

Die geometrische Struktur und die Dotierprofile der modellierten Diode würden eine Simulation in einem 1D-Koordinatensystem erlauben. Jedoch wird dann die Geometrie der initialen ioneninduzierten Ladungsspur und der elektrischen Feldspitzen nicht korrekt beschrieben. Die Ladungsspur des Ions ist zunächst stark lokalisiert und beginnt anschließend senkrecht zur Ionentrajektorie auseinander zu diffundieren, was bei einer 1D-Simulation nicht möglich ist. Darüber hinaus kann die abfallende Flanke der elektrischen Feldspitze nicht von der Ableitung der Radialkomponente des elektrischen Feldes verursacht werden, da diese in einem 1D-System nicht existiert.

Ein kartesisches 2D-Modell beschreibt grundsätzlich sowohl die geometrische Struktur der initialen Ladungsspur als auch die Physik der Poissongleichung richtig. Allerdings fehlt in diesem Koordinatensystem die dritte Dimension. Die Ladungsspur des Ions besteht daher aus einem zweidimensionalen Streifen und kann sich somit senkrecht zur Io-

nentrajektorie lediglich in einer Dimension ausdehnen. Dies hat zur Folge, daß die zeitliche und örtliche Verteilung der Plasmadichte nicht korrekt berechnet wird. Darüber hinaus fehlt eine Dimension, in der das elektrische Feld zusätzlich eingeschnürt werden kann, was effektiv zu einer niedrigeren Feldspitze führt. In einem 2D-Koordinatensystem rechnet man mit einer Streifengeometrie und damit mit Feldfronten und nicht mit Feldspitzen.



**Abbildung 3.17:** Vergleich der Ladungsmessung mit einer Simulation in einem kartesischen 2D-Koordinatensystem.

Abbildung 3.17 zeigt den Vergleich der Simulation in einem kartesischen 2D-Koordinatensystem mit den Ladungsmessungen für  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV und  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen mit 270 MeV. Für die  $^{12}\text{C}$ -Ionen ist die qualitative Übereinstimmung noch akzeptabel. Insbesondere bei den  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen ergibt sich jedoch eine sehr starke Abweichung der Schwellenspannung für den Einsatz der massiven Multiplikation. Die 2D-Simulation führt somit zu einer qualitativ grundsätzlich richtigen, aber quantitativ sehr ungenauen Reproduktion der experimentellen Daten.

Eine 3D-Simulation beschreibt sowohl das physikalische als auch das geometrische Problem der Bestrahlung von Halbleiterbauelementen mit Ionen korrekt. Allerdings ist die Simulation sehr aufwendig. Es müssen sowohl die stark lokalisierte initiale Ladungsspur als auch der ganze Weg der dünnen elektrischen Feldspitze ausreichend fein diskretisiert werden, da sonst unter Umständen relevante physikalische Effekte unterdrückt werden. Darüber hinaus sind die Strukturen von Leistungsbaulementen relativ lang und breit. Daher wäre die Anzahl der Gitterpunkte in einem 3D-Koordinatensystem sehr groß und würde in der Größenordnung von  $10^6$  liegen. Dies übersteigt bei weitem die Möglichkeiten von derzeit gebräuchlichen und auch in den nächsten Jahren erhältlichen PCs. Selbst für Großrechner würde dieses Problem eine Herausforderung darstellen. Abhilfe könnte die Implementierung von adaptiven Gittern („moving grids“) schaffen, d.h. das Simulationsgitter wird mit den physikalisch relevanten Strukturen, in diesem Fall der elektrischen Feldspitze, mitbewegt. Allerdings sind Bauelementsimulatoren, die dies für den transienten 3D-Fall beherrschen, noch in der Entwicklung und Gegenstand aktueller Forschung.

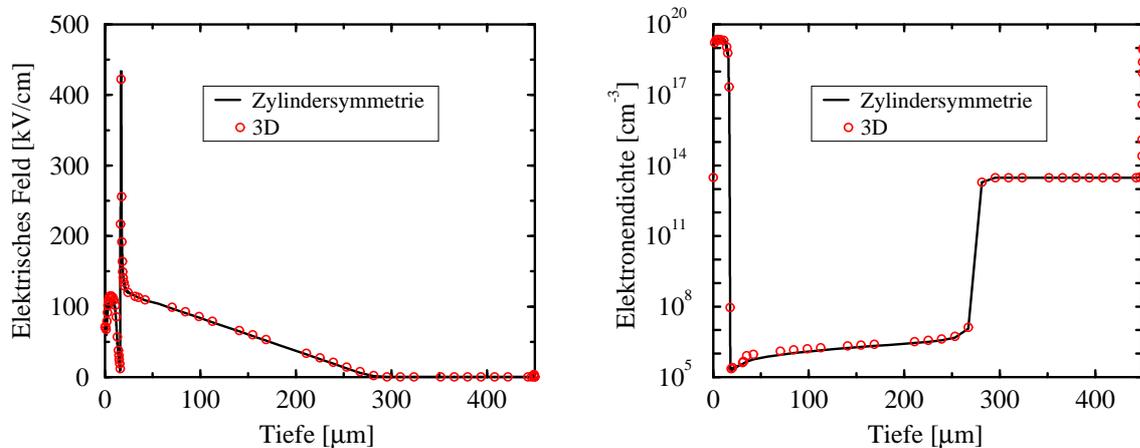
Einen Kompromiß bietet die Rechnung unter der Annahme von Rotationssymmetrie. Aufgrund der Symmetriebedingung kann eine Ortskoordinate vernachlässigt werden, so daß

der Rechenaufwand ähnlich dem einer 2D-Simulation ist. Dies führt allerdings zu einer Beschränkung auf geradlinig verlaufende Ionentrajektorien, da ansonsten die Symmetrie gebrochen würde. Ein weiteres Problem ergibt sich durch die Berechnung des Divergenzoperators eines Vektorfeldes  $\vec{F}$ ,

$$\vec{\nabla} \vec{F} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r F_r)}{\partial r} + \frac{\partial F_z}{\partial z}, \quad (3.46)$$

in Zylinderkoordinaten, welche z.B. bei der Bestimmung der elektrischen Ströme in den Kontinuitätsgleichungen nötig ist. Auf der Zylinderachse ( $r = 0$ ) führt die Berechnung der Divergenz zu einer Singularität. Diese Singularität ist jedoch hebbar, weswegen dies kein allzu großes Problem darstellt. Allerdings bewegt sich die elektrische Feldspitze entlang der Zylinderachse, d.h. der dominierende physikalische Effekt wirkt genau entlang dieser Achse, die zudem einen Teil des Randes des Simulationsgebietes bildet und deshalb mathematischen Randbedingungen (meist homogenen Neumannbedingungen) unterliegt.

Für den Nachweis, daß trotz der möglichen Schwierigkeiten die Annahme von Rotationssymmetrie am besten zur Problemlösung der Simulation von Ionenbestrahlungsexperimenten geeignet ist, wird eine 3D-Vergleichssimulation durchgeführt. Bei dieser 3D-Simulation ist die Diskretisierung des Gitters sehr stark reduziert, damit sie in akzeptabler Zeit durchführbar ist. Das Gitter ist lediglich im Bereich der Ionenspur und ein wenig darüber hinaus fein diskretisiert. Dadurch wird in dieser Simulation der physikalische Effekt des Streamers für etwa 15 ps korrekt beschrieben.



**Abbildung 3.18:** Vergleich der Simulation unter der Annahme von Rotationssymmetrie (durchgezogene Linie) mit der „reduzierten“ 3D-Simulation (Symbole). Dargestellt sind jeweils das Profil des elektrischen Feldes (links) und der Elektronendichte (rechts) nach 15 ps bei einer Sperrspannung von 1800 V.

Abbildung 3.18 zeigt den Vergleich der Simulation unter der Annahme von Rotationssymmetrie mit der reduzierten 3D-Simulation. Im linken Bild ist das Profil des elektrischen Feldes nach 15 ps bei einer Sperrspannung von 1800 V dargestellt, im rechten Bild die Elektronendichte. Die Übereinstimmung von 3D-Simulation und Zylindersymmetrie ist sehr gut. Es sind keine wesentlichen Abweichungen erkennbar. Ein kleiner Unterschied

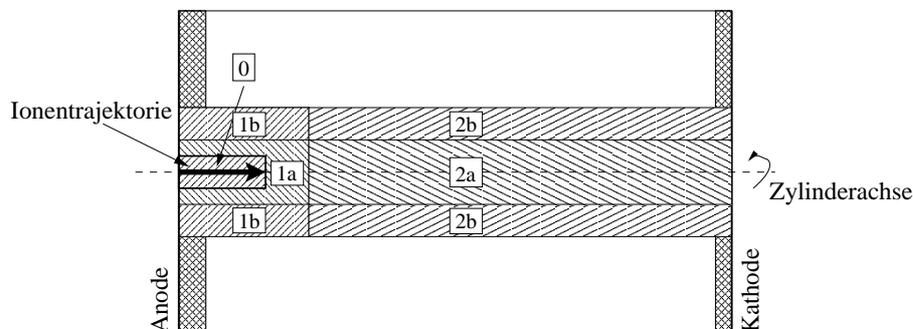
ist bei der berechneten Elektronendichte auf die nicht ausreichend feine Diskretisierung des Gitters der 3D-Simulation zurückzuführen. Da sich dies bei einer Dichte von etwa  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  bemerkbar macht, ergibt sich kein Einfluß auf das Ergebnis.

Die gute Übereinstimmung von rotationssymmetrischer und 3D-Simulation zeigt die Anwendbarkeit der rotationssymmetrischen Rechnung. Diese stellt somit den besten Kompromiß zwischen physikalischer und mathematischer Genauigkeit einerseits sowie Rechengeschwindigkeit andererseits dar.

Der benutzte Simulator TeSCA wurde am Weierstrass-Institut in Berlin von GAJEWSKI ET AL. entwickelt [118, 119]. In Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für Strahlungsforschung wurde TeSCA auch für die Simulation von Strahlungsdetektoren ausgelegt. Dabei wurde insbesondere das Problem der Diskretisierung der Rotationsachse genau analysiert und entsprechende Verbesserungen wurden implementiert.

### 3.3.7 Beschreibung der Ortsdiskretisierung

Ein wesentlicher Punkt bei der Simulation von Ionenbestrahlungsexperimenten ist die Ortsdiskretisierung des Bauelements. Einerseits muß das Gitter fein genug sein, so daß physikalisch relevante Bereiche, wie die initiale Ionenspur sowie der Laufweg der dünnen Feldspitze, ausreichend genau aufgelöst sind. Andererseits wirkt sich ein zu feines Gitter nachteilig auf die Rechengeschwindigkeit aus. Eine Verdopplung der Anzahl der Gitterpunkte führt in etwa zu einer Vervierfachung der Rechenzeit.



**Abbildung 3.19:** Nicht maßstabsgetreue schematische Struktur der Ortsdiskretisierung.

Einen Kompromiß aus Rechengenauigkeit und Aufwand stellt die in allen Simulationen benutzte Gitterstruktur dar, die in Abbildung 3.19 dargestellt ist. Region 0 ist der Bereich unmittelbar um die initiale Spur des Ions. Dieser Bereich muß sehr fein diskretisiert werden, da das radiale Profil der Ladungsträgerspur eine Gaußfunktion mit einer Breite von 20 nm ist (siehe auch Kapitel 3.2.2). Der Abstand der Gitterpunkte in diesem Bereich sollte daher nicht mehr als 10 nm betragen und etwas länger sein als die Eindringtiefe des Ions. Die Länge der untersuchten Leistungsbauelemente ist maximal  $525 \mu\text{m}$ . Daher können sie nicht durchgehend mit einem Gitterabstand von 10 nm diskretisiert werden.

Die Breite der elektrischen Feldspitze liegt im Bereich von einigen 100 nm. In der zweiten Region gibt es daher zwei Bereiche 2a und 2b, die unterschiedlich fein diskretisiert sind.

Der Gitterabstand beträgt in 2b etwa 500 nm. Ein schmaler Bereich 2a unmittelbar an der Zylinderachse wurde mit etwa 150 nm diskretisiert. Die Diskretisierungen in der zweiten Region erstrecken sich jeweils von der Anode bis zur Kathode. Am Ende der initialen Ionenspur (Region 0) gibt es somit einen Übergang von der sehr feinen Diskretisierung, die durch die Breite der Ionenspur bestimmt ist, und der etwas gröberen Diskretisierung entlang des Weges der elektrischen Feldspitze. Um den numerischen Fehler im Übergangsbereich so gering wie möglich zu halten, wurden zusätzliche Verfeinerungsregionen 1a und 1b eingeführt. Diese Regionen sind gröber diskretisiert als Region 0, aber feiner als Region 2. Hier gibt es ebenfalls eine Aufteilung, analog zu der in Region 2. Der Bereich nahe bei der Zylinderachse 1a ist viermal feiner aufgelöst als der übrige Bereich 1b.

In den Übergangsregionen von feiner zu gröberer Diskretisierung kommt es zu einem leichten Einbruch bei der Höhe der elektrischen Feldspitze. Dieses numerische Artefakt zeigt sich am deutlichsten in der Elektronendichte bei der Ausbildung des Streamers. In Abbildung 3.9 zeigt sich nach etwa 50 ps ein Absinken der Elektronendichte in einer Tiefe von  $30 \mu\text{m}$ . Anschließend steigt die Dichte wieder an. Bei  $30 \mu\text{m}$  befindet sich in dieser Simulation der Übergang von Region 1 nach 2. Dies führt zu einem kurzen Einbruch der Höhe der elektrischen Feldspitze. Daher sinkt die Stoßionisationsrate und damit die Elektronendichte. Die Ungenauigkeit an dieser Stelle ist klein. Es muß jedoch sichergestellt sein, daß die Feldspitze an diesen Übergängen nicht ganz in sich zusammenfällt. Dies würde nicht der physikalischen Realität entsprechen.

Sämtliche in dieser Arbeit simulierten Bauelemente sind insgesamt mit mindestens 30000 Gitterpunkten diskretisiert. Komplizierte Strukturen, wie z.B. beim IGBT, erfordern 50000 Gitterpunkte und mehr. Um die aufwendigen Rechnungen etwas zu verkürzen, wird bei den Prozessen, in denen eine massive Multiplikation von Ladungsträgern auftritt, nach dem Auftreffen der elektrischen Feldspitze am Rückseitenkontakt die Anzahl der Gitterpunkte um 30-40 % reduziert. Dies wird durch einen Gitteradaptionsschritt erreicht. Dabei werden die für die Simulation wesentlichen Datensätze auf ein neues Simulationsgitter mit weniger Gitterpunkten interpoliert. Um den Fehler dabei so gering wie möglich zu halten, darf sich das neue Gitter allerdings nicht zu sehr vom alten unterscheiden. In den Regionen 0, 1 und 2 kann die Anzahl der Gitterpunkte reduziert werden, da diese nur zur Erfassung der initialen Ionenspur bzw. der dünnen elektrischen Feldspitze so fein diskretisiert sein müssen. Im übrigen Bereich des Bauelements müssen die Gitterpunkte jedoch an ihren ursprünglichen Positionen bleiben.

Die Zeit zur vollständigen Berechnung einer Stromtransiente bei den NME beträgt in etwa 4-5 Stunden. Bei ME in den Dioden beträgt die Rechenzeit mit dem Gitteradaptionsschritt in etwa 24 Stunden. Etwa zwei Drittel der Rechenzeit fallen dabei auf den Vorgang bis die elektrische Feldspitze den Kathodenkontakt erreicht hat. Je massiver die Trägermultiplikation an der Feldspitze ist, desto länger werden die Rechenzeiten, da dann auch die Strukturweiten vergrößert werden müssen. Die komplizierteren Strukturen der IGBT erfordern Rechenzeiten von mehreren Tagen. Sämtliche Rechenzeiten sind dabei auf einen handelsüblichen Linux-PC mit einem 2.2 GHz-Prozessor bezogen.

Diese Rechnungen könnten durch einen Simulator mit einem sich mit der elektrischen Feldspitze mitbewegenden Gitter deutlich beschleunigt werden. In diesem Fall müsste

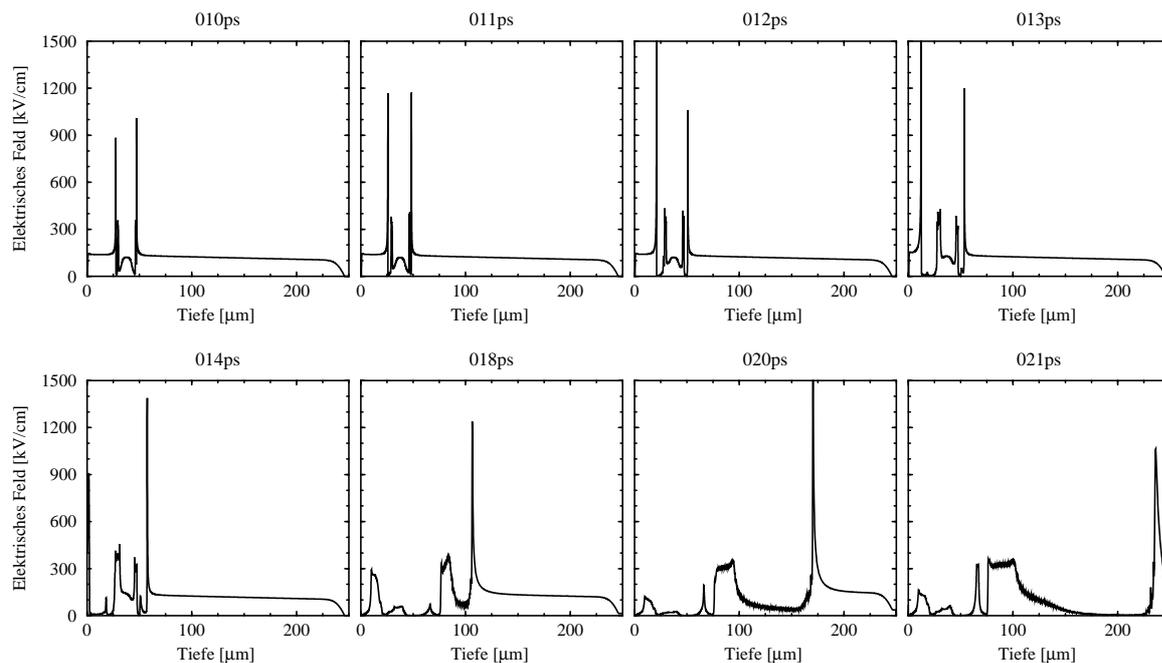
jeweils nur der Bereich in der unmittelbaren Umgebung der Feldspitze fein diskretisiert werden. Vor der Spitze ist keine besondere Verfeinerung nötig. Dahinter würde eine Diskretisierung von 500 nm ausreichen. Dieser Wert könnte im Laufe der Simulation vergrößert werden, da die Ladungsträger auseinanderrücken und daher die Gradienten der Dichten, die diesen Prozeß treiben und somit fein aufgelöst werden müssen, kleiner werden. Ein Simulator, der solche adaptiven Gitter unterstützt, war zum Zeitpunkt der Arbeit jedoch nicht verfügbar.

### 3.4 Simulation von zwei entgegengesetzt laufenden Feldspitzen verursacht durch Höhenstrahlung

Bei höhenstrahlungsinduzierten Ausfällen ist die Wahrscheinlichkeitsdichte, daß eine Kernreaktion ausgelöst wird, im ganzen Bauelement konstant. Daher ist die Wahrscheinlichkeit, daß dieses initiale Ereignis bereits in der Nähe der Oberfläche stattfindet, klein gegenüber der Wahrscheinlichkeit einer Kernreaktion im restlichen Volumen des Bauelements. In diesem Fall wird das initiale Ladungsplasma durch das Rückstoßion ins Volumen verschoben, und ein möglicherweise entstehender Streamer kann nicht direkt an der Anode loslaufen, so wie bei der Bestrahlung mit Ionen.

Dieser Fall ist bei einer FS-Diode bei einer angelegten Sperrspannung von 2800 V simuliert worden. Die Struktur der FS-Diode wird im Kapitel 4.2.1.2 näher beschrieben. Das initiale Ladungsplasma, das durch den Energieverlust des Ions erzeugt wird, wurde dabei  $30\ \mu\text{m}$  tief in das Bauelement hinein verschoben. Dies entspricht dem Fall einer Kernreaktion, die  $30\ \mu\text{m}$  tief im Innern des Bauelements stattfindet, wobei ein  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer kinetischen Energie von 17 MeV entsteht, das in Vorwärtsrichtung durch das Bauelement läuft. Aufgrund der Annahme von Rotationssymmetrie wird das initiale Ladungsplasma entlang der Symmetrieachse erzeugt. Simulationen von abgelenkten Ionentrajektorien, in einem Winkel ungleich  $0^\circ$  zur  $z$ -Achse, sind aus den in Kapitel 3.3.6 dargestellten Gründen hier ebenfalls nicht möglich.

Abbildung 3.20 zeigt die Verteilungen des elektrischen Feldes zu verschiedenen Zeitpunkten, welche durch ein  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer kinetischen Energie von 17 MeV bei  $z = 30\ \mu\text{m}$  verursacht werden. Am vorderen Ende des initialen Ladungsplasmas bei  $z = 46\ \mu\text{m}$  bildet sich eine steile elektrische Feldspitze aus, die im weiteren Verlauf auf die Kathode zuläuft. Dies ist analog zum Fall der Feldspitze durch ein  $^{12}\text{C}$ -Ion, das an der Oberfläche der FS-Diode eintritt. Da das  $^{12}\text{C}$ -Ion durch eine Kernreaktion erzeugt wurde, kann sich nun am Anfang der initialen Plasmaspur bei  $z = 30\ \mu\text{m}$  ebenfalls eine steile Feldspitze ausbilden, die in Richtung der Anode zu laufen beginnt. Interessant ist das Zustandekommen dieser Feldspitze. Der aufsteigende Gradient der linken elektrischen Feldspitze in dem Bereich, in den die Spitze hineinläuft, wird nicht durch eine Raumladung verursacht, sondern, ähnlich wie bereits in Kapitel 3.3.1 beschrieben, durch einen hohen Wert der Ableitung der radialen Komponente des elektrischen Feldes nach  $r$ . Das elektrische Feld ist so gerichtet, daß die Löcher zur Anode hin beschleunigt werden und die Elektronen entgegengesetzt zur Kathode. Aufgrund der hohen Ladungsträgerdichten



**Abbildung 3.20:** Profil des elektrischen Feldes zu verschiedenen Zeitpunkten entlang der Symmetrieachse als Reaktion auf ein bei  $z = 30 \mu\text{m}$  erzeugtes  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer kinetischen Energie von 17 MeV bei einer Sperrspannung von 2800 V.

herrschen ambipolare Transportbedingungen, was dazu führt, daß die zur Anode laufenden Löcher die Elektronen hinter sich herziehen. Hinter der linken Spitze bildet sich somit eine Raumladung mit einer hohen positiven Dichte aus, was zu einem steil abfallenden elektrischen Feld führt. Nach etwa 14 ps stößt die linke Feldspitze an die Anode an.

Die zweite Feldspitze läuft weiter bis zur Kathode, die sie nach etwa 22 ps erreicht. Die ins Volumen verschobene Generation des initialen Ladungsplasmas führt dazu, daß sich der hochleitfähige Plasmakanal in kürzerer Zeit ausbilden kann, verglichen mit einem Ladungsplasma, das direkt an der Oberfläche erzeugt worden ist.

Aus dieser Simulation können jedoch keine gesicherten quantitativen Ergebnisse ermittelt werden. Die Randbedingung, daß das Linienintegral über das elektrische Feld gleich dem äußeren angelegten Potential sein muß, koppelt die beiden Streamer über die Poisson-Gleichung aneinander. Eine numerische Störung, z.B. ein Gitterübergang, den eine der beiden Feldspitzen durchläuft, wirkt sich damit immer auch auf die andere aus. Aufgrund der nötigen Übergänge von feiner zu grober Ortsdiskretisierung ist die Berechnung des Prozesses von zwei gleichzeitig auftretenden Streamern sehr instabil. Aus diesen Gründen können nur qualitative Ergebnisse aus dieser Simulation abgeleitet werden. Jedoch wird hiermit nachgewiesen, daß ein Zustand mit zwei in entgegengesetzter Richtung laufenden elektrischen Feldspitzen durch das Drift-Diffusions-Modell beschrieben werden kann und eine mögliche Lösung dieser Gleichungen sind. Die beiden Streamer können bei einer Kernreaktion im Volumen eines Leistungsbauelements entstehen. Dieser durch Simulation nachgewiesene Mechanismus ist der Auslöser für den Ausfall durch Höhenstrahlung.

## 4 Analyse der Höhenstrahlungsempfindlichkeit von Leistungsbau-elementen

Beim Entwurf von neuen Leistungsbau-elementen und den damit in der Regel durchgeführten Strukturoptimierungen kann die Empfindlichkeit gegenüber Höhenstrahlung nicht mehr genau vorherbestimmt werden. Die Ausfallrate eines Bauelements wird in FIT (Failure In Time) gemessen. Diese Maßeinheit ist als ein Fehler in  $10^9$  Stunden definiert, was in etwa einem Zeitraum von hunderttausend Jahren entspricht. In Anwendungen, wie bei Schaltnetzteilen in Mobilfunkbasisstationen oder bei der Leistungssteuerung der Elektromotoren von modernen Hochgeschwindigkeitszügen, werden jedoch nicht nur ein Bauelement, sondern teilweise mehrere 1000 eingesetzt. Darüber hinaus soll die eingesetzte Elektronik, je nach Anwendung, nicht nur auf Meeresniveau zuverlässig und nahezu ausfallfrei funktionieren, sondern auch in großer Höhe, z.B. bei Zügen in den Anden in Südamerika auf 5000 m Höhe über dem Meeresspiegel. Um einen jahrzehntelangen störungsfreien und zuverlässigen Betrieb der Elektronik gewährleisten zu können, muß die Ausfallrate der Bauelemente unbedingt bekannt und möglichst klein sein.

Gerade die Ausfallprobleme beim Einsatz neuer Gate-Turn-Off-Thyristoren (GTO), die mit zur Entdeckung der Höhenstrahlung als Ausfallursache geführt haben, zeigen deutlich die Problematik bei der Entwicklung neuer Bauelemente auf. Um die Leistung zu erhöhen und die elektrischen Verluste in den Schaltkreisen zu verringern, wurden die Zwischenkreisspannung der Umrichter um 500 V erhöht und neue, verlustarme GTOs und Dioden in den Lokomotiven eingesetzt [8]. Diese Maßnahmen erhöhten die elektrische Feldstärke in den Bauelementen, was zu einer hohen Empfindlichkeit gegenüber Höhenstrahlung geführt hat und damit zu einer Erhöhung der Ausfallrate.

Um solche „Überraschungen“ zu verhindern, müssen neue Bauelemente aufwendig getestet werden. Dies kann man z.B. durch Lagerversuche realisieren. Dabei wird eine möglichst große Zahl an Bauelementen für eine lange Zeit unter eine konstante Sperrspannung gesetzt und die Anzahl der Ausfälle gemessen. Um statistisch gesicherte Ergebnisse zu erhalten, muß dabei pro Messung eine möglichst hohe Zahl  $N_{Ausfall}$  an Bauelementen zerstört werden, wobei

$$N_{Ausfall} \propto N_{BE} \cdot \Phi_P \cdot t_M \cdot F_A(U_{rev}) \quad (4.1)$$

ist. Dazu sind viele Testbauelemente  $N_{BE}$  und eine lange Meßzeit  $t_M$  notwendig.  $\Phi_P$  ist die Flußdichte der Strahlung.

Lagerversuche sind sehr langwierig und können nur Ausfallraten  $F_A(U_{rev})$  im Bereich von  $10^4$  FIT bis  $10^6$  FIT liefern, da ansonsten die Meßdauer zu lange bzw. die statistische

Signifikanz der Ergebnisse zu klein wäre. Eine beliebige Vergrößerung der Anzahl der gelagerten Bauelemente ist nicht immer möglich und verteuert darüber hinaus die Lagerversuche. Um so hohe Ausfallraten zu erreichen, muß die an den Bauelementen angelegte Sperrspannung  $U_{rev}$  erhöht werden. In den Bauelementen steigt somit die maximale Feldstärke und folglich ihre Ausfallrate. Jedoch muß die Sperrspannung damit in einen Bereich verschoben werden, der deutlich größer ist als für Anwendungen relevant. Dies ist ein grundsätzliches Problem bei der Bestimmung von Ausfallraten durch Lagerversuche.

Eine gewisse Abhilfe schafft die Durchführung der Lagerversuche in möglichst großer Höhe über Normal-Null. Durch die größere Flußdichte der Höhenstrahlung  $\Phi_P$  ergibt sich eine Beschleunigung des Experiments. Bei einer Höhe von 3000 m über dem Meeresspiegel erreicht man einen Beschleunigungsfaktor des Experiments von 10, bei 5000 m von etwa 45. Dies führt dazu, daß man bis zu minimalen Werten von etwa  $10^3$  FIT statistisch gesicherte Messungen durchführen kann. Allerdings ist die Meßzeit dabei sehr lang und liegt im Bereich von 1-2 Jahren [24]. Für die Entwicklung von Bauelementen ist dieser Zeitraum jedoch viel zu lang. Ein Vorteil der Lagerversuche ist, daß hier das vollständige Spektrum der natürlichen Höhenstrahlung genutzt wird und damit unter realen Anwendungsbedingungen getestet werden kann. Allerdings sind die sehr lange Meßdauer und die gegenüber Anwendungen erhöhten Sperrspannungen von Nachteil.

Teilchenbeschleuniger ermöglichen eine sehr viel größere Strahlungsflußdichte, verglichen mit der natürlichen Höhenstrahlung, wodurch es pro Zeiteinheit zu mehr Bauelementausfällen kommt. Daher sind Messungen im anwendungsrelevanten Spannungs- bzw. FIT-Bereich in kurzer Zeit möglich. Geeignet für die Messung der Ausfallraten von Bauelementen sind Neutronen- oder auch Protonenbeschleuniger, wie am „Los Alamos Neutron Science Center (LANSCE)“ in den USA, am Paul-Scherrer-Institut in der Schweiz oder am „The Svedberg Laboratory (TSL)“ in Uppsala/Schweden. Da für den Ausfall der Bauelemente zum überwiegenden Teil Neutronen mit einer Energie von 100 MeV und mehr verantwortlich sind, ist es für Ausfallmessungen unerheblich, ob Protonen oder Neutronen benutzt werden. Die Coulombwechselwirkung der Protonen hat in diesem Energiebereich keinen Einfluß. Allerdings sind diese Experimente sehr aufwendig und damit auch teuer, zumal es weltweit nicht allzu viele geeignete und verfügbare Strahlungsquellen gibt. Da bei den Bestrahlungsexperimenten keine beliebig große Anzahl an Bauelementen zerstört und auch nicht beliebig lang gemessen werden kann, beträgt der systematische Meßfehler in etwa einen Faktor zwei bis drei.

Lagerversuche und Bestrahlungen am Beschleuniger sind keine konkurrierenden Meßmethoden, sondern sie ergänzen einander. In den Lagerversuchen kann die Ausfallrate mit dem realen Höhenstrahlungsspektrum bestimmt werden. Die Beschleunigerexperimente erlauben Messungen in kurzer Zeit sowie im anwendungsrelevanten Spannungsbereich. Beim Vergleich von gemessenen Ausfallraten durch Beschleuniger und Lagerversuche zeigt sich, daß die daraus ermittelten Daten übereinstimmen [21, 24]. Daher kann man davon ausgehen, daß sich durch die Experimente am Teilchenbeschleuniger die reale kosmische Strahlung innerhalb der systematischen Meßfehler nachbilden läßt, und andere Teilchen außer den Neutronen bzw. den Protonen für den Ausfall von Leistungsbau-elementen nur eine untergeordnete Rolle spielen.

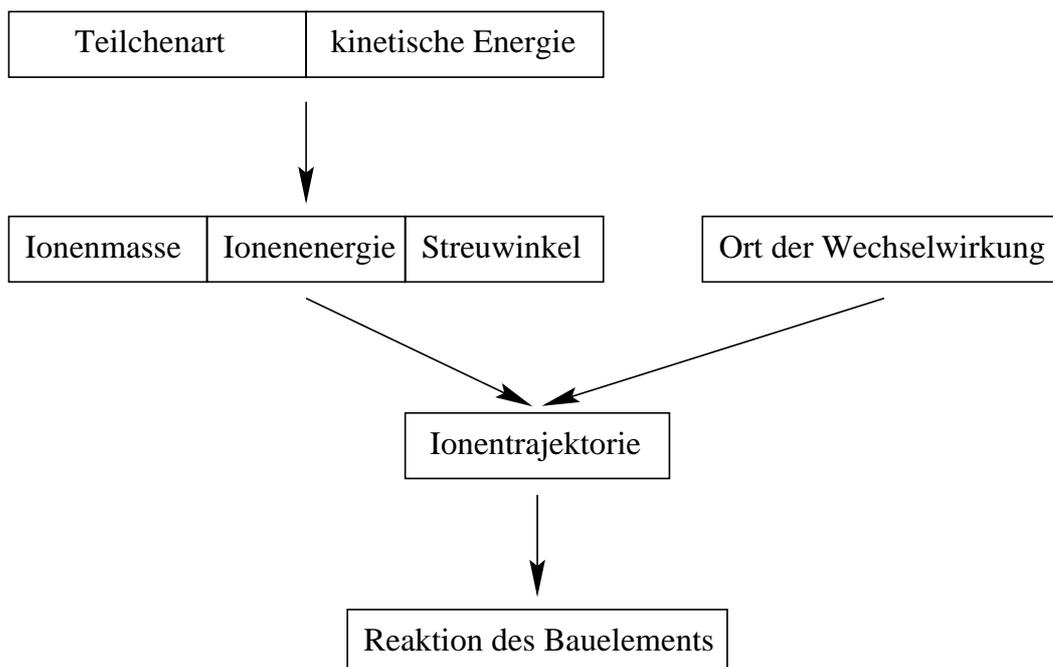
## 4.1 Modellierung der Ausfallraten

Insgesamt stellt sich also das Problem, daß die Messungen der Ausfallraten entweder sehr langwierig oder teuer sind. Darüber hinaus bekommt man erst Informationen über die Strahlungsempfindlichkeit von neuen Bauelementstrukturen, wenn die ersten Prototypen komplett gefertigt worden sind. Bis zum fertigen Produkt müssen normalerweise mehrere solcher Entwicklungszyklen durchlaufen werden. Daraus ergibt sich ein großer Kosten- und Zeitfaktor für die Entwicklung eines neuen Bauelements. Aus all diesen Gründen ist ein Berechnungsmodell, mit dem man die Strahlungsempfindlichkeit eines neuen Bauelements bereits in der Designphase am Rechner ermitteln kann, sehr wünschenswert. Dies würde eine Einbeziehung der höhenstrahlungsinduzierten Ausfallrate in den gesamten Optimierungsprozeß der Bauelemententwicklung ermöglichen und damit die Entwicklungszeit bis zum fertigen Produkt verkürzen.

