

## 5. Meßergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Mikrowellenmessungen vorgestellt. Dabei findet für das n- und das p-dotierte Silizium eine Beschränkung auf jeweils eine Probe statt. Die Meßergebnisse werden unter Verwendung des Simulationsprogramms diskutiert. Die gewählten Simulationsparameter wurden im vorherigen Kapitel genannt.

### 5.1 n-dotiertes Silizium

#### 5.1.1 TRMC-Messungen

Bei TRMC-Messungen ist die gemessene Spannung proportional zur (räumlich gemittelten) Photoleitfähigkeit, d.h. im eindimensionalen Fall gilt für das TRMC-Signal

$$\text{TRMC-Signal} \sim \frac{q}{L} \cdot \int_0^L dx \cdot [\mu_n \cdot \Delta n(x,t) + \mu_p \cdot \Delta p(x,t)] \quad (5-1)$$

Für den Rest dieser Arbeit wird die folgende Nomenklatur gewählt:

$$\Delta n(t) = \frac{1}{L} \cdot \int_0^L dx \cdot \Delta n(x,t) \quad (5-2)$$

$$\Delta p(t) = \frac{1}{L} \cdot \int_0^L dx \cdot \Delta p(x,t) \quad (5-3)$$

$$\Delta \sigma(t) = \frac{1}{L} \cdot \int_0^L dx \cdot \Delta \sigma(x,t) \quad (5-4)$$

Diese Definitionen gelten auch im stationären Fall.

Nun kann die Gleichung (5-1) umgeschrieben werden.

$$\text{TRMC-Signal} \sim q \cdot [\mu_n \cdot \Delta n(t) + \mu_p \cdot \Delta p(t)] \quad (5-5)$$

Der Beitrag eines Überschußladungsträgers zum TRMC-Signal ist somit unabhängig von seiner Position in der x-Richtung.

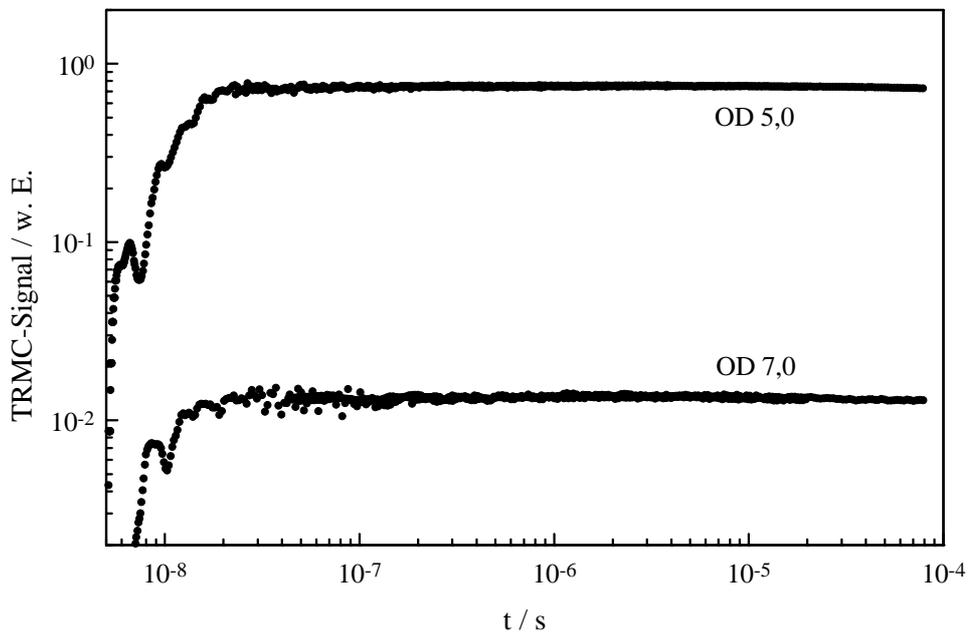


Bild 5.1: TRMC-Messung ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

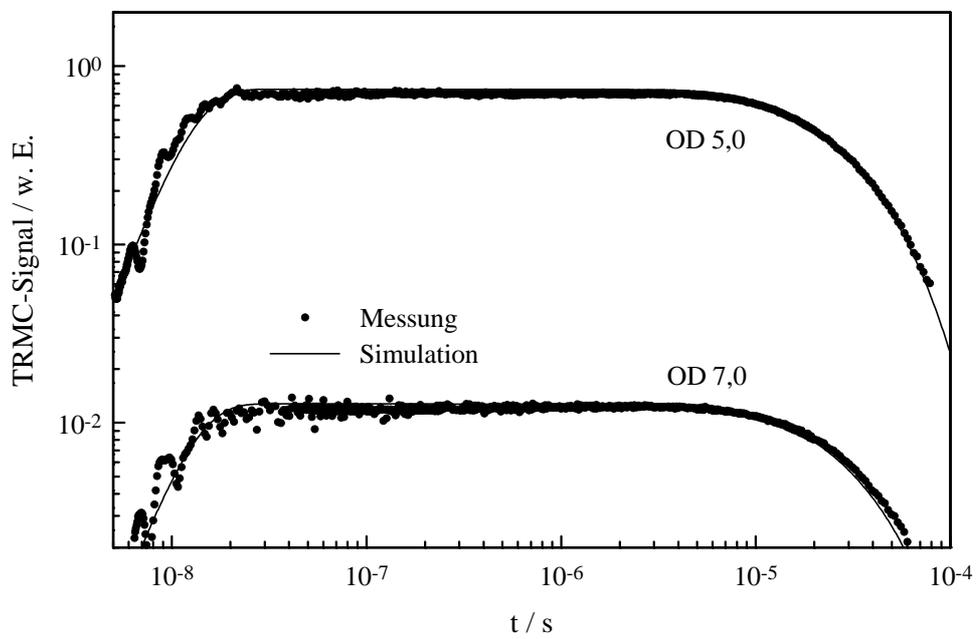


Bild 5.2: TRMC-Messung und -Simulation ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ , einseitig passiviert)

Daß die Gültigkeit dieser Gleichung erfüllt ist, zeigen die ersten Messungen in Bild 5.1. Dort ist der zeitliche Verlauf des TRMC-Signals in willkürlichen Einheiten (w. E.) dargestellt. Gemessen wurden diese Verläufe an der beidseitig mit Nitrid passivierten Probe. Zur Anregung wurde ein grüner Lichtpuls mit einer Energie von etwa  $35 \text{ mJ/cm}^2$  verwendet. Die OD-Werte bezeichnen die nominellen Werte der optische Dichte der abschwächenden Filter. An der Vorderseite (der belichteten Seite) werden die Überschußladungsträger durch den grünen Lichtpuls (Absorptionslänge etwa  $1 \mu\text{m}$ ) erzeugt. Das TRMC-Signal erreicht innerhalb der Pulsdauer von  $30 \text{ ns}$  sein Maximum. Nun diffundieren die Überschußladungsträger ohne Verluste zur Rückseite (der unbelichteten Seite). Dabei bleibt die Höhe des Signals unverändert, d.h. die Gültigkeit von (5-5) ist erfüllt. Die Überschußladungsträger verteilen sich annähernd homogen über die  $290 \mu\text{m}$  dicke Probe. Ein Abklingen des Signals ist in dieser Darstellung noch nicht zu erkennen und setzt erst später ein.

In Bild 5.2 wurde die gleiche Messung wie in Bild 5.1 durchgeführt. Der einzige Unterschied besteht darin, daß die Probe jetzt nur noch einseitig passiviert ist, da die Nitridschicht auf einer Seite abgeätzt wurde. Die Belichtung erfolgt auf der passivierten Seite. Daher ist anfänglich kein Unterschied zwischen den Bildern 5.1 und 5.2 zu erkennen. Nach mehreren Mikrosekunden, wenn die Überschußladungsträger die raue Rückseite erreichen, klingt das Signal ab, da die Rekombination dort sehr hoch ist. Die Zeitkonstante, die den Abklingprozeß beschreibt, ist dadurch bestimmt, wie schnell Ladungsträger durch Diffusion nachgeliefert werden können, d.h. ein solcher Prozeß ist diffusionslimitiert [Kunst 92b]. In Bild 5.2 sind auch die ersten Simulationen zu sehen. Bevor mit einer Lichtanregung gerechnet wird, muß eine Simulation für das thermodynamische Gleichgewicht durchgeführt und die Werte für  $n(x)$  und  $p(x)$  müssen gespeichert werden. Dann erfolgt eine Rechnung mit der gepulsten Lichtanregung, die Werte für  $n(x,t)$  und  $p(x,t)$  liefert. Nun werden Differenzen zwischen den Ladungsträgerkonzentrationen während des simulierten TRMC-Experiments und denen im thermodynamischen Gleichgewicht gebildet, um  $\Delta n(x,t)$  und  $\Delta p(x,t)$  zu erhalten. Dann kann das TRMC-Signal berechnet werden. Kurz gesagt: Es wird mit Ladungsträgerkonzentrationen gerechnet, aber nur die Konzentrationen der Überschußladungsträger liefern die Signale. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation ist bei OD 5,0 besser als bei OD 7,0. Dies kann damit zusammenhängen, daß bei einer Wahl der Randbedingungen (4-52) angenommen wird, daß an der Rückseite keine Raumladungszone existiert. Sollte dort trotzdem eine Bandverbiegung existieren, so wird sie bei höheren Anregungsdichten mehr rückgängig gemacht als bei niedrigen; daher scheint die Wahl der Randbedingungen (4-52) bei höheren Anregungsdichten eher gerechtfertigt als bei niedrigen.

Das Abklingen der Überschussladungsträger kann durch eine Summation über unendlich viele Moden beschrieben werden [Kunst 92b], denen jeweils eine Zeitkonstante zugeordnet ist. Wenn die Mode mit der größten Zeitkonstante (principal mode) dominierend wird, ergibt sich ein exponentielles Abklingen, dessen effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  aus TRMC-Messungen bestimmt wird. Stephens und Green [Stephens 96] geben für  $\tau_{\text{eff}}$  eine Formel für den Fall an, daß an der Vorderseite keine Rekombination stattfindet und die Rückseite beliebig stark rekombinierend wirkt.

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{vol}}} + \frac{\pi^2 \cdot D_p}{4 \cdot L^2} \quad (5-6)$$

Mit den Simulationsparametern ergibt sich  $\tau_{\text{eff}} = 27,4 \mu\text{s}$ . Das Bild 5.3 zeigt den Vergleich einer Messung aus Bild 5.2 mit der Simulation in halblogarithmischer Darstellung; des weiteren ist dort eine Gerade eingezeichnet, die einem Abklingen mit  $\tau_{\text{eff}} = 27,4 \mu\text{s}$  entspricht. Die Simulation und die Messung stimmen überein und klingen mit einem Wert von  $\tau_{\text{eff}}$ , welcher mit dem nach Gleichung (5-6) ermittelten Wert übereinstimmt, ab. Ein solcher Vergleich zwischen einem analytisch mit (5-6) und einem mit dem Simulationsprogramm bestimmten  $\tau_{\text{eff}}$  bietet eine gute Möglichkeit zu überprüfen, ob die zeitabhängige Statistik richtig implementiert wurde. Eine TRMC-Messung mit  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  führt zu dem gleichen Wert für  $\tau_{\text{eff}}$ . Der einzige Unterschied besteht darin, daß die Rekombination sofort einsetzt, da Überschussladungsträger in der gesamten Probe erzeugt werden und nicht erst von der belichteten Seite zur rauhen Rückseite diffundieren müssen.

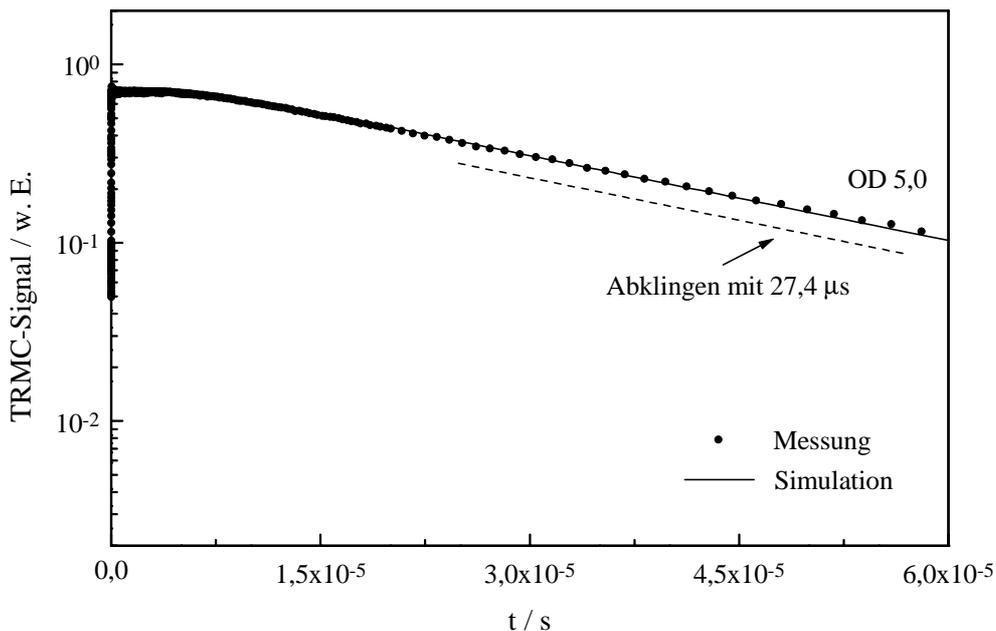


Bild 5.3: TRMC-Messung und -Simulation ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ , einseitig passiviert)

Für die beidseitig passivierte Probe wurden Messungen mit mehreren OD-Filtern bei  $\lambda = 532\text{ nm}$  durchgeführt. In einer halblogarithmischen Darstellung kann dann aus dem exponentiell abklingenden Teil jeweils ein  $\tau_{\text{eff}}$  bestimmt werden. Aus der Pulsenergie, den OD-Werten der Filter, der Reflexion an der Oberfläche, der Lichtwellenlänge, dem Absorptionskoeffizienten und der Probendicke, kann eine initiale Überschußladungsträgerkonzentration  $\Delta n$  berechnet werden. Sie gibt die maximale Überschußladungsträgerkonzentration an, die sich ergibt, wenn alle absorbierten Photonen jeweils ein Elektron-Loch-Paar erzeugen und während des Pulses nicht rekombinieren. Bild 5.11 zeigt den Zusammenhang zwischen  $\tau_{\text{eff}}$  und  $\Delta n$ . Zu erkennen ist, wie  $\tau_{\text{eff}}$  mit wachsendem  $\Delta n$  zuerst konstant bleibt und dann zunimmt. Die aus TRMC-Messungen ermittelte effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  ist somit injektionsabhängig.

