

# Simulation von Bauelementen mit strahlungsinduzierten Rekombinationszentren

Ralf Siemieniec<sup>1</sup>, Josef Lutz<sup>2</sup>, Winfried Südkamp<sup>3</sup>

<sup>1</sup>TU Ilmenau, Fachgebiet Festkörperelektronik, PF 100565, 98684 Ilmenau

<sup>2</sup>TU Chemnitz, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, 09107 Chemnitz

<sup>3</sup>Aktiv-Sensor GmbH, Ruhlsdorfer Straße 95, 14532 Stahnsdorf

## Probenübersicht

Für die Untersuchungen wurden Diodensamples von der Semikron Elektronik GmbH gefertigt (Tabelle 1). Alle Bauelemente weisen eine pin-Struktur mit einem weiten  $nn^+$ -Übergang und eine Tiefe des pn-Überganges von ca.  $20\mu\text{m}$  auf. Die Dioden sind für eine Sperrspannung von 1200V ausgelegt. Die Fläche der Proben beträgt  $6\text{mm}^2$ , die Nennstromdichte liegt bei  $166\text{A}/\text{cm}^2$ . Die Bauelemente wurden Elektronenbestrahlungen mit unterschiedlichen Parametern unterzogen. Zur Untersuchung der Eigenschaften des unbestrahlten Materials blieb ein Typ unbestrahlt. Alle Proben wurden einheitlich bei Temperaturen größer  $300^\circ\text{C}$  für eine Stunde ausgeheilt, um Veränderungen der Zentrenzusammensetzung durch nachfolgende Lötprozesse auszuschließen.

## Simulationsmodell und Parameterbestimmung

Bestrahlungsverfahren führen zur Entstehung einer Anzahl voneinander unabhängiger Störstellen innerhalb der verbotenen Zone des Halbleiters wie in Abbildung 1 dargestellt. Für eine korrekte Beschreibung der Rekombinationsvorgänge ist es daher notwendig, alle relevanten Störstellen sowie deren zeitliche Umladung zu berücksichtigen. Es wird ein in den Bauelementesimulator TeSCA implementiertes Modell eingesetzt, welches auf Ratengleichungen basiert und mehrere Störstellen sowie deren lokale Verteilung im Bauelement berücksichtigt [2, 6].

Für die Simulation müssen die folgenden Parameter bekannt sein: die energetische Lage der Störstelle  $E_T$ , die Störstellenkonzentration  $N_T$ , die Einfangraten für Elektronen  $c_n$  und Löcher  $c_p$  sowie

Probe	Typ	Energie [MeV]	Dosis [ $\text{cm}^{-2}$ ]
N	n-Si	-	-
11E1	n-Si	1.1	$1 \cdot 10^{14}$
11E2	n-Si	1.1	$5 \cdot 10^{14}$
11E3	n-Si	1.1	$1 \cdot 10^{15}$
100E1	n-Si	10	$3.15 \cdot 10^{13}$
100E2	n-Si	10	$6.35 \cdot 10^{13}$
100E3	n-Si	10	$1.1 \cdot 10^{14}$