Bei der in Kapitel 2 dargestellten Analyse der auf Meeresniveau maßgeblichen kern- und atomphysikalischen Prozesse wurden die Neutronen als hauptverantwortliche Teilchen identifiziert, die den Ausfall eines Leistungsbaulements auf Meeresniveau auslösen können. In einer Kernreaktion zwischen einem eindringenden Neutron und einem  $^{28}\text{Si}$ -Kern des Substratmaterials des Bauelements werden leichte Ionen erzeugt, die wiederum ein stark lokalisiertes Elektron/Loch-Plasma erzeugen. Die Ladung des Plasmas wird in der Hochfeldzone eines sperrgepolten Bauelements multipliziert. Dies führt lokal zu einer sehr hohen Stromdichte, wodurch eine starke Aufheizung stattfindet, die zum thermischen Durchbruch des Bauelements führen kann. Dabei können lokal hohe Temperaturen bis hin zum Schmelzpunkt von Silizium ( $1400\text{ }^\circ\text{C}$ ) entstehen, wodurch das Bauelement zerstört wird. Da elektronische Halbleiterbauelemente nicht nur aus dem Grundmaterial Silizium bestehen, ist es auch möglich, daß andere Materialien, z.B. an den Kontakten oder der Randstruktur, durch die hohe Temperatur in ihrer Struktur oder ihren Eigenschaften verändert werden. So wird z.B. Aluminium sehr häufig als Ohmsches Kontaktmaterial eingesetzt, dessen eutektische Temperatur auf Silizium bei etwa  $580\text{ }^\circ\text{C}$  liegt. Es ist also grundsätzlich möglich, daß bereits niedrigere Temperaturen als die Schmelztemperatur von Silizium zur Zerstörung eines Bauelements führen können.

### 4.1.1 Summation der statistischen Ereignisse

Abbildung 4.1 zeigt eine Darstellung sämtlicher Prozesse und Wechselwirkungen sowie deren Abhängigkeiten untereinander, die zu einem Bauelementausfall führen können und daher maßgeblich die Ausfallrate bestimmen. Aus der Teilchenart  $P$  der auslösenden Sekundärstrahlung und der kinetischen Energie  $E_{kin}^{ini}$  ergeben sich über eine statistische Kernreaktion die Masse  $A$ , die kinetische Energie  $E_{kin}^A$  und der Streuwinkel  $\theta$  des Rückstoßions. Zusammen mit dem Ort der nuklearen Wechselwirkung und der Statistik der atomaren Streuprozesse des Ions mit den Valenzelektronen des Siliziums ergibt sich die Ionentrajektorie ( $Spur$ ). Die vom Energieverlust des Ions erzeugte Verteilung von Elektron/Loch-Paaren verursacht dann eine eindeutige Reaktion des Bauelements  $f(Spur)$ , die zeigt, ob es irreversibel geschädigt worden ist oder nicht.



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung der statistischen Prozesse und Wechselwirkungen, die zu einer Bauelementzerstörung führen können.

Ein Bauelement ist dann irreversibel geschädigt, wenn es seine ihm zugedachte Funktion in der Anwendung nicht mehr erfüllen kann. Meist ist es dann nicht mehr in der Lage, die erforderliche Spannung zu sperren. Allerdings kann je nach Anwendung bereits ein erhöhter Sperrstrom den Ausfall eines Bauelements bedeuten. In den Messungen wird daher eine Erhöhung des Sperrstroms auf über  $200 \mu A$  als Ausfall gewertet. Ob es zu einer Zerstörung kommt oder nicht, ist auch von der Beschaltung in der jeweiligen Anwendung abhängig. Möglicherweise hat auch die Größe des Chips und damit die Eigenkapazität des jeweiligen Bauelements einen Einfluß. In der Regel ist diese jedoch bei Leistungsbauelementen ausreichend groß, um eine Zerstörung zu verursachen. BUSATTO konnte allerdings zeigen, daß 1700 V-Dioden mittels einer speziellen Schaltung, die die Versorgungsspannung innerhalb von 5 ns abschaltet, unter Umständen vor der Zerstörung geschützt werden können [143].

Die Ausfallrate bzw. die Ausfallwahrscheinlichkeit  $F_A$  eines Bauelements ergibt sich aus der Summation über alle möglichen Reaktionskanäle der nuklearen und atomaren Streuprozesse zu

$$F_A \propto \frac{\sum_P \sum_{E_{kin}^{ini}} \sum_{\vec{x}_0} \sum_A \sum_{E_{kin}^A} \sum_{\theta^A} \sum_{Spur} f(Spur(A(E_{kin}^{ini}, P), E_{kin}^A(E_{kin}^{ini}, P), \theta^A(E_{kin}^{ini}, P), \vec{x}_0))}{\sum_P \sum_{E_{kin}^{ini}} \sum_{\vec{x}_0} \sum_A \sum_{E_{kin}^A} \sum_{\theta^A} \sum_{Spur} 1} \quad (4.2)$$

Im folgenden werden die einzelnen Beiträge zur Ausfallrate in Gleichung (4.2) näher

erläutert:

- Es muß jede mögliche Teilchensorte  $P$  berücksichtigt werden, die in der Lage ist, genügend Energie in das Bauelement zu übertragen, um einen Ausfall verursachen zu können. Grundsätzlich kommen dafür Pionen ( $\pi$ ), Neutronen ( $n$ ) und Protonen ( $p$ ) in Frage. Da die Pionen nur eine sehr kleine Flußdichte auf Meeresebene haben, stellen sie lediglich eine Korrektur der Ausfallrate dar. In großen Höhen steigt ihre Flußdichte an und man muß sie vollständig berücksichtigen. Qualitativ verhalten sich die Pionen genauso wie die Nukleonen. Unter Umständen sind Pionen jedoch effektiver beim Auslösen eines Ausfalls, da die kinetische Energie des Rückstoßions bei pioninduzierten inelastischen Kernreaktionen höher ist und ebenso ihr Wechselwirkungsquerschnitt mit  $^{28}\text{Si}$  [49]. Auf Meeresebene sind jedoch hauptsächlich die Neutronen für die Ausfälle von Leistungsbauelementen verantwortlich.
- Die initiale kinetische Teilchenenergie  $E_{kin}^{ini}$  spielt ebenfalls eine große Rolle. Sie muß so groß sein, daß durch einen Stoßprozeß mit einem  $^{28}\text{Si}$ -Kern genügend Energie auf ein Rückstoßion übertragen werden kann, um einen Ausfall zu verursachen.
- Der Ort  $\vec{x}_0$  der Wechselwirkung zwischen initialem Teilchen und dem  $^{28}\text{Si}$ -Kern ist für die transiente Reaktion des Bauelements von sehr entscheidender Bedeutung. Befindet sich in seiner unmittelbaren Umgebung eine Hochfeldzone, kann es zu einer massiven Multiplikation der deponierten Ladung kommen, was eine Voraussetzung für die Zerstörung eines Bauelements ist.
- Die Masse  $A$  des Rückstoßions bestimmt zusammen mit der kinetischen Energie die Länge der erzeugten Ladungsspur (siehe Abbildung 2.12). Je größer seine Masse, desto kürzer ist die Spur. Damit steigt die Ladungskonzentration, und das bauelement-interne elektrische Feld kann dadurch stärker beeinflusst werden.
- Die kinetische Energie des Rückstoßions  $E_{kin}^A$  bestimmt die Länge der Ladungsspur und die Ladungsdichte. Sie ist damit einer der wichtigsten Parameter. Eine hohe Rückstoßionenenergie deponiert viel Ladung, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit für eine starke Beeinflussung des Bauelementverhaltens erhöht.
- Der Streuwinkel  $\theta^A$  des Rückstoßions bestimmt die anfängliche Richtung, mit der das Ion relativ zur Richtung des initialen Teilchens durch das Bauelement fliegt.
- Die Spur bzw. die Trajektorie des Rückstoßions bestimmt die genaue Ortsverteilung des ioneninduzierten Ladungsplasmas und damit dessen Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld des Bauelements. Sie ist mit entscheidend, ob es zu einer Vervielfachung der deponierten Ladung kommt oder nicht.
- Die Reaktionsfunktion  $f$  des Bauelements gibt eine eindeutige Aussage darüber, ob die vorgegebene Trajektorie eines Rückstoßions zu einem Bauelementausfall führt oder nicht. Diese Funktion nimmt den Wert Null an, wenn kein Ausfall stattfindet bzw. Eins bei einem Ausfall. Die Berechnung des Funktionswertes ist dagegen sehr aufwendig und kompliziert. Es ist dazu eine rechenzeitintensive transiente

elektro-thermische 3D-Bauelementsimulation notwendig. Problematisch ist dabei unter anderem das Auftreten von hohen Temperaturen, die den Gültigkeitsbereich der implementierten Simulationsmodelle bei weitem übersteigen. Darüber hinaus stellt sich die Frage, wie durch die Simulation der Ausfall eines Bauelements detektiert werden kann, da z.B. das Überschreiten einer gewissen Temperaturschwelle in unterschiedlichen Bereichen des Bauelements unterschiedliche Auswirkungen haben kann.

Zur Ermittlung der Ausfallrate werden in Gleichung (4.2) alle möglichen Reaktionskanäle summiert und mit der Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens gewichtet. Aufgrund der dargestellten statistischen Prozesse und Effekte, die für die Berechnung der Ausfallrate eine Rolle spielen, ist es klar, daß dieses Konzept nicht praktikabel ist. Es gibt eine Vielzahl an möglichen Reaktionskanälen, die praktisch zu beliebigen Ladungsspuren im Bauelement führen können. Im Prinzip müsste für jede dieser Spuren durch eine 3D-Simulation überprüft werden, ob es zu einer Zerstörung des Bauelements kommt oder nicht. Aufgrund der Vielzahl an Möglichkeiten und der aufwendigen Berechnung der Reaktion des Bauelements kann dieser Weg nicht zum Ziel führen.

## 4.1.2 Modellierung durch Ionenstrahlung

Um einen genaueren Einblick in die Vorgänge und Prozesse, die sich nach der Kernreaktion im Innern eines Leistungsbaulements abspielen, zu erhalten, haben sich Ionenbestrahlungsexperimente als sehr hilfreich erwiesen [20, 106, 144]. Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, tritt bei der Bestrahlung mit leichten Ionen, abhängig von der angelegten Sperrspannung, eine massive Ladungsmultiplikation von bis zu vier Größenordnungen über der Initiaalladung auf. Diese Multiplikationsereignisse (ME) sind in der Regel nicht zerstörend, jedoch steigt mit einer Erhöhung der Sperrspannung auch die Wahrscheinlichkeit für einen Ausfall. Damit stellen die ME die Vorstufe und eine zwingende Voraussetzung für den Ausfall eines Leistungsbaulements dar. Ferner gibt es Bauelemente, z.B. den FS-IGBT, bei denen bereits das Auftreten eines einzigen ME zu einer Zerstörung führt.

### 4.1.2.1 Schwellspannung

Die Größe, mit der sich die Strahlungsempfindlichkeit eines Leistungsbaulements bei einem Ionenbestrahlungsexperiment am besten charakterisieren läßt, ist die Schwellspannung  $V_{th}$  für das Auftreten eines Ereignisses mit einer massiven Multiplikation von Ladungsträgern.  $V_{th}$  wird definiert als die kleinste Spannung, bei der ein ME auftritt. Sie ist abhängig vom auslösenden initialen Ion und dessen kinetischer Energie. Für einen sinnvollen Vergleich von  $V_{th}$  bei verschiedenen Bauelementen muß daher immer dieselbe Ionensorte und dieselbe kinetische Energie benutzt werden. Unterschiedliche Ionensorten und kinetische Energien führen zu einer anderen Verteilung des ioneninduzierten initialen Ladungsplasmas und verändern damit  $V_{th}$ .

Darüber hinaus hängt  $V_{th}$  von der genauen Struktur und Geometrie des Bauelements ab und damit auch vom Einstrahlungsort. Unterschiedliche Schichten, wie Metalle, Oxide oder Passivierungen, an der Oberfläche eines Bauelements können zu einer Absorption der eingestrahnten Ionenenergie führen und damit zu einer kleineren initialen Plasmadichte und zu einem höheren  $V_{th}$ . Um dies zu verhindern, wurde das Anodenkontaktmetall im Zentrum der mit Ionen bestrahlten Dioden abgeätzt. Die darunterliegende AlSi-Schicht stellt trotzdem eine homogene Potentialverteilung an der Anode sicher. Feldüberhöhungen, wie sie in der Randstruktur vorkommen, verursachen ein kleineres  $V_{th}$ . In dieser Arbeit bezieht sich jedoch das verwendete  $V_{th}$  immer auf eine Einstrahlung im Volumen des Bauelements, wo ein Einfluß der Randstruktur ausgeschlossen ist.

In den folgenden Abschnitten wird analysiert, inwieweit sich  $V_{th}$  als Maß für die Höhenstrahlungsempfindlichkeit eines Bauelements eignet. Auf diese Weise könnte die Ausfallrate eines Bauelements zum einen durch Simulation prädiktiv am Rechner bestimmt werden. Zum anderen wäre eine nahezu zerstörungsfreie Messung möglich. Bei der konventionellen Meßmethode müssen hingegen möglichst viele Bauelemente zerstört werden, um eine statistisch gesicherte Bestimmung der Ausfallrate zu erhalten.

#### 4.1.2.2 Effektive Rückstoßionen

Testmessungen von NPT-Dioden haben gezeigt, daß deren Ausfallraten von der initialen Protonenenergie abhängen. Für eine um 80 MeV kleinere kinetische Energie zeigt sich eine Reduzierung der Ausfallrate [72]. Daher muß der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines für einen Bauelementausfall effektiven Rückstoßions ebenfalls eine Abhängigkeit von der initialen Teilchenenergie zeigen. Die in Abbildung 2.10 dargestellte Berechnung der Wechselwirkungsquerschnitte für die inelastische Erzeugung von verschiedenen Rückstoßionen zeigt, daß dies für sehr leichte Ionen mit Kernladungszahlen kleiner zehn zutrifft. Je leichter das Ion, desto ausgeprägter ist die Abhängigkeit von der initialen Nukleonenergie.

Das Ergebnis der Berechnung der Energieverlustfunktion der verschiedenen Ionensorten in Silizium in Kapitel 2.5.1 zeigt, daß schwere Ionen sehr effektiv beim Auslösen von ME sind (siehe Abbildung 2.12). Je höher die Masse des Ions, desto größer ist sein Energieverlust. Dies führt zu einer kurzen und damit sehr hochkonzentrierten Ladungsspur. Bei sperrgepolten Bauelementen mit sehr flachen pn-Übergängen führt dies zu einem maximalen Überlapp von ioneninduziertem Ladungsplasma und Hochfeldzone.

Nimmt man alle Argumente zusammen, vereinigt wohl das  $^{12}\text{C}$ -Ion am besten alle Eigenschaften, die ein für einen Bauelementausfall effektives Teilchen erfordern würde. Es wird bei einer inelastischen Hadron- $^{28}\text{Si}$ -Kernreaktion mit einer relativ hohen Wahrscheinlichkeit gebildet. Einerseits ist es so leicht, daß eine hohe Rückstoßenergie relativ wahrscheinlich ist. Andererseits ist es so schwer, daß es einen genügend hohen Energieverlust im Siliziumkristallgitter hat und damit eine hochlokalisierte Ladungsspur mit einer hohen Plasmakonzentration bilden kann. Darüber hinaus variiert der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines  $^{12}\text{C}$ -Rückstoßions mit der initialen Protonenenergie, was zum experimentellen Befund der abnehmenden Ausfallrate mit abnehmender

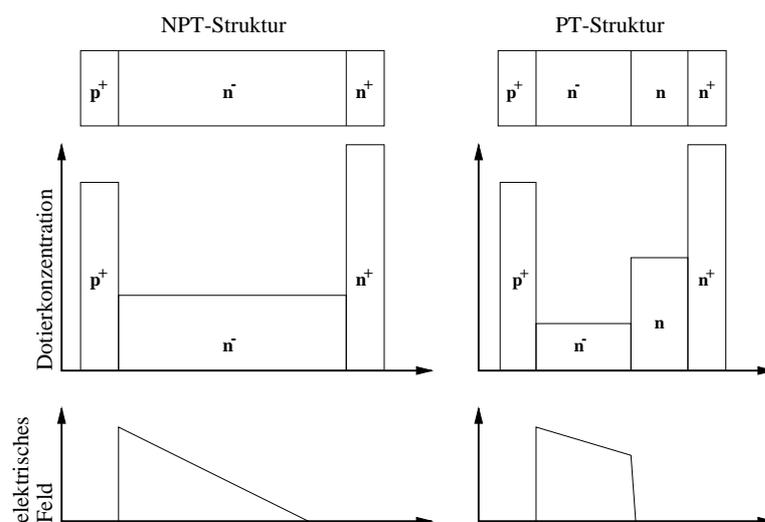
initialer Protonenenergie paßt. Sicherlich tragen auch andere Rückstoßionensorten, wie O, Ne oder Si, zur Ausfallrate eines Bauelements bei. Durch das  $^{12}\text{C}$ -Ion lassen sich jedoch alle beobachteten Eigenschaften beim höhenstrahlungsinduzierten Ausfall von Leistungsbau-elementen erklären.

Daher wurden die Ionenbestrahlungsexperimente, die während dieser Arbeit durchgeführt wurden, ausschließlich mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV durchgeführt. Die Energie wurde so klein gewählt, daß sie in inelastischen Hadron- $^{28}\text{Si}$ -Kernreaktionen mit einer verhältnismäßig großen Wahrscheinlichkeit erzeugt werden kann. Andererseits muß die Energie so groß sein, daß auch bei Sperrspannungen im anwendungsrelevanten Bereich eine massive Multiplikation von Ladung auftreten kann. Eine Rückstoßenergie von 17 MeV scheint ein mögliches Optimum aus diesen beiden Anforderungen zu sein.

## 4.2 Analyse von verschiedenen Leistungsdioden

Dioden eignen sich aufgrund ihrer einfachen Geometrie sehr gut zur Entwicklung und Validierung der Modelle für die Simulation von ionenstrahlungsinduzierter Ladungsgeneration in Halbleiterbauelementen. Im Gegensatz zu Bauelementen wie Bipolartransistor, IGBT oder MOSFET, die stromverstärkend wirken, sind bei den Dioden keine internen Verstärkungsstrukturen vorhanden.

Im wesentlichen gibt es zwei Prinzipien, wie Leistungsdioden technologisch gefertigt werden, das Non-Punch-Through (NPT)- und das Punch-Through- (PT) oder Feld-Stop- (FS) Konzept. Die beiden Konzepte unterscheiden sich vor allem in der Form des stationären elektrischen Feldes bei einer angelegten Sperrspannung.



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung der Struktur sowie des Feld- und Dotierprofils von NPT- (links) und PT-Dioden (rechts).

Eine NPT-Diode besteht aus einem  $p^+n^-$ -Übergang mit einer sehr großen Konzentration von Akzeptoren in der  $p^+$ -Zone und einer kleinen Konzentration an Donatoren in der  $n^-$ -Driftzone. Dies führt zu einem dreiecksförmigen Verlauf des elektrischen Feldes bei einer angelegten Sperrspannung. Um einen guten Ohmschen Kontakt und einen effektiven Emitter an der Rückseite zu gewährleisten, muß hier noch eine möglichst hochdotierte  $n^+$ -Zone implantiert werden.

In Abbildung 4.2 ist eine schematische Darstellung der Dotierkonzentration und des daraus resultierenden Profils des elektrischen Feldes bei einer angelegten Sperrspannung für die NPT- und die PT-Struktur zu sehen. Der Hauptunterschied ist, daß die Konzentration der Donatoren in der  $n^-$ -Driftzone bei der PT-Diode deutlich kleiner ist. Daher ist der Gradient des elektrischen Feldverlaufs wesentlich flacher. Eine um etwa eine Größenordnung höhere  $n$ -Dotierung am Ende der Driftzone führt zu einem steilen Abfall des Feldes. Aufgrund der abrupten Feldreduktion durch diese  $n$ -Pufferschicht wird die PT-Diode auch sehr häufig als Feld-Stop-Diode bezeichnet. Durch die niedrigere Dotierung der Driftzone hat das Feld der PT-Diode einen trapezförmigen Verlauf. Aus diesem Grund kann eine PT-Diode entweder höhere Spannungen sperren, oder bei gleicher Durchbruchspannung dünner als eine NPT-Diode sein. Das maximale elektrische Feld der PT-Diode ist daher bei gleicher Sperrspannung kleiner.

Ein weiterer Vorteil der PT-Struktur ist ihre kleinere Durchlaßspannung  $U_V$ , die zu einer niedrigeren Verlustleistung im Vorwärtsbetrieb führt. Hier macht sich der verglichen mit einer NPT-Diode flachere Feldverlauf und die damit verbundene kürzere Länge der Driftzone  $L_{n^-}$  positiv bemerkbar, da  $U_V \propto L_{n^-}^2$  ist [145].

Der größte Unterschied zwischen beiden Diodenstrukturen ist ihr Schaltverhalten. Das Forward-Recovery-Verhalten, also das Verhalten der Dioden beim transienten Umschalten von Sperrspannung zur Vorwärtsspannung, ist bei der PT-Struktur weicher (softer), wodurch hohe Spannungsspitzen verhindert werden, die eventuell das Bauelement zerstören könnten. Dies kann durch eine zu hohe Stromsteilheit  $\frac{dI}{dt}$  bei einer induktiven Last auftreten. Darüber hinaus befindet sich im Fall von Hochinjektion in Vorwärtsrichtung, aufgrund der kürzeren Länge, weniger gespeicherte Ladung in der PT-Diode. Dies führt beim Abschalten, also beim transienten Übergang von Vorwärts- zum Sperrspannungsbetrieb, zu einer kleineren Rückstromspitze. Folglich ergeben sich daraus kleinere Verluste und ein schnelleres Schaltverhalten. Ein Nachteil der PT-Struktur beim Abschalten der Diode ist das plötzliche Abreißen des Stromes nach dem Erreichen der Rückstromspitze („snappy-behavior“). Hier kann durch eine NPT-Struktur ein deutlich weiches Abschalten (soft recovery) erreicht werden. Daraus ergibt sich dann wiederum ein kleineres  $\frac{dI}{dt}$  und damit kleinere Spannungsspitzen bei induktiven Lasten, wie sie in Hochvoltanwendungen, bei der diese Dioden eingesetzt werden, häufig vorkommen. Das abrupte Abreißen des Rückstroms kann auch zu Hochfrequenzoszillationen führen, die wegen der nötigen Funkentstörung nicht erwünscht sind.

Aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften beim Abschalten benutzt man NPT-Dioden hauptsächlich als Netzgleichrichterioden bei Frequenzen von 50-60 Hz. Überall, wo schnelle Schaltvorgänge bis zu einigen 100 kHz erforderlich sind, z.B. in Wechselrichtern oder Gleichstromstellern, kommen PT-Dioden zum Einsatz.

Durch Optimierungen und damit verbundenen Änderungen der Struktur verändert sich oft auch das Profil des elektrischen Feldes in der Diode. Dadurch kann sich die Empfindlichkeit gegenüber Höhenstrahlung unter Umständen drastisch ändern. Bei neuen Dioden sowie bei Strukturvariationen muß dies daher immer wieder getestet werden. In den folgenden Kapiteln werden verschiedene Leistungsdioden hinsichtlich ihrer Strahlungsempfindlichkeit untersucht.

Zur experimentellen Analyse wurden Bestrahlungsexperimente am „The Svedberg Laboratory (TSL)“ in Uppsala/Schweden [146] mit 180 MeV Protonen und am „Dynamitron-Tandem-Beschleuniger (DTL)“ der Ruhr-Universität Bochum [147] mit 17 MeV  $^{12}\text{C}$ -Ionen durchgeführt. Dabei wurden am TSL die Ausfallraten der Bauelemente bestimmt und das transiente Verhalten der Strompulse aufgrund einer massiven protoneninduzierten Generation von Ladung sowie die dazugehörigen Spannungseinbrüche gemessen. Am DTL wurden die Strompulse und Ladungsspektren der Bauelemente, die aufgrund der Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen entstehen, experimentell bestimmt. Der bei den Experimenten benutzte Meßaufbau wird im Anhang D näher beschrieben.

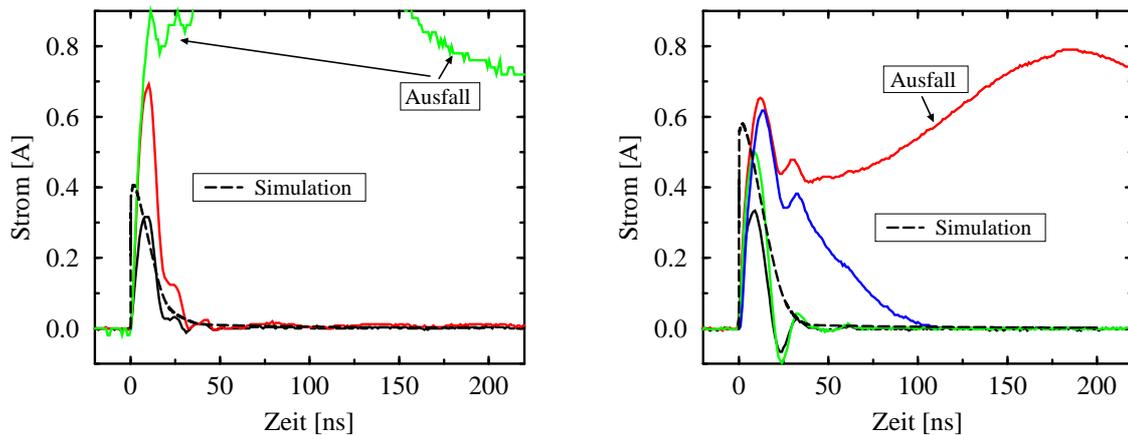
## 4.2.1 Analyse von Teststrukturen

Zunächst werden 3 Teststrukturen genauer untersucht. Dabei handelt es sich um zwei NPT- und eine FS-Diodenstruktur, die alle eine Volumendurchbruchspannung von 4.5 kV haben.

### 4.2.1.1 Non-Punch-Through-Dioden-Teststruktur

Die erste NPT-Diode ist dieselbe Diode, die bereits in Kapitel 3 hinsichtlich ihrer Eigenschaften bei der Bestrahlung mit verschiedenen Ionen eingehend untersucht worden ist. Diese Diode mit einem  $1.5\ \mu\text{m}$  tiefen pn-Übergang wird im folgenden als NPT1 bezeichnet. Zusätzlich wurde noch eine zweite NPT-Diode (NPT2) analysiert, die eine zu NPT1 sehr ähnliche Geometrie besitzt. Der einzige Unterschied ist das  $\text{p}^+$ -Dotierprofil an der Anode. Hier wurde zwar die gleiche Implantationsdosis wie bei NPT1 benutzt, jedoch ist der pn-Übergang bei NPT2  $6\ \mu\text{m}$  tief. Dies führt zu einer um etwa einen Faktor vier niedrigeren Maximalkonzentration des gaußförmigen Akzeptorprofils an der Anode, verglichen mit NPT1. Alle übrigen Strukturparameter sind identisch und wurden bereits in Kapitel 3.3 beschrieben.

In Abbildung 4.3 sind die gemessenen transienten Strompulse dargestellt, die durch einzelne  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV in NPT1 (links) und NPT2 (rechts) hervorgerufen werden. Es ist nur ein Teil der gemessenen Pulse dargestellt, wobei jeweils die Pulse mit maximaler und minimaler Stromhöhe abgebildet sind. Die Höhen der reversiblen und damit zerstörungsfreien Pulse sind bei beiden Dioden zwischen 0.3 und 0.7 A groß. Die gemessene Pulsdauer beträgt etwa 20 ns. Sie ist bei sämtlichen nicht-zerstörenden Pulsen in etwa gleich und scheint daher durch das initiale Ion und die Bauelementgeometrie bestimmt. Die Ladungsmenge, die bei diesen Pulsen entsteht, ist vom



**Abbildung 4.3:** Gemessene transiente Strompulse, die durch einzelne  $^{12}\text{C}$ -Ionen (17 MeV) in NPT1 (links) und NPT2 (rechts) bei einer Sperrspannung von 2 kV hervorgerufen werden. Zusätzlich sind die entsprechenden Simulationen durch gestrichelte Linien eingezeichnet.

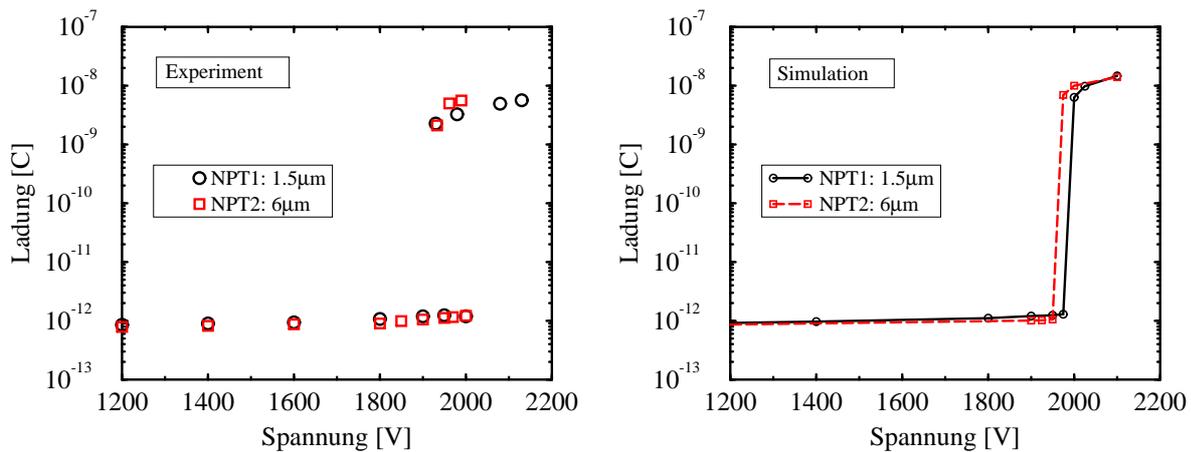
genauen Verlauf der initialen Ionentrajektorie abhängig und liegt in der Messung zwischen 3 und 9 nC bei einer angelegten Sperrspannung von 2 kV.

Zusätzlich sind in dieser Abbildung die entsprechenden simulierten Stromtransienten von NPT1 und NPT2 als gestrichelte Linien dargestellt, welche sehr gut zur Verteilung der gemessenen Pulse passen. Die Pulslängen von Experiment und Simulation sind nahezu identisch. Da in der Simulation nur mit geradlinig verlaufenden Ionentrajektorien gerechnet werden kann, können die Pulshöhen nicht identisch zum Experiment sein. Es wäre prinzipiell denkbar, daß geradlinig verlaufende Ionentrajektorien am effektivsten eine Multiplikation von Ladung verursachen und damit zur größten Pulshöhe führen müßten. Dies könnte jedoch nur durch eine entsprechende 3D-Simulation geklärt werden.

Beim Abfallen der Pulse zeigt sich bei beiden Dioden entweder eine Schwingung oder eine negative Stromspitze. Dies ist nicht durch die physikalischen Transportprozesse in der Diode begründet, sondern durch parasitäre Kapazitäten, Induktivitäten und Kabelwiderstände im Meßaufbau. Die Schwingung und die negative Stromspitze treten in der Simulation nicht auf. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, daß ihr Ursprung parasitärer Natur ist. Die Anstiegszeit der gemessenen Pulse wird ebenfalls durch den Meßaufbau bestimmt. In der Simulation ist die Anstiegszeit sehr klein und liegt im Bereich von einigen Pikosekunden. Diese Zeitkonstanten sind darüber hinaus viel zu kurz, um im Experiment aufgelöst werden zu können.

Die Nicht-Multiplikationstransienten können nur mit sehr großem Aufwand gemessen werden, da dabei nur wenige Nanosekunden lang sehr kleine Ströme von einigen  $100 \mu\text{A}$  fließen, was eine sehr hohe zeitliche Auflösung bei der Messung erfordern würde. Daher wurde in dieser Arbeit darauf verzichtet.

Sowohl bei NPT1 als auch bei NPT2 konnte im Experiment die Stromtransiente eines zerstörenden Ereignisses aufgenommen werden. Der Stromverlauf ist dabei deutlich höher

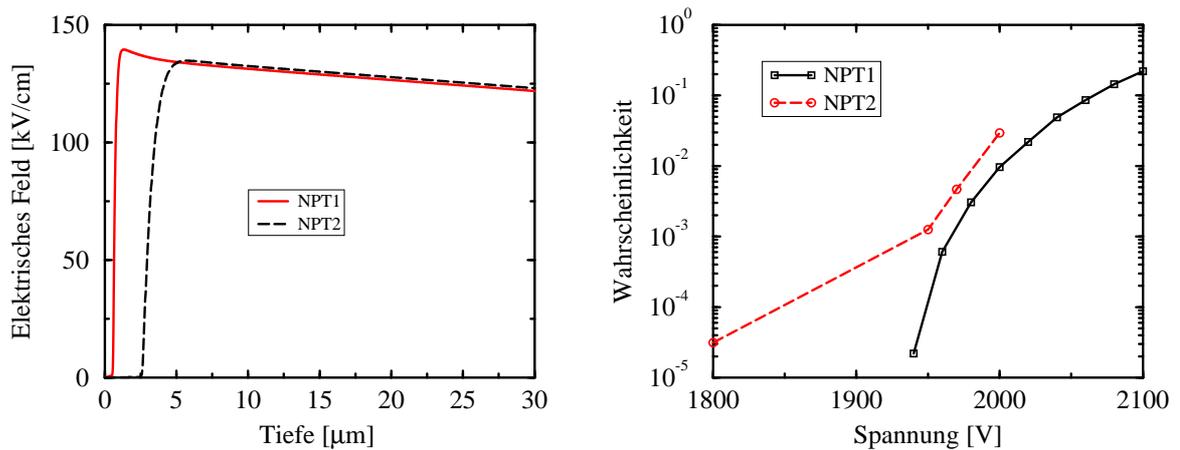


**Abbildung 4.4:** Ladung, die ein einzelnes  $^{12}\text{C}$ -Ion (17 MeV) in NPT1 und NPT2 als Funktion der Sperrspannung erzeugt. Vergleich zwischen Experiment (links) und Simulation (rechts).

und breiter als bei den reversiblen Pulsen der ME. Es hat sich im Experiment gezeigt, daß mit steigender Sperrspannung auch die Wahrscheinlichkeit steigt, daß ein ME doch einmal zu einer Zerstörung der Diode führt. Analog zum Ausfall durch Höhenstrahlung wird die Diode bei einer Schädigung jedoch nicht immer völlig zerstört. Teilweise erhöht sich dabei auch „nur“ ihr Sperrstrom, was allerdings bei Überschreitung einer Grenze von  $200 \mu\text{A}$  ebenfalls als Ausfall gezählt wird.