### 5.1.2 FRMC-Messungen

Bei den FRMC-Messungen werden die gemessenen Spannungen in absolute Einheiten für den ac-Anteil der Photoleitfähigkeit umgerechnet. Für den ac-Anteil ergibt sich mit den Definitionen (5-2) bis (5-4)

$$\Delta\sigma_{\text{ac}}(t) = q \cdot [\mu_n \cdot \Delta n_{\text{ac}}(t) + q \cdot \mu_p \cdot \Delta p_{\text{ac}}(t)] \quad (5-7)$$

Bild 5.4 zeigt den an der beidseitig passivierten Probe gemessenen Verlauf des Betrags von  $\Delta\sigma_{\text{ac}}$  als Funktion der Modulationsfrequenz  $\nu$  bei zwölf verschiedenen (dc-) Lichtintensitäten  $P$ . Die größte bzw. kleinste Lichtintensität  $P$  beträgt  $1,2 \cdot 10^{-2} \text{ Wcm}^{-2}$  bzw.  $2,1 \cdot 10^{-6} \text{ Wcm}^{-2}$ .

Alle gemessenen Betragsverläufe,  $|\Delta\sigma_{\text{ac}}|$  als Funktion von  $\nu$ , lassen sich mit einer Funktion, die in dieser Arbeit als Debye-Funktion bezeichnet wird, anpassen:

$$|\Delta\sigma_{\text{ac}}(\nu)| = \frac{\Delta\sigma_{\text{ac}}(0)}{\sqrt{1 + [2\pi \cdot \nu \cdot \tau^*]^2}} \quad (5-8)$$

D. h., daß sich die Antwort des Systems auf eine Intensitätsmodulation mit einer Lebensdauer  $\tau^*$  beschreiben läßt.

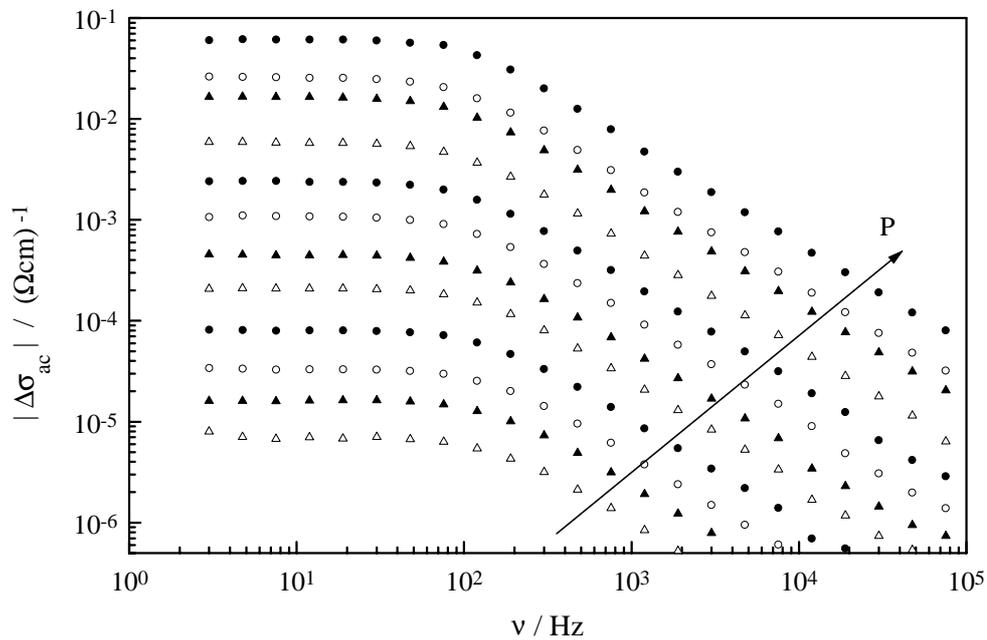


Bild 5.4: FRMC-Messung ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

Für unterschiedliche Werte der Lichtintensität ergeben sich jeweils andere Werte für  $\tau^*$ ; somit ist  $\tau^*$  injektionsabhängig. Die Größe  $\tau^*$  wird als differentielle Lebensdauer bezeichnet. Warum diese Bezeichnung zu wählen ist, wird im weiteren Verlauf noch erläutert werden.

Wie gut sich ein gemessener Betragsverlauf mit einer Debye-Kurve anpassen läßt, zeigt das Bild 5.5 für eine Lichtintensität aus dem Bild 5.4 in halblogarithmischer Darstellung.

In Bild 5.6 sind die Beträge von  $\Delta\sigma_{ac}$  bei einer Modulationsfrequenz  $\nu = 3 \text{ Hz}$  als Funktion der Lichtintensität  $P$  aufgetragen. Zusätzlich zu den zwölf Werten aus Bild 5.4 ist hier noch ein dreizehnter eingetragen (bei dieser Intensität konnte kein kompletter Frequenzgang mehr gemessen werden). Zu erkennen ist ein anfängliches Ansteigen von  $|\Delta\sigma_{ac}|$  mit der Steigung eins. In diesem Bereich liegt daher eine lineare Photoleitfähigkeit vor. Oberhalb von  $P \approx 10^{-4} \text{ Wcm}^{-2}$  ist eine Abweichung von der Steigung eins zu erkennen, und es liegt dann keine lineare Photoleitfähigkeit mehr vor. Dieser Verlauf kann mit dem Simulationsprogramm beschrieben werden.

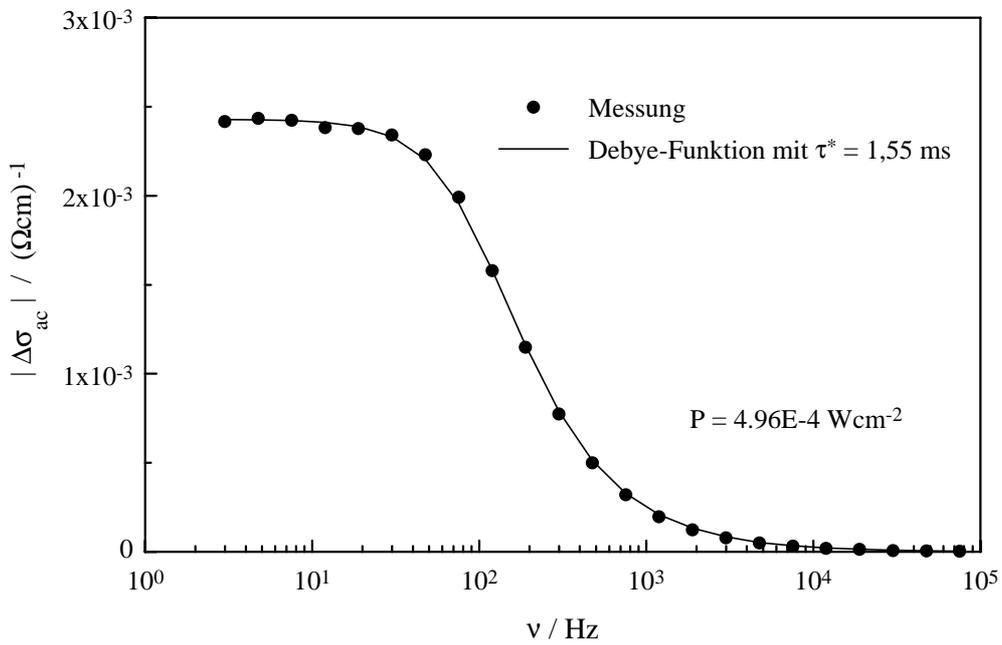


Bild 5.5: FRMC-Messung und Debye-Fit ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

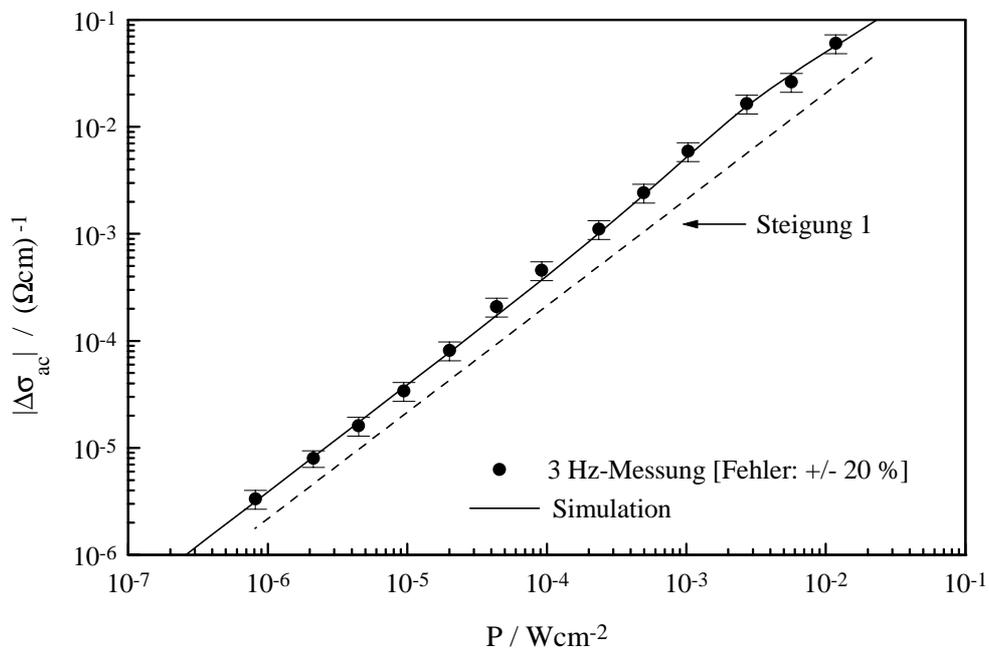


Bild 5.6: FRMC-Messung und -Simulation ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

Mit der gesamten Rekombinationsrate

$$U = \frac{1}{L} \cdot \left[ R^S \Big|_{x=0} + \int_{0+}^{L-} dx \cdot R(x) + R^S \Big|_{x=L} \right] \quad (5-9)$$

und der Annahme, daß  $\Delta n$  und  $\Delta p$  gleich groß sind, lassen sich eine echte Lebensdauer

$$\frac{1}{\tau} = \frac{U(\Delta n)}{\Delta n} \quad (5-10)$$

und eine differentielle Lebensdauer

$$\frac{1}{\tau^*} = \frac{\partial U(\Delta n)}{\partial \Delta n} \quad (5-11)$$

definieren. Diese beiden Lebensdauern sind genau dann gleich, wenn sie nicht injektionsabhängig sind.

Bei einer FRMC-Messung sei die Modulationsfrequenz so klein gewählt, daß die Photoleitfähigkeit der Anregung ohne Verzögerung folgen kann. Wenn die Intensität von  $P$  auf  $P + m \cdot P$  erhöht wird, so erhöhen sich die Photoleitfähigkeit und die Konzentrationen der freien Ladungsträger um  $|\Delta \sigma_{ac}|$ ,  $|\Delta n_{ac}|$  und  $|\Delta p_{ac}|$ . Bei Belichtung mit der Intensität  $P$  sind der Photostrom und der Rekombinationsstrom gleich [Sinton 96, Cuevas 97]. Wird das eindringende Licht vollständig absorbiert, so ergibt sich

$$q \cdot \frac{\lambda}{h \cdot c} \cdot (1-r) \cdot P = q \cdot L \cdot U \quad (5-12)$$

Dabei bezeichnet  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $r$  die Reflexion.