Tabelle 1: Übersicht der gefertigten Proben

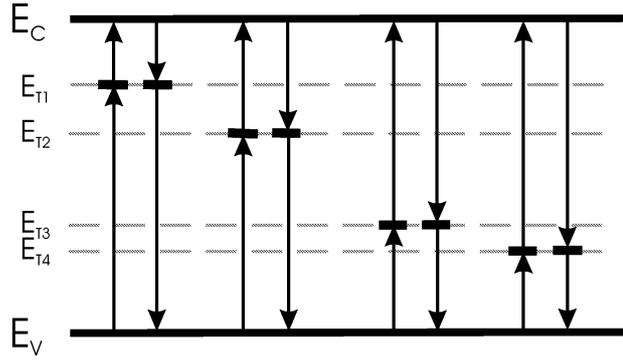


Abbildung 1: Rekombination über eine Anzahl unabhängiger Störstellen

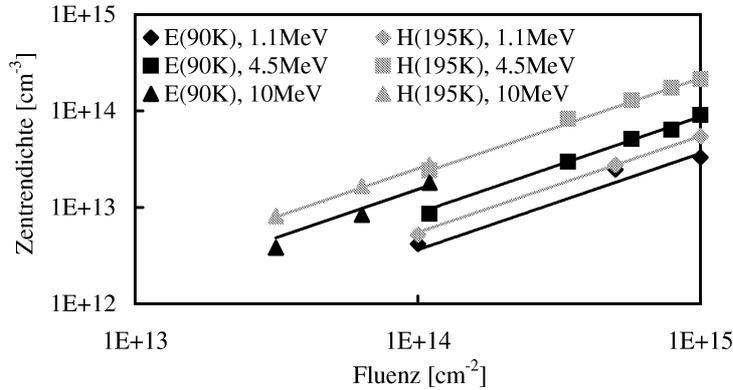


Abbildung 2: Abhängigkeit der Zentrenkonzentration von der Fluenz

die entsprechenden Entropiefaktoren  $\chi_n$  und  $\chi_p$ . DLTS-Messungen erlauben prinzipiell die Bestimmung aller erforderlichen Parameter [3]. Tabelle 2 enthält die Zentreneigenschaften der gefundenen relevanten Rekombinationszentren nach Elektronenbestrahlung mit Energien zwischen 1 bis 10 MeV.

Die Konzentration der entstehenden Störstellen ist dabei nahezu linear von der Bestrahlungsfluenz abhängig, wie in Abbildung 2 für die Zentren E(90K) und H(195K) dargestellt ist. Aufgrund der niedrigen Temperaturen, bei welchen die DLTS-Messungen zur Bestimmung der Parameter des dominanten Rekombinationszentrums E(90K) durchgeführt werden, können die gefundenen Temperaturabhängigkeiten der Einfangraten nicht einfach auf die typischen Arbeitstemperaturen von Leistungsbau-elementen im Bereich um 400K extrapoliert werden. Die Einfangrate für Löcher ist deutlich größer als die für Elektronen, die Hochinjektionslebensdauer wird daher nur noch durch die Elektro-

Trap	$E_T$ [eV]	$\sigma_{n0}$ [cm <sup>2</sup> ]	$E_{\sigma n}$ [meV]	$\chi_n$	$\sigma_{p0}$ [cm <sup>2</sup> ]	$E_{\sigma p}$ [meV]	$\chi_p$
E(90K)	0.953	$7.7 \cdot 10^{-15}$	3.64	0.54	$3.4 \cdot 10^{-14}$	6.15	1.85
E(230K)	0.695	$1.5 \cdot 10^{-15}$	22.1	0.38	$1.5 \cdot 10^{-15}$	-22.1	2.63
H(195K)	0.355	$4.3 \cdot 10^{-16}$	-85	0.25	$2.3 \cdot 10^{-16}$	0	3.96

Tabelle 2: Übersicht der mit DLTS bestimmten Störstellenparameter

	Elektroneneinfangrate $c_n$ [cm <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> ]	Löchereinfangrate $c_p$ [cm <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> ]
E(90K)	$1.15 \cdot 10^{-7} \exp\left(-\frac{T}{355.4K}\right)$	$6.39 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{300K}} \exp\left(\frac{6.15 \cdot 10^{-3} eV K}{k_B T}\right)$
E(230K)	$3.41 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{T}{300K}} \exp\left(\frac{22.13 \cdot 10^{-3} eV K}{k_B T}\right)$	$2.79 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{T}{300K}} \exp\left(-\frac{22.13 \cdot 10^{-3} eV K}{k_B T}\right)$
H(195K)	$9.85 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{T}{300K}} \exp\left(\frac{85 \cdot 10^{-3} eV K}{k_B T}\right)$	$4.3 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{T}{300K}}$