Abbildung 4.4 zeigt einen Vergleich der Ladung, die in den Dioden NPT1 und NPT2 als Funktion der angelegten Sperrspannung von einem einzelnen  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer kinetischen Energie von 17 MeV erzeugt wird. Dargestellt ist der Vergleich zwischen Experiment (links) und Simulation (rechts). Beim gemessenen Ladungsspektrum zeigt sich kein nennenswerter Unterschied im Verhalten der beiden Dioden. Lediglich bei der Menge der Ladung, die bei den ME erzeugt wird, ergibt sich eine Tendenz zu etwas höheren Werten bei NPT2. Allerdings ist hier, wie schon bei den vergleichbaren Abbildungen, die in dieser Arbeit gezeigt worden sind, die wahrscheinlichste Ladungsmenge bei jedem Spannungspunkt aufgetragen. Das Ladungsspektrum der ME, das bei NPT2 gemessen wurde, umfaßt bei 1930 V minimal 1 nC und maximal 3 nC. Bei 1960 V und 2000 V liegt es jeweils zwischen 3 und 9 nC. Berücksichtigt man den statistischen Fehler der Messung, kann daraus nicht eindeutig geklärt werden, ob bei NPT2 tatsächlich etwas mehr Ladung bei den ME erzeugt wird. Die Simulation deutet auf eine identische Ladungsmenge in den ME bei beiden Dioden hin.

Die aus dem gemessenen Ladungsspektrum extrahierte Schwellspannung scheint nach dem linken Bild in Abbildung 4.4 bei beiden Dioden identisch zu sein. In der Simulation, die im rechten Bild von Abbildung 4.4 dargestellt ist, zeigt sich eine Verschiebung der Schwellspannung von NPT2 um 25 V zu kleineren Spannungen verglichen mit NPT1. Diesen Unterschied kann man durch die Profile der stationären elektrischen Felder aufgrund der verschiedenen Anodendotierprofile erklären. In Abbildung 4.5 (links) ist das stationäre elektrische Feld von NPT1 und NPT2 bis in  $30 \mu\text{m}$  Tiefe unter der An-



**Abbildung 4.5:** Links: Stationäres elektrisches Feld bis  $30 \mu\text{m}$  tief unter der Anode von NPT1 und NPT2 bei einer Sperrspannung von 1975 V. Rechts: Gemessene Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines ME bei NPT1 und NPT2 als Funktion der Sperrspannung.

ode bei einer angelegten Sperrspannung von jeweils 1975 V dargestellt. Man sieht, daß das elektrische Feld bei NPT1 ab einer Tiefe von  $5 \mu\text{m}$  ein wenig kleiner ist, verglichen mit NPT2. Dies führt zu einer etwas höheren Ladungsträgerbeweglichkeit, wodurch die Ladungsträger, die durch das  $^{12}\text{C}$ -Ion ins Bauelement eingebracht werden, schneller in radialer Richtung wegdiffundieren können. Daraus ergibt sich eine etwas geringere Plasmakonzentration und damit bei gleicher Spannung eine etwas kleinere Feldspitze. Somit verschiebt sich das Zünden des stabilen Streamer-Zustands zu einer etwas höheren Sperrspannung.

Das im linken Bild von Abbildung 4.4 dargestellte gemessene Ladungsspektrum ist für die Bestimmung der Schwellspannung  $V_{th}$  für den Einsatz von ME nicht optimal, wenn Bauelemente mit einem sehr ähnlichen  $V_{th}$  untersucht werden. Wesentlich besser eignet sich dazu die Messung der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines ME in Abhängigkeit von der Sperrspannung. Das rechte Bild in Abbildung 4.5 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Die Anzahl der im Ladungszähler bei einer festen äußeren Spannung registrierten ME wurde durch die Anzahl der insgesamt registrierten Ereignisse, also die Summe aus NME und ME, geteilt und dadurch die Wahrscheinlichkeit für ein ME ermittelt. Dabei zeigt sich eindeutig eine Verschiebung der Schwellspannung von NPT2 zu kleineren Spannungen, verglichen mit NPT1. Bis auf ein einziges ME, das bei NPT2 bereits bei 1800 V aufgetreten ist, gibt es einen fast parallelen Verlauf der beiden Wahrscheinlichkeitskurven. Dieses Einzelereignis wurde wahrscheinlich durch einen sogenannten „Pile-up“, d.h. ein gleichzeitiges Eintreffen von zwei  $^{12}\text{C}$ -Ionen, ausgelöst. Der Strom der  $^{12}\text{C}$ -Ionen wurde bei der Messung auf einen Wert zwischen  $300$  und  $500 \text{ s}^{-1}$  gesetzt, was einen Pile-up zwar sehr unwahrscheinlich macht, allerdings nicht ganz ausschließen kann. Bei zwei gleichzeitig eindringenden Ionen wird die doppelte initiale Ladung im Bauelement deponiert und dadurch die Schwelle für die Multiplikation herabgesetzt. Ein weiteres Indiz für diese Vermutung ist, daß bei verlängerter Meßzeit bei den nächsten beiden Spannungspunkten von 1850 und 1900 V kein weiteres ME registriert worden ist.

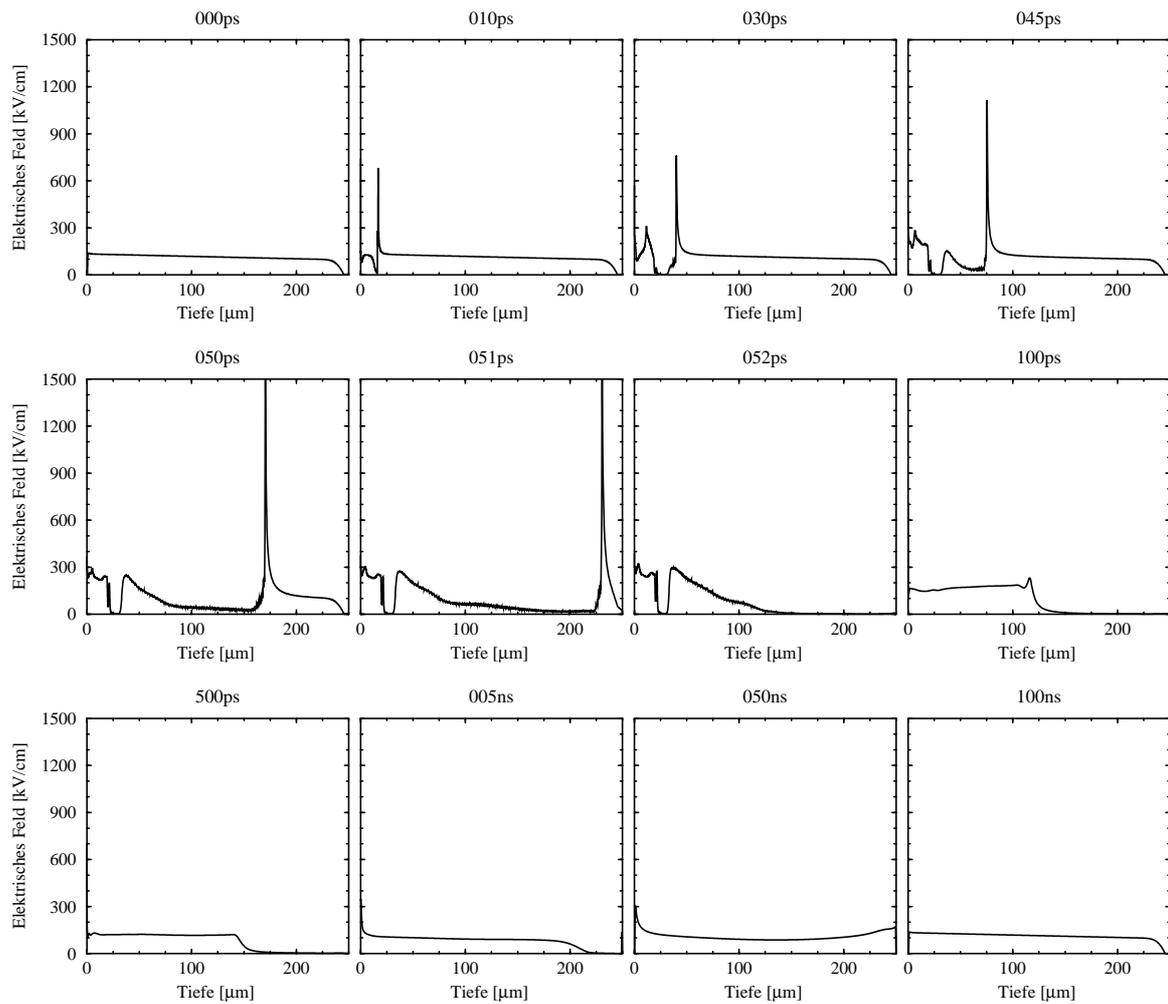
#### 4.2.1.2 Feld-Stop-Dioden-Teststruktur

Die gemessene FS-Dioden-Teststruktur verhält sich im Mechanismus der Ladungsmultiplikation geringfügig anders als die NPT-Strukturen. Die durch Simulation ermittelte Volumendurchbruchspannung der NPT- und FS-Dioden ist gleich und liegt etwa bei 4.5 kV. Die Anodenprofile von NPT1 und FS-Diode sind gleich. Die n-Pufferschicht der FS-Diode ist gaußförmig und ist um etwa eine Größenordnung höher dotiert als das Substrat. Die Dicke des Substrats beträgt  $250 \mu\text{m}$ . Aufgrund der etwa um einen Faktor zwei kleineren Dotierkonzentration im Substrat ist das bei einer angelegten Sperrspannung entstehende stationäre elektrische Feld der FS-Diode trapezförmig, im Gegensatz zur Dreiecksform bei der NPT-Diode (siehe Abbildung 4.2). Daher ist das maximal auftretende Feld in der FS-Diode bei gleicher Sperrspannung kleiner. Aus diesem Grund ist die Schwellspannung für den Einsatz von massiven Ladungsmultiplikationsereignissen zu sehr viel höheren Spannungen verschoben. In der Simulation ergibt sich das erste ME bei einer Spannung von 2750 V. Die Ereignisse, bei denen keine massive Multiplikation von Ladung erfolgt (NME), laufen bei der FS-Struktur analog zum Prozeß bei der NPT-Diode ab, der bereits in Kapitel 3.3.1 beschrieben worden ist.

In Abbildung 4.6 ist das Profil des elektrischen Feldes zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt, wie es ein  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer kinetischen Energie von 17 MeV in der FS-Struktur bei einer Sperrspannung von 2750 V erzeugt. Das  $^{12}\text{C}$ -Ion dringt dabei an der Anode bei  $z = 0 \mu\text{m}$  ein. Wie bei den NPT-Dioden entsteht durch das ioneninduzierte Plasma nach 10 ps eine hohe Feldspitze. Die Feldspitze beginnt nun durch das Bauelement in Richtung Kathode zu laufen. Da der Betrag des stationären elektrischen Feldes bei der FS-Diode über die ganze Dicke des Bauelements nahezu konstant ist, ergibt sich eine stetige Verstärkung der Feldspitze, im Gegensatz zur Abschwächung, wie sie z.B. für  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen bei kleinen Sperrspannungen an der NPT-Struktur auftritt (siehe Kapitel 3.3.3.4). Das Integral über das elektrische Feld entlang einer Feldlinie von der Anode bis zur Kathode ist bei einer konstanten äußeren Spannung eine Erhaltungsgröße. Da das elektrische Feld aufgrund der Plasmabedingung aus dem Bereich hinter der Feldspitze verdrängt wird, muß folglich der Wert in der Spitze steigen. Aufgrund des konstant hohen stationären Feldes kommt es in allen Teilen der FS-Diode zu einer Verstärkung der elektrischen Feldspitze. Dadurch steigt das maximal auftretende Feld bis auf einen Wert von 1.5 MeV/cm. Aufgrund der sehr hohen Feldstärke in der Spitze erreicht diese die Kathode bereits in 52 ps. In Übereinstimmung mit der Abschätzung in Kapitel 3.3.4 ergibt sich durch die höhere Feldstärke in der Spitze eine größere Geschwindigkeit der Feldspitze in der FS-Diode, verglichen mit den NPT-Dioden.

Nachdem die Feldspitze die Kathode erreicht hat, sinkt die maximale Feldstärke in der FS-Diode auf Werte kleiner 200 kV/cm ab. Nach etwa 100 ns hat sich dann wieder der stationäre Feldverlauf eingestellt.

Durch die hohe elektrische Feldspitze ergibt sich, genauso wie bei der NPT-Diode eine sehr starke Generation von zusätzlichen freien Ladungsträgern durch Stoßionisation. In Abbildung 4.7 ist das Profil der Elektronendichte entlang der Rotationsachse zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Nach 10 ps wird an der Anode durch den Energieverlust des  $^{12}\text{C}$ -Ions eine hohe Dichte an Elektronen erzeugt. Ab diesem Zeitpunkt beginnt die



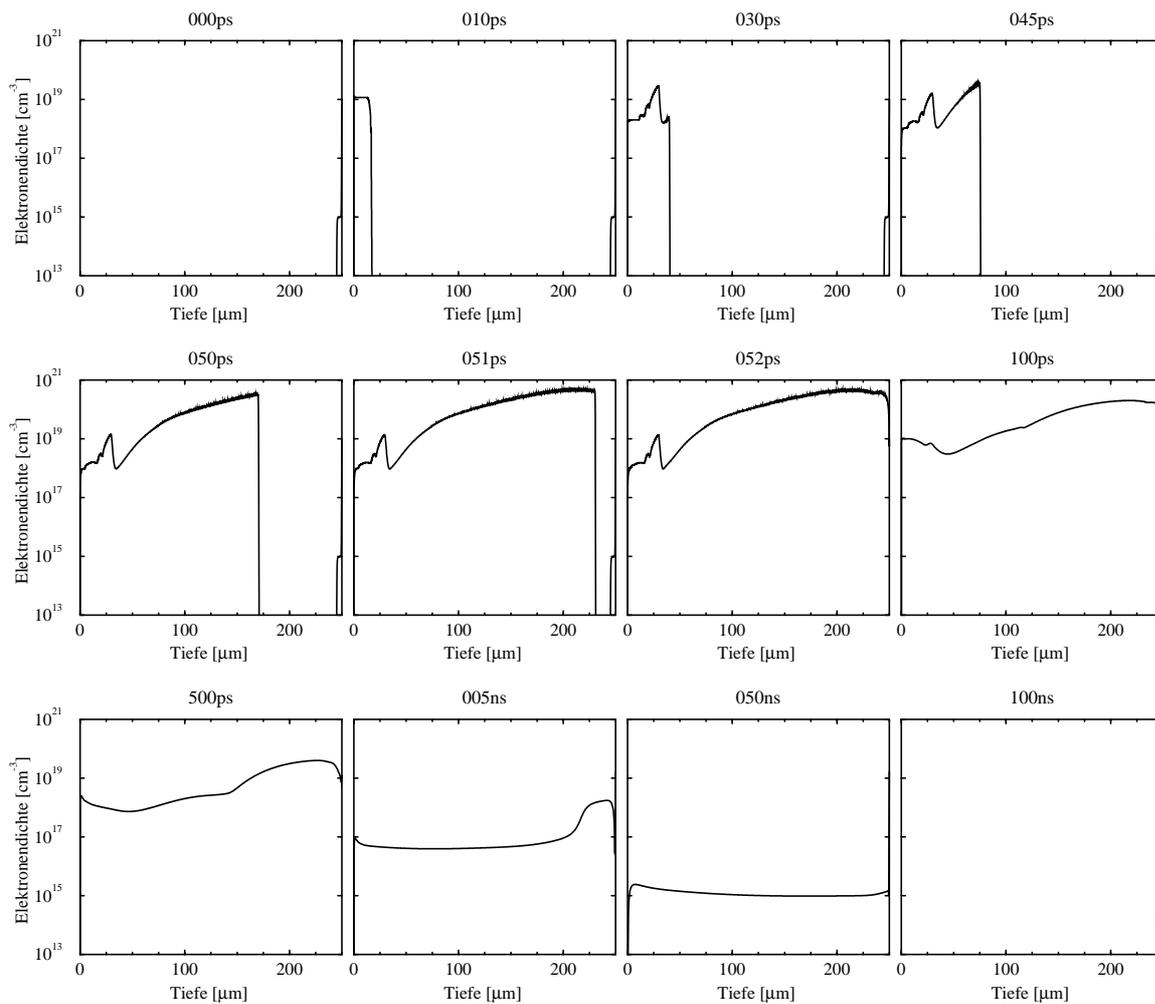
**Abbildung 4.6:** Profil des elektrischen Feldes zu verschiedenen Zeitpunkten entlang der Symmetrieachse als Reaktion auf das Eindringen eines  $^{12}\text{C}$ -Ions mit einer kinetischen Energie von 17 MeV an der Anode ( $z = 0 \mu\text{m}$ ) bei einer Sperrspannung von 2750 V.

Feldspitze zu laufen und generiert eine hohe Konzentration an zusätzlichen Elektronen und Löchern.<sup>1</sup> Durch die ständig größer werdende Feldspitze steigt auch die Stoßionisationsrate. Dadurch wird die Dichte der Elektronen, die entlang des Weges der Feldspitze erzeugt wird, größer und erreicht Maximalwerte von über  $10^{20} \text{cm}^{-3}$ .

Nachdem die elektrische Feldspitze nach 52 ps den gegenüberliegenden Kathodenkontakt erreicht hat und der Maximalwert des Feldes stark abgesunken ist, wird die Diffusion von Ladungsträgern in radialer Richtung, also aus dem Plasmakanal heraus, der dominierende Effekt. Aus diesen Gründen sinkt die Konzentration von Ladungsträgern im Kanal kontinuierlich, und nach etwa 100 ns ist wieder der stationäre Zustand erreicht.

Im linken Bild von Abbildung 4.8 sind die simulierten und rechts die gemessenen transi-

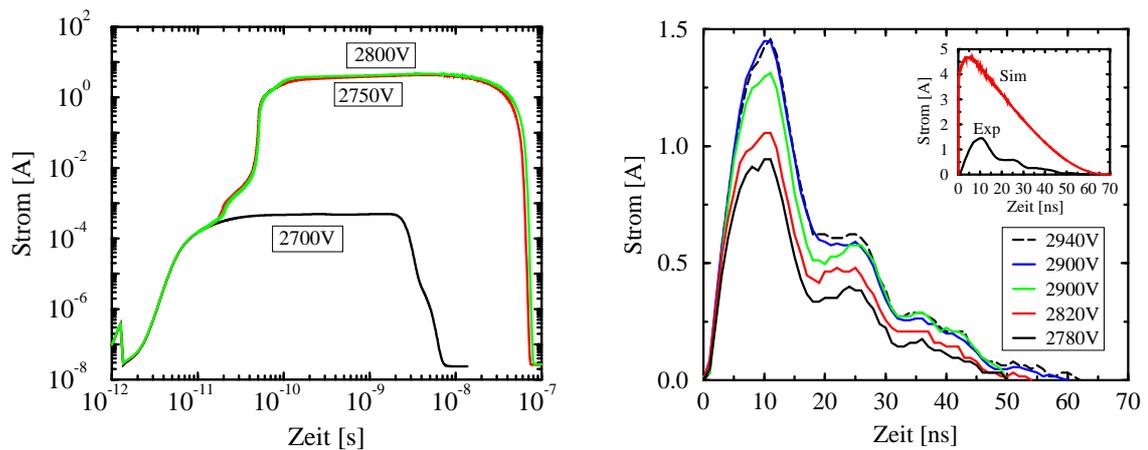
<sup>1</sup> Das kurze Einbrechen der Dichte der Elektronen bei  $z = 30 \mu\text{m}$  wird analog zur NPT-Diode durch den Übergang in der Gitterdiskretisierung verursacht und ist kein physikalischer Effekt (siehe auch Kapitel 3.3.2).



**Abbildung 4.7:** Profil der Elektronendichte zu verschiedenen Zeitpunkten entlang der Symmetrieachse als Reaktion auf das Eindringen eines  $^{12}\text{C}$ -Ions mit einer kinetischen Energie von 17 MeV an der Anode ( $z = 0 \mu\text{m}$ ) bei einer Sperrspannung von 2750 V.

enten Strompulse, die bei der FS-Diode durch einzelne  $^{12}\text{C}$ -Ionen verursacht wurden, bei verschiedenen Sperrspannungen dargestellt. Bei Spannungen von 2700 V und darunter ergeben sich die Transienten der NME. Diese haben die gleiche Stromhöhe und Pulsdauer, wie die entsprechenden Transienten bei der NPT-Diode, die in Abbildung 3.12 dargestellt wurden.

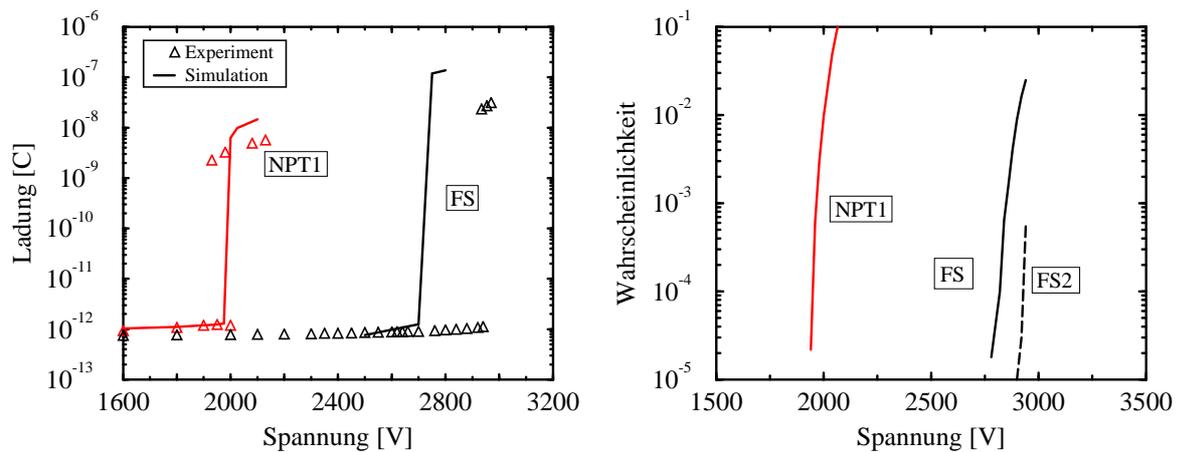
Die simulierten Strompulse der FS-Diode fallen am Ende steil ab. Nachdem im Plasmakanal die Ladungsträgerkonzentration unter den kritischen Wert für ambipolaren Transport gefallen ist, gibt es in der ganzen FS-Diode bereits wieder ein nahezu konstantes elektrisches Feld. Dies führt dazu, daß die restlichen freien Ladungsträger mit Sättigungsgeschwindigkeit zu den jeweiligen Kontakten transportiert werden und dort abfließen können. Dieser Mechanismus wird durch die kürzere Dicke des Substrats noch zusätzlich unterstützt. Im Gegensatz zur NPT-Diode werden hier alle Ladungsträger durch Driftprozesse ausgeräumt und nicht durch Rekombination.



**Abbildung 4.8:** Simulierte (links) und gemessene (rechts) Stromtransienten der FS-Diode bei Bestrahlung mit einzelnen  $^{12}\text{C}$ -Ionen (17 MeV) bei verschiedenen Sperrspannungen.

Die im rechten Bild von Abbildung 4.8 dargestellten gemessenen Multiplikationstransienten haben eine Dauer von etwa 60 ns bis sie wieder ihren stationären Wert erreicht haben. Verglichen mit den NPT-Dioden sind die Pulse der FS-Diode damit länger und höher. Im eingefügten Bild auf der rechten Seite von Abbildung 4.8 werden die Form einer gemessenen und einer simulierten Stromtransiente verglichen. Die gemessenen und die simulierten zeitlichen Pulsbreiten stimmen gut überein. Dagegen betragen die maximalen Pulsströme in den Simulationen der Multiplikationstransienten bis zu 4.5 A. Die gemessenen Pulshöhen erreichen jedoch maximal 1.5 A. In der Simulation wird somit die in den ME erzeugte Ladung um etwa einen Faktor drei zu hoch berechnet. Dies könnte zwei mögliche Ursachen haben. Zum einen ist der Spannungseinbruch, der aufgrund der sehr schnellen und hohen Ladungsentnahme bei den Messungen auftritt, im Gegensatz zu den NPT-Dioden nicht mehr zu vernachlässigen. Hier kommt es nun zu Spannungseinbrüchen von einigen 100 V, die bis zu einer Millisekunde lang dauern können. In der Simulation wird dies nur durch einen  $50\ \Omega$  Serienwiderstand berücksichtigt. Dieser führt zwar bei hohen Strömen zu einem Spannungsabfall über der Diode, beim Abfallen des Pulses wird dieser Spannungsabfall jedoch wieder kleiner, bis die volle Sperrspannung am Ende des Pulses anliegt. Damit ist der simulierte Spannungseinbruch wesentlich kürzer als in der Messung. Um die Spannungsquelle in der Simulation realistischer zu gestalten, müsste noch eine zusätzliche Beschaltung mit einem hochohmigen Widerstand und einem Kondensator parallel zur Diode durchgeführt werden, wie im Meßaufbau, der in Abbildung D.1 dargestellt ist. Allerdings ist dies im benutzten Simulator TeSCA nicht vorgesehen. Zum anderen sind die Stoßionisationskoeffizienten für den Feldstärkebereich von über 1 MeV/cm vermutlich noch nicht ausreichend genau validiert (siehe auch Kapitel 3.2.4).

Abbildung 4.9 (links) zeigt einen Vergleich der simulierten und der gemessenen Ladung, die ein einzelnes  $^{12}\text{C}$ -Ion in der NPT1- und der FS-Diode als Funktion der angelegten Sperrspannung erzeugt. Das Resultat für NPT1 wurde bereits in Kapitel 4.2.1.1 erläutert. Der dargestellte Vergleich zeigt, daß in der Simulation das erste ME bei der FS-Diode erst bei einer Sperrspannung von 2750 V auftritt. Verglichen mit NPT1, setzen die ME bei der



**Abbildung 4.9:** Links: Vergleich der simulierten (Linien) und gemessenen Ladung (Symbole), die ein einzelnes  $^{12}\text{C}$ -Ion in der NPT1- und FS-Diode erzeugt. Rechts: Gemessene Wahrscheinlichkeit für ein ME bei der NPT1- und FS-Diode als Funktion der angelegten Sperrspannung.

FS-Diode damit erst bei um 750 V höheren Sperrspannungen ein. Die in Abbildung 4.9 (links) dargestellte Messung zeigt das erste ME bei etwa 2900 V, also bei einer Spannung, die um weitere 150 V höher ist. Somit wird in der Simulation die Schwellspannung bei der FS-Diode, im Gegensatz zur NPT-Diode, sogar leicht unterschätzt.

Im rechten Bild von Abbildung 4.9 ist ein Vergleich der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ME bei der NPT1- und der FS-Diode dargestellt. Bei der FS-Diode sind zwei Kurven eingezeichnet, FS und FS2. Dies sind Messungen von zwei gleichen Dioden, die vom selben Wafer stammen. Bei der gemessenen Wahrscheinlichkeit für ein ME ergibt sich bei den beiden Dioden ein Unterschied in der Schwellspannung von etwa 120 V. Der Grund für diesen Unterschied ist vermutlich in den technologischen Schwankungen beim Herstellungsprozeß zu suchen. Die Variation in der Grunddotierkonzentration der einzelnen Wafer kann bei den verwendeten Substratwiderständen bis zu 5 % betragen. Eine Testsimulation, in der der Widerstand des Substratmaterials der FS-Diode um  $\pm 5\%$  variiert worden ist, zeigt eine Abhängigkeit der simulierten Schwellspannung von etwa  $\pm 50$  V. Allerdings schwankt die Dotierkonzentration auf demselben Wafer normalerweise nicht mehr als 1.5 %.

Bei einer Variante der FS-Dioden wurde eine Schwellspannung von 2780 V gemessen. Dies stimmt mit dem Simulationsergebnis von 2750 V sehr gut überein. Da diese Diode bei der Messung zerstört worden ist, konnte bei ihr kein Ladungsspektrum bestimmt werden. Die Schwellspannung der FS2-Diode beträgt dagegen sogar 2900 V. Die Ladung, die in der FS-Diode bei den ME erzeugt wird, liegt zwischen 3 und 28 nC bei einer Sperrspannung von 2940 V, sowie 22 und 39 nC bei 2970 V. Es wird somit in der FS-Diode bei einem ME um fast eine Größenordnung mehr Ladung erzeugt, verglichen mit den NPT-Dioden. Begründen läßt sich dies mit der deutlich höheren Sperrspannung, bei der die ME auftreten, in Verbindung mit dem in der Simulation aufgezeigten Verstärkungseffekt aufgrund des nahezu konstanten Verlaufs des stationären elektrischen Feldes in der FS-

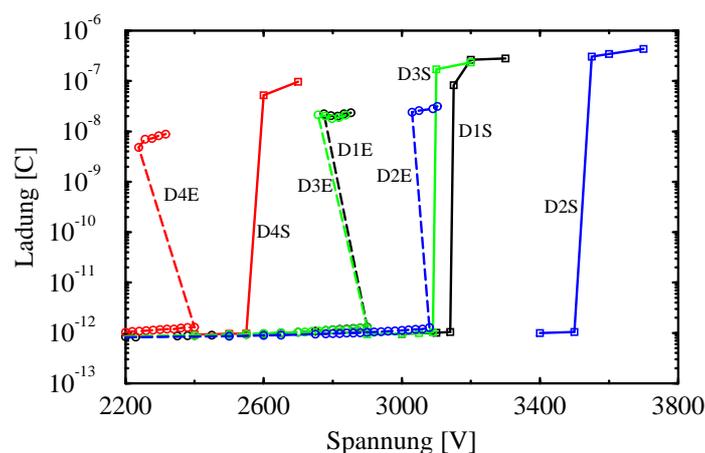
Diode. Allerdings zeigt sich in Abbildung 4.9 auch, daß die simulierte Ladung der ME um etwa einen Faktor drei höher als in der Messung ist.

### 4.2.2 Strukturvariationen bei Punch-Through-Dioden

Um die Auswirkungen von unterschiedlichen Variationen bei der Struktur von Bauelementen auf die Strahlungsempfindlichkeit zu untersuchen, wurden eine Reihe von PT-Dioden gefertigt. Dabei wurde eine Standarddiode (D1) mit einem spezifischen Widerstand von  $\rho_{D1}$ , einer Länge  $L_{D1}$  und einem Standarddotierprofil an der Anode als Referenz benutzt. Variiert wurden sowohl Länge als auch der Widerstand des Substrats. Bei einem Versuch wurde die Implantationsdosis an der Anode um einen Faktor 1.5 erhöht und zusätzlich eine starke Absenkung der Lebensdauer vorgenommen (D5). In Tabelle 4.1 sind die wesentlichen Änderungen der einzelnen Variationen in Relation zur Referenzdiode aufgelistet. Der Wert für die Referenzdiode beträgt dabei jeweils 1. Zusätzlich werden darin die simulierten Volumendurchbruchspannungen  $V_B$  mitangegeben. Untersucht wurden Dioden mit zwei verschiedenen Bauelementlängen  $L_0$  und drei verschiedenen spezifischen Widerständen  $\rho_{n-}$ .

	$\rho_{n-}/\rho_{D1}$	$L_0/L_{D1}$	Anodenprofil	$V_B$
D1	1	1	Standard	4750 V
D2	1	1.2	Standard	5400 V
D3	0.8	1.2	Standard	5100 V
D4	0.6	1.2	Standard	4700 V
D5	1	1	Variation	4740 V

**Tabelle 4.1:** Untersuchte Technologievariationen (D2-D5) der Standarddiode D1.



**Abbildung 4.10:** Ladung, die ein einzelnes  $^{12}\text{C}$ -Ion in den Dioden aus Tabelle 4.1 erzeugt, als Funktion der angelegten Sperrspannung. Vergleich von Experiment (gestrichelte) und Simulation (durchgezogene Linien).

Abbildung 4.10 zeigt den Vergleich einer Bestahlungsmessung der PT-Diodenvariationen mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV mit der entsprechenden Simulation. Dargestellt ist die wahrscheinlichste Ladung, die ein einzelnes  $^{12}\text{C}$ -Ion als Funktion der angelegten Sperrspannung erzeugt. Bei den einzelnen Diodenvariationen zeigt sich im Gegensatz zu den in Kapitel 4.2.1 dargestellten Bauelementen eine Abweichung von Experiment und Simulation bei der Bestimmung der Schwellspannung für das Auftreten von massiven ME. Je höher die ermittelte Schwellspannung, desto höher ist die Abweichung, welche hier im Bereich von etwas mehr als 5 % der Volumendurchspannung liegt.