Bei der Intensität  $P + m \cdot P$  gilt dann

$$q \cdot \frac{\lambda}{h \cdot c} \cdot (1-r) \cdot m \cdot P = q \cdot L \cdot \frac{1}{\tau^*} \cdot |\Delta n_{ac}| \quad (5-13)$$

Mit der Amplitude der modulierten Photoleitfähigkeit

$$|\Delta \sigma_{ac}| = q \cdot \mu_n \cdot |\Delta n_{ac}| + q \cdot \mu_p \cdot |\Delta p_{ac}| = q \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot |\Delta n_{ac}| \quad (5-14)$$

folgt nun

$$\tau^* = \frac{h \cdot c \cdot L}{q \cdot \lambda \cdot (\mu_n + \mu_p)} \cdot \frac{|\Delta \sigma_{ac}|}{m \cdot (1-r) \cdot P} \quad (5-15)$$

Hiermit ist eine Vorschrift gegeben, wie aus der Amplitude von  $\Delta\sigma_{ac}$  (bei hinreichend niedrigen Frequenzen) der jeweilige Wert der differentiellen Lebensdauer  $\tau^*$  bei unterschiedlichen Intensitäten bestimmt werden kann.

Wenn eine FRMC-Messung durchgeführt wird, so läßt sich  $\tau^*$  stets mit (5-15) bestimmen, unabhängig davon, ob der gesamte Frequenzgang mit einer Debye-Funktion beschrieben werden kann oder nicht. Ist dies jedoch mit genau einer Debye-Funktion möglich, so ist die in der Debye-Funktion auftretende Lebensdauer gleich der differentiellen Lebensdauer.

Bei einer Frequenz von  $\nu = 3\text{Hz}$  kann die Photoleitfähigkeit der Lichtanregung ohne Verzögerung folgen. Dann müssen die Werte der Simulation in Bild 5.6, wenn sie in die Gleichung (5-15) eingesetzt werden, auch die Injektionsabhängigkeit von  $\tau^*$  beschreiben. In Bild 5.7 sind die differentiellen Lebensdauern  $\tau^*$ , wie sie sich durch Anpassen der in Bild 5.4 gezeigten Frequenzverläufe mit einer Debye-Kurve ergeben, dargestellt. Bei niedrigen Anregungsintensitäten bleibt  $\tau^*$  konstant, nimmt dann mit wachsender Intensität zu, durchläuft ein Maximum und nimmt wieder ab. Die Simulation in Bild 5.7 ergibt sich aus den  $|\Delta\sigma_{ac}|$ -Werten bei  $\nu = 3\text{Hz}$ , die mit dem Simulationsprogramm berechnet und dann in (5-15) eingesetzt werden.

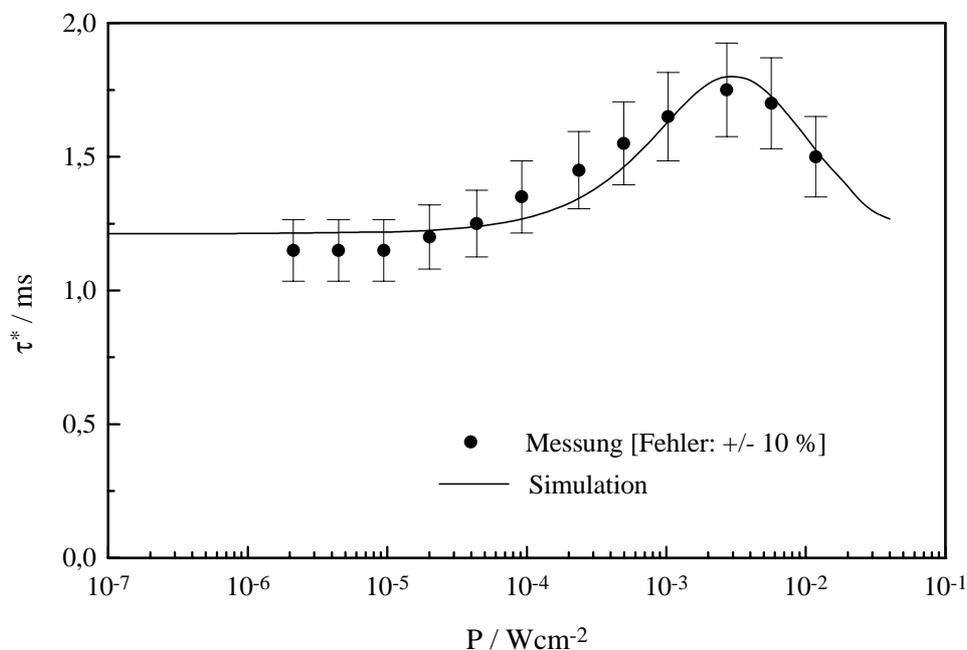


Bild 5.7: differentielle Lebensdauer ( $\lambda = 514\text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

Mit Blick auf die Gleichung (5-15) sind die folgenden Aussagen möglich:

Eine lineare Zunahme von  $|\Delta\sigma_{ac}|$  mit P ist gleichbedeutend mit einem konstanten  $\tau^*$ .

Nimmt  $|\Delta\sigma_{ac}|$  mit wachsendem P supralinear zu, so steigt  $\tau^*$  an.

Nimmt  $|\Delta\sigma_{ac}|$  mit wachsendem P sublinear zu, so nimmt  $\tau^*$  ab.

Die Gleichung (5-15) bietet eine weitere Möglichkeit zu testen, ob im Simulationsprogramm die zeitabhängige Statistik richtig implementiert wurde. Das Bild 5.8 zeigt für eine gewählte Leistung P einen simulierten FRMC-Frequenzgang. Dieser läßt sich mit einer Debye-Funktion beschreiben, deren Lebensdauer identisch mit der ist, die sich ergibt, wenn der simulierte Wert bei  $\nu = 1\text{Hz}$  in (5-15) eingesetzt wird.

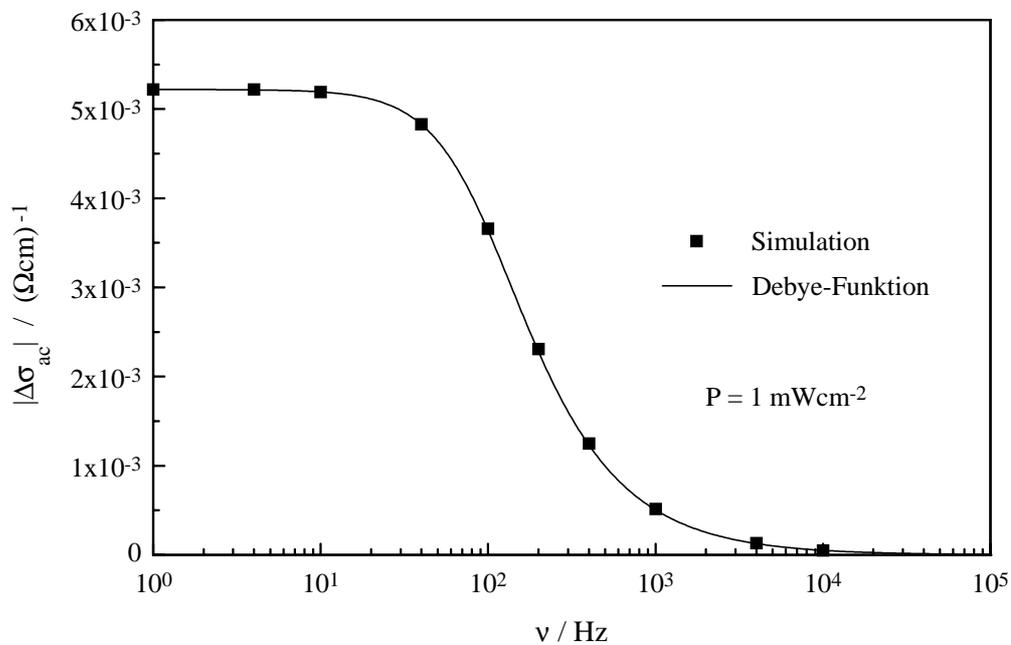


Bild 5.8: Simulierter FRMC-Frequenzgang ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

Das Bild 5.9 soll deutlich machen, wie rechenintensiv es ist, einen Frequenzgang mit dem Simulationsprogramm zu berechnen. Der Grund liegt darin, daß der Einschwingvorgang vollständig erfaßt wird. Je höher die Modulationsfrequenz ist, desto größer ist die Zahl der Perioden der Lichtmodulation, für die der ac-Teil der Photoleitfähigkeit berechnet werden muß, bis sich ein quasi-stationärer Zustand einstellt. Eine Periode wird in 360 bzw. 720 Zeitschritte unterteilt; damit sind die Zeitschritte klein genug, um eine Konvergenz zu erreichen, und eine Phasenverschiebung läßt sich mit einer Genauigkeit von  $1^\circ$  bzw.  $0,5^\circ$  ermitteln. Das Bild 5.9 zeigt eine Simulation über 18 Perioden der Lichtmodulation; da

jede Periode in 360 Zeitschritte unterteilt wurde, mußten die Halbleiter-Grundgleichungen bei insgesamt 6480 Zeitpunkten gelöst werden.

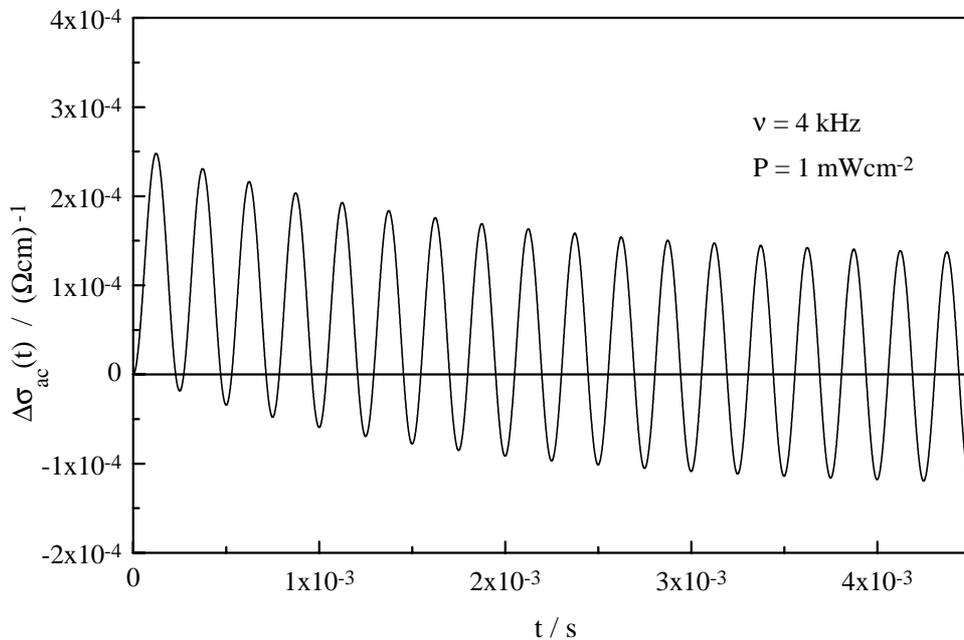


Bild 5.9: FRMC-Einschwingvorgang ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

### 5.1.3 Echte Lebensdauer

Die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  ergibt sich aus dem exponentiell abklingenden Teil des TRMC-Signals. Die differentielle Lebensdauer  $\tau^*$  erhält man aus einer FRMC-Messung. Die echte Lebensdauer  $\tau$  muß, wenn eine Injektionsabhängigkeit auftritt, berechnet werden.

In einem stationären Zustand der Dauerbelichtung ist die gesamte Generationsrate proportional zu  $P$  und ebenso groß wie die gesamte Rekombinationsrate  $U$ . Somit gilt

$$U = a \cdot P \quad (5-16)$$

mit einer Proportionalitätskonstante  $a$ .

Mit den Definitionen für die echte und die differentielle Lebensdauer ergibt sich

$$\tau^* = \left[ \frac{\partial U}{\partial \Delta n} \right]^{-1} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial \Delta n}{\partial P} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial}{\partial P} [\tau \cdot U] = \frac{\partial}{\partial P} [\tau \cdot P] \quad (5-17)$$

Eine Integration liefert eine Vorschrift, wie  $\tau$  zu berechnen ist [Schuurmans 97].

$$\tau(P) = \frac{1}{P} \cdot \int_0^P dP' \cdot \tau^*(P') \quad (5-18)$$

Um die echte Lebensdauer  $\tau$  als Funktion von der Intensität mit (5-18) zu bestimmen, müssen die differentiellen Lebensdauern  $\tau^*$  bis hin zu beliebig kleinen Intensitäten bekannt sein. Experimentell ist nur ein Bereich bis zu einer minimalen Intensität  $P_{\min}$  zugänglich. Ist  $\tau^* = \tau_{\min}^*$  für Intensitäten kleiner als  $P_{\min}$  konstant, d.h. nicht injektionsabhängig, so kann (5-18) wie folgt umgeschrieben werden:

$$\tau(P) = \frac{1}{P} \cdot \left[ P_{\min} \cdot \tau_{\min}^* + \int_{P_{\min}}^P dP' \cdot \tau^*(P') \right] \quad (5-19)$$

Das Problem,  $\tau^*$  bis zu beliebig kleinen Intensitäten kennen zu müssen, um  $\tau$  bestimmen zu können, ist analog zur Problematik der Bestimmung der effektiven aus der differentiellen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (siehe Gleichung (3-21)).