Tabelle 3: Übersicht der für die Simulation genutzten Einfangraten

neneinfangrate bestimmt [1]:

$$\tau_{HL} = \frac{1}{N_T c_n} + \frac{1}{N_T c_p} \approx \frac{1}{N_T c_n} \quad (1)$$

Dies ermöglicht die näherungsweise Bestimmung der Elektroneneinfangrate durch Messungen der Hochinjektionslebensdauer im interessierenden Temperaturbereich mit Hilfe von Leerlaufspannungsmessungen (OCVD) [4]. Das Vorliegen der Hochinjektion läßt sich aus der Gleichung für die Momentanlebensdauer ableiten:

$$\tau = \tau_{p0} \left( \frac{n_0 + n_1 + \delta n}{n_0 + p_0 + \delta n} \right) + \tau_{n0} \left( \frac{p_0 + p_1 + \delta n}{n_0 + p_0 + \delta n} \right) \quad (2)$$

Die Überschußträgerdichte  $\delta n$  muß demnach viel größer als die Trägerdichten im Gleichgewicht  $n_0, p_0$  sowie die Größen  $n_1, p_1$  sein. Letztere steigen bei zunehmend flacheren Störstellen wie im Fall von E(90K) stark an. Die erforderlichen hohen Trägerdichten lassen sich nur durch optische Generation von Überschußträgerpaaren mit Laserpulsen erzeugen. Weiterhin muß die Trägerlebensdauer des unbestrahlten Wafermaterials in den Messungen berücksichtigt werden:

$$\frac{1}{\tau_{HL}} = c_n N_T + \frac{1}{\tau_0} \quad (3)$$

Die Einfangrate  $c_n$  läßt sich aus der grafischen Darstellung der inversen gemessenen Hochinjektionslebensdauer über der Störstellenkonzentration bestimmen. In Tabelle 3 sind alle gemessenen Einfangraten aufgeführt.