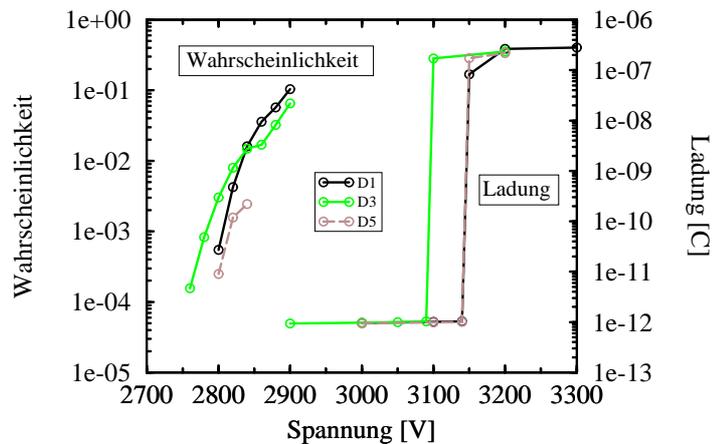
Unter Umständen wird die Abweichung durch eine zu ungenaue Spreading Resistance (SR)-Messung verursacht. Durch die SR-Messungen wurde das jeweilige Dotierprofil der Diodenvarianten bestimmt. Insbesondere sind die SR-Messungen bei den Dioden mit hohen Implantationsdosen und den damit verbundenen Kristalldefekten, wie sie z.B. bei einer Bestahlung zur Lebensdauereinstellung vorkommen, ungenau. Der lokal gemessene Widerstand wird bei SR mit Hilfe einer Referenzbeweglichkeit in die Dotierung umgerechnet. Die Referenzbeweglichkeit ist jedoch für einen idealen und abgesehen von den Dotierzentren nahezu defektfreien Halbleiter erstellt worden. Bei einer starken Implantation wird die Beweglichkeit jedoch durch die Defekte beeinflusst, da sich damit zusätzliche Streuzentren im Kristall befinden. Dies verfälscht das Ergebnis der SR-Messung, was eventuell die Abweichungen erklären könnte. Allerdings ist der relativ große Unterschied zwischen Simulation und Messung bei den PT-Diodenvariationen doch ein wenig überraschend.

Trotz der absoluten Abweichungen wird der relative Zusammenhang der Schwellspannung zwischen den einzelnen Varianten konsistent wiedergegeben. Es zeigt sich, daß die Diode D4 mit dem geringsten Substratwiderstand und der kleinsten Volumendurchbruchspannung auch die kleinste Schwellspannung  $V_{th}$  besitzt. Die Diode D2 mit dem höchsten Substratwiderstand und der folglich größten Durchbruchspannung zeigt daher auch das größte  $V_{th}$ . Die, verglichen mit den anderen Dioden, etwas kürzere Diode D1, die allerdings ebenfalls einen sehr hohen Substratwiderstand hat, und die Diode D3, mit einem kleineren Widerstand, aber einer größeren Länge, verhalten sich nahezu gleich. Da die Dioden D1, D3 und D5 ein ähnliches  $V_{th}$  haben, kann ihr relatives Verhalten zueinander mit der Ladungsmessung nicht genau aufgelöst werden.

In Abbildung 4.11 ist die gemessene Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von massiven ME verglichen mit der simulierten Ladung als Funktion der angelegten Sperrspannung dargestellt. Die Messung der Wahrscheinlichkeiten zeigt, daß D3 das niedrigste  $V_{th}$  hat,<sup>2</sup> gefolgt von D1 und der Anodenvariante D5. Die Simulation ergibt ebenfalls den niedrigsten Wert von  $V_{th}$  für die Diode D3. Allerdings kann im Unterschied zum Experiment zwischen den Dioden D1 und D5, die sich lediglich in der Prozessierung der Anode unterscheiden, kein Unterschied festgestellt werden. Das Experiment zeigt ein um 10 V höheres  $V_{th}$  für D5. Aufgrund der bei den Bestahlungen gewonnenen Erfahrungen ist

---

<sup>2</sup> Bei der Messung der Diode D3 wurde bei einer Sperrspannung von 2840 V ein Umbau des Meßaufbaus vorgenommen. Die Fortsetzung der Messung bei 2860 V mit dem ursprünglichen Aufbau zeigte jedoch eine leichte Verschiebung der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines ME zu um 20 V höheren Spannungen, die höchstwahrscheinlich durch den Umbau verursacht wurde. Die genaue Ursache konnte jedoch nicht zweifelsfrei geklärt werden.



**Abbildung 4.11:** Vergleich der Wahrscheinlichkeit eines ME mit der simulierten Ladung, aufgetragen als Funktion der angelegten Sperrspannung bei den Dioden D1, D3 und D5.

dies jedoch kein signifikanter Unterschied, da der Meßfehler größer ist.

Die Überschätzung der Ladungsmenge bei den ME in der Simulation, die bereits bei der in Kapitel 4.2.1.2 analysierten PT-Diode auftritt, macht sich auch hier bei jeder der verschiedenen Varianten der PT-Dioden bemerkbar.

### 4.2.3 Wesentliche Ergebnisse

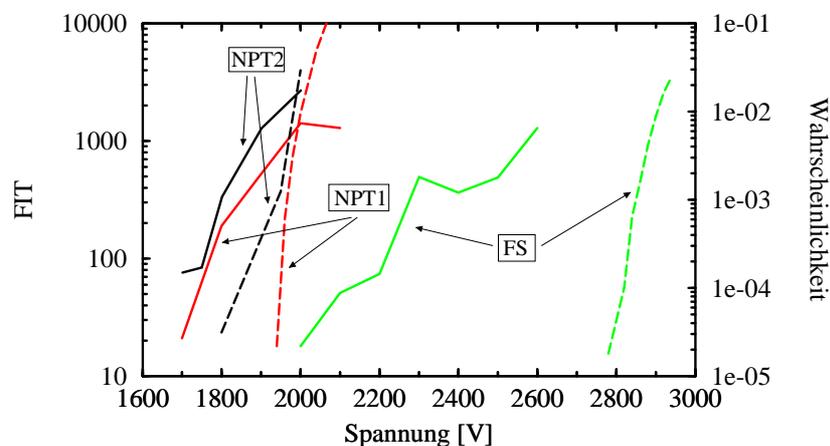
Die Analyse verschiedener Leistungsdioden hat gezeigt, daß die Schwellspannung  $V_{th}$  für das Auftreten von massiven ME, hervorgerufen durch die Bestrahlung mit einzelnen hochenergetischen  $^{12}\text{C}$ -Ionen, sowohl durch Messung als auch durch Simulation mit guter Genauigkeit ermittelt werden kann. Obwohl bei der Simulation der Schwellspannungen bei den PT-Diodenvarianten eine absolute Abweichung auftritt, wird ihr relativer Zusammenhang korrekt wiedergegeben.

#### 4.2.3.1 Ausfallraten

Für Anwendungen ist die Ausfallrate der Bauelemente und damit ihre Empfindlichkeit gegenüber der Höhenstrahlung von entscheidender Bedeutung. Daher stellt sich die Frage, welche Aussagen über die höhenstrahlungsinduzierte Ausfallrate von Bauelementen durch die Bestimmung von  $V_{th}$  mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen gewonnen werden kann.

Die Ausfallraten wurden durch die Bestrahlung der Bauelemente mit 180 MeV Protonen am TSL in Uppsala [146] ermittelt. Benutzt man deutlich kleinere kinetische Protonenenergien, ist die kinetische Energie der aus der Kernreaktion entstehenden Rückstoßionen zu klein. Damit können sie nicht genügend initiale Ladung im Bauelement deponieren, um einen Ausfall zu initiieren. Bei sehr großen kinetischen Energien sinkt die Ausfallrate wieder, da dann die Energie der Rückstoßprodukte so groß ist, daß sie das Bauelement

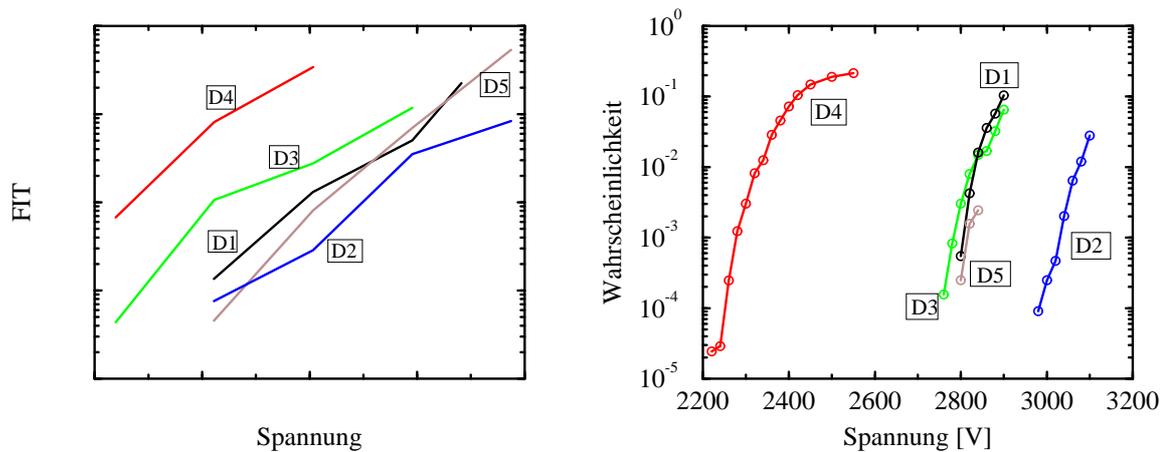
bereits wieder verlassen, bevor sie effektiv Energie im Bauelement deponieren konnten. Ähnliche Effekte und Einflüsse sind bei der Höhenstrahlungsanalyse von Halbleiterlogikbauelementen bereits bekannt [68].



**Abbildung 4.12:** Vergleich der FIT-Raten (durchgezogene Linien) von NPT1-, NPT2- und FS-Diode mit den Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von ME (gestrichelt) als Funktion der angelegten Sperrspannung.

Abbildung 4.12 zeigt den Vergleich der durch die Bestrahlung mit Protonen gemessenen Ausfallraten der Diodenteststrukturen NPT1, NPT2 und FS (durchgezogene Linien) mit der durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen (17 MeV) gemessenen Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von massiven ME (gestrichelte Linien) als Funktion der jeweils angelegten Sperrspannung. Für die dargestellten Bauelemente zeigt sich derselbe relative Zusammenhang zwischen den beiden Kurven. NPT1 hat eine zu geringfügig höheren Spannungen verschobene FIT-Kurve, verglichen mit NPT2. Die FS-Diode hingegen fällt erst bei wesentlich höheren Spannungen aus. Die Wahrscheinlichkeit für massive ME ist bei NPT1 ebenfalls zu geringfügig höheren Spannungen verschoben, verglichen mit NPT2. Die FS-Diode zeigt bei sehr viel höheren Spannungen einen Anstieg der Wahrscheinlichkeit für ME. Allerdings zeigt sich auch, daß sich mit der durch Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen bestimmten Schwellspannung keinerlei Aussage über einen bestimmten FIT-Wert treffen läßt. Die gemessenen FIT-Werte bei der Spannung  $V_{th}$  variieren von 300 FIT (NPT2) bzw. 1000 FIT, bei Korrektur des Pile-up etwa 10000 FIT (FS).

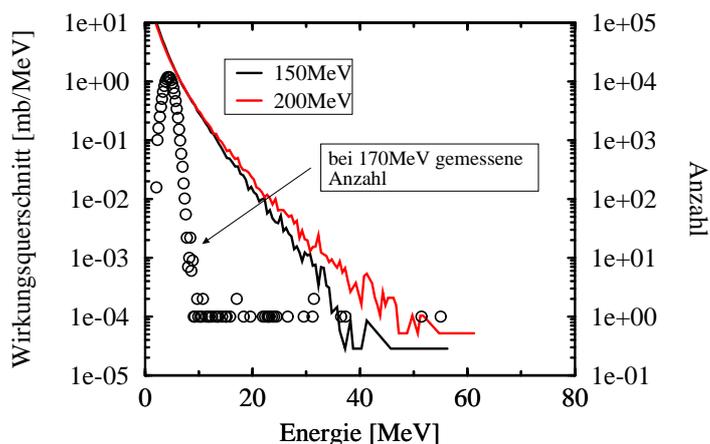
Der relative Zusammenhang zwischen der Ausfallrate eines Bauelements und der gemessenen Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines massiven ME, verursacht durch die Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen, stimmt auch für die Strukturvariationen der PT-Dioden, die in Tabelle 4.1 aufgelistet sind, überein (siehe Abbildung 4.13). Die Diode D4 mit dem geringsten Substratwiderstand zeigt die niedrigste Schwellspannung und die größten FIT-Werte. Am robustesten gegenüber ionisierender Strahlung ist die Diode D2. Die Dioden D1, D3 und D5 haben einen sehr ähnlichen Wert für  $V_{th}$  und vergleichbare Ausfallraten. Aufgrund der bei der Ausfallmessung beschränkten Anzahl an Dioden und Meßzeit beträgt der systematische Fehler bei der Bestimmung der Ausfallrate etwa einen Faktor zwei bis drei. Die Dioden D1 und D5 sind robuster als D3. Allerdings läßt sich zwi-



**Abbildung 4.13:** Links: Gemessene FIT-Raten der FS-Diodenvariationen aus Tabelle 4.1. Rechts: Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines ME.

schen D1 und D5 kein statistisch signifikanter Unterschied feststellen. Um die Statistik der Ausfallmessungen zu verbessern, müssten wesentlich mehr Dioden gemessen und die Meßzeit deutlich verlängert werden. Gleiches gilt für die Messung der Wahrscheinlichkeit des Auftretens von ME

Durch die Abbildungen 4.12 und 4.13 wurde nachgewiesen, daß die durch Bestrahlung mit 17 MeV <sup>12</sup>C-Ionen bestimmte Schwellspannung  $V_{th}$  ein eindeutiges Maß für die relative Ausfallrate von Leistungsbau-elementen ist. Auf diese Weise ist es nun erstmalig möglich, die relative Höhenstrahlungsempfindlichkeit von neuen Leistungsbau-element-strukturen durch die zerstörungsfreie Bestimmung von  $V_{th}$  zu messen sowie am Rechner numerisch zu berechnen. Eine absolute Bestimmung der Ausfallrate ist mit Ionenbestrahlung allerdings nicht möglich. Dafür gibt es im wesentlichen zwei Gründe. Einerseits setzen sich die abgebildeten FIT-Raten aller analysierten Bauelemente aus Ausfällen an der Randstruktur und im Volumen zusammen.  $V_{th}$  wird dagegen ausschließlich durch physikalische Vorgänge im Volumen bestimmt. Da jedoch Strukturparameter, wie der Substratwiderstand, auch die Funktionalität der Randstruktur beeinflussen, sind die Ausfälle am Rand und im Volumen nicht vollständig unabhängig voneinander. Unter Umständen könnte die Mischung der beiden Ausfallorte jedoch ein Grund dafür sein, daß der Wert der FIT-Rate bei der Spannung  $V_{th}$  für verschiedene Bauelemente sehr unterschiedlich ist. Eine vollständige Analyse des Orts der einzelnen Bauelementausfälle ist aufwendig und war daher im Rahmen dieser Arbeit nicht immer vollständig möglich. Eine zweite mögliche Ursache ist der unterschiedliche stationäre Feldverlauf von NPT und FS-Dioden. Durch das nahezu konstante elektrische Feld ergibt sich im Gegensatz zu den NPT-Dioden eine Empfindlichkeit gegenüber Höhenstrahlung im ganzen Volumen der FS-Struktur. Dies könnte dazu führen, daß mehr Trajektorien von Rückstoßionen zwingend zum Ausfall führen. Wahrscheinlich erklärt dies auch die unterschiedliche Steigung der FIT-Kurven bei den NPT- und FS-Strukturen, die ein Maß für die Änderung des elektrischen Feldes mit der Spannung ist.



**Abbildung 4.14:** Vergleich zwischen der Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung einer bestimmten Ionenrückstoßenergie und der Messung der Anzahl an Ereignissen mit einer bestimmten Rückstoßenergie.

#### 4.2.3.2 Bauelementausfälle bei Spannungen kleiner als $V_{th}$

Die untersuchten Dioden NPT1 und NPT2 haben einen sehr flachen pn-Übergang, etwa  $1.5 \mu\text{m}$  tief unter dem Anodenkontakt. Daher sollte die Bestrahlung eines  $^{12}\text{C}$ -Ions mit einer kinetischen Energie von 17 MeV für das Bauelement eine Art „schlimmster Fall“ sein, da es hier zum maximalen Überlapp von ioneninduziertem Ladungsträgerplasma und Hochfeldzone des Bauelements kommt. Die höhenstrahlungsinduzierte Kernreaktion dagegen kann irgendwo im Bauelement stattfinden. Jeder andere Reaktionsort weg von der Oberfläche ist für das Bauelement von Vorteil, da dann das stationäre elektrische Feld am Ort des durch das Rückstoßion erzeugten Ladungsplasmas kleiner ist. In Abbildung 4.12 zeigt sich jedoch, daß durchaus Ausfälle von Bauelementen bei Spannungen kleiner der Schwellspannung  $V_{th}$  für das Auftreten von massiven ME, verursacht durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen, vorkommen. Im wesentlichen kommen als Erklärung zwei Möglichkeiten in Frage. Zum einen treten bei den Randstrukturen der Leistungsbauelemente immer etwas höhere Feldstärken als im Volumen auf. Diese Feldspitzen können somit bereits bei niedrigeren Spannungen als  $V_{th}$  zur Zündung eines Streamers führen. Allerdings gibt es unter den Ausfällen bei kleinen Spannungen nicht nur Randausfälle, sondern auch Volumenausfälle.

Eine zweite mögliche Ursache wäre die Existenz von Rückstoßionen mit einer wesentlich höheren Energie als 17 MeV. Die Analyse der für einen Bauelementausfall effektiven Ionen hat gezeigt, daß das  $^{12}\text{C}$ -Ion sämtliche Anforderungen erfüllt. Ungeklärt blieb bisher die Frage nach einer möglichen „optimalen“ kinetischen Rückstoßenergie. Die bei den Ionenbestrahlungen benutzten 17 MeV wurden so gewählt, daß die Energie zum einen hoch ist, um genügend initiale Ladungsträger zu erzeugen. Zum anderen darf sie nur so hoch sein, daß sie mit einer genügend großen Wahrscheinlichkeit durch höhenstrahlungsinduzierte Kernreaktionen gebildet werden kann.

In Abbildung 4.14 ist die von TANG [70] durchgeführte Berechnung des differentiellen

len Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung von Rückstoßionen mit einer bestimmten kinetischen Energie dargestellt. Berechnet wurde dies für initiale Protonenenergien von 150 MeV und 200 MeV. Es zeigt sich, daß die maximal auftretenden kinetischen Rückstoßenergien für die beiden Protonenenergien bei etwa 60 MeV liegen.

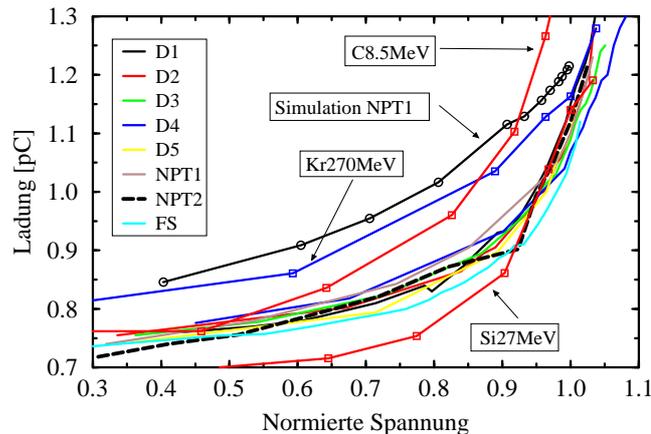
Zum Vergleich ist in Abbildung 4.14 die Messung der Anzahl an Ereignissen mit einer bestimmten Rückstoßenergie aufgetragen. Diese Messung wurde mit 170 MeV Protonen für eine Meßzeit von 1985 s durchgeführt. Nachgewiesen wurden in dieser Zeit 122416 Ereignisse. Dies entspricht in etwa einer Rate von 6000 Ereignissen pro Sekunde. Als Detektor wurde eine PT-Diode bei einer angelegten Sperrspannung von 300 V benutzt und die darin entstandene Ladung gemessen. Aus dieser Ladung läßt sich mit Hilfe von Gleichung (3.1) die initiale kinetische Energie des Rückstoßions berechnen. Der Verlauf der Anzahl der Ereignisse als Funktion der nachgewiesenen Rückstoßenergie stimmt nicht mit der berechneten Kurve überein. Übereinstimmend ist lediglich, die Existenz von maximalen Rückstoßenergien zwischen 50 MeV und 60 MeV.

Der Grund für den gravierenden Unterschied zwischen der theoretischen und der experimentellen Kurve liegt in der Erzeugung des Protonenstrahls, der nicht kontinuierlich, sondern gepulst ist (siehe dazu auch Anhang D). Im Mittel kann die Meßelektronik zwar sämtliche Ereignisse einzeln detektieren. Bei Pulsen jedoch, durch die kurzzeitig deutlich mehr Ereignisse ausgelöst werden, überlagern sich einzelne Ereignisse und die Messung wird verfälscht. Da die hochenergetischen Rückstoßionen relativ selten sind und deutlich mehr Ladung erzeugen als die niederenergetischen Ionen, scheint die Messung im hochenergetischen Bereich glaubhaft. Daher kann die Existenz von hochenergetischen Rückstoßionen im Bereich von 60 MeV durch Theorie und Messung als bestätigt angesehen werden. Zwar können diese Ereignisse auch durch leichtere Ionen als  $^{12}\text{C}$  verursacht worden sein, welche nicht so effektiv den Ausfall eines Leistungsbauelements auslösen. Aber diese Rechnungen sind durchaus ein Indiz dafür, daß bei höhenstrahlungsinduzierten Kernreaktionen auch deutlich höhere kinetische Rückstoßenergien als 17 MeV auftreten. Die würde die Ausfälle bei kleineren Spannungen als  $V_{th}$  erklären.

### 4.2.3.3 Analyse der ioneninduzierten Ladung bei NME

Ein weiteres interessantes Ergebnis ist der Vergleich der von einem einzelnen Ion erzeugten Ladung in verschiedenen Bauelementen bei kleinen angelegten Spannungen, wenn noch keine massive Multiplikation von Ladungsträgern auftritt (NME). Das eindringende Ion erzeugt auch bei kleinen Spannungen zunächst eine Feldspitze. Da die Höhe dieser Spitze von der angelegten Sperrspannung abhängt, kommt es zu einer spannungsabhängigen Erzeugung von zusätzlichen Ladungsträgern. Im Anschluß wird die Feldspitze jedoch sehr schnell wieder kleiner (siehe Kapitel 3.3.1), wodurch in diesem Spannungsbereich nicht mehr als etwa das doppelte der durch das Ion deponierten initialen Ladung erzeugt werden kann.

In Abbildung 4.15 ist die wahrscheinlichste Ladung, die ein einzelnes  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer kinetischen Energie von 17 MeV erzeugt, für alle untersuchten Dioden dargestellt. Diese Ladung ist als Funktion der auf die jeweilige Schwellspannung  $V_{th}$  der Dioden normierten



**Abbildung 4.15:** Gemessene wahrscheinlichste Ladung der NME als Funktion der auf die jeweilige Schwellspannung der Dioden normierten Sperrspannung.

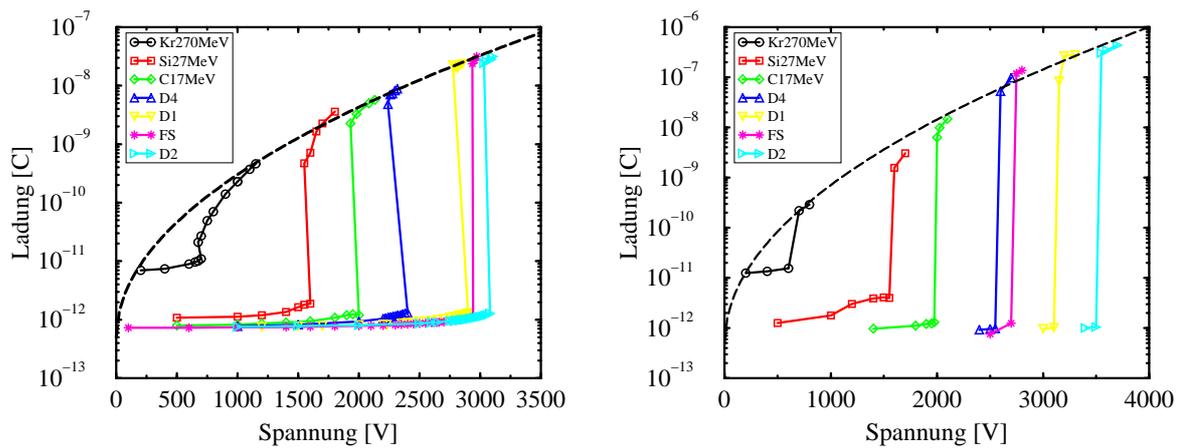
Sperrspannung aufgetragen. Die auf diese Art und Weise gewonnenen Kurven sind nur für dasselbe initiale Ion und dieselbe kinetische Energie identisch.

Die Kurven für initiale  $^{86}\text{Kr}$ - (270 MeV) und  $^{28}\text{Si}$ -Ionen (27 MeV) weichen von der durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen (17 MeV) erzeugten ab. Ebenso die Kurve, die durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 8.5 MeV erzeugt worden ist. Für eine einfachere Darstellung wurde die Ladung der Ionen mit anderen kinetischen Energien auf die der  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit 17 MeV skaliert. Die Abweichung von der  $^{12}\text{C}$ -Kurve mit 17 MeV ist für  $^{28}\text{Si}$  und  $^{86}\text{Kr}$  nicht einheitlich. Offenbar ist die Ladungskurve bei den NME nur für dieselbe initiale Ionensorte und dieselbe kinetische Energie für alle untersuchten Bauelemente identisch. Bei anderen Ionensorten und kinetischen Energien existieren damit auch andere gemeinsame Ladungskurven für NME.

Bei der mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen erzeugten Kurve weicht lediglich die NPT2-Diode ab. Im Kapitel 4.2.1.1 wurden Indizien aufgezeigt, warum die auffallend niedrig gemessene Schwellspannung von 1800 V für das Auftreten von ME bei NPT2 eventuell durch einen Pile-up verursacht worden sein könnte. Schätzt man die Schwellspannung aus den anderen Messungen bei NPT2 und NPT1 ab, so ergibt sich ein korrigierter Wert von etwa 1910 V. Nimmt man diese Spannung als Normierung für die Ladungskurve in Abbildung 4.15, so liegt NPT2 exakt auf den Graphen der anderen mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen bestrahlten Bauelemente (siehe gestrichelte Linie).

Darüber hinaus ist in Abbildung 4.15 die simulierte Ladungskurve der NME für NPT1, die durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV verursacht wurde, eingezeichnet. Verglichen mit den Messungen werden in der Simulation auch bei den NME geringfügig höhere Ladungen erzeugt. Die Abweichung wird vermutlich durch die Stoßionisationskoeffizienten verursacht, die im mittleren elektrischen Feldstärkebereich von 200-600 kV/cm nicht ausreichend genau validiert worden sind. Allerdings ist die Abweichung zwischen Simulation und Messung klein.

Die Bestimmung der Ladungskurve für NME ist eine weitere Möglichkeit, die Schwell-



**Abbildung 4.16:** Gemessene (links) und simulierte (rechts) Ladung aller untersuchten Bauelemente und Ionensorten als Funktion der jeweils angelegten Sperrspannung.

spannung  $V_{th}$  für das Auftreten von ME zu ermitteln. Auf diese Weise muß das Bauelement nicht der Gefahr einer möglichen Zerstörung bei der Messung ausgesetzt werden. Insbesondere bei Bauelementen, bei denen ein ME mit hoher Wahrscheinlichkeit auch eine Zerstörung auslöst, z.B. beim FS-IGBT (siehe auch Kapitel 4.3), ist dies ein großer Vorteil.

#### 4.2.3.4 Analyse der ioneninduzierten Ladung bei ME

In Abbildung 4.16 ist die Ladung dargestellt, die ein einzelnes Ion in den verschiedenen untersuchten Dioden als Funktion der angelegten Sperrspannung erzeugt. Alle Dioden wurden mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV bestrahlt. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Bestrahlung der NPT1-Diode mit  $^{28}\text{Si}$ -Ionen (27 MeV) und  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen (270 MeV) von MAIER ET AL. [105] ebenfalls eingezeichnet. In den beiden Bildern ist der Vergleich von Messung (links) und Simulation (rechts) dargestellt. Im Gegensatz zu Abbildung 4.15 wird nun die Ladung der ME analysiert. Es zeigt sich, daß die jeweiligen wahrscheinlichsten Ladungen, die bei den ME in allen Dioden gemessen worden sind, auf einer gemeinsamen Kurve liegen. Dies ist überraschend, da die einzelnen Dioden unterschiedliche Volumendurchbruchspannungen zwischen 4500 V und 5400 V haben (siehe Tabelle 4.2). Darüber hinaus liegen sogar die Ergebnisse der Bestrahlung von NPT1 mit  $^{28}\text{Si}$ - und  $^{86}\text{Kr}$ -Ionen auf dieser Kurve. Bisher wurde eine derartige gemeinsame Ladungskurve bei den ME nur für eine einzelne Diode bei einer Bestrahlung mit verschiedenen Ionensorten und kinetischen Energien beobachtet (siehe Kapitel 3.1 und [105, 106]) und nicht für unterschiedliche Dioden. Die universelle Kurve bei den ME läßt sich folgendermaßen interpretieren: Sobald die durch ein Ion erzeugte Feldspitze durch ein stationäres elektrisches Feld so verstärkt wird, daß sie ein Bauelement in seiner ganzen Länge von der Anode bis zur Kathode vollständig durchlaufen kann, ist die Menge der erzeugten Ladung nur von der dabei angelegten Sperrspannung  $U_{rev}$  abhängig.

Eine Analyse der Kurve für die Ladung  $Q$ , die in den ME erzeugt wird, zeigt, daß sich die

experimentell ermittelte Kurve durch eine Funktion

$$Q = 0.5 \text{ pC} \cdot \exp\left(\sqrt{\frac{U_{\text{rev}}}{24.4 \text{ V}}}\right) \quad (4.3)$$

beschreiben läßt. Eine offene Frage bleibt dabei jedoch die Interpretation der beiden Parameter 0.5 pC und 24.4 V. Für eine minimale initiale Ladung, die nötig ist, um ein ME auszulösen, ist der Wert von 0.5 pC zu klein, da bei NPT1 bereits durch 0.38 pC bei  $^{12}\text{C}$ -Ionen ein ME ausgelöst werden kann [105]. Darüber hinaus ist es sehr wahrscheinlich, daß ME durch noch kleinere Ladungen bei entsprechend höheren Sperrspannungen ausgelöst werden können.

Eine weitere Frage, die sich stellt, ist der Gültigkeitsbereich der gemeinsamen Kurve auf der die Ladungen der ME liegen. Obwohl sie offensichtlich sogar für Bauelemente mit Durchbruchspannungen zwischen 4500 V und 5400 V gilt, zeigt sich, daß Bauelemente aus völlig anderen Spannungsklassen nicht auf dieser Kurve liegen. Beispielsweise hat BUSATTO, bei einer Bestrahlung von 1700 V-Dioden mit  $^{28}\text{Si}$ -Ionen mit kinetischen Energien von 108 MeV und 156 MeV, Schwellspannungen von 750 V und 900 V bei einer erzeugten Ladungsmenge von 33 pC und 20 pC gefunden [148]. Die Erhöhung der Schwellspannung bei einer Vergrößerung der kinetischen Energie der  $^{28}\text{Si}$ -Ionen ist eine Folge der Reichweite der  $^{28}\text{Si}$ -Ionen im Bauelement. Durch die größere Energie verliert das  $^{28}\text{Si}$ -Ion mit 156 MeV den größten Teil seiner kinetischen Energie in einem Bereich der Diode, in dem das stationäre elektrische Dreiecksfeld bereits merklich kleiner geworden ist. Möglich wäre daher, daß Ionen, bei denen eine Erhöhung der kinetischen Energie eine Erhöhung der Schwellspannung für das Auftreten von ME nach sich zieht, eine andere Ladungskurve bilden. Die vollständige Klärung der Frage des Gültigkeitsbereichs der Ladungskurve für ME bedarf daher noch weiterer Messungen an Dioden mit anderen Spannungsklassen sowie anderen Ionensorten. Nimmt man die Simulation als Grundlage für die Analyse, ergibt sich ebenfalls eine gemeinsame Kurve bei den Ladungsmengen der ME, welche sich durch die Funktion (4.3) beschreiben läßt. Allerdings ändert sich der Spannungswert im Argument der Exponentialfunktion von 24.4 V im Experiment auf 19.0 V. Diese Abweichung läßt sich vor allem durch die systematisch zu hohe Berechnung der bei den ME erzeugten Ladungsmengen in der Simulation erklären. Der Ladungswert aus der Funktion (4.3) ist für die Simulation ebenfalls 0.5 pC. Trotz der Abweichung zeigt sich, daß durch das Simulationsmodell alle gemessenen Effekte, die bei der Bestrahlung von Leistungsdioden mit Ionen auftreten, reproduziert und nachvollzogen werden können. Seine Anwendbarkeit und Gültigkeit wird dadurch demonstriert und nachgewiesen.

#### 4.2.3.5 Abschätzung von $V_{th}$ aus stationären Größen

Da für sehr komplexe Bauelementstrukturen, z.B. bei den Randabschlüssen oder bei Kompensationsbauelementen [149, 150], die numerische Berechnung der Schwellspannung  $V_{th}$  sehr aufwendig und kompliziert ist, wäre eine einfache Methode zur Abschätzung wünschenswert. Im folgenden wird der Versuch gemacht,  $V_{th}$  mit Hilfe von einfachen und aus simulationstechnischer Sicht leicht zugänglichen stationären Größen abzuschätzen.