Die experimentell bestimmten Werte von  $\tau^*$  als Funktion von  $P$  sind nochmals in dem Bild 5.10 dargestellt. Der Verlauf wird näherungsweise mit vier Geraden beschrieben, so daß das Integral in (5-19) ausgewertet werden kann. Dann wird  $\tau(P)$  bis zu der höchsten Intensität, bei der noch gemessen wurde, berechnet. Nun ist  $\tau(P)$  bekannt und für jede Intensität  $P$  läßt sich eine Überschußkonzentration  $\Delta n$  bestimmen:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{L \cdot h \cdot c} \cdot (1-r) \cdot P \cdot \tau \quad (5-20)$$

In Bild 5.11 sind Verläufe von drei Lebensdauern dargestellt. Die effektive Lebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  der TRMC-Messungen, die differentielle Lebensdauer  $\tau^*$  der FRMC-Messungen und die echte Lebensdauer  $\tau$ , die aus den experimentellen  $\tau^*$ -Werten berechnet wurde. In dem Bild 5.11 hat  $\Delta n$  zwei verschiedene Bedeutungen. Für  $\tau_{\text{eff}}$  bezeichnet  $\Delta n$  die maximale Konzentration der Überschußladungsträger, für die anderen beiden Lebensdauern eine stationäre Überschußkonzentration. Es ist z.B. ebenso möglich,  $\tau_{\text{eff}}$  über die Hälfte der maximalen Konzentration aufzutragen; dadurch würden sich die  $\tau_{\text{eff}}$ -Meßwerte alle nach links verschieben. Die wesentliche Aussage von Bild 5.11 bleibt davon jedoch unberührt: Die drei Lebensdauern haben in dem niedrigen Anregungsbereich, in dem keine Injektionsabhängigkeit auftritt, alle den gleichen Wert.

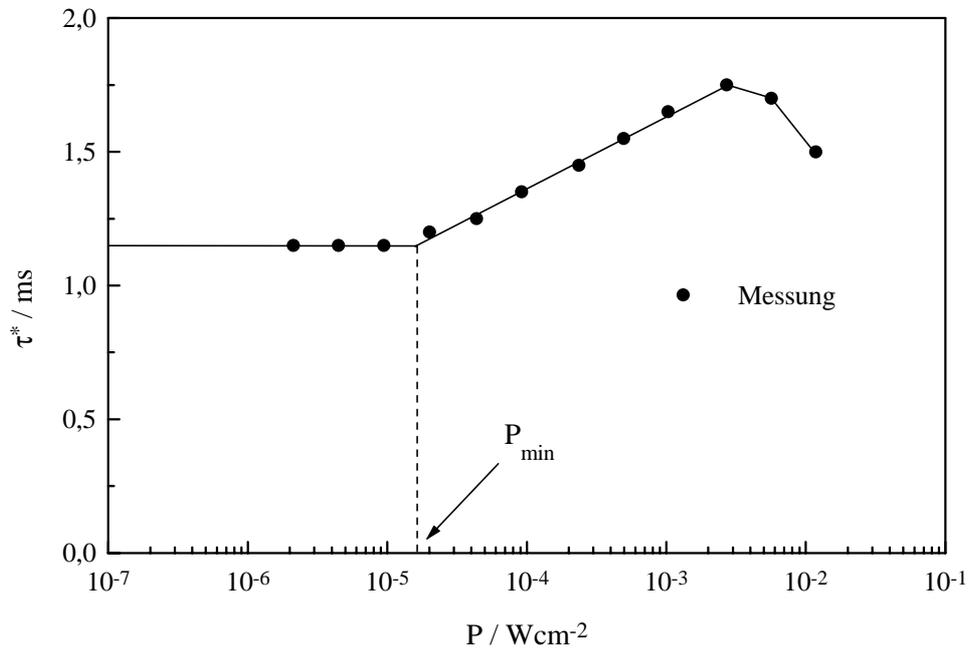


Bild 5.10: differentielle Lebensdauer ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

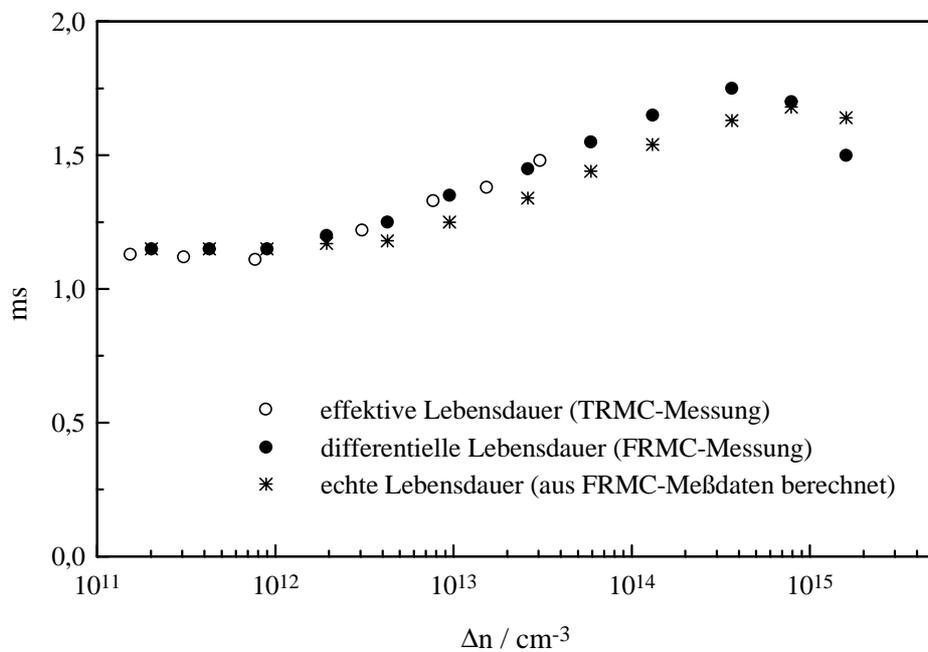


Bild 5.11: Lebensdauern im Vergleich (beidseitig passiviert)

In Bild 5.12 ist die echte Lebensdauer als Funktion der Intensität dargestellt; zum einen, wie sie mit den FRMC-Meßdaten aus Gleichung (5-19) berechnet wird, zum anderen, wie sie sich mit dem Simulationsprogramm ergibt.

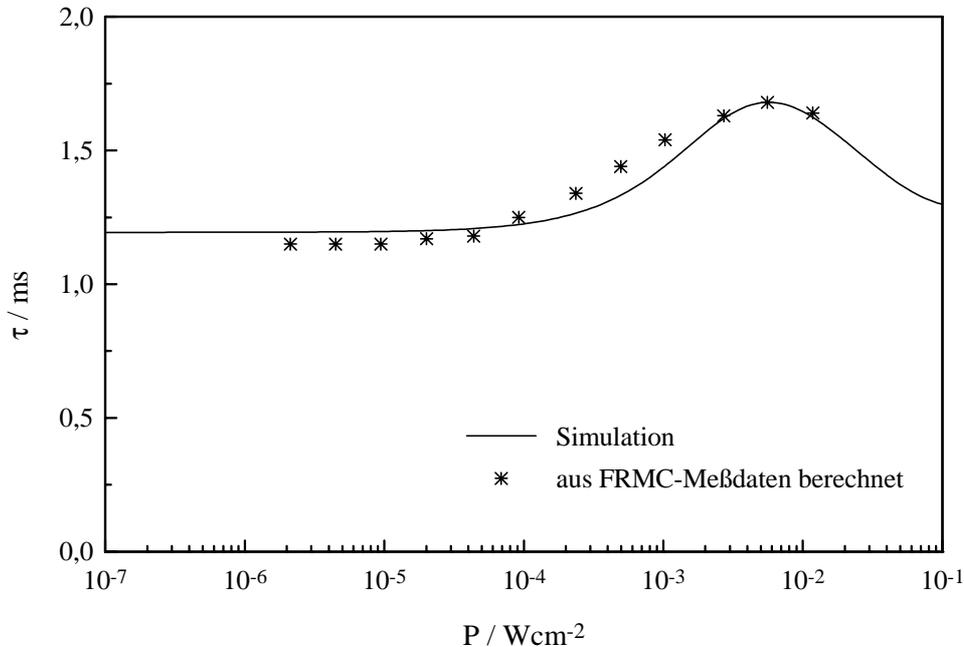


Bild 5.12: echte Lebensdauer ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

Nun soll mit dem Simulationsprogramm die Frage beantwortet werden, warum die echte Lebensdauer  $\tau$  mit steigender Intensität  $P$  zuerst konstant bleibt, ansteigt, ein Maximum durchläuft und abfällt.

Die echte Lebensdauer ist definiert als

$$\frac{1}{\tau} = \frac{U}{\Delta n} = \frac{1}{L} \cdot \left[ R^S \Big|_{x=0} + \int_{0+}^{L-} dx \cdot R(x) + R^S \Big|_{x=L} \right] \cdot \frac{1}{\Delta n} \quad (5-21)$$

Mit den gewählten Simulationsparametern sind die Rekombinationsraten an beiden Oberflächen der beidseitig passivierten Probe gleich groß. Mit der Oberflächen- und der Volumenlebensdauer

$$\frac{1}{\tau_S} = \frac{1}{\Delta n} \cdot \frac{1}{L} \cdot R^S \Big|_{x=0} = \frac{1}{\Delta n} \cdot \frac{1}{L} \cdot R^S \Big|_{x=L} = \frac{1}{\Delta n} \cdot \frac{1}{L} \cdot R^S \quad (5-22)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{vol}}} = \frac{1}{\Delta n} \cdot \frac{1}{L} \cdot \int_{0+}^{L-} dx \cdot R(x) = \frac{1}{\Delta n} \cdot \frac{1}{L} \cdot R^{\text{vol}} \quad (5-23)$$

läßt sich dann schreiben:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_{vol}} \quad (5-24)$$

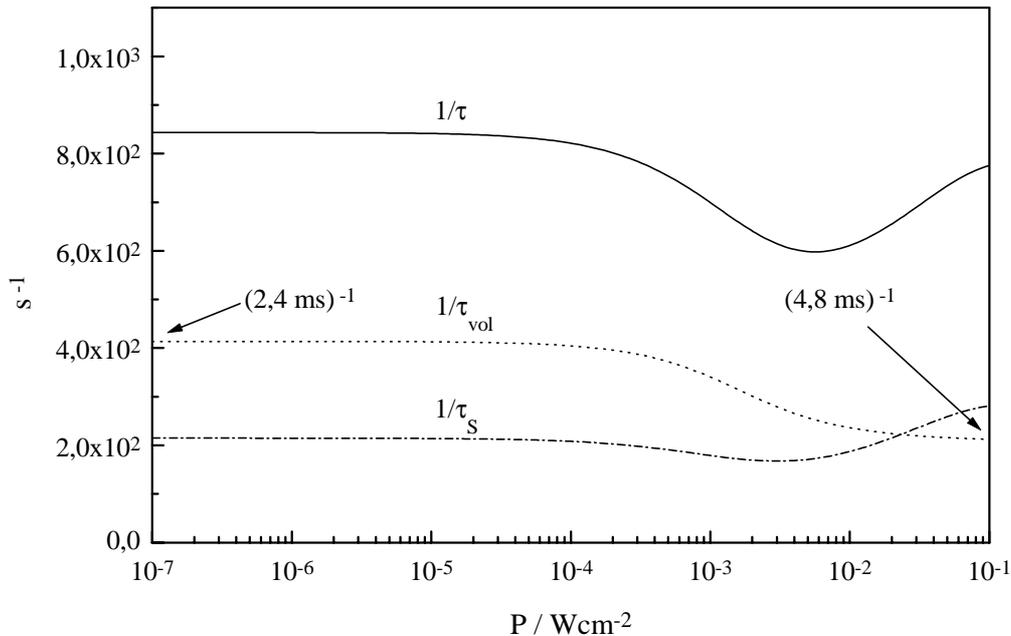


Bild 5.13: inverse Lebensdauern ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

Den Verlauf (der Kehrwerte) von  $\tau$ ,  $\tau_S$  und  $\tau_{vol}$  zeigt das Bild 5.13. Die Volumenlebensdauer nimmt von ihrem Wert 2,4 ms im Fall der Niedriginjektion bis auf 4,8 ms im Fall der Hochinjektion zu. Die Oberflächenlebensdauer  $\tau_S$  bleibt im wesentlichen konstant und nimmt bei höheren Intensitäten ab.

Somit ist das Ansteigen der echten Lebensdauer in Bild 5.12 durch ein Ansteigen von  $\tau_{vol}$  bedingt, das anschließende Abfallen durch eine Verringerung von  $\tau_S$ . Das Maximum ergibt sich durch die Überlagerung dieser beiden Effekte.

Die Volumenlebensdauer  $\tau_{vol}$  nimmt um den Faktor zwei zu. Dies ergibt sich aus der SRH-Rekombination für den Fall, daß die SRH-Lebensdauern gleich groß gewählt werden (siehe Seite 34).