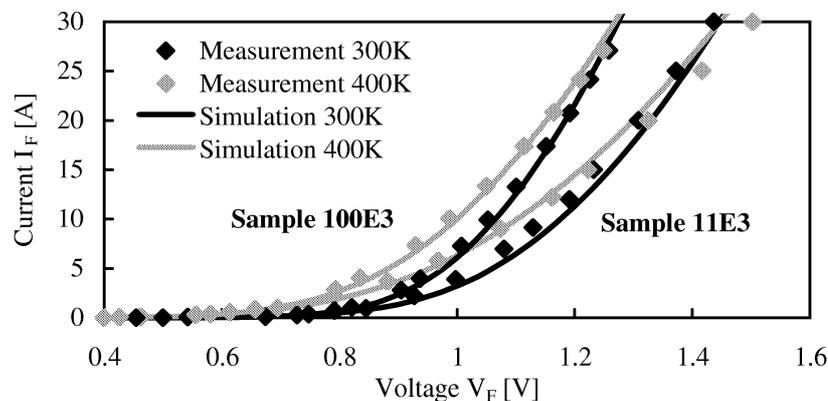


Abbildung 3: Durchlaßkurven in Simulation und Messung

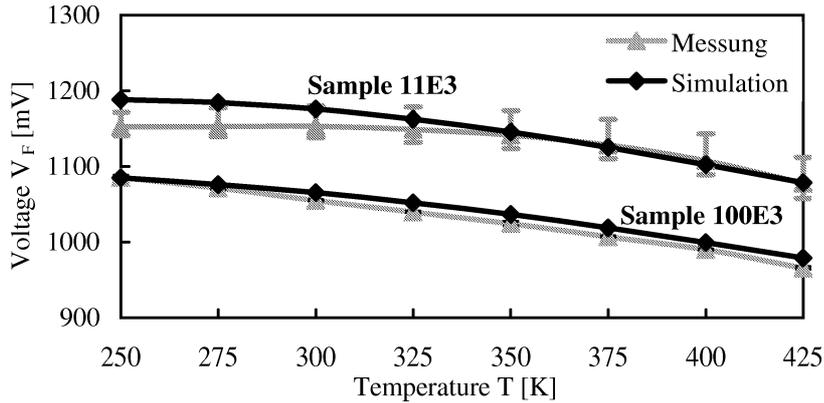


Abbildung 4: Temperaturabhängigkeit der Flußspannung bei Nennstrom

## Ergebnisse und Möglichkeiten der Simulation bestrahlter Bauelemente

Zunächst wurde das Durchlaßverhalten untersucht. Abbildung 3 zeigt gemessene und simulierte Durchlaßkennlinien am Beispiel der Proben 11E3 und 100E3, während Abbildung 4 die Abhängigkeit der Flußspannung bei Nennstromdichte über der Temperatur darstellt. In der Simulation nicht berücksichtigbare Widerstände der Zuleitungen (Bonddrähte, DCB, Kontaktbügel) wurden in Abhängigkeit der Temperatur bestimmt und in den Meßwerten berücksichtigt. Die hier vorliegende gute Übereinstimmung wird ebenfalls bei dem Vergleich gemessener und simulierter Abschaltverläufe gefunden. Abbildung 5 vergleicht die Werte für das Maximum der Rückstromspitze einer Reihe von Proben bei verschiedenen Temperaturen. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Messungen und Simulationen.

Es ist weiterhin möglich, dynamische Effekte, welche durch geladene Störstellenzustände hervorgerufen werden, in der Simulation zu erfassen. Ein solcher Effekt sind Impattoszillationen, welche während des Ausschaltens von bestrahlten Bauelementen auftreten können [5]. Diese hochfrequenten Schwingungen werden durch die positiv geladenen Donatortraps H(195K) verursacht, welche während des Abschaltvorganges die effektive Dotierung in der Basis verringern und damit die Avalanche-Durchbruchspannung herabsetzen. Dadurch kommt es in der Nähe des pn-Übergangs zur Generation von Elektronen, welche anschließend durch das elektrische Feld in Richtung des nn<sup>+</sup>-Überganges abtransportiert werden. Die anfangs am pn-Übergang stehende Elektronenwolke schwächt die Avalanche-Generation ab, so das es zu keiner stetigen Ladungsträgergeneration kommt, es wird periodisch eine neue Elektronenwolke generiert und abtransportiert. Die Frequenz der Schwingung wird durch die Weite des durchlaufenen Gebietes und der Laufzeit der Elektronen bestimmt. Abbil-

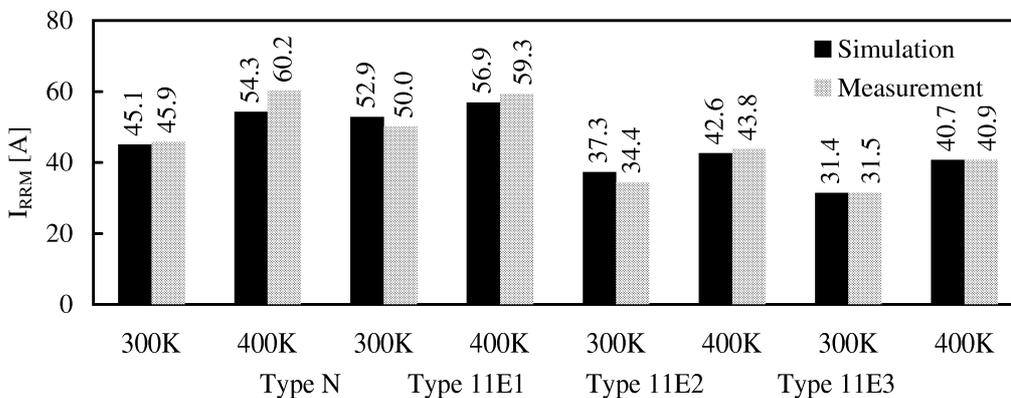


Abbildung 5: Rückstromspitze in Simulation und Messung ( $V_R = 250V$ ,  $I_F = 10A$ ,  $di/dt = 500A/\mu s$ )