Die einfachste Größe ist dabei der bei  $V_{th}^{sim}$  auftretende maximale Wert der elektrischen Feldverteilung. Die simulierte Schwellspannung  $V_{th}^{sim}$  wird definiert als die kleinste Sperrspannung, bei der in der Simulation ein  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer kinetischen Energie von 17 MeV ein ME auslöst. Als weitere Möglichkeiten werden das Ionisationsintegral  $S_{1,2} = \int_0^{L_0} \alpha_{n,p}(z) dz$  der Elektronen und Löcher bzw. das Integral des Überlapps von elektrischem Feld und Generationsrate der Ionen  $S_3 = \int_0^{L_{track}} G_{ion}(r=0, z, t=t_0) E(z) dz$  entlang der Rotationsachse diskutiert. Die Verwendung des Ionisationsintegrals wurde bereits von ZELLER [22, 23] vorgeschlagen. Allerdings wurde es hierbei zur Abschätzung von höhenstrahlungsinduzierten Ausfallraten benutzt. Alle berechneten Größen sowie die simulierte Volumendurchbruchspannung und die gemessenen Schwellspannungen sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Diode	$V_{th}^{sim}$	$V_{th}^{exp}$	$E_{max}^{sim}$	$S_1$	$S_2$	$S_3$	$V_B$
NPT1	2000 V	1940 V	136 kV/cm	0.22	8.6e-4	7.7e33 V/cm <sup>4</sup> s	4500 V
NPT2	1975 V	1910 V <sup>a</sup>	134 kV/cm	0.20	7.4e-4	6.3e33 V/cm <sup>4</sup> s	4500 V
FS	2750 V	2780 V	133 kV/cm	0.52	1.8e-3	8.0e33 V/cm <sup>4</sup> s	4520 V
D1	3150 V	2800 V	124 kV/cm	0.19	4.3e-4	5.7e33 V/cm <sup>4</sup> s	4750 V
D2	3550 V	2980 V	125 kV/cm	0.21	5.1e-4	5.8e33 V/cm <sup>4</sup> s	5400 V
D3	3100 V	2760 V	125 kV/cm	0.16	4.0e-4	5.7e33 V/cm <sup>4</sup> s	5100 V
D4	2600 V	2220 V	126 kV/cm	0.15	3.8e-4	5.8e33 V/cm <sup>4</sup> s	4700 V
D5	3150 V	2810 V	123 kV/cm	0.18	3.9e-4	6.0e33 V/cm <sup>4</sup> s	4740 V
D1-	3210 V	<sup>b</sup>	126 kV/cm	0.20	4.9e-4	6.3e33 V/cm <sup>4</sup> s	4780 V
D1+	3090 V	<sup>b</sup>	126 kV/cm	0.19	4.7e-4	6.3e33 V/cm <sup>4</sup> s	4700 V

<sup>a</sup> Ein ME wurde bei 1800 V registriert. Dieses ist vernachlässigt worden, da es wahrscheinlich durch einen Pile-up verursacht wurde.

<sup>b</sup> Simulierte Teststrukturen bei denen die Substratdotierung von D1 um  $\pm 5\%$  (D1 $\pm$ ) verändert wurde.

**Tabelle 4.2:** Mögliche Indikatoren zur Abschätzung von  $V_{th}$  bei der Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen (17 MeV).

Bei der Analyse aller untersuchten Dioden wurden Schwellspannungen im Bereich zwischen 1910 V und 2980 V gemessen, bzw. zwischen 1975 V und 3550 V durch Simulation ermittelt. Die simulierte Volumendurchbruchspannung dieser Dioden lag zwischen 4500 V und 5400 V.

Kein eindeutiger Wert ergibt sich bei der Analyse des maximalen elektrischen Feldes beim ersten Auftreten eines ME in der Simulation. Die Feldstärken schwanken dabei zwischen 123 und 136 kV/cm. Auffällig ist allerdings, daß die PT-Dioden (D1-D5) aus Tabelle 4.1 maximale Feldstärken im Bereich von 123 kV/cm und 126 kV/cm aufweisen und damit sehr wenig streuen. Die FS-Diode und die beiden NPT-Dioden liegen bei 8 % höheren Feldstärken zwischen 133 kV/cm und 136 kV/cm und streuen ebenfalls sehr wenig. Allerdings konnte die Ursache des Unterschieds von 8 % zwischen den beiden Gruppen nicht geklärt werden. Aufgrund der Abweichung zwischen den beiden Diodengruppen, kann keine eindeutige Aussage darüber getroffen werden, ob die maximale elektrische Feldstärke als Abschätzung für  $V_{th}$  benutzt werden kann. Nach den in dieser Arbeit ge-

wonnenen Erfahrungen scheint die Reduktion auf eine einzelne Feldstärke eine zu radikale Vereinfachung des gesamten Problems zu sein. Mit Sicherheit spielt die Ausdehnung einer Feldstärkeerhöhung eine Rolle. Es ergibt sich somit ein deutlicher Unterschied, ob ein Ion über einer dünnen und hohen Feldspitze, z.B. an einer Kante in der Randstruktur das Ladungsplasma erzeugt oder über einer ausgedehnten Zone mit relativ hohem Feld, wie am pn-Übergang, was in dieser Arbeit ausschließlich untersucht wurde.

Sowohl bei der Analyse der simulierten Werte des Ionisationsintegrals  $S_{1,2}$  für Elektronen und Löcher als auch beim Überlapp von elektrischem Feld und Ionengenerationsrate  $S_3$  ergibt sich kein einheitliches Bild. Bei der FS-Struktur ergeben sich die mit Abstand höchsten Werte für die beiden Ionisationsintegrale. Sie sind in etwa doppelt so hoch wie die der anderen Dioden. Die Streuung der Ionisationsintegrale der anderen untersuchten Dioden beträgt zwischen 0.15 und 0.22 bei den Elektronen und zwischen  $3.8 \cdot 10^{-4}$  und  $8.6 \cdot 10^{-4}$  bei den Löchern. Aufgrund dieser starken Streuung sind die Ionisationsintegrale kein geeigneter Abschätzparameter. Der Wert des Überlappintegrals  $S_3$  streut ebenfalls sehr stark zwischen  $8.0 \cdot 10^{33} \text{ V/cm}^4 \text{ s}$  und  $5.7 \cdot 10^{33} \text{ V/cm}^4 \text{ s}$  und hängt vor allem von der Tiefe des pn-Übergangs ab. Daher kann auch hieraus keine eindeutige Abschätzung erfolgen.

Alles in allem ist der Maximalwert des elektrischen Feldes noch der am besten geeignete Parameter für die Abschätzung von  $V_{th}$  und kann als eine Art Richtwert verwendet werden. Allerdings muß dieser Wert aufgrund der oben genannten Einschränkungen mit Vorsicht benutzt werden.

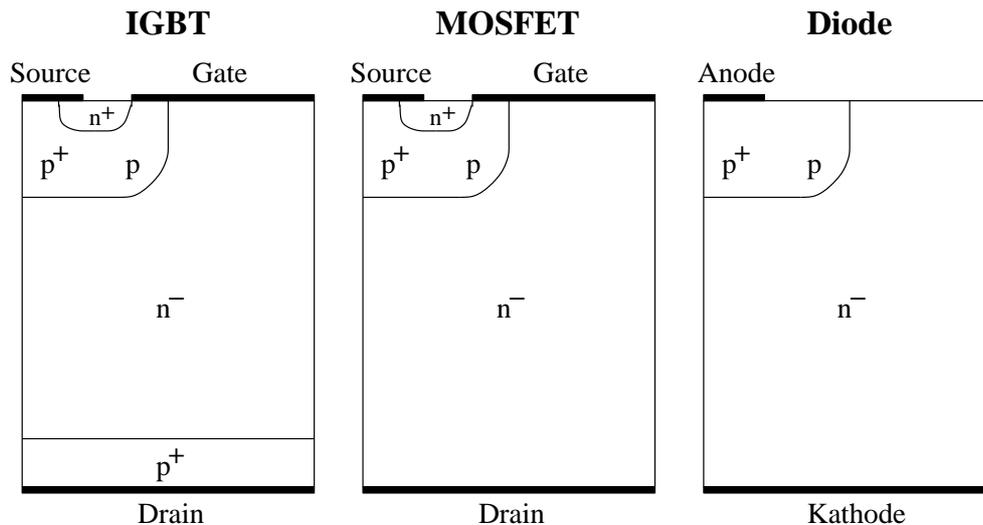
#### 4.2.3.6 Einfluß der Temperatur

Um den ohnehin schon beträchtlichen Rechenaufwand nicht noch weiter zu steigern, sind sämtliche Simulationen isotherm, unter der Annahme von Raumtemperatur, durchgeführt worden. Daher wird ein eventueller Temperaturanstieg durch Ohmsche Verluste im Plasmafilament nicht berücksichtigt. Dies hat jedoch keinen Einfluß auf die Entstehung des Filaments, da der Streamer viel zu schnell das Bauelement durchläuft, bevor ein signifikanter Temperaturanstieg erreicht werden könnte. Die Reduktion der Ladungsträgerbeweglichkeit bei einer Temperaturerhöhung könnte jedoch zu einem geringeren Stromfluß durch das Bauelement führen und damit zu einer niedrigeren Ladung bei den ME. In den NME sind die Stromdichten so klein, daß thermische Effekte keine Rolle spielen.

Heizt man die Bauelemente auf höhere Temperaturen als Raumtemperatur auf, so ergibt sich sowohl eine Erhöhung der Schwellspannung für den Einsatz von ME als auch eine Reduktion der Ausfallrate [106]. Dies verdeutlicht den dominierenden Effekt der Stoßionisation bei der Entstehung und Bewegung des Streamers, da sie mit steigender Temperatur abnimmt. Damit ist eine höhere elektrische Feldstärke und folglich eine größere äußere Spannung notwendig, um bei höheren Temperaturen in einem Bauelement ein ME auszulösen. Bei tiefen Temperaturen ergibt sich folglich eine Reduktion der Schwellspannung und damit eine höhere Ausfallrate der Bauelemente.

### 4.3 Analyse eines IGBTs

Seit ihrer kommerziellen Einführung haben Insulated-Gate-Bipolar-Transistoren (IGBT) die Bipolartransistoren aus vielen Anwendungsgebieten in der Leistungselektronik verdrängt und werden im Spannungsbereich von 600 V bis zu 6.5 kV eingesetzt. Der IGBT ist ein Halbleiterschalter, der mit einem kleinen Widerstand im eingeschalteten Zustand und im spannungsgesteuerten An- und Abschalten des Kanalstroms die Vorteile von Bipolartransistoren und MOSFETs vereinigt.



**Abbildung 4.17:** Nicht maßstabsgetreue Strukturen des simulierten NPT-IGBT, des MOSFET und der NPT-Diode.

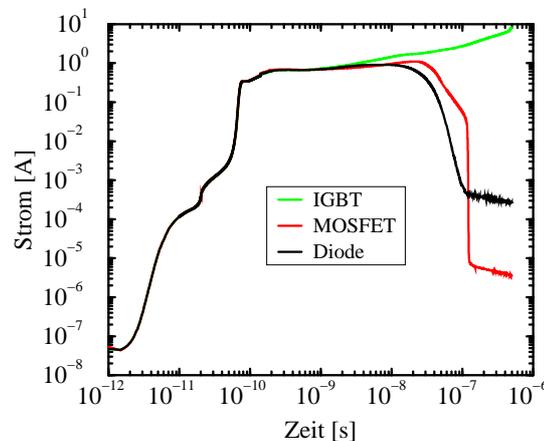
Das linke Bild in Abbildung 4.17 zeigt die Struktur der Zelle eines IGBTs. Die Parallelschaltung von tausenden solcher Einzelzellen führt zur hohen Stromtragfähigkeit von etwa  $100 \text{ A/cm}^2$ , die den IGBT auszeichnet. Jede Zelle besteht aus einem pnp-Bipolartransistor, dessen Basis durch einen n-Kanal MOSFET gesteuert wird. Der Source-Kontakt erstreckt sich über das  $n^+$ -Gebiet und die  $p$ -Wanne. Die Elektronen fließen im eingeschalteten Zustand über den n-Inversionskanal, dessen Leitfähigkeit durch das Gate gesteuert wird, in das  $n^-$ -Substrat und dann in vertikaler Richtung zum Drain-Kontakt.<sup>3</sup> Durch diesen Elektronenstrom injiziert der  $pn^-p^+$ -Transistor von der Rückseite her Löcher in das Substrat. Dies führt zu einer hohen Überflutung des Substrates mit Ladungsträgern und damit zu einem sehr kleinen Widerstand im eingeschalteten Zustand, was sich in sehr geringen statischen Verlusten niederschlägt. Der pn-Übergang zwischen  $p$ -Wanne und  $n^-$ -Substrat nimmt im sperrgepolten Zustand das elektrische Feld auf.

Bei sehr hohen Stromdichten verursacht der Löcherstrom einen Spannungsabfall über der  $p$ -Wanne, der den inhärenten Thyristor einschaltet. In diesem Fall läßt sich der IGBT nicht mehr durch das Abschalten des Inversionskanals am Gate ausschalten. Man spricht hier von einem sogenannten „Latch-up“. Da dieser Zustand das Bauelement in der Regel

<sup>3</sup> Da der Drain-Kontakt der Emitter des internen pnp-Transistors ist, wird dieser Kontakt häufig auch als Rückseitenemitter des IGBTs bezeichnet.

zerstört, versucht man ihn durch eine zusätzliche  $p^+$ -Dotierung im Zentrum der  $p$ -Wanne zu verhindern. Dadurch wird der Wannenwiderstand und damit auch der Spannungsabfall abgesenkt.

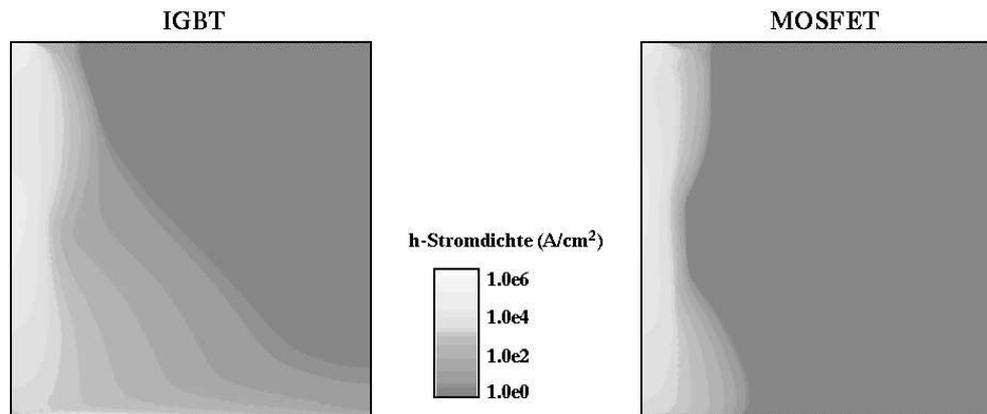
Um die speziellen Eigenschaften der IGBT-Struktur und die Unterschiede zu den Dioden in Bezug auf die Bestrahlung mit Ionen besser herausarbeiten zu können, wird die untersuchte IGBT-Struktur durch Entfernen von einzelnen Dotierungen über einen MOSFET in eine Diode überführt. Entfernt man beim IGBT den  $p^+$ -Rückseitenemitter, so erhält man die Struktur eines vertikalen MOSFETs (siehe Abbildung 4.17 Mitte). Ohne das  $n^+$ -Source-Gebiet ergibt sich eine NPT-Diode, wie in Abbildung 4.17 (Rechts) dargestellt. Bei der Simulation dieser Teststrukturen dringt das  $^{12}\text{C}$ -Ion am linken Rand des Source-Kontaktes in das Bauelement ein. Diese Kante ist auch die Rotationsachse der Teststrukturen.



**Abbildung 4.18:** Transiente Strompulse von Dioden-, MOSFET- und IGBT-Struktur bei Bestrahlung mit einem  $^{12}\text{C}$ -Ion (17 MeV) bei einer angelegten Sperrspannung von 2200 V.

Abbildung 4.18 zeigt die simulierten Strompulse eines ME bei diesen drei Teststrukturen nach der Bestrahlung mit einem  $^{12}\text{C}$ -Ion mit einer kinetischen Energie von 17 MeV. Die angelegte Sperrspannung war bei allen drei Strukturen 2200 V. Zusätzlich wurde der Gate-Kontakt auf das Source-Potential gelegt. Für die Diodenstruktur ergibt sich ein Strompuls, der praktisch identisch zu dem der beiden NPT-Dioden NPT1 und NPT2 ist. Es ergibt sich lediglich ein kleiner Unterschied aufgrund der unterschiedlichen Dotierung der  $p$ -Wanne bei der aus der IGBT-Struktur abgeleiteten Diode und der planaren  $p^+$ -Anode bei NPT1 und NPT2. Die Erhöhung der Schwellspannung für das Auftreten von ME ist durch die, verglichen mit NPT1, längere Drift-Zone und den etwas größeren Substratwiderstand begründet.

Die MOSFET-Struktur hat einen höheren und längeren Strompuls, verglichen mit der Diodenstruktur (siehe Abbildung 4.18). Dies wird durch die zusätzliche Injektion des parasitären  $n^+pn^-$ -Transistors verursacht, der durch das radiale Ausbreiten der durch den Streamer erzeugten Ladung eingeschaltet wird. Aus diesem Grund fällt der Puls der MOSFET-Struktur zunächst etwas langsamer ab. Nachdem die Ladungsträger aus der Ba-



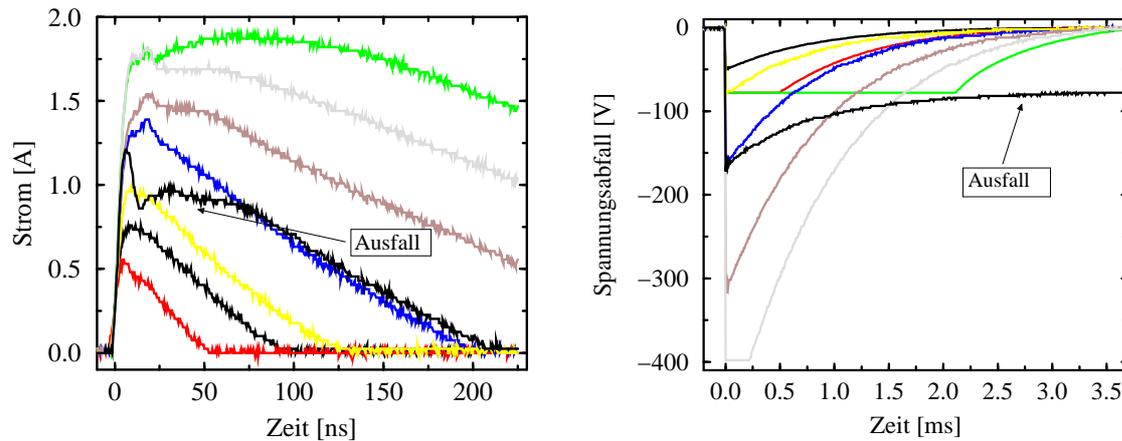
**Abbildung 4.19:** Lächerstromdichte des IGBTs (links) und des MOSFETs (rechts) nach 20 ns.

sis des parasitären Transistors ausgeräumt sind, schaltet dieser aus und der Strompuls fällt steil ab. Das Abfallen des Stromes nach 100 ns, kurz vor dem endgültigen Erreichen des stationären Zustandes, wird durch die Rekombination von Ladungsträgern im feldfreien hinteren Teil des Substrats bestimmt. Dies ist wieder analog zu den NPT-Dioden. Die Zeitkonstante in diesem Bereich ist ein Maß für die Ladungsträgerlebensdauer.

Der Strompuls der IGBT-Struktur unterscheidet sich deutlich von der Diode bzw. dem MOSFET. Die Pulshöhen sind zwar vergleichbar, jedoch gibt es kein Abfallen des Pulses. Der Strom steigt mit der Zeit immer weiter an. Verursacht wird dies durch das Einschalten des  $pn^-p^+$ -Transistors, bestehend aus  $p$ -Wanne,  $n^-$ -Substrat und  $p^+$ -Emitter, analog zum Einschalten dieses Transistors im Vorwärtsbetrieb. Dieser parasitäre Transistor wird ebenfalls durch das radiale Auseinanderlaufen der Ladungsträger, die durch den durchlaufenden Streamer erzeugt worden sind, eingeschaltet. Dadurch kommt es zu einer Injektion von Löchern vom Rückseitenemitter in das  $n^-$ -Substrat.

Abbildung 4.19 zeigt die Verteilung der Lächerströme im IGBT (links) und in der MOSFET-Struktur (rechts) nach 20 ns. Die größte Höhe der Stromdichte ist in beiden Fällen fast gleich. Jedoch gibt es beim IGBT eine starke Injektion von Löchern vom ganzen Rückseitenemitter, welche letztendlich den hohen und langen Strompuls erzeugt.

Abbildung 4.20 zeigt die durch Bestrahlung mit 180 MeV-Protonen gemessenen Strompulse (links) des NPT-IGBT und die entsprechenden Einbrüche der Versorgungsspannung (rechts) bei einer Sperrspannung von 1900 V. Die Messung zeigt sehr deutlich, daß die Strompulse beim IGBT wesentlich höher und länger sind als bei den NPT-Dioden (vgl. Abbildung 4.3). Es werden Pulse von 50 ns Länge und einer Höhe von 0.5 A bis hin zu mehreren 100 ns Länge und fast 2 A gemessen. Da die Ladung, die durch das Durchlaufen des Streamers erzeugt wird, beim IGBT ähnlich groß wie bei der Diode ist, kann der höhere und längere Strompuls nur durch die Löcherinjektion des Rückseitenemitters verursacht werden. Die meisten Pulse sind trotz der großen Ladungsmenge, die hier frei wird, nicht zerstörend. Die Einbrüche bei der Versorgungsspannung sind entsprechend groß und reichen von 50 V bis hin zu über 400 V, was mehr als 20 % der angelegten Sperrspannung



**Abbildung 4.20:** Durch Bestrahlung mit 180 MeV-Protonen gemessene Strompulse (links) und die entsprechenden Spannungseinbrüche (rechts) beim NPT-IGBT, bei einer Sperrspannung von 1900 V.

entspricht. Erst nach mehreren Millisekunden erreicht die Sperrspannung bei den größten gemessenen Pulsen wieder ihren ursprünglichen Wert.

Zusätzlich ist in Abbildung 4.20 noch ein Puls eingezeichnet, der zu einer Zerstörung des Bauelements geführt hat. Überraschenderweise treten bei diesem Puls nicht die größten Ströme auf. Seine Form ist relativ ähnlich zu den anderen Pulsen. Nach dem Erreichen des Maximums fällt der Strom etwa 200 ns lang ab. Aufgrund der Schädigung ist der stationäre Sperrstrom stark erhöht, d.h. das Bauelement hat seine Sperrfähigkeit verloren. Dies macht sich auch darin bemerkbar, daß die Versorgungsspannung aufgrund einer Strombegrenzung im Netzgerät nicht mehr ihren ursprünglichen Wert erreichen kann.

Die in Abbildung 4.18 dargestellte simulierte Pulsform des NPT-IGBTs führt, im Gegensatz zu den meisten gemessenen Pulsen, zu einem Latch-up, was durch das oben beschriebene Einschalten des parasitären Thyristors verursacht wird. Es gibt mehrere mögliche Gründe, warum sich dieser Thyristor in der Simulation, im Gegensatz zur Messung, nicht mehr ausschaltet:

- **Dynamische Spannungseinbrüche bei den Pulsen:** In der Simulation werden die Einbrüche der Versorgungsspannung nur durch einen Serienwiderstand beschrieben. Dies ist für kurze und kleine Strompulse eine gute Näherung. Für die langen Pulse, die beim IGBT auftreten, muß die als ideal angenommene Spannungsquelle noch realistischer modelliert werden, wie es bereits in Kapitel 4.2.1.2 beschrieben worden ist.
- **Zellenfeld:** In der Simulation des IGBT wird aufgrund der aufwendigen Gitterdiskretisierung nur eine Zelle (60000 Gitterpunkte) berechnet. In der Realität besteht der IGBT aus einem Feld von tausenden dieser Zellen. Jede dieser Zellen hat einen Source-Kontakt, aus dem Ladungen abfließen können, was in der Simulation nicht berücksichtigt wird.

- Temperatur: Bei den hohen und langen Strompulsen kommt es zu einer lokalen Erwärmung des IGBT. Diese Erwärmung führt zu einer Absenkung der Ladungsträgerbeweglichkeiten und damit zu einem niedrigeren Stromfluß. Ein lokales Temperaturfeld wird in der Simulation aus Rechenzeitgründen nicht berücksichtigt.
- Die systematische Überschätzung der durch den Streamer erzeugten Ladung ist wohl der wahrscheinlichste Grund, warum ein Latch-up in der Simulation des IGBTs auftritt. Da bereits in den vorher gezeigten Simulationen der Dioden die erzeugte Ladung systematisch immer zu hoch berechnet wurde, ist dies auch beim IGBT der Fall. Dies führt zu einer noch stärkeren Injektion durch den Rückseitenemitter und damit zu einem Überschwemmen des oberen pn-Übergangs, der dann nicht mehr sperrt und somit zum Latch-up führt.

Aufgrund der langen und hohen Strompulse, die beim NPT-IGBT im Gegensatz zur NPT-Diode auftreten, könnte man den Schluß ziehen, daß der IGBT weniger robust gegen Ausfälle aufgrund von Höhenstrahlung ist. Die Messungen der entsprechenden Ausfallraten zeigen jedoch, daß dies nicht der Fall ist. Im Rahmen der Meßgenauigkeit sind die Ausfallraten von NPT-IGBT und technologisch ähnlicher Diode in etwa gleich. Berechnet man die Schwellspannung  $V_{th}$  für das Auftreten von ME, so zeigt sich, daß diese für Diode und NPT-IGBT ebenfalls identisch ist. Dies ist ein weiterer Nachweis dafür, daß  $V_{th}$  ein sehr gut geeigneter Parameter ist, um die Höhenstrahlungsempfindlichkeit eines Leistungsbauelements zu beurteilen. Darüber hinaus läßt sich daraus schließen, daß eine Zerstörung des NPT-IGBTs durch eine Schädigung des Gateoxids (Single-Event-Gate-Rupture) auf Meeressniveau nicht relevant ist.

Ein Latch-up ausgelöst durch ein NME, wie von LORFÈVRE bei 600 V IGBTs berichtet [18], wurde in den Simulationen der Hochvolt-IGBTs nicht gefunden. Die Entstehung eines Streamers scheint daher auch beim IGBT eine notwendige Voraussetzung für einen Ausfall zu sein. Allerdings konnten aufgrund der Beschränkung auf rotationssymmetrische Rechnungen nur Ionenspuren im Zentrum der IGBT-Zelle und nicht am Rand der p-Wanne simuliert werden. In Verbindung mit den zur Diode vergleichbaren Ausfallraten läßt sich der Schluß ziehen, daß ein möglicher Latch-up der IGBT-Zelle bei den untersuchten 3.3 kV Bauelementen als Ausfallursache wahrscheinlich keine Rolle spielt.

Bei der experimentellen Untersuchung eines FS-IGBTs hat sich gezeigt, daß dieser beim ersten ME sofort zerstört wird. Bei dieser Art von Bauelementen wurden sowohl bei der Bestrahlung mit Protonen (180 MeV) als auch bei  $^{12}\text{C}$ -Ionen (17 MeV) keine nicht-zerstörenden ME gefunden. Da bereits bei den FS-Varianten der Dioden wesentlich mehr Ladung in den ME erzeugt worden ist, verglichen mit den NPT-Strukturen, ist dies nicht verwunderlich. Der NPT-IGBT generiert bereits sehr viel Ladung in den ME, somit ist es naheliegend, daß beim FS-IGBT noch mehr Ladung erzeugt wird, zumal  $V_{th}$  zu noch höheren Spannungen von 2550 V verschoben ist. Die starke Ladungsgeneration und das Einschalten des parasitären Thyristors führen beim FS-IGBT zu einem hohen und lokalisierten Temperaturanstieg und damit zur Zerstörung des Bauelements durch eine lokale Aufschmelzung. Darüber hinaus könnte der Effekt von thermisch erhöhten Sperrströmen, dem sogenannten thermischen Weglaufen, der beim Abschalten eines Kurzschlußstromes zur Zerstörung führen kann [151, 152] hier ebenfalls einen Ausfall begünstigen.

## 4.4 Maßnahmen zur Erhöhung der Robustheit von Bauelementen gegen Höhenstrahlung

Obwohl die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen, die zur Ableitung von Maßnahmen zur Verbesserung der Robustheit gegenüber Höhenstrahlung führen, hauptsächlich an Dioden durchgeführt wurden, kann man diese auch auf andere bipolare Hochvoltbauelemente, z.B. den IGBT, übertragen.

Die Ausfallrate von Bauelementen durch Höhenstrahlung setzt sich aus Ausfällen an der Randstruktur und im Volumen zusammen. Aufgrund der unterschiedlichen Funktion und Struktur ist es sinnvoll, diese beiden Bereiche getrennt von einander zu betrachten.

### 4.4.1 Einfluß der Randstruktur

An den Rändern eines planaren pn-Übergangs ist die p-Dotierung abgerundet. An dieser Krümmung des pn-Übergangs kommt es bei einer angelegten Sperrspannung zu einer erhöhten Konzentration der Feldlinien und damit zu einer Erhöhung des Betrags des elektrischen Feldes. Dies führt dazu, daß der Lawinendurchbruch (Avalanche) von Leistungsbaulementen stets hier stattfindet. Um diese Feldüberhöhung abzusenken, werden die Bauelemente mit einer komplizierten Randstruktur versehen. Somit kann eine höhere Durchbruchspannung erreicht werden.

Die Analyse des Ausfallortes der durch Höhenstrahlung zerstörten Dioden hat gezeigt, daß diese sehr häufig an der Randstruktur ausfallen. Daher bietet diese offensichtlich das meiste Potential für Verbesserungen. Das Design der Randstruktur wird oftmals auf eine möglichst hohe statische Durchbruchspannung optimiert. Für ein robusteres Verhalten gegen Höhenstrahlung scheint eine Optimierung des Randes bei etwa 50 % der Volumendurchbruchspannung günstiger, da diese Sperrspannung in Anwendungen am häufigsten ist. Eine Reduktion der bei dieser Spannung am Rand auftretenden elektrischen Feldspitzen führt zu einem höhenstrahlungsrobusteren Bauelement [12].

Für die Optimierung des Randes ist die Messung des Feldstärkeprofils sehr hilfreich. Die Bestrahlung mit Ionen wäre grundsätzlich auch geeignet, um das Feldstärkeprofil in der Randstruktur zu untersuchen und um damit eventuelle Schwächen zu identifizieren. Hierzu ist es allerdings nötig, den Ionenstrahl zu fokussieren, damit die Eigenschaften der Randstruktur und ihr Feldstärkeprofil möglichst exakt aufgelöst werden können. Dies führt zu einer aufwendigeren Messung mit dem Einsatz eines supraleitenden Magneten bei He-Temperatur zur Fokussierung [153].

Im Prinzip ist die Untersuchung von Bauelementen mit Hilfe von Ionenstrahlen als IBIC (Ion Beam-Induced Current) bekannt [154]. Allerdings werden bei IBIC die Sperrspannungen normalerweise in einem moderaten Bereich gehalten, damit es zu keiner massiven Multiplikation von Ladung kommt. Hierbei wird die geringfügige Verstärkung der ioneninduzierten Ladung durch das lokale elektrische Feld in der Nähe des Einstrahlungsortes, ähnlich einem NME, ausgenutzt. Eine Schwierigkeit bei dieser Meßmethode besteht dar-

in, daß verschiedene Materialien, z.B. in der Randstruktur des Bauelements, die Ionenenergie unterschiedlich absorbieren. Dieser Effekt ist dem Feldstärkeprofil überlagert und muß herauskorrigiert werden.

Eine ähnliche Meßmethode für die gleiche Problemstellung ist OBIC (Optical Beam-Induced Current) [155]. Dabei wird die Struktur eines sperrgepolten Bauelements, insbesondere seine Randstruktur, durch einen Laserstrahl abgetastet. Durch den stationären Strahl stellt sich ein konstanter Sperrstrom ein. Da die Photonenenergie des Lasers deutlich kleiner ist als die Energie von Ionen, wird das stationäre Feldstärkeprofil dabei kaum beeinflusst. Wenn der Laser in ein Gebiet eindringt, in dem sich eine Feldstärkerhöhung befindet, werden die eingebrachten Ladungen durch Stoßionisation geringfügig verstärkt, und es fließt ein erhöhter Sperrstrom. Auf diese Weise kann man die Struktur eines Bauelements ortsaufgelöst nach Feldüberhöhungen absuchen und erhält ein relatives Feldstärkeprofil. Da hier Laserstrahlung zum Einsatz kommt und nicht ein stark fokussierter Ionenstrahl, wird die Messung erheblich vereinfacht und beschleunigt. Zusätzliche wertvolle Informationen kann dabei auch die Modellierung des OBIC-Experiments mit einem Bauelementsimulator liefern, da dadurch der Meßprozeß und die Ursache des Meßsignals noch genauer verstanden werden können [155].

Der Nachteil der OBIC-Meßmethode ist allerdings, daß z.B. Randstrukturen mit Feldplatten oder anderen metallischen Schichten von der Vorderseite des Bauelements mit dem Laser nicht durchstrahlt werden können. Daher muß man die Bauelemente über die Rückseite untersuchen, was sich jedoch in einer geringeren Ortsauflösung bemerkbar macht.

Die Analyse des Feldstärkeprofils einer Randstruktur gibt wertvolle Hinweise auf mögliche Schwachstellen. Sie ist ein effektives Hilfsmittel, um die Randstruktur hinsichtlich ihrer Höhenstrahlungsempfindlichkeit im anwendungsrelevanten Spannungsbereich von etwa 50 % der Volumendurchbruchspannung zu optimieren.

#### 4.4.2 Einfluß des Volumens

Wie in Kapitel 4.2.3 gezeigt, ist es möglich, die relative Empfindlichkeit von Leistungsbaulementen gegen Höhenstrahlung durch die Bestimmung der Schwellspannung für das Auftreten von ME, verursacht durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV, zu ermitteln. Um die Strahlungsempfindlichkeit und damit die Wirksamkeit von einzelnen Strukturvarianten bestimmen zu können, ist es zweckmäßig, die experimentell ermittelte Schwellspannung  $V_{th}$  auf die Volumendurchbruchspannung zu normieren. Die somit ermittelten Werte sind in Tabelle 4.3 aufgelistet. Dabei zeigt die FS-Diode den höchsten Wert und ist damit die robusteste der untersuchten Dioden bezüglich Höhenstrahlung. Ebenfalls sehr gute Werte zeigen die Dioden D1 und D5, die sich lediglich durch das Anodenprofil unterscheiden. Am empfindlichsten sind die beiden NPT-Dioden. Aus diesen Daten zeigt sich sehr deutlich, daß das Prinzip der PT-Dioden mit einem flachen und nahezu konstanten Verlauf des elektrischen Feldes optimal für eine höhenstrahlungsrobuste Bauweise von Leistungsbaulementen ist, da das auftretende elektrische Feld bei gleicher Sperrspannung deutlich kleiner als in den NPT-Dioden ist. Die effektivste Maßnahme um höhenstrahlungsrobuste Bauelemente zu erhalten ist die maximal auftretende elektrische

Feldstärke so klein wie möglich zu halten. Da Bauelemente allerdings auch auf andere Eigenschaften, wie geringe Durchlaßspannung und Widerstand, sowie auf gutes Schaltverhalten optimiert werden müssen, ist es klar, daß diese Forderung nicht ohne weiteres umsetzbar ist.