Die Oberflächenlebensdauer  $\tau_S$  nimmt ab, da sich die Bandverbiegung verringert, d.h. die Barriere, die die Löcher überwinden müssen, um zur Oberfläche zu gelangen, wird kleiner (Bild 5.14). Daraus resultiert eine supralineare Zunahme der Löcherkonzentration an der

Oberfläche (Bild 5.15) und ein Anstieg des Verhältnisses von  $R^S/P$ . Der Verlauf dieses Verhältnisses ist in Bild 5.14 gemeinsam mit der Photospannung dargestellt.

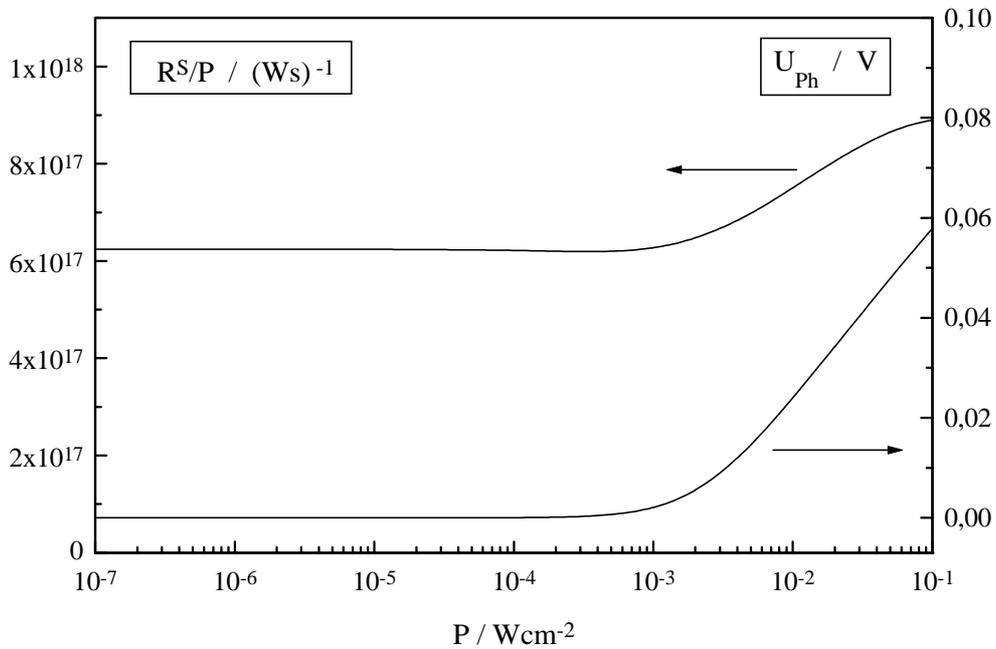


Bild 5.14: Oberflächenrekombinationsrate und Photospannung ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

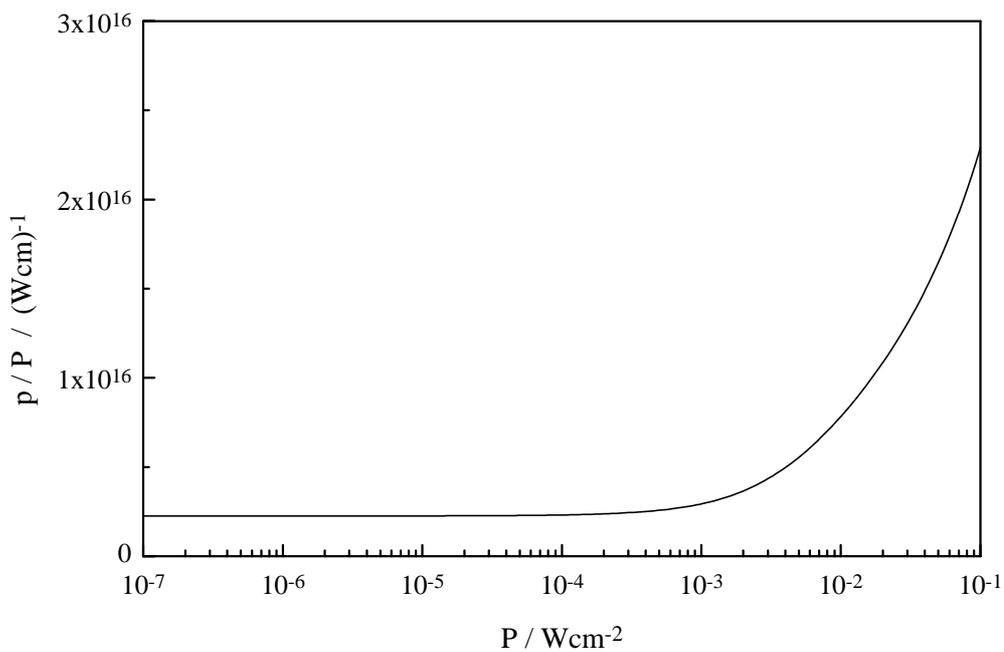


Bild 5.15: Löcherkonzentration bei  $x = 0$  ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

### 5.1.4 Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $s^*$  wird die Oberflächenrekombinationsrate an der unbelichteten Seite  $x=L$  der passivierten Probe berechnet und diese durch die Konzentration der Überschlußladungsträger am Rand der Raumladungszone dividiert. Mit dem Simulationsprogramm werden die Konzentrationen der Überschlußladungsträger als Funktion von  $x$  berechnet. Als Rand der Raumladungszone wird der maximale Wert von  $x$  gewählt, an dem die Konzentrationen der Überschlußladungsträger sich um weniger als ein Prozent unterscheiden. Da die Überschlußladungsträger sehr homogen über die Probe verteilt sind, kann der zu ermittelnde Wert durch (die räumlich gemittelte Konzentration)  $\Delta n$  beschrieben werden; des weiteren sind die Rekombinationsraten an beiden Oberflächen gleich. Damit ergibt sich

$$s^* = \frac{R^S}{\Delta n} = \frac{L}{\tau_S} \quad (5-25)$$

Der Verlauf von  $s^*(P)$  ist qualitativ gleich dem von  $1/\tau_S(P)$ .

Das Bild 5.16 zeigt den Verlauf von  $s^*$  als Funktion von  $\Delta n$ .

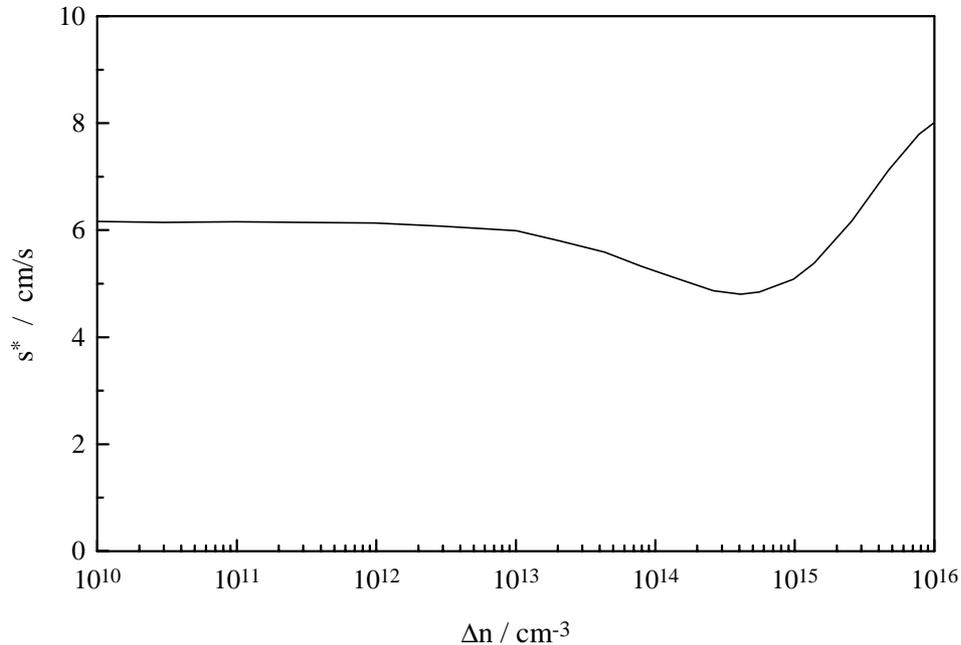


Bild 5.16: effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  
( $\lambda = 514 \text{ nm}$ , beidseitig passiviert)

Die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit kann auch an der Vorderseite (der belichteten Oberfläche) berechnet werden und führt zu dem gleichen Ergebnis. Da die

Lichtabsorption jedoch hauptsächlich in der vorderen Raumladungszone stattfindet, hat  $s^*$  dort nicht die Bedeutung, eine Geschwindigkeit zu sein, mit der die Überschußladungsträger in die Raumladungszone strömen, um an der Oberfläche zu rekombinieren.

## 5.2 p-dotiertes Silizium

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurden stets an einer einseitig mit Oxid passivierten p-dotierten Siliziumprobe durchgeführt; auf der anderen Seite wurde das Oxid nach der Oxidation abgeätzt, so daß dort eine unpassivierte Oberfläche vorliegt. Die Simulationen beziehen sich stets auf diesen Fall.

### 5.2.1 TRMC-Messungen

Die Bilder 5.17 und 5.18 zeigen TRMC-Messungen und -Simulationen für Anregungen mit rotem bzw. grünem Laserlicht. Die Pulsenergien betragen  $35 \text{ mJ/cm}^2$  bzw.  $60 \text{ mJ/cm}^2$  und werden mit einem Filter der optischen Dichte 5,0 abgeschwächt. An der Vorderseite (der belichteten Seite) werden die Überschußladungsträger erzeugt. Die Prozentangaben bezeichnen den relativen Anteil der Überschußladungsträger, die sich in den vorderen  $2 \mu\text{m}$  befinden, am Gesamtsignal.

Bei der Anregung mit rotem Licht ist der Anteil der vorderen  $2 \mu\text{m}$  zunächst gering, da die Überschußladungsträger homogener erzeugt werden als mit grünem Licht. Die initiale Rekombination bei der Anregung mit rotem Licht ist durch eine Rekombination an der Rückseite bedingt, da im Gegensatz zur Anregung mit grünem Licht, die Ladungsträger nicht zur Rückseite diffundieren müssen.

Bei beiden Messungen ist ein exponentielles Abklingen des restlichen Signals zu beobachten, dem eine effektive Lebensdauer von  $\tau_{\text{eff}} = (17 \pm 3) \text{ ms}$  zugeordnet werden kann. Dabei sind die Überschußladungsträger nahezu vollständig im Bereich der vorderen  $2 \mu\text{m}$ , also dem Bereich der Raumladungszone, lokalisiert. Im Zeitbereich zwischen  $10 \mu\text{s}$  und  $40 \mu\text{s}$  klingen die Signale mit einer Zeitkonstanten  $\tau_{\text{eff}} = 27 \mu\text{s}$  ab; dieser Wert ergibt sich mit den Simulationsparametern auch aus der Gleichung (5-6).

Da die effektive Lebensdauer die Volumenlebensdauer angeblich nicht überschreiten kann [Schmidt 97], erscheint eine effektive Lebensdauer von  $17 \text{ ms}$  zu groß. Zum einen, da bei den gewählten Simulationsparametern die Volumenlebensdauer in diesem Injektionsbereich  $300 \mu\text{s}$  beträgt und zum anderen, da CZ-Wafer nicht mit so geringen Verunreini-

gungen gefertigt werden, daß solche Volumenlebensdauern erreicht werden. Die allgemein gängige Argumentation, daß die effektive Lebensdauer die Volumenlebensdauer nicht überschreiten kann, verläuft wie folgt:

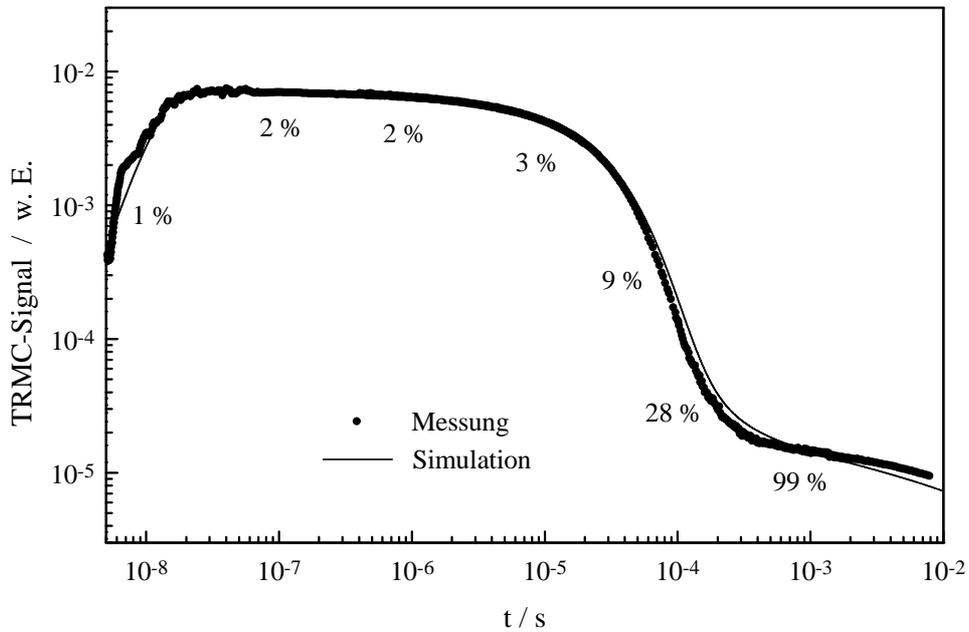


Bild 5.17: TRMC-Messung und -Simulation ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ , OD 5,0)