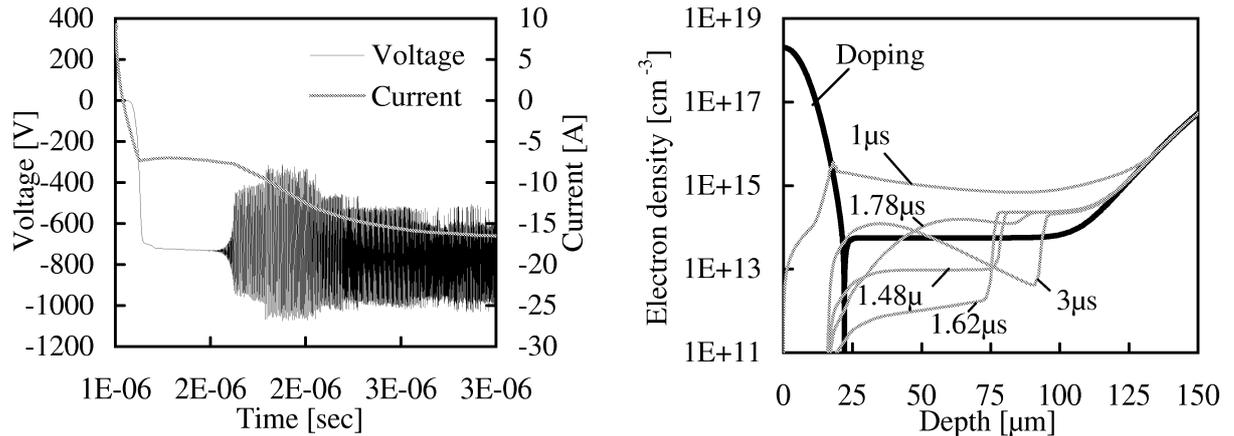


Abbildung 6: Simulation einer Impattoszillation und Elektronendichte im Bauelement

Abbildung 6 zeigt links die simulierte Impattoszillation und rechts die Elektronendichte im Bauelement, welche deutlich das Durchlaufen der Ladungsträger zeigt. Mit zunehmender Zeitdauer entladen sich die Zentren H(195K) bis das Bauelement wieder in der Lage ist, die Sperrspannung aufzunehmen - die Schwingungen werden beendet. Die Einsatzspannung dieser Schwingungen hängt von der die Größe der Einfangraten bestimmenden Temperatur und der vorliegenden Konzentration von H(195K) ab.

## Literatur

- [1] H. Bleichner, P. Jonsson, and N. Keskitalo. Temperature and injection dependence of the Shockley-Read-Hall-lifetime in electron irradiated n-type silicon. *Journal of Applied Physics*, 79(12):9142–9148, 1996.
- [2] H. Gajewski, B. Heinemann, and H. Langmach. *TeSCA-Handbuch*. Weierstrass-Institut für Mathematik, 1991.
- [3] D. V. Lang. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 45(7):3023–3032, 1974.
- [4] S. R. Lederhandler and L. J. Giacoletto. Measurement of Minority Carrier Lifetime and Surface Effects in Junction Devices. In *Proc. IRE*, pages 477–483, 1955.
- [5] J. Lutz, W. Südkamp, and W. Gerlach. Impatt Oscillations in Fast Recovery Diodes due to Temporarily Charged Radiation-Induced Deep Levels. *Solid-State Electronics*, 42(6):931–938, 1998.
- [6] R. Siemieniec, W. Südkamp, and J. Lutz. Simulation and Experimental Results of Irradiated Power Diodes. In *Proc. EPE*, 1999.