Diode	NPT1	NPT2	FS	D1	D2	D3	D4	D5
$V_{th}^{exp}/V_B$	0.431	0.424	0.615	0.589	0.551	0.541	0.472	0.592

**Tabelle 4.3:** Gemessene Schwellspannungen  $V_{th}^{exp}$  der untersuchten Dioden normiert auf die jeweils durch Simulation ermittelte Volumendurchbruchspannung  $V_B$ .

Tendenziell ergibt sich durch die Untersuchung von D1 bis D4 die Empfehlung, daß eine kurze Diode mit einem hohen Substratwiderstand günstig für eine Robustheit gegen Höhenstrahlung ist. Durch die kürzere Länge der Driftzone verkleinert sich auch der Vorwärtsspannungsabfall. Eine hoher Widerstand führt jedoch zu einem schlechteren Schaltverhalten, da der Rückwärtsstrom dadurch zu einem abrupten Abreißen neigt. Hier gilt es, ebenfalls ein Optimum zu finden.

Bei der Analyse des Einflusses des Anodenprofils ergibt sich kein eindeutiges Bild. Der Vergleich von NPT1 und NPT2 zeigt, daß ein tieferes Profil mit einer niedrigeren Konzentration zu einer geringfügig empfindlicheren Diode führt. Bei D1 und D5 ergibt sich durch das tiefere Profil mit einer höheren Konzentration kein nachweisbarer Unterschied. Der Einfluß des Anodenprofils müsste daher noch eingehender untersucht werden, um gesicherte und eindeutige Aussagen treffen zu können. Aus den bisherigen Untersuchungen kann man den Schluß ziehen, daß dieser Einfluß eher gering ist. Daher kann bei der Optimierung des Anodenprofils bezüglich einem robusteren Verhalten gegen Höhenstrahlung wohl keine größere Verbesserung erzielt werden, verglichen z.B. mit dem Einfluß der Randstruktur.

Durch die vorgestellten Analysen konnte ebenfalls gezeigt werden, daß eine massive Absenkung der Lebensdauer bis in den Nanosekundenbereich oder sogar noch darunter keinen Einfluß auf die Strahlungsempfindlichkeit eines Leistungsbauelements hat. Da der Zündmechanismus des Streamers und seine Propagation so extrem schnell verlaufen, hat der Streamer das Bauelement bereits durchquert bevor sich der Effekt der reduzierten Ladungsträgerlebensdauern bemerkbar machen kann.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Seit etwa 10 Jahren ist bekannt, daß elektronische Halbleiterleistungsbaulemente aus Silizium durch kosmische Strahlung zerstört werden können. Durch Wechselwirkungen der kosmischen Primärstrahlung mit den Atomen der Erdatmosphäre entsteht auf Meeresniveau ein Teilchenschauer, der hauptsächlich aus Müonen, Pionen, Protonen und Neutronen besteht, die sogenannte Sekundärstrahlung. Eine Analyse der möglichen Wechselwirkungen der Sekundärstrahlung mit Silizium und deren Reaktionswahrscheinlichkeiten ergibt, daß auf Meeresniveau die Neutronen hauptverantwortlich für den Ausfall von Bauelementen sind. Die Pionen haben zwar eine etwas höhere Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Silizium, jedoch ist ihr Fluß auf Meeresniveau zu klein. Sie müssen erst bei größeren Höhen berücksichtigt werden. Protonen und Neutronen haben für hohe kinetische Energien eine nahezu gleiche Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Silizium. Die Flußdichte der Neutronen ist jedoch auf Meeresniveau größer als die der Protonen.

Durch eine inelastische Kernreaktion zwischen einem eindringenden Neutron und einem Siliziumatomkern des Substratmaterials eines Bauelements wird ein leichtes Ion erzeugt. Grundsätzlich können bei dieser Kernreaktion sämtliche Ionen mit Massen kleiner oder gleich der von  $^{29}\text{P}$  entstehen. Dieses Rückstoßion ionisiert dann durch eine Vielzahl an statistischen Stoßprozessen die Valenzelektronen der Atome des Siliziumkristallgitters bis zum kompletten Verlust seiner kinetischen Energie, wodurch ein hochlokalisiertes und hochkonzentriertes Elektron/Loch-Plasma entsteht. Dieses Plasma kann in der Hochfeldzone eines sperrgepolten Halbleiterleistungsbaulements verstärkt werden, was zum thermischen Durchbruch des Bauelements führen kann.

Der höhenstrahlungsinduzierte Ausfall ist mitentscheidend für die Lebensdauer und die Zuverlässigkeit von Halbleiterleistungsbaulementen. Daher muß dieser Effekt sowohl bei einer Neuentwicklung als auch bei der Änderung der Struktur von Bauelementen berücksichtigt werden. Die experimentelle Bestimmung der Ausfallraten von Bauelementen ist jedoch sehr langwierig und teuer. Aus diesem Grund wäre ein Berechnungsmodell zur Bestimmung der Empfindlichkeit von Bauelementen sehr hilfreich. Da der Ausfallmechanismus jedoch durch statistische Prozesse, wie der Kernreaktion oder den atomaren Stoßprozessen des entstehenden Rückstoßions, bestimmt wird, gibt es eine unübersehbar große Zahl von möglichen Reaktionen. Eine Berechnung der Ausfallrate durch eine Summation aller Reaktionskanäle unter Gewichtung der Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens ist daher nicht sinnvoll. Darüber hinaus ist eine Simulation des transienten Bauelementverhaltens bis hin zur Zerstörung sehr rechenzeitintensiv und verläßt bei weitem den Gültigkeitsbereich der Simulationsmodelle, da dabei Temperaturanstiege bis zum Schmelzpunkt von Silizium auftreten können.

Wertvolle Erkenntnisse zum Ausfallmechanismus von Leistungsbaulementen durch

Höhenstrahlung können durch Ionenbestrahlungsexperimente gewonnen werden. Die Bestrahlungen mit Ionen haben den Vorteil, daß die statistische Verteilung bei den Kernreaktionsprodukten hier nicht berücksichtigt werden muß. Darüber hinaus kann die örtliche Verteilung des Energieverlustes des eindringenden Ions mit verfügbaren Simulatoren berechnet werden. Anhand der Energieverlustfunktion der Ionen im Silizium wurde in dieser Arbeit ein Modell zur Beschreibung der initialen Verteilung des ioneninduzierten Plasmas entwickelt und in einem konventionellen Bauelementsimulator implementiert. Da die Parameter des normalerweise benutzten Standardmodells für die Generation von Elektron/Loch-Paaren durch Stoßionisation unter Voraussetzungen gemessen wurden, die bei einer ioneninduzierten massiven Multiplikation von Ladungsträgern in einem sperrgepolten Halbleiterleistungsbauelement verletzt werden, wurden sie anhand von geeigneten Meßdaten neu validiert. Durch die entwickelten Modelle konnten die physikalischen Effekte, die im Innern eines sperrgepolten Leistungsbauelements bei der Bestrahlung mit hochenergetischen Ionen ablaufen, erstmalig visualisiert und erklärt werden.

Das ioneninduzierte Elektron/Loch-Plasma erzeugt durch die Verdrängung des stationären elektrischen Feldes aus dem Plasmabereich heraus eine hohe und stark lokalisierte Feldspitze. Bei kleinen angelegten Sperrspannungen dehnt sich das Ladungsträgerplasma aus und die Feldspitze wird schnell kleiner. Da der Zeitraum, in dem die hohe elektrische Feldspitze besteht, sehr kurz ist, kann dabei kaum zusätzliche Ladung durch Stoßionisation erzeugt werden. Die Ladung, die aus dem Bauelement fließt, entspricht daher im wesentlichen der Ladung, die durch das Ion ins Bauelement eingebracht worden ist. Für eine genügend hohe Sperrspannung kommt es dagegen zu einem völlig anderen Mechanismus. Die Feldspitze kann nun mit unverminderter Höhe das ganze Bauelement durchlaufen und aufgrund der hohen Stoßionisation ein hochleitfähiges Plasmafilament erzeugen, welches das Bauelement kurzschließt. Dies ist analog zum Prozeß des Streamers bei Gasentladungen in der Plasmaphysik. Die elektrische Feldspitze bewegt sich mit einer Geschwindigkeit durch das Bauelement, die größer ist als die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger. Dies zeigt, daß die Feldspitze nicht durch den Transport von Ladung durch das Bauelement getrieben wird, sondern durch die ständige Generation von neuen Ladungsträgern aufgrund der hohen Stoßionisationsrate in der Spitze.

Obwohl durch den Streamer um bis zu vier Größenordnungen mehr Ladung im Bauelement erzeugt worden ist, als durch das Ion eingebracht wurde, wird das Bauelement dadurch nicht zerstört. Allerdings steigt die Wahrscheinlichkeit für einen Ausfall mit einer weiteren Erhöhung der Sperrspannung an. Die exakte Reproduktion der Ergebnisse eines Bestrahlungsexperiments mit verschiedenen schweren Ionen von  $^{12}\text{C}$  bis  $^{86}\text{Kr}$  und kinetischen Energien von 17 MeV bis 270 MeV durch die Simulation demonstriert die Anwendbarkeit und Genauigkeit der entwickelten Simulationsmodelle. Jedoch wird die in den Multiplikationsereignissen erzeugte Ladungsmenge in den Simulationen systematisch zu hoch berechnet.

Die initiale Kernreaktion zwischen einem Neutron und einem  $^{28}\text{Si}$ -Atom findet normalerweise irgendwo im Volumen eines Bauelements statt. Daher wird das Ladungsplasma durch das Rückstoßion im Volumen erzeugt und nicht, wie bei der Bestrahlung mit Ionen, direkt an der Oberfläche. Aus diesem Grund können sich bei höhenstrahlungsinduzierten Kernreaktionen gleichzeitig zwei elektrische Feldspitzen bilden, die in entgegengesetz-

ter Richtung durch das Bauelement laufen. Eine Feldspitze läuft in Richtung Anode, die andere auf die Kathode zu. Die Existenz eines Zustandes mit zwei in entgegengesetzter Richtung laufenden Streamern konnte durch eine Simulation nachgewiesen werden. Dies entspricht dem physikalischen Mechanismus, der, ausgelöst durch Höhenstrahlung, in Verbindung mit einem hohen lokalisierten Temperaturanstieg im Innern eines Leistungsbaulements abläuft und letztendlich zu dessen Zerstörung führt.

In dieser Arbeit wurden mehrere verschiedene Bauelemente mit unterschiedlichen Volumendurchbruchspannungen mittels Bestrahlung mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen sowohl experimentell als auch durch Simulation untersucht. Bei den Ionenbestrahlungen wurden ausschließlich  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV benutzt, da sich mit  $^{12}\text{C}$ -Rückstoßionen alle gemessenen Effekte beim höhenstrahlungsinduzierten Ausfall von Leistungsbaulementen erklären lassen. Einerseits haben  $^{12}\text{C}$ -Ionen eine so kleine Masse, so daß sie in Kernreaktionen von Neutron und Silizium mit einer relativ hohen Wahrscheinlichkeit gebildet werden können. Andererseits ist ihre Masse so groß, daß sie durch ihren Energieverlust ein hochlokalisiertes Ladungsplasma bilden. Die bei den Experimenten verwendete kinetische Energie von 17 MeV kann ebenfalls in einer Kernreaktion mit einer hohen Wahrscheinlichkeit erzeugt werden und generiert darüber hinaus eine hohe initiale Plasmakonzentration beim Eindringen in ein Bauelement. Bei den Ionenbestrahlungsexperimenten wurde unter anderem die Schwellspannung für das Auftreten von Ereignissen mit einer massiven Multiplikation von Ladung sowie die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Multiplikationsereignisses in Abhängigkeit von der angelegten Sperrspannung bestimmt.

Trägt man die Ladung, die in den durch  $^{12}\text{C}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 17 MeV induzierten Ereignissen erzeugt worden ist, bei denen keine massive Multiplikation von Ladung aufgetreten ist, über die auf die jeweilige Schwellspannung normierte angelegte Sperrspannung auf, so ergibt sich eine gemeinsame Kurve für alle untersuchten Bauelemente. Auf diese Weise läßt sich die Schwellspannung von Bauelementen bestimmen, ohne daß Ereignisse mit einer massiven Multiplikation von Ladung auftreten müssen. Insbesondere für Bauelemente, bei denen bereits ein Multiplikationsereignis zur Zerstörung führt, z.B. beim FS-IGBT, ist dies von Vorteil.

Wie schon von MAIER ET AL. [105] gezeigt wurde, gibt es eine gemeinsame Ladungskurve bei den Multiplikationsereignissen, die bei einer NPT-Diode durch verschiedene Ionensorten und Energien erzeugt worden sind. Aus der Existenz dieser Kurve kann gefolgert werden, daß die Menge der erzeugten Ladung nur von der angelegten Sperrspannung abhängig ist, falls eine hohe lokalisierte elektrische Feldspitze die ganze Länge eines Bauelements vollständig durchlaufen kann. In dieser Arbeit konnte zusätzlich gezeigt werden, daß dieselbe Ladungskurve sogar für verschiedene NPT- und PT-Dioden mit unterschiedlichen Volumendurchbruchspannungen gültig ist. Aus der Extrapolation dieser Kurve für hohe Spannungen läßt sich schließen, daß für das Auslösen eines Ereignisses mit einer massiven Multiplikation von Ladung grundsätzlich keine mindest Ionenenergie nötig ist. Entscheidend ist dafür lediglich die Höhe der angelegten Sperrspannung.

Die Messungen der höhenstrahlungsinduzierten Ausfallraten der verschiedenen Bauelemente mit Protonen und der Vergleich mit den durch Ionenbestrahlung ermittelten

Schwellschpannungen haben gezeigt, daß diese den relativen Zusammenhang der Strahlungsempfindlichkeiten wiedergeben. Damit ist es nun erstmalig gelungen, die relative Robustheit eines Bauelements gegen Höhenstrahlung sowohl durch nicht-zerstörende Bestrahlung mit leichten Ionen zu messen als auch durch Simulation am Rechner zu ermitteln. Allerdings können auf diese Weise keine absoluten Ausfallraten bestimmt werden.

Vergleicht man Punch-Through-Dioden (PT) und Non-Punch-Through-Dioden (NPT) mit der selben Volumendurchbruchspannung, so tritt bei den PT-Dioden, obwohl sie dünner sind, bei gleicher Sperrspannung eine kleinere maximale Feldstärke auf, da PT-Dioden eine niedrigere Substratdotierung haben. Dies führt zu einer größeren Schwellschpannung und damit zu einem robusteren Verhalten gegen Höhenstrahlung.

Bei den IGBT treten bei den Multiplikationsereignissen, verglichen mit den Dioden, wesentlich höhere und längere Stromtransienten auf. Dies wird durch das Einschalten eines inhärenten parasitären pnp-Transistors verursacht. Trotzdem sind die Ausfallraten von IGBT und entsprechender Diode gleich groß. Da auch die Schwellschpannung  $V_{th}$  für das Auftreten von Multiplikationsereignissen gleich ist, ist dies ein weiteres Beispiel für die Anwendbarkeit von  $V_{th}$  als Maß für die relative Höhenstrahlungsempfindlichkeit von Leistungsbauerelementen. Darüber hinaus konnte somit gezeigt werden, daß eine Beschädigung des Gateoxids auf Meeresebene als Ausfallursache beim IGBT keine Rolle spielt.

Weitergehende theoretische Untersuchungen sind unabdingbar um die systematisch zu hoch berechnete Ladungsmenge in den Simulationen der Multiplikationsereignisse und die Abweichung der Schwellschpannung der Punch-Through-Diodenvariationen zu beheben. Unter Umständen müssen für eine exakte Berechnung der Ladungsmengen und Schwellschpannungen die Gittertemperatur bzw. sogar die Ladungsträgertemperaturen von Elektronen und Löchern berücksichtigt werden. Somit wäre die Entwicklung und Implementierung eines völlig neuen Stoßionisationsmodells nötig, das die extremen physikalischen Bedingungen, die beim Eindringen von ionisierenden Teilchen und beim Zünden und der Propagation eines Streamers auftreten, konsistent berücksichtigt. Die damit verbundene erhebliche Verlängerung der Rechenzeit könnte durch die Benutzung einer adaptiven Ortsdiskretisierung, die sich mit dem Streamer mitbewegt, kompensiert werden. Dies würde dann unter Umständen auch dreidimensionale Simulationen von Ionenstrahlungen erlauben, deren Geschwindigkeitsvektor nicht parallel zur Symmetrieachse der Bauelementstruktur verläuft.

Das in dieser Arbeit entwickelte Simulationsmodell ist grundsätzlich auch anwendbar, um die Strahlungsempfindlichkeit von Bauelementen aus anderen Halbleitermaterialien, wie SiC, GaAs oder GaN, zu beschreiben. Dazu müssen, zusätzlich zu den Standardparametern des jeweiligen physikalischen Transportmodells, die Parameter der ioneninduzierten Generationsrate angepaßt werden und die Koeffizienten des Stoßionisationsmodells anhand von geeigneten Meßdaten neu validiert werden.

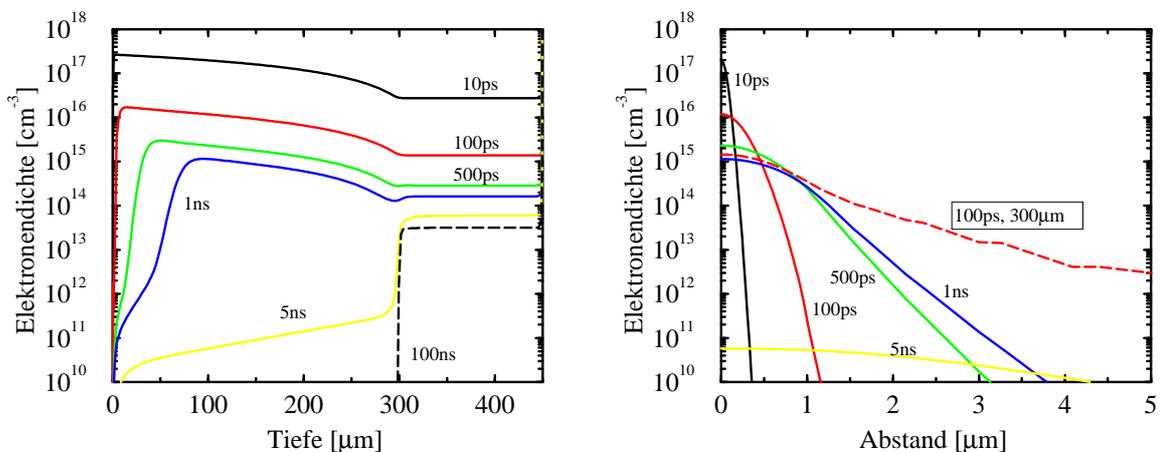
# **Anhang**



# A Die Coulombwechselwirkung von Protonen als initiales Ereignis

Wenn geladene hochenergetische Teilchen wie z.B. Protonen, ohne eine Kernreaktion zu verursachen, ein Leistungsbaulement durchqueren, werden sie durch die Coulombwechselwirkung mit den Valenzelektronen des Siliziumkristallgitters abgebremst. Allerdings wird das Proton wegen seiner hohen Energie und dem relativ geringen Energieübertrag auf die Valenzelektronen nicht zum völligen Stillstand gebracht. Daher kann das Proton die ganze Länge des Bauelements durchlaufen. Sein Energieverlust im Silizium erzeugt entlang seiner Spur ein Ladungsplasma, das somit ein Bauelement kurzschließen kann. Der Einfluß dieses Kurzschlusses auf die Funktionsfähigkeit der NPT1-Diode wird im folgenden untersucht.

Dabei wird angenommen, daß ein Proton über die ganze Länge des Bauelements ( $450 \mu\text{m}$ ) insgesamt  $5 \text{ MeV}$  Energie durch Coulombwechselwirkung mit den Valenzelektronen verliert. Dies entspricht in etwa einem Energieverlust von  $0.01 \frac{\text{MeV}}{\mu\text{m}}$ , was ein realistischer Wert für ein Proton mit einer kinetischen Energie von etwa  $10 \text{ MeV}$  ist. Der Einfachheit halber wird mit einem über die Länge des Bauelements konstanten Energieverlust gerechnet, obwohl dieser in der Realität mit abnehmender kinetischer Energie leicht ansteigt. Insgesamt wird eine Ladung von  $0.23 \text{ pC}$  gleichmäßig entlang der Symmetrieachse der NPT1-Diode deponiert. Die radiale Form des initialen Ladungsplasmas ist gaußförmig mit einer initialen Breite von  $w_r = 20 \text{ nm}$ .



**Abbildung A.1:** Elektronendichte entlang der  $z$ -Achse bei  $r = 0 \mu\text{m}$  (links) und in radialer Richtung bei  $z = 100 \mu\text{m}$  (rechts).

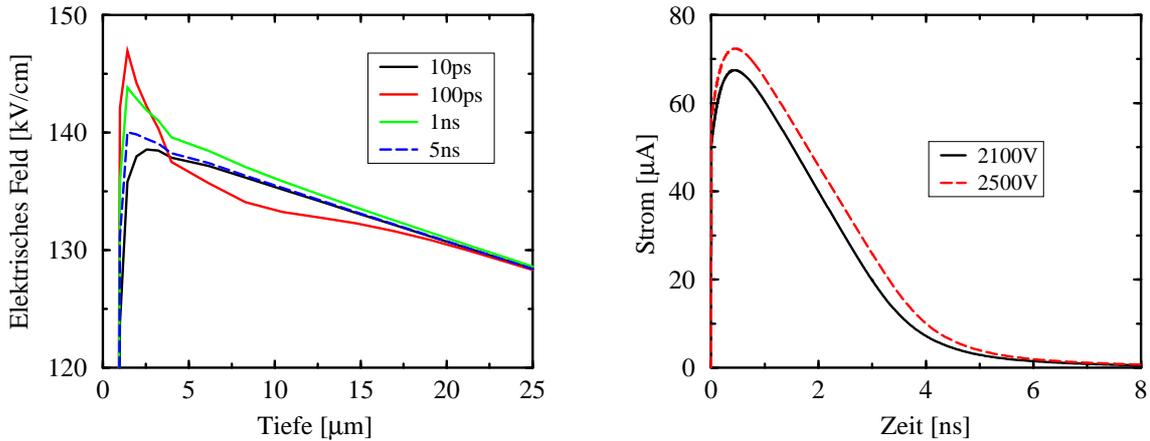
Abbildung A.1 zeigt die Verteilung der Elektronendichte zu verschiedenen Zeitpunkten, bei einer Sperrspannung von 2100 V. Das ganze Bauelement wird durch die geringe Ionisation entlang der Rotationsachse mit einem Ladungsplasma mit einer Dichte von etwa  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  überschwemmt, was im linken Bild von Abbildung A.1 dargestellt ist. Auffällig ist, daß die Dichte des Plasmas sehr stark durch das initiale elektrische Dreiecksfeld der Diode moduliert wird. Je höher das elektrische Feld, desto höher ist die Dichte. Der Grund für diesen Effekt liegt im Einfluß der Ladungsträgerbeweglichkeit, welche durch ein hohes Feld reduziert wird. Daher können die Ladungsträger bei einem hohen elektrischen Feld nicht so schnell in radialer Richtung wegdiffundieren. Folglich ist die Dichte der Ladungsträger hier höher. Darüber hinaus ist die zusätzliche Generation von Ladung durch Stoßionisation bei höherem elektrischen Feld größer. Allerdings macht sich dieser Effekt auf der kurzen Zeitskala von 10 ps praktisch nicht bemerkbar.

Abbildung A.1 zeigt, daß die maximale Ladungsträgerdichte im Bauelement nach 10 ps auftritt. Danach beginnen die Ladungsträger in radialer Richtung zu diffundieren und die Dichte wird entlang der Rotationsachse kontinuierlich kleiner. Bereits nach etwa 5 ns hat sich die stationäre Ladungsträgerverteilung nahezu wieder vollständig eingestellt.

Das rechte Bild von Abbildung A.1 zeigt die radiale Verteilung der Elektronendichte bei  $z = 100 \mu\text{m}$  zu verschiedenen Zeitpunkten. Als Vergleich ist zusätzlich die Verteilung bei  $z = 300 \mu\text{m}$  und  $t = 100 \text{ ps}$  eingezeichnet (gestrichelte Linie). Bei  $z = 300 \mu\text{m}$  ist bei einer angelegten Sperrspannung von 2100 V das Ende der stationären Raumladungszone erreicht, und der feldfreie Bereich der Diode beginnt. Aus diesem Grund haben die Ladungsträger hier eine höhere Beweglichkeit und sind daher schon deutlich weiter diffundiert. Folglich ist das Ladungsträgerprofil hier breiter und die Maximalkonzentration ist entsprechend kleiner, verglichen mit dem Profil zum selben Zeitpunkt bei  $z = 100 \mu\text{m}$ . Das radiale Profil der Ladungsträgerdichte verbreitert sich sehr schnell, wodurch die maximale Konzentration entlang der Symmetrieachse absinkt. Nach wenigen Nanosekunden ist ihre Konzentration unter die der Hintergrunddotierung gefallen. Damit wird das Bauelementverhalten kaum mehr beeinflusst.

In Abbildung A.2 (links) ist ein Ausschnitt des Profils des elektrischen Feldes bis  $z = 25 \mu\text{m}$  dargestellt. Es zeigt sich, daß die genau paarweise Generation von Elektronen und Löchern entlang der ganzen Symmetrieachse kaum Auswirkungen auf das Profil des elektrischen Feldes hat. Die maximale initiale Plasmakonzentration ist, verglichen mit einer starken Ionisation durch ein  $^{12}\text{C}$ -Ion (siehe Kapitel 3.3), um etwa zwei Größenordnungen kleiner. Es bildet sich daher lediglich eine kleine elektrische Feldüberhöhung, die um etwa 5 % größer als der maximale Wert des stationären Feldes ist. Die ursprüngliche Form des elektrischen Feldes stellt sich nach etwa 5 ns wieder ein.

Die durch ein Proton, das nur durch Coulombwechselwirkung mit den Valenzelektronen kinetische Energie verliert, erzeugten Strompulse sind im rechten Bild von Abbildung A.2 dargestellt. Die angelegten Sperrspannungen betragen dabei 2100 V und 2500 V. Beim Durchlaufen des Protons entsteht lediglich ein kurzer Strompuls mit einer Höhe von weniger als  $100 \mu\text{A}$  und einer Länge von wenigen Nanosekunden. Die Höhe des Strompulses  $I$  läßt sich näherungsweise abschätzen, indem man die gaußförmige Ladungsträgerdichte  $c$  mit Breite  $a$  über die rotationssymmetrische Querschnittsfläche der Diode integriert:



**Abbildung A.2:** Links: Ausschnitt der Verteilung des elektrischen Feldes entlang der Rotationsachse. Rechts: Strompulse bei einer angelegten Sperrspannung von 2100 V und 2500 V.

$$I = 2qv_{sat}c_0 \cdot 2\pi \int_0^\infty r \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{r^2}{a^2}\right) dr = 4\pi qv_{sat}c_0 a^2. \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist  $q$  die Elementarladung und  $v_{sat}$  ist eine mittlere Ladungsträgersättigungsgeschwindigkeit. Die maximale Plasmakonzentration  $c_0$  im gaußförmigen Profil läßt sich aus dem Ionengenerationsmodell in Kapitel 3.2.2 zu

$$c_0 = \frac{1}{2\pi w_r^2 L_0} \frac{E_{kin}^0}{E_p} \quad (\text{A.2})$$

aus der Länge  $L_0$  des Bauelements, der initialen Breite  $w_r$  des Ladungsplasmas sowie der deponierten kinetischen Energie  $E_{kin}^0$  berechnen.  $E_p$  ist die Energie, die nötig ist, um ein Elektron/Loch-Paar zu erzeugen [107].

Aus diesen Werten ergibt sich eine näherungsweise spannungsunabhängige Stromhöhe von etwa  $80 \mu\text{A}$ . Dieses einfache Modell wird durch die in Abbildung A.2 (rechts) dargestellte Simulation bestätigt. Die Pulshöhe liegt in der Simulation in einem Bereich von etwa  $60\text{-}70 \mu\text{A}$  und erhöht sich bei einer Spannungszunahme von  $400 \text{ V}$  lediglich um  $5 \mu\text{A}$ . Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß durch diesen kleinen und kurzen Strompuls ein Leistungsbaulement kaum beeinflusst wird. Vermutlich ist dieser Effekt nicht einmal im Zusammenspiel mit einem äußeren Stromkreis relevant. Oftmals sind die Stromspitzen, die z.B. beim Ein- bzw. Ausschalten einer Last auftreten, wesentlich höher. Daher sind die jeweiligen Beschaltungen entsprechend robust ausgelegt.



## B Beschreibung von TRIM

Mit dem Monte-Carlo-Simulator TRIM läßt sich die Energieverlustfunktion von Ionen in Festkörpern berechnen. Im folgenden Abschnitt werden die Funktionsweise sowie die wesentlichen Gleichungen und Annahmen von TRIM kurz dargestellt. Ein umfassender Überblick ist in [79] zu finden. Der Energieverlust (Stopping Power)  $S_{ges}$ , den ein Ion im Kristallgitter eines Festkörpers erfährt, setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

$$S_{ges} = S_N + S_e. \quad (\text{B.1})$$

Hierbei bezeichnet  $S_N$  den elastischen Energieverlust (nuclear Stopping), der den Transfer von kinetischer Energie vom Ion auf die Atomkerne des Kristallgitters beschreibt.  $S_e$  stellt den inelastischen Energieverlust (electronic Stopping) dar, der den Energieübertrag aufgrund der Ionisation der Valenzelektronen der Atome wiedergibt.

Der elastische Energieverlust  $S_N$  wird dabei durch die Anregung von kollektiven Schwingungen der Atomkerne im Kristallgitter, sogenannten Phononen, und die Erzeugung von Kristalldefekten verursacht. Die phononischen Anregungen betragen lediglich wenige Prozent, im für den Energieverlust von leichten Ionen relevanten Energiebereich von einigen MeV und mehr. Daher wird der Energieverlust des Ions hauptsächlich in die Erzeugung von Elektron/Loch-Paaren und Kristalldefekten umgesetzt. Die Flugrichtung der Ionen wird nicht durch das Elektronengas der Hüllenelektronen beeinflusst, da dieses näherungsweise als homogen angenommen wird. Die Trajektorie der Ionen wird somit über die Streuung an den Atomkernen bestimmt.

Das Potential zwischen zwei Atomkernen setzt sich aus folgenden Anteilen zusammen:

$$V_A = V_{nn} + V_{en} + V_{ee} + V_k + V_a. \quad (\text{B.2})$$

Dabei ist  $V_{nn}$  das elektrostatische Coulombpotential zwischen zwei positiv geladenen Atomkernen,  $V_{en}$  beschreibt das elektrostatische Wechselwirkungspotential der Verteilung der Hüllenelektronen mit dem jeweils anderen Atomkern.  $V_{ee}$  ist das Coulombpotential der beiden Hüllenelektronenverteilungen. Im Überlappbereich der beiden Verteilungen erhöht sich die Energie der Elektronen aufgrund des Pauli-Prinzips um  $V_k$ .  $V_a$  ist die Änderung der Austauschenergie dieser Elektronen.

Die komplizierte Struktur des interatomaren Potentials erfordert eine sehr rechenzeitintensive Auswertung. Um diese zu beschleunigen, wird das Potential durch eine Reihe von Exponentialtermen gefittet, und daraus ein für viele verschiedene Atome verwendbares universelles Potential  $V_A(r)$  abgeleitet, wobei  $r$  der Abstand der Atome ist.

Aus den Gesetzen eines klassischen, nicht-relativistischen Zwei-Körperstreuprozesses, für den Impuls- und Energieerhaltung gilt, läßt sich der Streuwinkel

$$\Omega = \pi - 2 \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{p_s dr}{r^2 \left(1 - \frac{V_A(r)}{E_c} - \frac{p_s^2}{r^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{B.3})$$

bestimmen.  $p_s$  ist der Stoßparameter und  $r_{min}$  ist der minimale Abstand der beiden Atome, der während des Stoßes auftritt. Die Massenschwerpunktenergie  $E_c$  berechnet sich durch

$$E_c = E_{kin}^0 \frac{M_2}{M_1 + M_2} \quad (\text{B.4})$$

aus der Masse des gestoßenen Ions  $M_2$  und der kinetischen Energie  $E_{kin}^0$  des stoßenden Ions mit Masse  $M_1$ . Die Gleichung für den Streuwinkel wird mit einer Monte-Carlo-Methode ausgewertet und daraus die Trajektorie des Ions im Festkörper ermittelt.