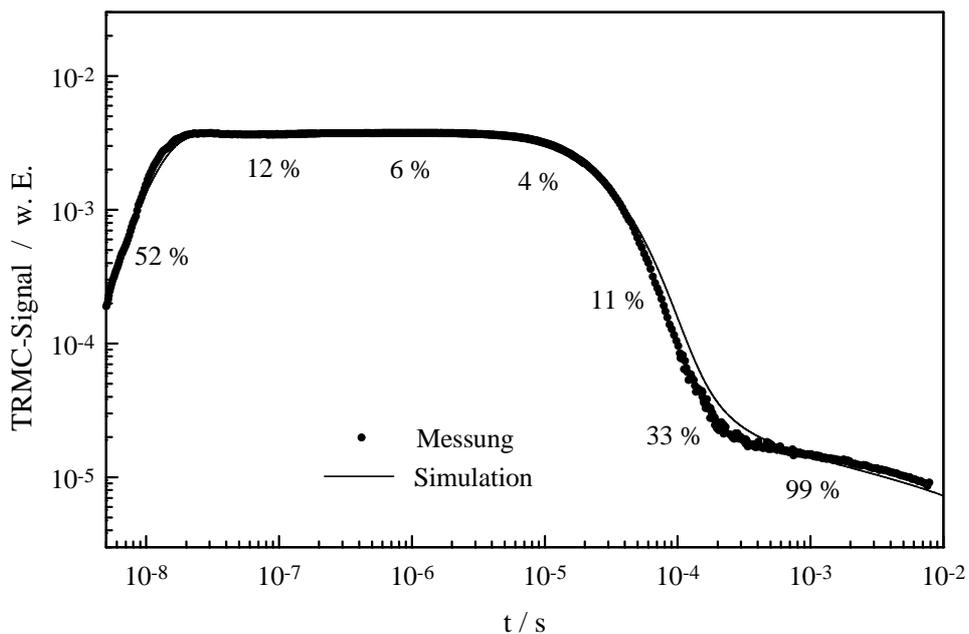


Bild 5.18: TRMC-Messung und -Simulation ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ , OD 5,0)

Bei einem perfekt passivierten Wafer, bei dem keine Rekombination über die Oberflächen stattfinden kann, klingen die Konzentrationen der Überschußladungsträger mit der Volumenlebensdauer ab. Wenn nun die Oberflächen nicht perfekt passiviert sind, so verläuft der Abklingprozeß schneller.

Offensichtlich liegt nun ein Widerspruch zwischen den Messungen und den Simulationen auf der einen und der eben dargelegten Argumentation auf der anderen Seite vor.

Die Bilder 5.19 und 5.20 zeigen den Verlauf der Überschußkonzentrationen  $\Delta n(x,t)$  und  $\Delta p(x,t)$  in der gesamten Probe an zwei verschiedenen Zeitpunkten. Deutlich zu erkennen ist, daß bei  $t = 10\text{ ms}$  die Überschußladungsträger hauptsächlich im Bereich der vorderen Raumladungszone lokalisiert sind. Die Konzentrationen der Überschußladungsträger sind dort nicht an jedem Ort  $x$  gleich groß; dies wird jedoch bei der Argumentation, daß  $\tau_{\text{eff}}$  nicht größer sein kann als  $\tau_{\text{vol}}$ , vorausgesetzt. Da diese Voraussetzung nicht erfüllt ist, verliert die Argumentation ihre Gültigkeit und der Widerspruch ist behoben.

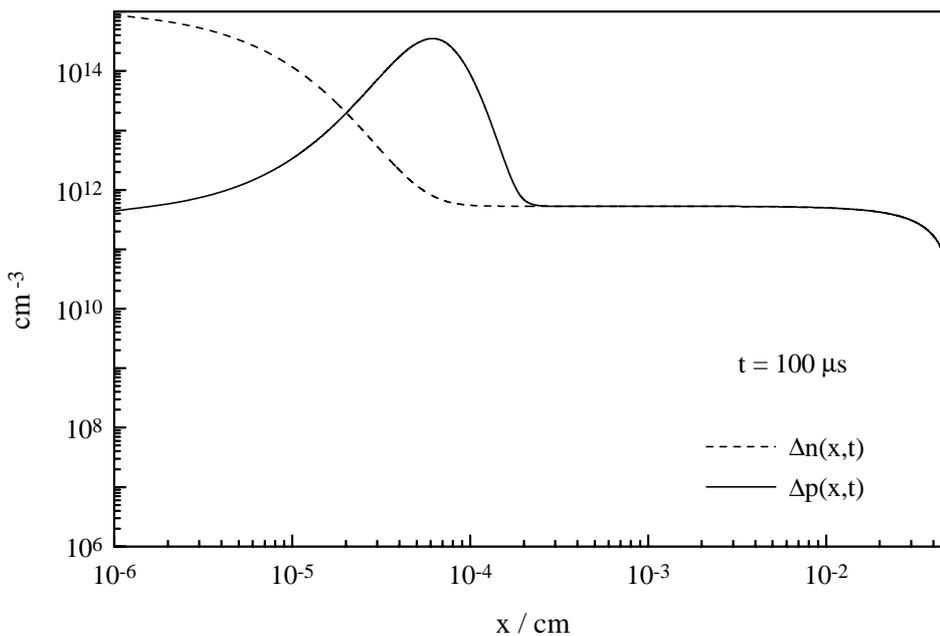


Bild 5.19: TRMC-Simulation ( $\lambda = 532\text{ nm}$ , OD 5,0)

Das Bild 5.21 zeigt ebenso wie 5.20 den Verlauf von  $\Delta n(x,t)$  und  $\Delta p(x,t)$  zum Zeitpunkt  $t = 10\text{ ms}$ , jedoch nicht in einer logarithmischen, sondern in einer linearen Darstellung. Zu erkennen ist, daß insgesamt mehr überschüssige Löcher als Elektronen vorhanden sind. Außerdem ist der Verlauf des Betrags des elektrischen Feldes  $E = |\vec{E}|$  dargestellt. In dem Kapitel 4.6 wurde darauf hingewiesen, daß der Einfluß des Feldes auf die Beweglichkeit

erst oberhalb eines Wertes von  $5 \cdot 10^3 \text{ Vcm}^{-1}$  zu berücksichtigen ist. Daß dieser Einfluß für  $\Delta p(x,t)$  unerheblich ist, bringt Bild 5.21 zum Ausdruck.

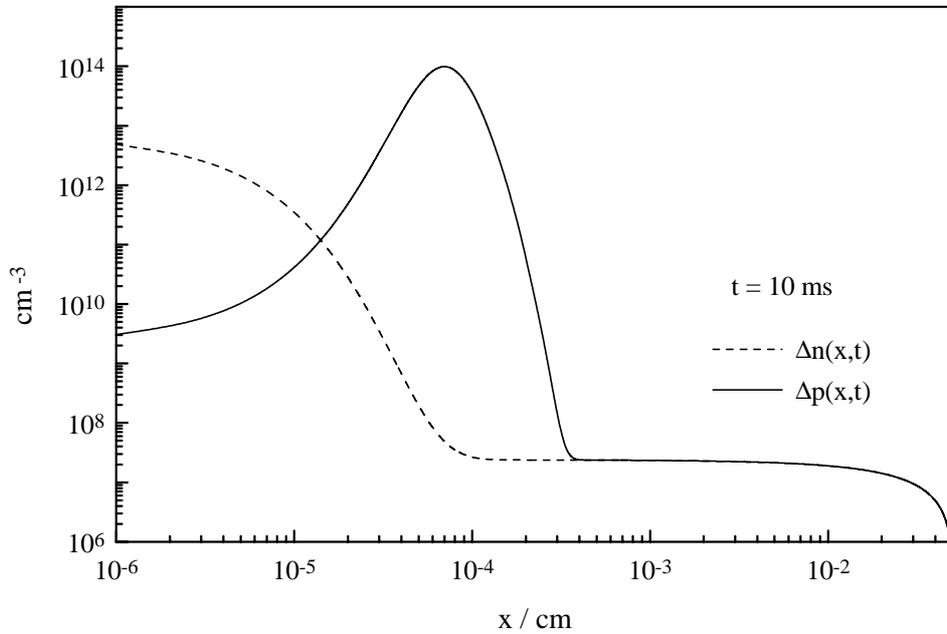


Bild 5.20: TRMC-Simulation ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ , OD 5,0)

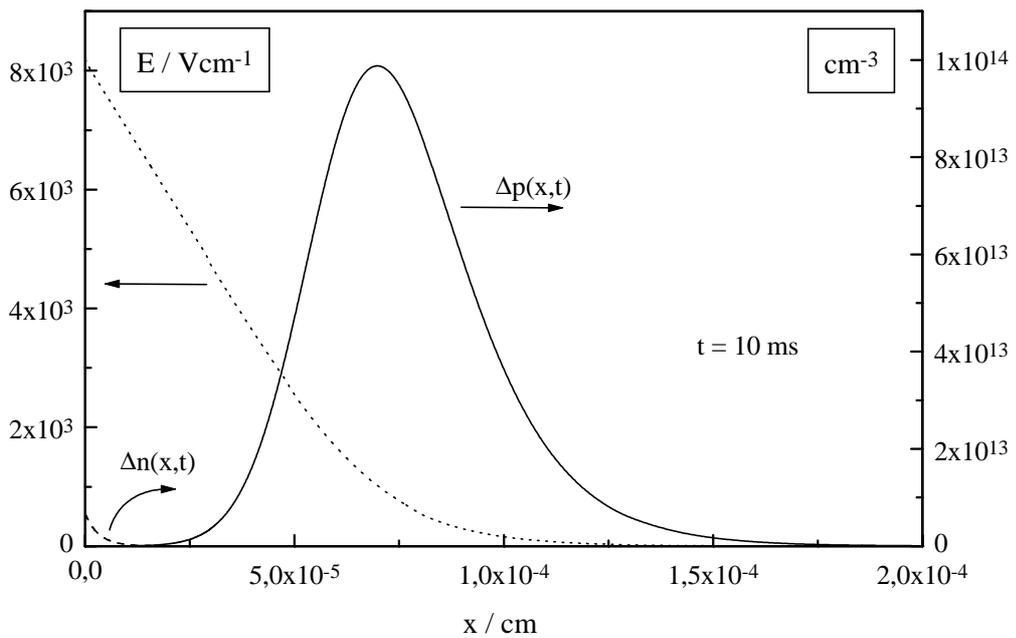


Bild 5.21: TRMC-Simulation ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ , OD 5,0)

Der zeitliche Verlauf der (räumlich gemittelten) Überschußkonzentrationen  $\Delta n$  und  $\Delta p$  ist in dem Bild 5.22 zu erkennen. Eine Differenz zwischen  $\Delta p$  und  $\Delta n$  ist auf eine Zunahme der getrappten Elektronendichte an der Oberfläche bei  $x=0$  zurückzuführen (darauf wird im Kapitel 5.2.2 eingegangen). Das langsame Abklingen des TRMC-Signals im Millisekundenbereich ist durch das Abklingen von  $\Delta p$  bestimmt. In diesem Zeitbereich ist der Anteil von  $\Delta n$  am TRMC-Signal vernachlässigbar.

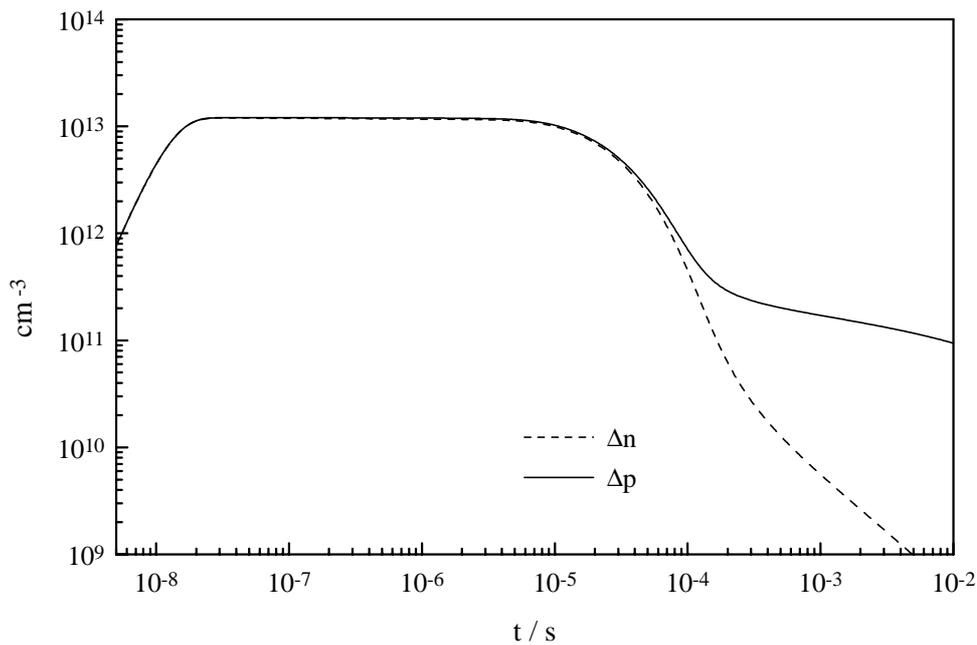


Bild 5.22: TRMC-Simulation ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ , OD 5,0)

Um ermitteln zu können, welcher Prozeß das Abklingen von  $\Delta p$  bestimmt, werden drei Rekombinationsraten definiert:

$$R^1 = R_p^S(t) \Big|_{x=0} \quad (5-26)$$

$$R^2 = \int_{0+}^{L-} dx \cdot R_p(x,t) \quad (5-27)$$

$$R^3 = R_p^S(t) \Big|_{x=L} \quad (5-28)$$

Der zeitliche Verlauf der drei Rekombinationsraten, sowohl nach der Anregung mit rotem als auch mit grünem Licht, ist in den Bildern 5.23 und 5.24 dargestellt.

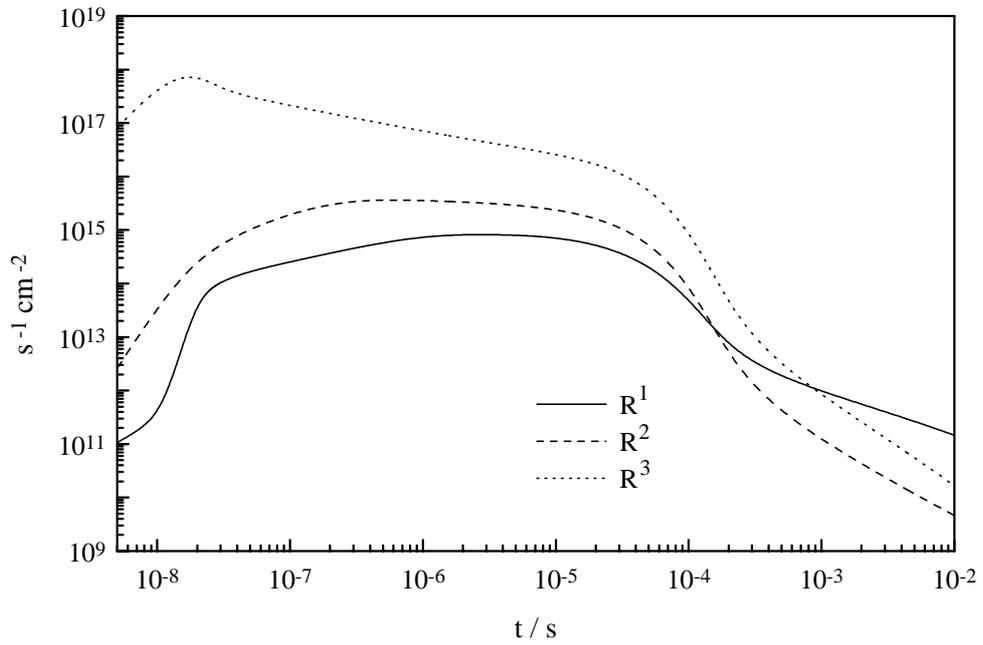


Bild 5.23: TRMC-Simulation ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ , OD 5,0)

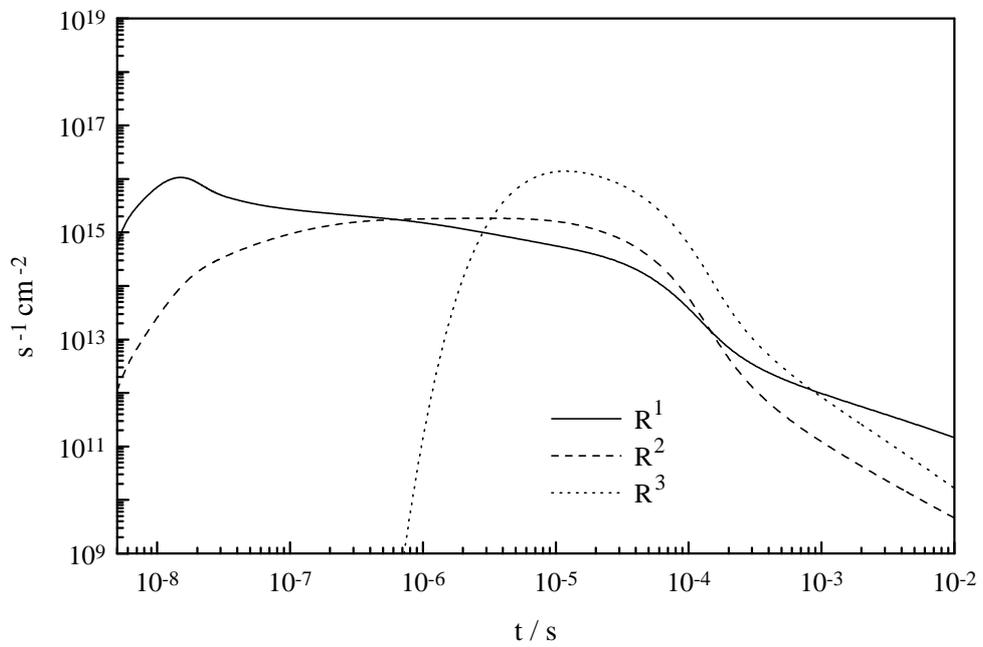


Bild 5.24: TRMC-Simulation ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ , OD 5,0)

Das Abklingen von  $\Delta p$  im Millisekundenbereich wird durch die Rekombination der Löcher an der vorderen Oberfläche bei  $x = 0$  bestimmt. Die Löcher sind durch eine energetische Barriere  $q \cdot \Psi_S$  von der vorderen Oberfläche getrennt;  $\Psi_S$  ist durch die Differenz aus der Dunkelbandverbiegung und der Photospannung bestimmt. Den Verlauf der Photospannung zeigt das Bild 5.25. Die Photospannung ist, ebenso wie die TRMC-Signale, im Millisekundenbereich noch nicht vollständig abgeklungen. Damit die Löcher in diesem Zeitbereich an der Oberfläche rekombinieren können, müssen sie die Barriere durch thermische Emission überwinden (Bild 5.26).

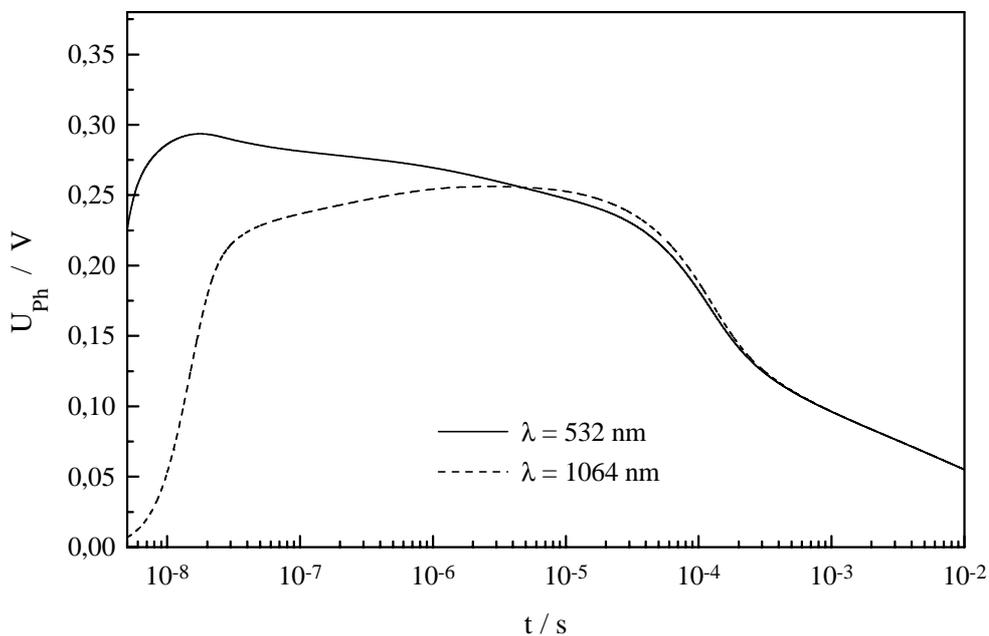


Bild 5.25: TRMC-Simulation (OD 5,0)

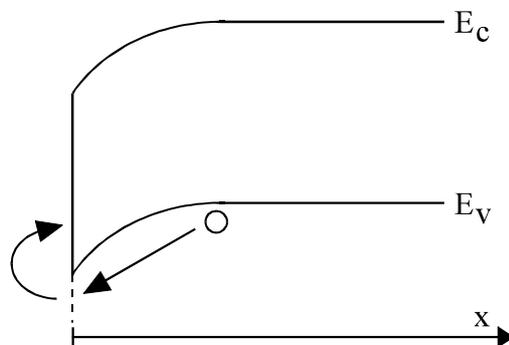


Bild 5.26: thermische Emission eines Lochs über die Barriere und Rekombination an der Oberfläche

Es ist bekannt, daß bei oxidiertem p-Silizium die effektive Lebensdauer bei transienten Photoleitfähigkeitsmessungen mit abnehmendem Injektionsniveau zunimmt [Fujihira 93, Watanabe 94]; der Unterschied kann mehr als eine Größenordnung betragen. Watanabe verunreinigte das Volumen gezielt durch Eisendiffusion und stellte fest, daß der Sättigungswert von  $\tau_{\text{eff}}$  im Niedriginjektionsbereich im Rahmen der Meßgenauigkeit unberührt blieb [Watanabe 96]; er schloß daraus, daß es sich bei dem Anstieg von  $\tau_{\text{eff}}$  mit abnehmendem Injektionsniveau um einen Oberflächeneffekt handelt.

Dieses Ergebnis steht im Einklang mit der hier gegebenen Erklärung für das Abklingen des TRMC-Signals im Millisekundenbereich, welches durch die Überschußkonzentration der Löcher in der Raumladungszone und deren thermische Emission über die Barriere  $q \cdot \Psi_S$  bedingt ist. Dieser Prozeß kann so langsam sein, daß die effektive Lebensdauer die Volumenlebensdauer um mehr als eine Größenordnung übersteigt. Eine Volumenrekombination in der Raumladungszone bleibt von untergeordneter Bedeutung, da den Majoritätsladungsträgern die Minoritätsladungsträger zur Rekombination fehlen.

### 5.2.2 FRMC-Messungen

Bei den FRMC-Messungen an der p-dotierten Probe gelingt es, im Gegensatz zu der n-dotierten Probe, nicht, alle Betragsverläufe,  $|\Delta\sigma_{\text{ac}}|$  als Funktion von  $\nu$  bei unterschiedlichen Lichtintensitäten, mit jeweils einer Debye-Kurve zu beschreiben. Sieben gemessene Betragsverläufe sind in dem Bild 5.27 dargestellt; die größte bzw. kleinste Lichtintensität  $P$  beträgt  $1,6 \cdot 10^{-2} \text{ Wcm}^{-2}$  bzw.  $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ Wcm}^{-2}$ . Zu erkennen ist, wie mit abnehmender Intensität ein langsamer Prozeß den Betragsverlauf zunehmend beeinflusst. Bei den kleinsten Intensitäten kann die Photoleitfähigkeit der Anregung (bei einer Modulationsfrequenz von 3 Hz) nicht mehr ohne Verzögerung folgen.

In Bild 5.28 sind die gemessenen Beträge von  $\Delta\sigma_{\text{ac}}$  als Funktion der Lichtintensität  $P$ , bei einer Modulationfrequenz von  $\nu = 3 \text{ Hz}$ , gemeinsam mit einer Simulation aufgetragen. Die zweite Simulation beschreibt nur den Beitrag der Überschußladungsträger der vorderen  $2 \mu\text{m}$  am Gesamtsignal.

Ein anfängliches Ansteigen von  $|\Delta\sigma_{\text{ac}}|$  mit der Steigung eins unterhalb der Lichtintensitäten, bei denen gemessen werden konnte, impliziert eine lineare Photoleitfähigkeit. Mit wachsender Lichtintensität  $P$  erfolgt ein Übergang in ein Plateau. Bis zum Ende dieses Plateaus sind die Überschußladungsträger vorwiegend im Bereich der vorderen Raum-

ladungszone lokalisiert. Bei Lichtintensitäten oberhalb von  $0,1 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  steigt  $|\Delta\sigma_{ac}|$  erneut näherungsweise linear an.