Der Energieverlust eines Ions ergibt sich im relevanten Energiebereich hauptsächlich durch die Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen, welcher durch den inelastischen Energieverlust

$$S_e = \int I_{WW}(v, \rho_e) (Z_1^*(v))^2 \rho_e dV \quad (\text{B.5})$$

beschrieben wird.  $Z_1^*$  ist die effektive Ladung des Ions, die durch seine Geschwindigkeit  $v$  bestimmt wird.

$$I_{WW}(v, \rho_e) = \frac{4\pi q^4}{m_e v^2} \frac{i}{\pi \omega_0^2} \int_0^{\infty} \frac{dk}{k} \int_{-kv}^{kv} \omega d\omega \left( \frac{1}{\epsilon^l(k, \omega)} - 1 \right) \quad (\text{B.6})$$

beschreibt die Stärke der Wechselwirkung eines Teilchens mit einer Einheitsladung  $q$  und Geschwindigkeit  $v$ , mit einem Elektronengas der Dichte  $\rho_e$ . Dabei ist  $\epsilon^l(k, \omega)$  die longitudinale komplexe Dielektrizitätsfunktion, in Abhängigkeit vom Betrag  $k$  des Wellenvektors und der Frequenz  $\omega$ .  $m_e$  ist die Elektronenmasse und

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi q^2 \rho_e}{m_e}} \quad (\text{B.7})$$

die klassische Plasmafrequenz. Um eine effiziente Berechnung zu ermöglichen, wird Gleichung (B.6) numerisch ausgewertet und das Ergebnis durch einfache Polynome gefittet. Durch Auswertung des Integrals (B.5) kann nun der Energieverlust eines Protons  $S_e^H$ , also eines Wasserstoffions, in einem Festkörper berechnet werden. Der elektronische Energieverlust beliebiger anderer Ionen  $S_e$  mit Kernladungszahl  $Z_1$  kann dann über die Skalierung

$$S_e = S_e^H \cdot (Z_1 \gamma)^2 \quad (\text{B.8})$$

aus  $S_e^H$  berechnet werden. Die effektive Ladung des Ions

$$\gamma = \lambda + \frac{1 - \lambda}{2} \left( \frac{v_0}{v_F} \right)^2 \ln \left[ 1 + \left( \frac{2\Lambda v_F}{a_0 v_0} \right) \right] \quad (\text{B.9})$$

wird durch die Abschirmlänge

$$\Lambda = \frac{14a_0(1-\lambda)^{\frac{2}{3}}}{Z_1^{\frac{1}{3}}(6-q)} \quad (\text{B.10})$$

und mit Hilfe einer partiellen Ionisationsfunktion

$$\lambda = 1 - \exp(0.803y_r^{0.3} - 1.3167y_r^{0.6} - 0.38157y_r - 0.008983y_r^2) \quad (\text{B.11})$$

berechnet, wobei  $a_0$  der Bohrsche Atomradius,  $v_0$  die Bohrsche Geschwindigkeit und

$$y_r = Z_1^{-\frac{2}{3}} \frac{v_r}{v_0} \quad (\text{B.12})$$

ist.

$$v_F = \frac{\hbar}{m_e} (3\pi^2 \rho_e)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{B.13})$$

ist die Fermigeschwindigkeit eines freien Elektronengases, mit deren Hilfe sich die Geschwindigkeit  $v_r$  eines Ions mit Geschwindigkeit  $v_1$  relativ zu den Elektronen im Festkörper zu

$$v_r = \begin{cases} v_1 \left(1 + \frac{v_F^2}{5v_1^2}\right) & \text{falls } v_1 \geq v_F, \\ \frac{3v_F}{4} \left[1 + \left(\frac{2v_1^2}{3v_F^2}\right) - \frac{1}{15} \left(\frac{v_1}{v_F}\right)^4\right] & \text{falls } v_1 < v_F \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

berechnen läßt.  $\hbar$  ist die Plancksche Konstante geteilt durch  $2\pi$ .

Zusammenfassend gehen in die Berechnung folgende wesentlichen Annahmen ein:

- Die Hüllenelektronen des Festkörpers verhalten sich wie ein freies Elektronengas.
- Effekte verursacht durch die Bildung von Energiebändern im Festkörper können durch Berechnung einer Fermigeschwindigkeit beschrieben werden.
- Der elektronische Energieverlust eines Ions im Festkörper kann durch Lindhards Theorie eines freien Elektronengases beschrieben werden:
  - Das initiale Elektronengas hat eine konstante Dichte.
  - Die Wechselwirkung mit einem geladenen Teilchen kann durch eine Störung des Elektronengases beschrieben werden.
  - Alle Teilchen haben nicht-relativistische Geschwindigkeiten.



## C Beschreibung von TeSCA

Eine mathematische Besonderheit von TeSCA gegenüber anderen Halbleiterbauelementsimulatoren ist die Benutzung des Verfahrens von MOCK bei instationären Rechnungen [156]. Durch die Ableitung der Poissongleichung (3.2) nach der Zeit

$$\vec{\nabla} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{q}{\varepsilon} \left( \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial n}{\partial t} \right) \quad (\text{C.1})$$

und dem Einsetzen der Ladungsträgerbilanzgleichungen für Elektronen (3.4) und Löcher (3.5) ergibt sich eine zusätzliche Gleichung für die Gesamtstromdichte

$$\vec{j} = \vec{J}_n + \vec{J}_p + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{C.2})$$

die sich aus der Elektronen- und Löcherstromdichte,  $\vec{J}_n$  und  $\vec{J}_p$ , sowie der Verschiebestromdichte zusammensetzt. Die Bilanzgleichung

$$\vec{\nabla} \vec{j} = 0 \quad (\text{C.3})$$

ist identisch mit der Ladungserhaltungsgleichung. Das Verfahren von MOCK erweist sich besonders bei zeitlich stark veränderlichen elektrischen Feldern als vorteilhaft, da es numerisch sehr stabil und effizient ist.

Um das Drift-Diffusions-Modell mathematisch lösen zu können, müssen die zeitdifferenzierte Poissongleichung (C.1) sowie die Bilanzgleichungen von Elektronen (3.4) und Löchern (3.5) in ein System von algebraischen Gleichungen umgewandelt werden. Dies wird durch eine Diskretisierung in Ort und Zeit realisiert.

Die Ortsdiskretisierung basiert auf finiten Element- und Boxmethoden [157]. Der größte Vorteil dieser Methoden ist ihre Eigenschaft, beliebige Geometrien und unregelmäßige Gitter handhaben zu können. Die Seitenhalbierenden der Verbindungen von einem Gitterpunkt zu seinen Nachbarn bilden den Rand einer Box um jeden Gitterpunkt. Mit Hilfe des Theorems von GAUSS werden die partiellen Differentialgleichungen über das Volumen der Box integriert.

Für die Zeitdiskretisierung wird aus Stabilitätsgründen die klassische implizite Euler-Methode verwendet. Unter der Annahme, daß die zeitdiskrete Lösung des Gleichungssystems zum Zeitpunkt  $t$  bekannt sei, läßt sich die Lösung zum Zeitpunkt  $t + \Delta t$  als Lösung eines Randwertproblems berechnen [118].

Aufgrund der sehr unterschiedlichen Zeitkonstanten der physikalischen Prozesse, die bei der Simulation von Ionenbestrahlungsexperimenten in Halbleiterbauelementen auftreten,

ist die Steuerung der Zeitschrittweite bei instationären Rechnungen sehr wichtig. In TeSCA wird die Schrittweite mit Hilfe der freien Energie<sup>1</sup>

$$F = U - T \cdot S, \quad (\text{C.4})$$

die sich aus der elektrischen Gesamtenergie  $U$ , der Temperatur  $T$  und der Entropie  $S$  zusammensetzt, berechnet. Aus der Änderung der freien Energie  $F$  vom Zeitpunkt  $t - \Delta t$  nach  $t$  wird die neue Zeitschrittweite bestimmt. Ändert sich die freie Energie sehr stark, so führen physikalische Prozesse auf der Zeitskala der Änderung zu einer Änderung des Gesamtsystems, und die Schrittweite muß folglich kleingehalten werden. Ändert sich die freie Energie hingegen kaum, können die Zeitschritte vergrößert werden. Auf diese Art und Weise ist eine automatische und problemangepaßte Steuerung der Zeitschrittweite möglich, die einerseits wichtige physikalische Prozesse entsprechend genau berücksichtigt. Andererseits werden die Zeitschrittweiten automatisch größer, wenn sich die Lösung des Gleichungssystems kaum ändert.

Bei der Diskretisierung wird die Poissongleichung auf ein leicht zu lösendes lineares Gleichungssystem überführt. Die Ladungsträgerbilanzgleichungen dagegen führen zu schlecht konditionierten Systemen. Das Lösen dieser linearen Gleichungssysteme ist der rechenzeitintensivste Teil der Simulation. Zu ihrer iterativen Lösung werden vor allem zwei Verfahren eingesetzt: das Newton- und das Gummel-Verfahren. Beim Gummel-Verfahren werden die drei Gleichungen nacheinander gelöst und wechselseitig ineinander eingesetzt. Im Unterschied dazu werden beim Newton-Verfahren die Gleichungen gleichzeitig und damit gekoppelt gelöst. Daher ist der Aufwand beim Aufstellen und Lösen des Gleichungssystems hier sehr groß. Das Gummel-Verfahren ist für sehr allgemeine Zustände anwendbar und zeigt sehr gute Konvergenzeigenschaften. Da seine Konvergenzrate jedoch im Gegensatz zum Newton-Verfahren mit zunehmender Annäherung an die Lösung abnimmt, wird bei TeSCA der Iterationsprozeß mit dem Gummel-Verfahren begonnen und dann bei hinreichender Nähe zur Lösung auf das Newton-Verfahren umgeschaltet.

Aufgrund seiner optimierten komplexen mathematischen Methoden ist TeSCA ein numerisch sehr stabiles und effizientes Simulationswerkzeug, das sehr gut für die Berechnung von Bestrahlungseffekten in Halbleiterleistungsbauelementen geeignet ist.

---

<sup>1</sup> Das Funktional der freien Energie ist hier eine Lyapunovfunktion.

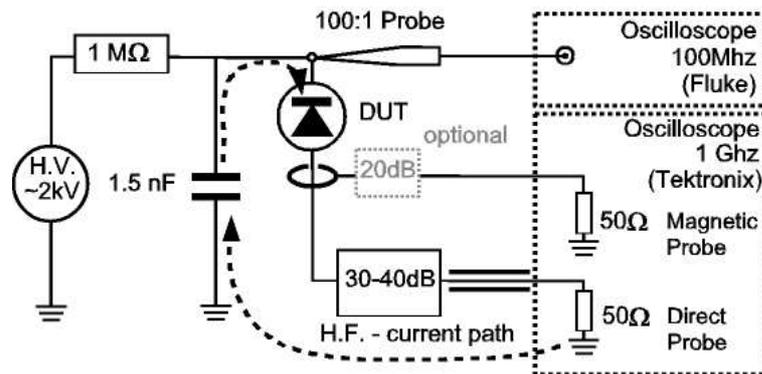
## D Beschreibung des Aufbaus zur Messung von Strompulsen

In dieser Arbeit wurden für die Bestrahlungsexperimente zwei unterschiedliche Teilchensorten an zwei verschiedenen Teilchenbeschleunigern verwendet. Die Bestrahlungen mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen wurden am Dynamitron Tandem Labor (DTL) der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt [147]. Beim dortigen Tandem-Beschleuniger werden die zunächst negativ geladenen Ionen von einem Injektor in eine mit  $\text{SF}_6$ -Isoliergas zur Vermeidung von Überschlägen gefüllte Druckkammer geführt. Hier werden sie durch ein in der Mitte des Tanks liegendes Terminal, an dem die Hochspannung anliegt, beschleunigt. Am Terminal werden die Hüllenelektronen durch eine dünne Folie teilweise abgestreift. Somit können die nun positiven Ionen die volle Spannung ein zweites Mal durchlaufen. Auf diese Weise wird ein doppelter Beschleunigungseffekt erreicht. Die Spannungsversorgung des Tandem-Beschleunigers wird durch einen Oszillator mit einer Frequenz von 120 kHz und einer Ausgangsleistung von 100 kW gespeist. Nach der Gleichrichtung durch als Kaskode angeordnete Festkörperdioden kann eine maximale Spannung von 5 MV erreicht werden.

Die Energie des bei den Messungen benutzten dreifach geladenen  $^{12}\text{C}$ -Strahls kann bei kinetischen Energien von 10-20 MeV auf  $\pm 100$  keV genau eingestellt werden. Durch eine Messung der in einer Diode erzeugten Ladung bei zwei verschiedenen kinetischen Energien war somit eine absolute Eichung der Ladungsmessung möglich. Wichtig ist dabei, eine möglichst kleine Sperrspannung an die Diode anzulegen, um keine interne Ladungsmultiplikation zu verursachen. Die Diode wird damit als Detektor verwendet, wie es in der Hochenergiephysik üblich ist. Damit die Ionen keine kinetische Energie im Kontaktmetall verlieren, wo ihr Energieverlust hoch ist, wurde das Metall bei allen Ionenbestrahlungen im Zentrum der Diode abgeätzt. Die darunterliegende dünne AlSi-Schicht gewährleistet trotzdem eine homogene Potentialverteilung am Anodenkontakt.

Die Messungen mit 180 MeV-Protonen wurden am „The Svedberg Laboratory“ (TSL) an der Universität in Uppsala, Schweden, durchgeführt [146]. In der Mitte des dortigen Zyklotrons befindet sich eine Quelle, welche die Protonen injiziert. Durch ein starkes stationäres Magnetfeld werden die Protonen auf eine Kreisbahn gezwungen und durch zwei D-förmige Elektroden beschleunigt. Durch die größer werdende Geschwindigkeit vergrößert sich ihr Bahnradius. Nach einigen tausend Umläufen sind ihre Energie und ihr Radius so groß, daß sie über ein elektrisches Ablenkefeld aus dem Magnetfeld gelenkt werden und tangential aus dem Zyklotron herausfliegen. Die maximale kinetische Energie ist durch Ausdehnung und Stärke des Magnetfeldes bestimmt. Dadurch können am TSL Protonenenergien von maximal 180 MeV erreicht werden. In diesem Energiebereich

arbeitet das Zyklotron im Synchronmodus, d.h. es ergibt sich ein gepulster Protonenfluß. Aufgrund der relativistischen Massenzunahme, die bei diesen hohen kinetischen Energien einsetzt, würden die Protonen bei einer konstanten Hochfrequenz nicht mehr im Takt beschleunigt, sondern abgebremst. Aus diesem Grund muß die Hochfrequenz reduziert werden. Dabei ist allerdings kein kontinuierlicher, sondern nur noch ein gepulster Protonenfluß möglich. Darüber hinaus kann am TSL mit speziellen Detektoren die Anzahl der Protonen pro Zeit absolut gemessen werden, was für die Bestimmung der Ausfallraten der Leitungsbauelemente entscheidend ist [158].



**Abbildung D.1:** Meßaufbau für die Pulsmessungen bei den Ionen- und Protonenstrahlungsexperimenten.

Für die Pulsmessungen von Strom und Spannung sowie die Ladungsmessungen wurde bei beiden Strahlungsquellen derselbe Aufbau verwendet. Der Meßaufbau, der in Abbildung D.1 dargestellt ist, wurde von SÖLKNER und VOSS [106] bei der Siemens AG (jetzt Infineon Technologies AG) in München entwickelt. Bei der Auslegung des Aufbaus wurde versucht, eine möglichst hohe zeitliche Auflösung zu erzielen, um die Multiplikationspulse, deren Zeitdauer im Bereich von einigen 10 ns liegt, gut darstellen zu können. Die Nicht-Multiplikationspulse sind zu klein und zu kurz, um mit vertretbarem Aufwand gemessen werden zu können. Bei diesen Ereignissen konnte lediglich die erzeugte Ladung bestimmt werden.

In die Hochspannungsversorgung für die untersuchten Bauelemente wurde ein 1 MΩ Serienwiderstand geschaltet, der, bei einem eventuellen Kurzschluß, ausgelöst durch eine Zerstörung des Bauelements, die Spannung aufnehmen kann. Parallel zur Diode wurde ein 1.5 nF-Hochspannungskondensator geschaltet über den der hochfrequente Strom fließen kann. Ein durch ein hochenergetisches Teilchen ausgelöster Strompuls entlädt den Kondensator und die innere Kapazität der Diode. Dies führt zu einem Spannungsabfall über der Diode, der durch ein 100 MHz Fluke-Oszilloskop aufgenommen wird. Die Länge und Höhe der Spannungseinbrüche ist von der im Bauelement erzeugten Ladung abhängig. Typischer Weise liegt die Länge der Spannungseinbrüche im Bereich von einer Millisekunde.

Die Strompulse wurden auf zwei verschiedene Weisen aufgenommen und durch ein 1 GHz Oszilloskop von Tektronix dargestellt. Zum einen wurde der Strom um 40 dB gedämpft und über einen 50 Ω Widerstand direkt auf einen Kanal des Oszilloskops

geführt. Zum anderen wurden die Strompulse über eine magnetische Sonde aufgenommen, die ebenfalls mit 20 dB gedämpft worden ist, um eine Überlastung der Eingänge des Oszilloskops zu verhindern. Die beiden Meßmethoden lieferten in allen Fällen nahezu identische Ergebnisse.

Für die in Bochum durchgeführten Messungen der Stromtransienten wurde derselbe in Abbildung D.1 dargestellte Meßaufbau benutzt. Zusätzlich zur Form der Strompulse wurde hier die in den Bauelementen erzeugte Ladung gemessen. Für die Ladungsmessungen wurde ein ladungsempfindlicher Vorverstärker eingesetzt, der gegen Überspannungen geschützt ist. Sein Ausgangssignal wurde nochmals verstärkt und von einem Pulshöhenanalysator registriert. Dieser fungierte als Ladungszähler, d.h. das Meßergebnis war die Anzahl der Ereignisse für jeden Kanal des Analysators. Jedem Kanal kann dann mit Hilfe einer entsprechend durchgeführten Eichung eindeutig eine Ladungsmenge zugeordnet werden. Die bei den Multiplikationsereignissen erzeugte Ladung war so hoch, daß dadurch eine Sättigung des Vorverstärkers erreicht wurde. Daher mußte das Signal der Ladungsmessungen in diesem Bereich durch einen 1:100 dämpfenden Tastkopf abgegriffen werden, um eine genaue Messung zu erzielen. Mit diesem Tastkopf konnten allerdings keine Nicht-Multiplikationsereignisse nachgewiesen werden, da die darin erzeugte Ladung so klein war, daß die nötige weitere Verstärkung des Signals nach dem Vorverstärker zu einem starken Rauschen führte. Aus diesem Grund konnten nie gleichzeitig Multiplikations- und Nicht-Multiplikationsladungsmengen gemessen werden.

Da die Messung der Anzahl der Nicht-Multiplikationsereignisse jedoch für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines ME notwendig war, wurden diese Messungen ohne Tastkopf durchgeführt. Dies führte zwar zu einer unkorrekten Bestimmung der Ladungsmenge bei den ME, was jedoch bei dieser Messung nicht wichtig war, da nur die Anzahl der ME bestimmt werden mußte. Aufgrund des großen Unterschieds der Ladungsmengen von ME und NME waren die beiden Arten von Ereignissen trotzdem zuverlässig zu unterscheiden. Die Bestimmung der Ladungsmenge bei den ME wurde in einer getrennten Messung mit dem Tastkopf durchgeführt.



# E Glossar und Symbolverzeichnis

## E.1 Glossar

Abkürzung	Bedeutung
EVF	Energieverlustfunktion
FIT	Failure in Time (1 Fehler in $10^9$ Stunden)
FS	Feld-Stop
IGBT	Insulated-Gate-Bipolar-Transistor
ME	Multiplikationsereignis(se)
MOSFET	Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor
NME	Nicht-Multiplikationsereignis(se)
NPT	Non-Punch-Through
PT	Punch-Through
SE	Soft-Error
SEU	Single-Event-Upset

## E.2 Symbolverzeichnis

In diesem Symbolverzeichnis werden nur Symbole aus mathematischen Formeln aufgelistet. Auf Symbole aus atom- und kernphysikalischen Reaktionsgleichungen, wie sie insbesondere in Kapitel 2 vorkommen, wurde verzichtet. Die in diesem Kapitel benutzten Abkürzungen für Neutronen  $n$ , Protonen  $p$  und Müonen  $\mu$  werden im weiteren Verlauf der Arbeit für Elektronen- und Löcherkonzentrationen sowie Ladungsträgerbeweglichkeiten verwendet. Doppelbelegungen mancher Symbole lassen sich leider nicht immer vermeiden, wenn übliche Namenskonventionen eingehalten werden sollen. Die entsprechende Bedeutung der Symbole geht an den betreffenden Stellen aber eindeutig aus dem Zusammenhang hervor. Im Symbolverzeichnis werden Elektronen durch  $n$  und Löcher durch  $p$  abgekürzt.

Symbol	Bedeutung	Einheit
$A$	Atomares Gewicht	1
$A_{norm}$	Normierungskonstante der Ionengenerationsrate	$\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-1}$
$a$	Gaußsche Breite eines Stromfilaments	cm
$a_T$	Parameter für Tunnelgeneration	$\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{V}^{-2}$
$a_h^{n,p}$	Inverse Stoßlänge für n und p bei großen elektrischen Feldern	$\text{cm}^{-1}$
$a_l^{n,p}$	Inverse Stoßlänge für n und p bei kleinen elektrischen Feldern	$\text{cm}^{-1}$
$a_0$	Bohrscher Atomradius	cm
$a_\infty$	Inverse Stoßlänge bei Stoßionisation	$\text{cm}^{-1}$
$\alpha$	Ionisationskoeffizient bei Hochinjektion	$\text{cm}^{-1}$
$\alpha_{n,p}$	Ionisationskoeffizient von n und p	$\text{cm}^{-1}$
$\vec{B}$	Erdmagnetfeld	T
$B_\varphi$	Magnetfeldkomponente in $\varphi$ -Richtung	T
$b$	Breite einer Ladungsverteilung	cm
$b_T$	Parameter für Tunnelgeneration	$\text{V cm}^{-1}$
$b_0$	Breite der initialen Ladungsverteilung	cm
$\beta$	Exponent des Neutronenflusses	1
$c$	Ladungsträgerkonzentration im Plasma	$\text{cm}^{-3}$
$c_0$	Maximale Ladungsträgerkonzentration im Plasma	$\text{cm}^{-3}$
$D$	Radiale Energiedosis eines Ions in $^{28}\text{Si}$	$\text{eV cm}^{-3}$
$D_{n,p}$	Diffusionskonstanten von n und p	$\text{cm}^2\text{s}^{-1}$
$\delta$	Exponent des Primärteilchenflusses	1
$E$	Betrag des elektrischen Feldes	$\text{V cm}^{-1}$
$E_c$	Massenschwerpunktsenergie	eV
$E_g$	Bandlücke von Silizium	eV
$E_{kin}$	Kinetische Teilchenenergie	eV
$E_{kin}^0$	Initiale kinetische Ionenenergie	eV
$E_{krit}$	Kritisches elektrisches Feld	$\text{V cm}^{-1}$
$E_{max}$	Maximale kinetische Rückstoßenergie	eV
$E_{min}$	Minimale kinetische Rückstoßenergie	eV
$E_p$	Energie, um ein Elektron/Loch-Paar in $^{28}\text{Si}$ zu erzeugen	eV
$E_{r,z}$	Komponenten des elektrischen Feldes in r- und z-Richtung	$\text{V cm}^{-1}$
$E_0$	Kritisches Feld für Wechsel der Stoßionisationsparameter	$\text{V cm}^{-1}$
$\hat{e}_{\varphi,r,z}$	Einheitsvektoren in $\varphi, r, z$ -Richtung	1
$\varepsilon$	Dielektrizitätskonstante	$\text{As V}^{-1}\text{cm}^{-1}$
$\varepsilon^l$	Logitudinale komplexe Dielektrizitätsfunktion	1
$F$	Freie Energie	eV
$\vec{F}$	Vektorfeld	1
$F_A$	Ausfallrate eines Leistungsbauelements	$\text{s}^{-1}$
$\vec{F}^{Diff}$	Kraft, verursacht durch ambipolare Diffusion	N
$\vec{F}_L$	Lorentzkraft auf geladene Teilchen	N

Symbol	Bedeutung	Einheit
$\vec{F}^{Pinch}$	Kraft, verursacht durch magnetisches Pinching	N
$\Phi_P$	Strahlungsflußdichte	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
$\varphi_{n,p}$	Quasifermpotential von $n$ und $p$	eV
$G$	Generationsrate von Elektron/Loch-Paaren	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
$G_{II}$	Generationsrate, verursacht durch Stoßionisation	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
$G_T$	Tunnelgenerationsrate von Elektron/Loch-Paaren	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
$G_{ion}$	Generationsrate, verursacht durch ein Ion	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
$G_r(r)$	Radiales Profil der Ionengenerationsrate	$\text{cm}^{-1}$
$G_t(t)$	Zeitliches Profil der Ionengenerationsrate	$\text{s}^{-1}$
$G_z(z)$	Profil der Ionengenerationsrate in $z$ -Richtung	$\text{cm}^{-1}$
$\gamma$	Effektive Ionenladung	1
$\hbar$	Plancksche Konstante geteilt durch $2\pi$	eV s
$I$	Elektrischer Strom	A
$I_{WW}$	Wechselwirkungsstärke zwischen Ion und Elektronengas	eV $\text{cm}^{-1}$
$\vec{J}_{n,p}$	Vektor von $n$ - und $p$ -Stromdichte	$\text{A cm}^{-2}$
$\vec{j}$	Vektor der elektrischen Gesamtstromdichte	$\text{A cm}^{-2}$
$j_z$	$z$ -Komponente der elektrischen Stromdichte	$\text{A cm}^{-2}$
$k$	Betrag des Wellenvektors	$\text{cm}^{-1}$
$k_B$	Boltzmann-Konstante	eV $\text{K}^{-1}$
$L$	Länge	cm
$L_{D1}$	Gesamtlänge der Diode D1	cm
$L_{n^-}$	Länge der Driftzone einer $p^+n^-$ -Diode	cm
$L_0$	Gesamtlänge einer Diode	cm
$\Lambda$	Abschirmlänge	cm
$\lambda$	Partielle Ionisationsfunktion	1
$M_{n,p}$	Effektive Massen von $n$ und $p$ in Silizium	$g$
$M_{1,2}$	Ionenmassen	$g$
$m_e$	Elektronenmasse	$g$
$m_{ion}$	Ionenmasse	$g$
$m_\mu$	Müonenmasse	$\text{MeV c}^{-2}$
$m_\pi$	Pionenmasse	$\text{MeV c}^{-2}$
$\mu_{amb}$	Ambipolare Beweglichkeit	$\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
$\mu_{n,p}$	Beweglichkeit von $n$ und $p$	$\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
$\mu_0$	Magnetische Feldkonstante	$\text{Vs A}^{-1}\text{cm}^{-1}$
$N_A^-$	Konzentration der geladenen Akzeptoren	$\text{cm}^{-3}$
$N_{Ausfall}$	Anzahl der zerstörten Bauelemente	1
$N_{BE}$	Anzahl der getesteten Bauelemente	1
$N_C$	Zustandsdichte des Leitungsbands	$\text{cm}^{-3}$
$N_D^+$	Konzentration der geladenen Donatoren	$\text{cm}^{-3}$
$N_V$	Zustandsdichte des Valenzbands	$\text{cm}^{-3}$

Symbol	Bedeutung	Einheit
$\Delta N$	Änderung der Elektronenkonzentration	$\text{cm}^{-3}$
$n(\vec{x}, t)$	Elektronenkonzentration	$\text{cm}^{-3}$
$n_i$	Effektive Intrinsische Dichte von Silizium	$\text{cm}^{-3}$
$\Omega$	Raumwinkel	sr
$\omega$	Frequenz	$\text{s}^{-1}$
$\omega_0$	Plasmafrequenz	$\text{s}^{-1}$
$p(\vec{x}, t)$	Löcherkonzentration	$\text{cm}^{-3}$
$p_R$	Reaktionswahrscheinlichkeit	1
$p_s$	Stoßparameter	cm
$\phi$	Elektrostatistisches Potential	V
$Q(t)$	Ladung eines Bauelements zur Zeit $t$	C
$Q_0$	Ladung erzeugt durch ein initiales Ion	C
$q$	Elementarladung	C
$R$	Rekombinationsrate von $n$ und $p$	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
$r$	Abstand	cm
$r_{min}$	Minimaler Stoßabstand	cm
$\rho$	Dichte	$\text{g cm}^{-3}$
$\rho_e$	Elektronengasdichte	$\text{cm}^{-3}$
$\rho_{D1}$	Spezifischer Widerstand der Driftzone der Diode D1	$\Omega \text{ cm}$
$\rho_{n^-}$	Spezifischer Widerstand der $n^-$ -Driftzone einer Diode	$\Omega \text{ cm}$
$S$	Entropie	$\text{eV K}^{-1}$
$S_A$	Querschnittsfläche eines Stromfilaments	$\text{cm}^2$
$S_N$	Inelastischer Energieverlust	$\text{eV cm}^{-1}$
$S_e$	Elastischer Energieverlust	$\text{eV cm}^{-1}$
$S_e^H$	Elastischer Energieverlust des Protons	$\text{eV cm}^{-1}$
$S_{ges}$	Gesamter Energieverlust	$\text{eV cm}^{-1}$
$\sigma$	Wechselwirkungsquerschnitt	mb
$\sigma_R$	Reaktionsquerschnitt	mb
$T$	Temperatur	K
$t$	Zeit	s
$t_M$	Meßzeit	s
$t'$	Integrationsvariable nach der Zeit	s
$t_0$	Zeitpunkt der maximalen Ionengenerationsrate	s
$\Delta t$	Zeitdifferenz	s
$\tau_{n,p}$	Ladungsträgerlebensdauer von $n$ und $p$	s
$U$	Elektrische Gesamtenergie	eV
$U_B$	Volumendurchbruchspannung	V
$U_V$	Vorwärtsspannung	V
$U_{rev}$	Sperrspannung	V
$V$	Simulationsvolumen	$\text{cm}^3$
$V_A$	Potential zwischen zwei Atomkernen	eV

Symbol	Bedeutung	Einheit
$V_a$	Austauschenergie	eV
$V_{ee}$	Coulombpotential der Hüllenelektronen	eV
$V_{en}$	Wechselwirkungspotential der Hüllenelektronen mit einem Atomkern	eV
$V_k$	Energieerhöhung durch das Pauli-Prinzip	eV
$V_{nn}$	Coulombpotential zwischen zwei Atomkernen	eV
$v$	Geschwindigkeit	cm s <sup>-1</sup>
$v_F$	Fermi-Geschwindigkeit	cm s <sup>-1</sup>
$v_{str}$	Streamer-Geschwindigkeit	cm s <sup>-1</sup>
$v_{n,p}$	Driftgeschwindigkeit von $n$ und $p$	cm s <sup>-1</sup>
$v_r$	Relativgeschwindigkeit	cm s <sup>-1</sup>
$v_{sat}$	Sättigungsgeschwindigkeit bei Hochinjektion	cm s <sup>-1</sup>
$v_0$	Bohrsche-Geschwindigkeit	cm s <sup>-1</sup>
$v_1$	Ionengeschwindigkeit im Festkörper	cm s <sup>-1</sup>
$w_r$	Radiale Breite der Ionengenerationsrate	cm
$w_t$	Zeitliche Breite der Ionengenerationsrate	s
$x$	Ortskoordinate in $\hat{e}_x$ -Richtung	cm
$Z_1$	Kernladungszahl	1
$Z_1^*$	Effektive Kernladungszahl	1
$z$	Ortskoordinate in $\hat{e}_z$ -Richtung	cm
$\Delta z$	Änderung der $z$ -Koordinate	cm
$z_0$	Eindringtiefe eines Ions	cm



## Literaturverzeichnis

- [1] BARDEEN, J.; BRATTAIN, W.H.: The transistor, a semiconductor triode. In: *Physical Review* 74 (1948), Nr. 2, S. 230–231
- [2] SHOCKLEY, W.: The theory of pn junction in semiconductors and pn junction transistor. In: *Bell System Technology Journal* 28 (1949), Nr. 3, S. 435–489
- [3] BALIGA, B.J.: *Power Semiconductor Devices*. Boston : PWS Publishing Company, 1995
- [4] ZIEGLER, J.F.: IBM experiments in soft fails in computer electronics (1978–1994). In: *IBM Journal of Research and Development* 40 (1996), Nr. 1, S. 3–18
- [5] BAUMANN, R.: Impact of Single-Event Upsets in Deep-Submicron Silicon Technology. In: *Material Research Society Bulletin* (2003), February, Nr. 2, S. 117–120
- [6] FACCIO, F. ET AL.: Total Dose and Single Event Effects (SEE) in a 0.25  $\mu\text{m}$  CMOS Technology. In: *Proceedings 4th Workshop on Electronics for LHC experiments*. Universita La Sapienza, Rom, Italien, 21.–25. September 1998
- [7] SHIN, H.: Modelling of Alpha-Particle-Induced Soft Error Rate in DRAM. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 46 (1999), Nr. 9, S. 1850–1857
- [8] Technikkollaps aus heiterem Himmel. In: *Neue Züricher Zeitung* (11. April 2001)
- [9] KABZA, H.; SCHULZE, H.-J.; GERSTENMAIER, Y.; VOSS, P.; WILHELMI, J.; SCHMID, W.; PFIRSCH, F.; PLATZÖDER, K.: Cosmic Radiation as a Cause for Power Device Failure and Possible Countermeasures. In: *Proceedings of 6th ISPSD*. Davos, Schweiz, 31. Mai–2. Juni 1994, S. 9–12
- [10] ZELLER, H.R.: Cosmic Ray Induced Breakdown in High Voltage Semiconductor Devices, Microscopic Model and Phenomenological Prediction. In: *Proceedings of 6th ISPSD*. Davos, Schweiz, 31. Mai–2. Juni 1994, S. 339–340
- [11] MATSUDA, H.; FUJIWARA, T.; HIYOSHI, M.; NISHITANI, K.; KUWAKO, A.; IKEHARA, T.: Analysis of GTO Failure Mode during DC Voltage Blocking. In: *Proceedings of 6th ISPSD*. Davos, Schweiz, 31. Mai–2. Juni 1994, S. 221–225
- [12] SÖLKNER, G.; KAINDL, W.; SCHULZE, H.-J.; WACHUTKA, G.: Reliability of power electronic devices against cosmic radiation-induced failure (invited). In: *Microelectronics Reliability* 44 (2004), S. 1399–1406

- [13] JOHNSON, G.H.; PALAU, J.M.; DACHS, C.; GALLOWAY, K.F.; SCHRIMPF, R.D.: A Review of the Techniques Used for Modeling Single-Event Effects in Power MOSFETs. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43 (1996), Nr. 2, S. 546–560
- [14] OBERG, D.L.; WERT, J.L.; NORMAND, E.; MAJEWSKI, P.P.; WENDLER, S.A.: First observation of power MOSFET burnout with high energy neutrons. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43 (1996), Nr. 6, S. 2913–2920
- [15] TOSAKA, Y. ET AL.: Cosmic Ray Neutron-Induced Soft Errors in Sub-Half Micron CMOS Circuits. In: *IEEE Transactions on Electron Device Letters* 18 (1997), Nr. 3, S. 99–101
- [16] OLDIGES, P.; KNOWLTON, B.; FLATLEY, R.: Predictive Soft Error Rate Evaluation System. In: *Proceedings of Simulation of Semiconductor Processes and Devices(SISPAD)*. Leuven, Belgien, 2.–4. September 1998, S. 392–395
- [17] DAI, C. ET AL.: Neutron-SER Modeling and Simulation for 0.18  $\mu\text{m}$  CMOS Technology. In: *Proceedings of SISPAD*. Athen, Griechenland, 5.–7. September 2001, S. 278–283
- [18] LORFÈVRE, E.; DACHS, C.; DETCHEVERRY, C.; PALAU, J.M.; GASLOT, J.; ROUBAUD, F.; CALVET, M.-C.; ECOFFET, R.: Heavy Ion Induced Failures in a Power IGBT. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 44 (1997), Nr. 6, S. 2353–2357
- [19] ALLENSPACH, M. ET AL.: SEB und SEGR in N-channel power MOSFETs. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43 (1996), Nr. 6, S. 2927–2931
- [20] VOSS, P.; MAIER, K.H.; BECKER, H.-W.; MECZYNSKI, W.; NORMAND, E.; WERT, J.L.; OBERG, D.I.; MAJEWSKI, P.P.: Irradiation Experiments with High-Voltage Power Devices as a possible means to predict failure rates due to cosmic rays. In: *Proceedings of 9th ISPSD*. Weimar, Germany, 26.–29. Mai 1997, S. 169–172
- [21] FINDEISEN, C.; HERR, E.; SCHENKEL, M.; SCHLEGEL, R.; ZELLER, H.R.: Extrapolation of Cosmic Ray Induced Failures from Test to Field Condition for IGBT Modules. In: *Microelectronic Reliability* 38 (1998), S. 1335–1339
- [22] ZELLER, H.R.: Cosmic Ray Induced Failure in High Power Semiconductor Devices. In: *Solid-State Electronics* 38 (1995), Nr. 12, S. 2041–2046
- [23] ZELLER, H.R.: Cosmic Ray Induced Failure in High Power Semiconductor Devices. In: *Microelectronic Reliability* 37 (1997), Nr. 10/11, S. 1711–1718
- [24] BAKRAN, M.M.; ECKEL, H.-G.: Einsatz von IGBT in Traktionsumrichtern. In: *ETG-Fachbericht Nr.88: „Bauelemente der Leistungselektronik und ihre Anwendungen“*. Bad Nauheim, Deutschland, 23.–24. Mai 2002

- [25] PFAFFENLEHNER, M.; BIERMANN, J.; SCHAEFFER, C.; SCHULZE, H.: New 3300V Chip Generation with a Trench IGBT and an Optimized Field Stop Concept with a Smooth Switching Behaviour. In: *Proceedings of 16th ISPSD*. Kitakyushu, Japan, 24.–27. Mai 2004, S. 107–110
- [26] NORMAND, E.; WERT, J.L.; OBERG, D.L.; MAJEWSKI, P.P.; VOSS, P.; WENDLER, S.A.: Neutron-Induced Single Event Burnout in High Voltage Electronics. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 44 (1997), Nr. 6, S. 2358–2366
- [27] PAKANKOVSKI, V.; SELBERHERR, S.: Rigorous Modeling of High-Speed Semiconductor Devices. In: *Proceedings of EDSSC*. Hongkong, 12.–14. Dezember 2003, S. 127–132
- [28] BLÜMER, H.; KAMPERT, K.-H.: Die Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung. In: *Physikalische Blätter* 56 (2000), Nr. 3, S. 39–45
- [29] CRONIN, J.W.; GAISSER, T.K.; SWORDY, S.P.: Kosmische Strahlung höchster Energie. In: *Spektrum der Wissenschaft* Heft 3 (1997), S. 44–50
- [30] *Pierre Auger Observatory*. – <http://www.auger.org/questions.html>
- [31] SIMPSON, J.A.; FONGER, W.; TREIMAN, S.B.: Cosmic Radiation Intensity-Time Variations and Their Origin. I. Neutron Intensity Variation Method and Meteorological Factors. In: *Physical Review* 90 (1953), Nr. 5, S. 934–950
- [32] ZIEGLER, J.F.: Terrestrial Cosmic Ray Intensities. In: *IBM Journal of Research and Development* 42 (1998), Nr. 1, S. 117–139
- [33] POVH, B.; RITH, K.; SCHOLZ, C.; ZETSCHKE, F.: *Teilchen und Kerne*. Berlin : Springer-Lehrbuch, 1994
- [34] PFOTZER, G.: Dreifachkoinzidenzen der Ultrastrahlung aus vertikaler Richtung in der Stratosphäre. In: *Zeitschrift für Physik* 102 (1936), S. 23–58
- [35] SIMPSON, J.A.: Neutrons Produced in the Atmosphere by the Cosmic Radiations. In: *Physical Review* 83 (1951), Nr. 6, S. 1175–1187
- [36] ZIEGLER, J.F.: Terrestrial Cosmic Rays. In: *IBM Journal of Research and Development* 40 (1996), Nr. 1, S. 19–38
- [37] HESS, W.N.; PATTERSON, H.W.; WALLACE, R.: Cosmic-Ray Neutron Energy Spectrum. In: *Physical Review* 116 (1959), Nr. 2, S. 445–457
- [38] MAYER-KUCKUK, T.: *Kernphysik*. Stuttgart : Teubner Studienbücher, 1994
- [39] *University of New Hampshire*. National Science Foundation Grant ATM-9912341. – <http://ulysses.sr.unh.edu>
- [40] *National Geophysical Data Center (NGDC)*. Boulder, Colorado, USA. – <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/solar.html>

- [41] LÜHR, H.; HAAK, V.: Das Magnetfeld der Erde. In: *Physikalische Blätter* 56 (2000), Nr. 10, S. 33–38
- [42] ROSE, D.C.; FENTON, K.B.; KATZMAN, J.; SIMPSON, J.A.: Latitude Effect of the Cosmic Ray Nucleon and Meson Components at Sea Level from the Arctic to the Antarctic. In: *Canadian Journal of Physics* 34 (1956), S. 968–984
- [43] SIMPSON, J.A.; FAGOT, W.C.: Properties of the Low Energy Nucleonic Component at Large Atmospheric Depths. In: *Physical Review* 90 (1953), Nr. 6, S. 1068–1072
- [44] ZIEGLER, J.F.; LANFORD, W.A.: The effect of sea level cosmic rays on electronic devices. In: *Journal of Applied Physics* 52 (1981), Nr. 6, S. 4305–4312
- [45] O'BRIEN, K.: LUIN, A Code for the Calculation of Cosmic Ray Propagation in the Atmosphere (Update of HASL-275). In: *US Department of Energy Report EML-338*, February (1978)
- [46] ZIEGLER, J.F.; LANFORD, W.A.: Effect of Cosmic Rays on Computer Memories. In: *Science* 206 (1979), S. 776–788
- [47] DICELLO, J.F.; PACIOTTI, M.; SCHILLACI, M.E.: An Estimate of Error Rates in Integrated Circuits at Aircraft Altitudes and at Sea Level. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B40/41* (1989), S. 1295–1299
- [48] DUZELLIER, S.; FALGUERE, D.; TVERSKOY, M.; IVANOV, E.; DUFAYEL, R.; CALVET, M.C.: SEU Induced by Pions in Memories From Different Generations. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 48 (2001), Nr. 6, S. 1960–1965
- [49] TANG, H.H.K.: Nuclear physics of cosmic ray interaction with semiconductor materials. In: *IBM Journal of Research and Development* 40 (1996), Nr. 1, S. 91–108
- [50] *Nuclear Physics Laboratory Progress Report*. USA, 1997. – University Colorado
- [51] CROZON, M.; CHAVANON, P.; COURAN, A.; LERAY, J.; NARJOUX, J.L.; TOCQUERVILLE, J.: Étude de la diffusion  $\pi$  noyau entre 500 et 1300 MeV. In: *Nuclear Physics* 64 (1965), S. 567
- [52] OLMER, C.; BACHER, A.D.; EMERY, G.T.; JONES, W.P.; MILLER, D.W.; NANN, H.; SCHWANDT, P.; YEN, S.; DRAKE, T.E.; SOBIE, R.J.: Energy dependence of inelastic proton scattering to one-particle one-hole states in  $^{28}\text{Si}$ . In: *Physical Review C* 29 (1984), Nr. 2, S. 361–380
- [53] AKKERMAN, A.; BARAK, J.; LIFSHITZ, Y.: Nuclear Models for Proton Induced Upsets: A Critical Comparison. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49 (2002), Nr. 3, S. 1539–1546
- [54] ONO, A.; HORIUCHI, H.; MARUYAMA, T.; OHNISHI, A.: Fragment Formation Studied with Antisymmetrized Version of Molecular Dynamics with Two-Nucleon Collisions. In: *Physical Review Letters* 68 (1992), Nr. 19, S. 2898–2900

- [55] ONO, A.; HORIUCHI, H.; MARUYAMA, T.; OHNISHI, A.: Antisymmetrized Version of Molecular Dynamics with Two-Nucleon Collisions and Its Application to Heavy Ion Reactions. In: *Progress of Theoretical Physics* 87 (1992), Nr. 5, S. 1185–1206
- [56] TOSAKA, Y.; SATOH, S.; ITAKURA, T.: Neutron-Induced Soft Error Simulator and Its Accurate Predictions. In: *Proceedings of SISPAD*. Boston, USA, 8.–10. September 1997, S. 253–256
- [57] TOSAKA, Y.; ONO, A.; HORIUCHI, H.: Nucleon-Induced Fragment Formation with Antisymmetrized Molecular Dynamics. In: *Physical Review C* 60 (1999), Nr. 6, S. 064613–1–064613–9
- [58] TOSAKA, Y.; KANATA, H.; ITAKURA, T.; SATOH, S.: Simulation Technologies for Cosmic Ray Neutron-Induced Soft Errors: Models and Simulation Systems. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 46 (1999), Nr. 3, S. 774–780
- [59] CHADWICK, M.B. ET AL.: A consistent set of neutron kerma coefficients from thermal to 150 MeV for biological important materials. In: *Medicine Physics* 26 (1999), Nr. 6, S. 974–990
- [60] CHADWICK, M.B.; NORMAND, E.: Use of New ENDF/B-IV Proton and Neutron Cross Sections for Single Event Upset Calculations. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 46 (1999), Nr. 6, S. 1386–1394
- [61] BARAK, J.: Analytical Micodosimetry Model for Proton-Induced SEU in Modern Devices. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 48 (2001), Nr. 6, S. 1937–1945
- [62] TANG, H.H.K.; SRINIVASAN, G.R.; AZZIZ, N.: Cascade statistical model for nucleon-induced reactions on light nuclei in the energy range 50 MeV–1 GeV. In: *Physical Review C* 42 (1990), Nr. 4, S. 1598–1622
- [63] SRINIVASAN, G.R.; TANG, H.H.K.; MURLEY, P.C.: Parameter-Free Predictive Modeling of Single Event Upsets Due to Protons, Neutrons, and Pions in Terrestrial Cosmic Rays. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41 (1994), Nr. 6, S. 2063–2070
- [64] ROMERO, J.L.; TANG, H.H.K.; MORRISSEY, D.J.; FAUERBACH, M.; PFAFF, R.; POWELL, C.F.; SHERRILL, B.M.; BRADY, F.P.; CEBRA, D.A.; CHANCE, J.; KINTNER, J.C.; OSBORNE, J.H.: Nucleon-Induced Secondaries: A Review and Future Experimental Developments. In: *American Institute of Physics Conference Proceedings* (1997), Nr. 392, S. 655–658
- [65] TANG, H.H.K.; ROMERO, J.L.: Hadron-Induced Reactions: From Basic Research to New Technological Applications. In: *American Institute of Physics Conference Proceedings* (1997), Nr. 392, S. 325–327

- [66] TANG, H.H.K.; ROMERO, J.L.: Nuclear Spallation Reactions and Their Relevance for Single Event Upsets in Microelectronic Systems. In: *Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*. Trieste, Italy, 19.–24. Mai 1997
- [67] O'NEILL, P.M.; BADHWAR, G.D.; CULPEPPER, W.X.: Internuclear Cascade–Evaporation Model for LET Spectra of 200 MeV Protons Used for Parts Testing. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 45 (1998), Nr. 6, S. 2467–2474
- [68] BLOMGREN, J.; GRANBOM, B.; GRANLIND, T.; OLSON, N.: Relation between Basic Nuclear Data and Single-Event Upsets Phenomena. In: *Material Research Society Bulletin* (2003), February, Nr. 2, S. 121–125
- [69] TABER, A.; NORMAND, E.: Single Event Upsets in Avionics. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 40 (1993), Nr. 2, S. 120–126
- [70] TANG, H.H.K.: *Ergebnisse der Berechnungen mit NUSPA*. – Private Mitteilung
- [71] HAXEL, O.; JENSEN, J.H.D.; SUESS, H.E.: Modellmäßige Deutung der ausgezeichneten Nukleonenzahlen im Kernbau. In: *Zeitschrift für Physik* 128 (1950), Nr. 2, S. 295–311
- [72] SÖLKNER, G.. – Private Mitteilung
- [73] SALOMAN, E.B.; HUBBELL, J.H.; SCOFIELD, J.H.: X-ray Attenuation Cross Sections for Energies 100 eV to 100 keV and Elements  $Z = 1$  to  $Z = 92$ . In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 38 (1988), Nr. 1
- [74] DICELLO, J.F.; MCCABE, C.W.; DOSS, J.D.; PACIOTTI, M.: The Relative Efficiency of Soft-Error Induction in 4k Static RAMs by Muons and Pions. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 30 (1983), Nr. 6, S. 4613–4615
- [75] DICELLO, J.F.; SCHILLACI, M.E.; MCCABE, C.W.; DOSS, J.D.; PACIOTTI, M.; BERARDO, P.; III, J.F. D.: Meson Interactions in NMOS and CMOS Static RAMs. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 32 (1985), Nr. 6, S. 4201–4205
- [76] DICELLO, J.F.; BRADFORD, J.N.; III, J.F. D.; DICELLO, P.T.; DOSS, J.D.; JOHNSON, G.; MCCABE, W.; MCDERMOTT, A.; PACIOTTI, M.; RIVERA, O.M.; SCHILLACI, M.E.: Mikrodosimetry: Measured Probabilities for Energy Deposited by Mesons in One-Micron Sites in Silicon. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 33 (1986), Nr. 6, S. 1305–1309
- [77] GELDERLOOS, C.J.; PETERSON, R.J.; NELSON, M.E.; ZIEGLER, J.F.: Pion-Induced Soft Upsets in 16 Mbit DRAM Chips. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 44 (1997), Nr. 6, S. 2237–2242
- [78] HOFMAN, G.J.; PETERSON, R.J.; GELDERLOOS, C.J.; RISTINEN, R.A.; NELSON, M.E.; THOMPSON, A.; ZIEGLER, J.F.; MULLFELD, H.: Light-Hadron Induced SER and Scaling Relations for 16- and 64-Mb DRAMs. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47 (2000), Nr. 2, S. 403–407

- [79] ZIEGLER, J.F.; BIERSACK, J.P.; LITTMARK, U.: *The Stopping and Range of Ions in Solids*. New York : Pergamon Press, 1985
- [80] ZAJIC, V.; THIEBERGER, P.: Heavy Ion Linear Energy Transfer Measurements During Single Event Upset Testing of Electronic Devices. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 46 (1999), Nr. 1, S. 59–69
- [81] KOBETICH, E.J.; KATZ, R.: Energy Deposition by Electron Beams and  $\gamma$  Rays. In: *Physical Review* 170 (1968), Nr. 2, S. 391–396
- [82] STAPOR, W.J.; McDONALD, P.T.: Practical Approach to ion track energy distribution. In: *Journal of Applied Physics* 64 (1988), Nr. 9, S. 4430–4434
- [83] HAMM, R.N.; TURNER, J.E.; WRIGHT, H.A.; RITCHIE, R.H.: Heavy-Ion Track Structure in Silicon. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 26 (1979), Nr. 6, S. 4892–4895
- [84] FAGEEHA, O.; HOWARD, J.; BLOCK, R.C.: Distribution of Radial Energy Deposition Around the Track of Energetic Charged Particles in Silicon. In: *Journal of Applied Physics* 75 (1994), Nr. 5, S. 2317–2321
- [85] AKKERMAN, A.; BARAK, J.: Ion-Track Structure and its Effects in Small Size Volumes of Silicon. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49 (2002), Nr. 6, S. 3022–3031
- [86] AKKERMAN, A.; BARAK, J.: Correction to Ion-Track Structure and its Effects in Small Size Volumes of Silicon. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50 (2003), Nr. 3, S. 741
- [87] SZE, S.M.: *Physics of Semiconductor Devices*. New York : John Wiley & Sons, 1981
- [88] VARMA, M.N.: Review of Radial Dose Measurement Technique and Data. In: *Nuclear Tracks and Radiation Measurement* 16 (1989), Nr. 2/3, S. 135–139
- [89] HOWARD, J.W.; BLOCK, R.C.; STAPOR, W.J.; McDONALD, P.T.; KNUDSON, A.R.; DUSSAULT, H.; PINTO, M.R.: A Novel Approach For Measuring the Radial Distribution of Charge in a Heavy-Ion Track. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41 (1994), Nr. 6, S. 2077–2084
- [90] MUSSEAU, O.; FERLET-CAVROIS, V.; CAMPBELL, A.B.; KNUDSON, A.R.; BUCHNER, S.; FISCHER, B.; SCHLOEGL, M.: Technique to Measure an Ion Track Profile. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 45 (1998), Nr. 6, S. 2563–2570
- [91] FOSTER, C.C.: Total Ionizing Dose and Displacement-Damage Effects in Microelectronics. In: *Material Research Society Bulletin* 2 (2003), February, S. 136–140
- [92] VOSS, P.: Radiation Effects in Silicon. In: *32. Kolloquium Halbleiterleistungsbaulemente und ihre systemtechnische Anwendung*. Freiburg, Deutschland, 27.–28. Oktober 2003

- [93] CLAEYS, C.; SIMOEN, E.: *Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices*. Berlin : Springer, 2002
- [94] SPRATT, J.P.; BURKE, E.A.; PICKEL, J.C.; LEADON, R.E.: Modeling High-Energy Heavy-Ion Damage in Silicon. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 48 (2001), Nr. 6, S. 2136–2139
- [95] HÄRKÖNEN, J. ET AL.: Radiation hardness of Czochralski silicon, Float Zone silicon and oxygenated Float Zone silicon studied by low energy protons. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A* 518 (2004), S. 346–348
- [96] MCPHERSON, M.: The space charge relaxation behaviour of silicon diodes irradiated with 1 MeV neutrons. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A* 517 (2004), S. 42–53
- [97] LINDSTRÖM, G. ET AL.: Radiation Hard Silicon Detectors - Developments by the RD48 (ROSE) Collaboration. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A* 466 (2001), S. 308–326
- [98] MENICHELLI, D.; PIROLLO, S.; LI, Z.: A Detailed Microscopic Analysis of Deep Levels in Heavily Irradiated Silicon Detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47 (2002), Nr. 2, S. 446–451
- [99] MENICHELLI, D.; BORCHI, E.; LI, Z.; BRUZZI, M.: PICTS Analysis of Extended Defects in Heavily Irradiated Silicon. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49 (2002), Nr. 5, S. 2431–2435
- [100] SANTOCCHIA, A.; MACEVOY, B.; HALL, G.; MOSCATELLI, F.; PASSERI, D.; PIGNATEL, G.U.: Device Simulation of irradiated silicon detectors at cryogenic temperatures. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A* 518 (2004), S. 352–353
- [101] PASSERI, D.; CIAMPOLINI, P.; BILEI, G.M.; MOSCATELLI, F.: Comprehensive modeling of bulk-damage effects in silicon radiation detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 48 (2001), Nr. 5, S. 1688–1693
- [102] WATTS, S.J.; MATHESON, J.; HOPKINS-BOND, I.H.; HOLMES-SIEDLE, A.; MOHAMMADZADEH, A.; PACE, R.: A new model for generation-recombination in silicon depletion regions after neutron irradiation. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43 (1996), Nr. 6, S. 2587–2594
- [103] OLDHAM, T.R.; MCLEAN, F.B.; BOESCH, H.E.; MCGARRITY, J.M.: An overview of radiation-induced interface traps in MOS structures. In: *Semiconductor Science Technology* 4 (1989), Nr. 12, S. 986–999
- [104] RUZIN, A.; CASSE, G.; GLAESER, M.; ZANET, A.; LEMEILLEUR, F.; WATTS, S.: Comparison of Radiation Damage in Silicon Induced by Proton and Neutron Irradiation. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 46 (1999), Nr. 5, S. 1310–1313

- [105] MAIER, K.H.; DENKER, A.; VOSS, P.; BECKER, H.-W.: Single event burnout of high-power diodes. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B146* (1998), S. 596–600
- [106] SÖLKNER, G.; VOSS, P.; KAINDL, W.; MAIER, K.H.; BECKER, H.-W.; WACHUTKA, G.: Charge Carrier Avalanche Multiplication in High Voltage Diodes Triggered by Ionizing Radiation. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47 (2000), Nr. 6, S. 2365–2372
- [107] MCKAY, K.G.; MCAFEE, K.B.: Electron Multiplication in Silicon and Germanium. In: *Physical Review* 91 (1953), Nr. 2, S. 1079–1084
- [108] TSYGANOV, Y.; KUSHNIRUK, W.; POLYAKOV, A.: A Look at the Phenomenon of Charge Multiplication in Silicon Radiation Detector Within the Concept of Dynamic Focusing of the Electric Field. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43 (1996), Nr. 5, S. 2496–2470
- [109] KUBOYAMA, S.; MATSUDA, S.; KANNO, T.; ISHII, T.: Mechanism for Single-Event Burnout of Power MOSFETs and Its Characterization Technique. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 39 (1992), Nr. 6, S. 1698–1703
- [110] KUBOYAMA, S.; MATSUDA, S.; KANNO, T.; HIROSE, T.: Single Event Burnout of Power MOSFETs Caused by Nuclear Reactions with Heavy Ions. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41 (1994), Nr. 6, S. 2210–2215
- [111] ROOSBROECK, W. V.: Theory of flow of electron and holes in germanium and other semiconductors. In: *Bell System Technical Journal* 29 (1950), S. 560–607
- [112] CALLEN, H.B.: *Thermodynamics and an introduction to thermostatistics, 2nd ed.* New York, USA : John Wiley and Sons, 1985
- [113] ONSAGER, L.: Reciprocal relations in irreversible processes I. In: *Physical Review* 37 (1931), Nr. 4, S. 405–426
- [114] ONSAGER, L.: Reciprocal relations in irreversible processes II. In: *Physical Review* 38 (1931), Nr. 12, S. 2265–2279
- [115] WACHUTKA, G.: Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modelling. In: *IEEE Transactions on Computer Aided Design* 9 (1990), Nr. 11, S. 1141–1149
- [116] BLOTEKJAER, K.: Transport equations for electrons in two-valley semiconductors. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 17 (1970), Nr. 1, S. 38–47
- [117] GRASSER, T.; TANG, T.-W.; KOSNIA, H.; SELBERHERR, S.: A Review of Hydrodynamic and Energy-Transport Models for Semiconductor Device Simulation. In: *Proceedings of the IEEE* 91 (2003), Nr. 2, S. 249–274
- [118] GAJEWSKI, H.: Analysis und Numerik von Ladungstransport in Halbleitern. In: *WIAS-Report* (1993), Nr. 6

- [119] GAJEWSKI, H.; HEINEMANN, B.; LANGMACH, H.; NÜRNBERG, R.; KAISER, H.-Chr.; BANDELOW, U.: *TeSCA Manual*. Berlin : Weierstraß Institut, 1999. – <http://www.wias-berlin.de/software/tesca>
- [120] CAUGHEY, D.M.; THOMAS, R.E.: Carrier Mobilities in silicon empirically related to doping and field. In: *Proceedings of the IEEE* 52 (1967), S. 2192–2193
- [121] ENGL, W.L.; DIRKS, H.K.: Models of Physical Parameters. In: *Introduction to the Numerical Analysis of Semiconductor Devices and Integrated Circuits*. Dublin : Boole Press, 1981, S. 42–46
- [122] SHOCKLEY, W.; READ, W.T.: Statistics of the recombinations of holes and electrons. In: *Physical Review* 87 (1952), Nr. 5, S. 835–842
- [123] CHYNOWETH, A.G.: Ionization Rates for Electrons and Holes in Silicon. In: *Physical Review* 109 (1958), Nr. 5, S. 1537–1540
- [124] LIOU, J.J.: Modelling the Tunneling Current in Reverse-Biased pn-Junctions. In: *Solid-State-Electronics* 33 (1990), S. 971–972
- [125] RODIN, P.; EBERT, U.; HUNDSORFER, W.; GREKHOV, I.V.: Tunneling-assisted Impact Ionization Fronts in Semiconductors. In: *Journal of Applied Physics* 92 (2002), Nr. 2, S. 958–964
- [126] MOLL, J.J.; VAN OVERSTRAETEN, R.: Charge Multiplication in silicon pn-junctions. In: *Solid-State Electronics* 6 (1963), S. 147–157
- [127] VAN OVERSTRAETEN, R.; DE MAN, H.: Measurement of the ionization rates in diffused silicon pn-junctions. In: *Solid-State Electronics* 13 (1970), S. 583–608
- [128] OKUTO, Y.; CROWELL, C.R.: Threshold energy effects on avalanche breakdown voltage in semiconductor junctions. In: *Solid-State Electronics* 18 (1975), S. 161–168
- [129] LACKNER, T.: Avalanche multiplication in semiconductors: A modification of Chynoweth's law. In: *Solid-State Electronics* 34 (1991), S. 33–42
- [130] KUBOYAMA, S.; IKEDA, N.; HIRAO, T.; MATSUDA, S.: Enhanced Avalanche Multiplication Factor and Single-Event Burnout. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50 (2003), Nr. 6, S. 2233–2238
- [131] EGAWA, H.: Avalanche Characteristics and Failure Mechanism of High Voltage Diodes. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 13 (1966), Nr. 11, S. 754
- [132] RODIN, P.; EBERT, U.; HUNDSORFER, W.; GREKHOV, I.V.: Superfast Fronts of impact ionization in initially unbiased layered semiconductor structures. In: *Journal of Applied Physics* 92 (2002), Nr. 2, S. 1971–1980

- [133] VITELLO, P.A.; PENETRANTE, B.M.; BARDSLEY, J.N.: Simulation of negative-streamer dynamics in nitrogen. In: *Physical Review E* 49 (1994), Nr. 6, S. 5574–5598
- [134] KULIKOVSKY, A.A.: Positive streamer between parallel plate electrodes in atmospheric pressure air. In: *Journal of Applied Physics D* 30 (1997), S. 441–450
- [135] WU, C.; KUNHARDT, E.E.: Formation and propagation of streamers in  $N_2$  and  $N_2 - SF_6$  mixtures. In: *Physical Review A* 37 (1988), Nr. 11, S. 4396–4406
- [136] MORROW, R.; LOWKE, J.J.: Streamer Propagation in Air. In: *Journal of Applied Physics* 30 (1997), S. 614–627
- [137] EBERT, U.; VAN SAARLOOS, W.; CAROLI, C.: Streamer Propagation as a Pattern Formation Problem: Planar Fronts. In: *Physical Review Letters* 77 (1996), Nr. 20, S. 4178–4181
- [138] DYAKONOV, M.I.; KACHOROVSKIL, V.Yu.: Theory of streamer discharges in semiconductors. In: *Soviet Physics JETP* 67 (1988), Nr. 5, S. 1049–1054
- [139] DYAKONOV, M.I.; KACHOROVSKIL, V.Y.: Streamer discharge in a homogenous field. In: *Soviet Physics JETP* 68 (1989), Nr. 5, S. 1070–1074
- [140] BASOV, N.G.; MOLCHANOV, A.G.; NASIBOV, A.S.; OBIDIN, A.Z.; PECHENOV, A.N.; POPOV, Yu.M.: Solid state streamer lasers. In: *Soviet Physics JETP* 43 (1976), Nr. 5, S. 912–917
- [141] VOSS, P. – Private Mitteilung
- [142] LIEBERMAN, M.A.; LICHTENBERG, A.J.: *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. New York, USA : John Wiley and Sons, INC., 1994
- [143] BUSATTO, G.; IANNUZZO, F.: Non-Destructive Tester for Single Event Burnout of Power Diodes. In: *Microelectronics Reliability* 41 (2001), S. 1725–1729
- [144] HALLÉN, A.; BLEICHNER, H.; NORDGREN, K.: Cosmic ray-induced DC-stability failure in Si diodes. In: *Proceedings of 9th ISPSD*. Weimar, Germany, 26.–29. Mai 1997, S. 121–124
- [145] LUTZ, J.: *Freilaufdioden für schnell schaltende Leistungsbaulemente*. Ilmenau : ISLE-Verlag, 1999 (Dissertation)
- [146] *The Svedberg Laboratory*. Universität Uppsala, Uppsala, Schweden. – <http://www.tsl.uu.se>
- [147] *Dynamitron-Tandem Laboratorium*. Ruhr-Universität Bochum, Bochum, Deutschland. – <http://www.dtl.ruhr-uni-bochum.de>

- [148] BUSATTO, G.; IANNUZZO, F.; WYSS, J.; PANTANO, D.; BISELLO, D.: Effect of Heavy Ion Impact on Power Diodes. In: *Proceedings of Radiation Effects on Components and Systems (RADECS)*. Abbaye de Fontevraud, France, 13.–17. September 1999, S. 205–209
- [149] STROLLO, A.G.M.; NAPOLI, E.: Analytical Modeling of Breakdown Voltage of Superjunction Power Devices. In: *Proceedings of 5th International Seminar on Power Semiconductors (ISPS)*, 30. August–1. September 2000, S. 113–120
- [150] DEBOY, G.; MÄRZ, M.; STENGL, J.-P.; SACK, H.; TIHANYI, J.; WEBER, H.: A new generation of high voltage MOSFETs breaks the limit line of silicon. In: *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 6.–9. Dezember 1998, S. 683–685
- [151] OTSUKI, M. ET AL.: Investigation on the Short-Circuit Capability of 1200V Trench Gate Field-Stop IGBTs. In: *Proceedings of 14th ISPSD*. Santa Fe, USA, 4.–7. Juni 2002, S. 281–284
- [152] LASKA, T. ET AL.: Short Circuit Properties of Trench-/Field-Stop-IGBTs. In: *Proceedings of 15th ISPSD*. Cambridge, England, 14.–17. April 2003, S. 173–176
- [153] STEPHAN, A.; MEIJER, J.; WEIDENMÜLLER, U.; RÖCKEN, H.; BUKOW, H.H.; BURCHARD, M.; ZAITSEV, A.; VOLLAND, B.; RANGELOW, I.W.: The heavy ion micro-projection setup at Bochum. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 181 (2001), S. 39–43
- [154] ZMECK, M.; BALK, L.J.; OSIPOWICZ, T.; WATT, F.; PHANG, J.C.H.; KHAMBADKONE, A.M.; NIEDERNOSTHEIDE, F.-J.; SCHULZE, H.-J.: Ion beam induced charge microscopy studies of power diodes. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 16 (2004), Nr. 2, S. 57–66
- [155] SÖLKNER, G.; KREUTLE, J.; QUINCKE, J.; KAINDL, W.; WACHUTKA, G.: Back side optical beam induced current method for the localization of electric field enhancements in edge termination structures of power semiconductor devices. In: *Microelectronics Reliability* 40 (2000), S. 1641–1645
- [156] MOCK, M.S.: *Analysis of mathematical models of semiconductor devices*. Dublin : Boole Press, 1993
- [157] BANK, R.E.; ROSE, D.J.; FICHTNER, W.: Numerical methods for semiconductor device simulation. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 30 (1983), Nr. 9, S. 1031–1041
- [158] PROKOFIEV, A.: *Nucleon-Induced Fission Cross Sections of Heavy Nuclei in the Intermediate Energy Region*. Uppsala, Schweden : Uppsala University, 2001

# Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. Gerhard Wachutka, dem Leiter des Lehrstuhls für Technische Elektrophysik an der Technischen Universität München, bedanken. Er ermöglichte mir im Rahmen einer Kooperation mit der Firma Infineon Technologies AG die Anfertigung einer interessanten und abwechslungsreichen Arbeit.

Herrn Prof. Dr. phil. nat. Dieter Silber, dem Leiter des Instituts für elektrische Antriebe, Leistungselektronik und Bauelemente (IALB) der Universität Bremen, möchte ich für die Erstellung des Zweitgutachtens und sein Interesse danken.

Ganz besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. Gerald Sölkner für seine große Hilfe und seinen unermüdlichen Einsatz bei der Durchführung und Organisation der Bestrahlungsmessungen bedanken. Darüber hinaus unterstützte mich Herr Sölkner jederzeit mit seinem großen fachlichen Wissen und konnte mir in zahlreichen Diskussionen sehr wertvolle Impulse geben.

Ein großer Dank gebührt Herrn Prof. Herbert Gajewski und Herrn Dr. Reiner Nürnberg vom Weierstraß-Institut in Berlin für die Bereitstellung des Simulators TeSCA und für zahlreiche Diskussionen und Unterstützung bei der Durchführung der Simulationen.

Für die Unterstützung und hilfreiche Diskussionen möchte ich mich bei Herrn Dr. Hans-Joachim Schulze, Herrn Dr. Peter Voß, Frau Renate Bommersbach (Infineon Technologies AG), sowie bei Herrn Dr. Peter Scheubert, Herrn Stefan Schaub und Herrn Dr. Franz Wittmann (TEP) bedanken.

Mein Dank gilt Herrn Dr. Hans-Werner Becker und Herrn Jan Meijer von der Ruhr-Universität Bochum für die Betreuung der Bestrahlungsmessungen am DTL. Des Weiteren möchte ich Herrn Dr. Alexander Prokofiev für die Betreuung der Bestrahlungsmessungen am TSL in Uppsala danken.

Für die Durchführung der NUSPA-Rechnungen und das freundliche Überlassen der Resultate bedanke ich mich sehr herzlich bei Herrn Dr. Henry Tang (IBM).

Ein ganz herzliches Dankeschön gebührt Herrn Mag. Christian Schneider. Er stellte sich als Geisteswissenschaftler der Herausforderung, diese Arbeit Korrektur zu lesen.

Nicht zuletzt danke ich allen Angehörigen des Lehrstuhls für Technische Elektrophysik (TEP) für die freundliche Arbeitsatmosphäre und die kooperative Unterstützung.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Barbara und meinen Kindern Johanna und Anton für ihre Geduld und für ihre immerwährende Unterstützung beim Anfertigen dieser Dissertation.