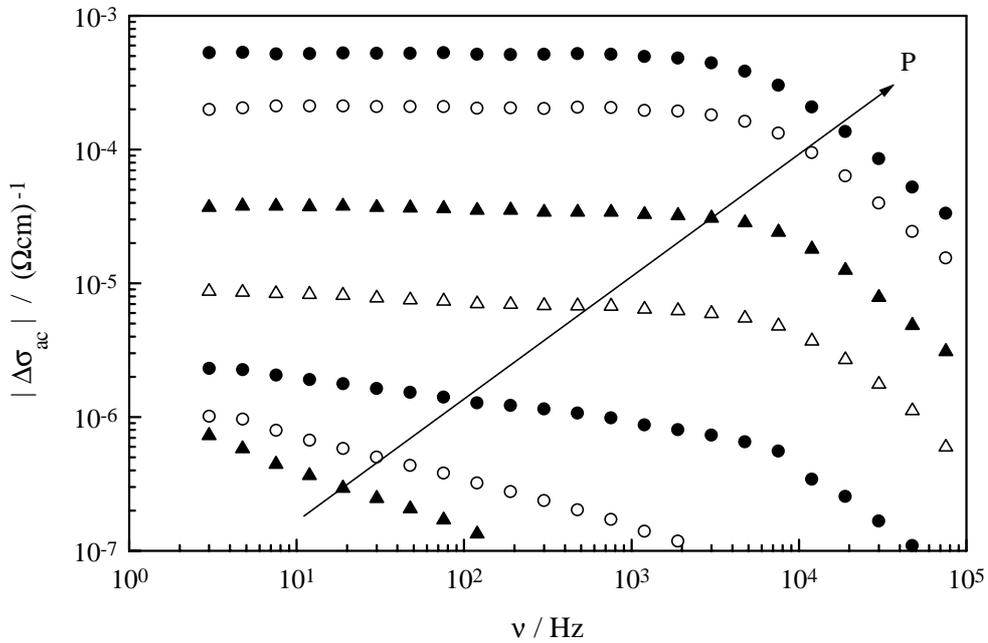


Bild 5.27: FRMC-Messung ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ )

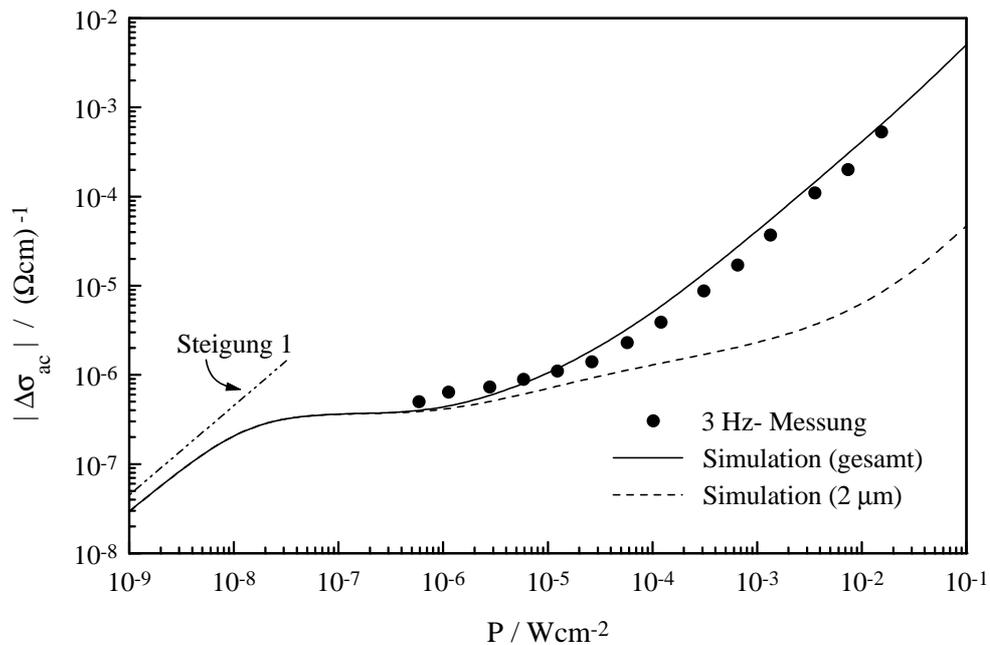


Bild 5.28: FRMC-Messung und -Simulation ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ )

Die Simulation und die Messung stimmen in Bild 5.28 innerhalb eines Fehlers von 40 % überein. Diese Abweichung läßt sich nicht allein mit Meßfehlern erklären, sondern kann auf einer Inhomogenität der Probe oder einer zu vereinfachten Modellierung, z.B. durch die Wahl energieunabhängiger Einfangquerschnitte an der Oberfläche, beruhen.

Der nichtlineare Zusammenhang zwischen  $|\Delta\sigma_{ac}|$  bei kleinen Modulationsfrequenzen und  $P$  impliziert eine nichtlineare Photoleitfähigkeit wie in Bild 5.29. Das Ende des Plateaus markiert, wie in Bild 5.28, den Bereich, in dem die Überschußladungsträger vorwiegend in der vorderen Raumladungszone lokalisiert sind.

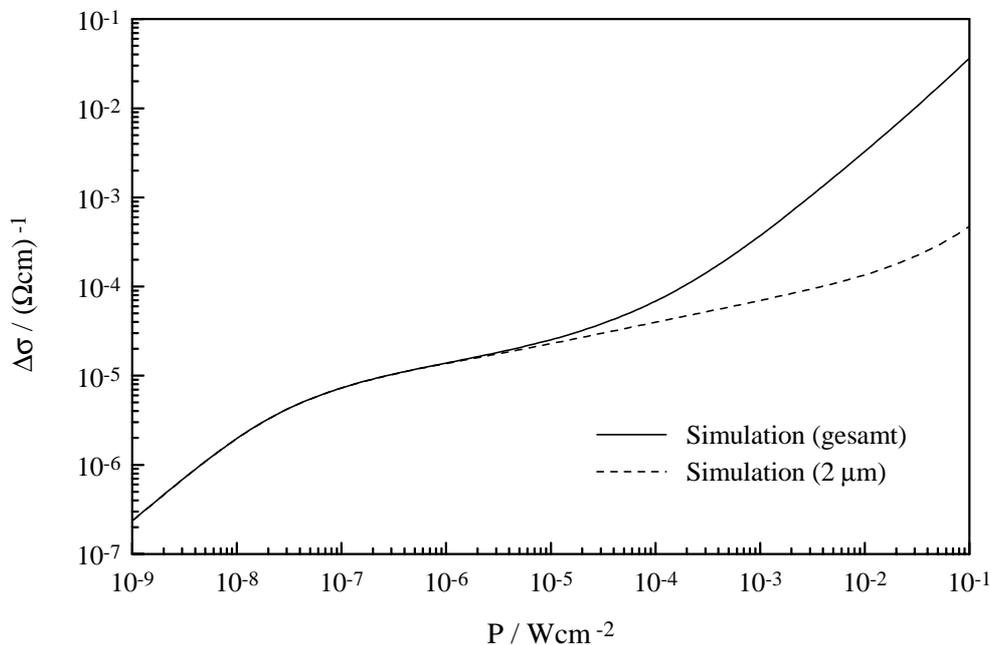


Bild 5.29: Simulation der stationären Photoleitfähigkeit ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ )

Bis zu einer bestimmten Lichtintensität  $P$  können die Überschußladungsträger in der Raumladungszone gespeichert werden. Wird die Zahl der Überschußladungsträger, die dort gespeichert werden können, zu groß, so diffundieren sie in das Volumen. Die ausgeprägte nichtlineare Photoleitfähigkeit ist somit ein Oberflächeneffekt.

Die Trennung der durch Lichtabsorption erzeugten Ladungsträger in der Raumladungszone führt zu einer Verringerung des elektrischen Feldes und zu einer Änderung der Bandverbiegung, d.h. zum Entstehen einer Photospannung. Den Verlauf der Photospannung zeigt das Bild 5.30. Der Anstieg der Photospannung setzt bereits bei etwa  $10^{-8} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  ein (bei dieser Lichtintensität erfolgt in Bild 5.28 der Übergang von dem Bereich mit der

Steigung eins ins Plateau). Wenn die Lichtintensität um sieben Größenordnungen erhöht wird, so hat die Photospannung noch immer nicht ihren Maximalwert der Dunkelbandverbiegung von 380 mV erreicht.

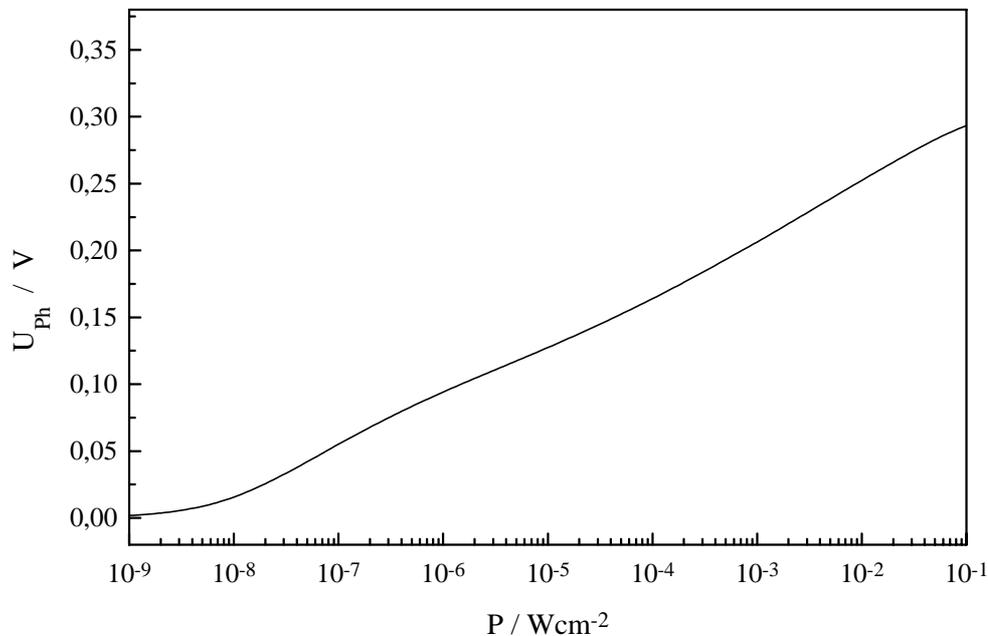


Bild 5.30: Simulation der Photospannung ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ )

Bei TRMC-Messungen wurde das Meßsignal im Millisekundenbereich durch  $\Delta p$  bestimmt. Dies ist auch bei FRMC-Messungen mit kleinen Lichtintensitäten so (Bild 5.31). Die Differenz zwischen  $\Delta p$  und  $\Delta n$  ist bei Lichtintensitäten kleiner als  $1 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  fast vollständig auf eine Zunahme der getrapten Elektronendichte an der Oberfläche bei  $x = 0$  zurückzuführen. Um diese These zu rechtfertigen, wird in Bild 5.32 der Verlauf der getrapten Elektronendichte bei Belichtung und ihre Differenz zum Zustand ohne Belichtung dargestellt.

$$\delta n_{\text{trap}}(P) = n_{\text{trap}}(P) - n_{\text{trap}}(P = 0) \quad (5-29)$$

Der Verlauf der Differenz der getrapten Elektronendichte ist mit dem Verlauf von  $(\Delta p - \Delta n) \cdot L$ , der ebenfalls in Bild 5.32 dargestellt ist, zu vergleichen.

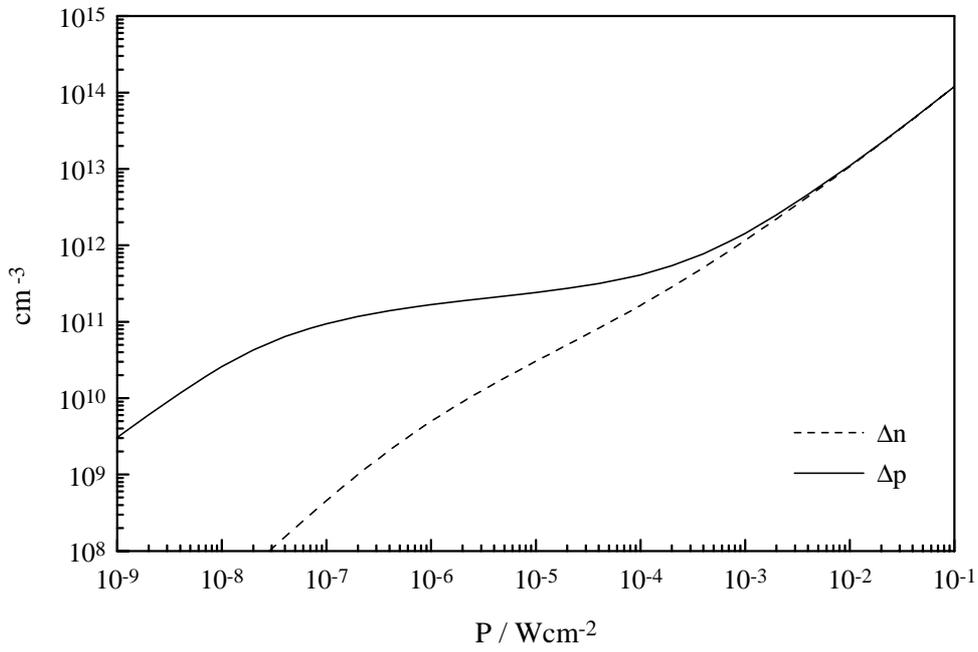


Bild 5.31: Simulation der Überschußkonzentrationen ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ )

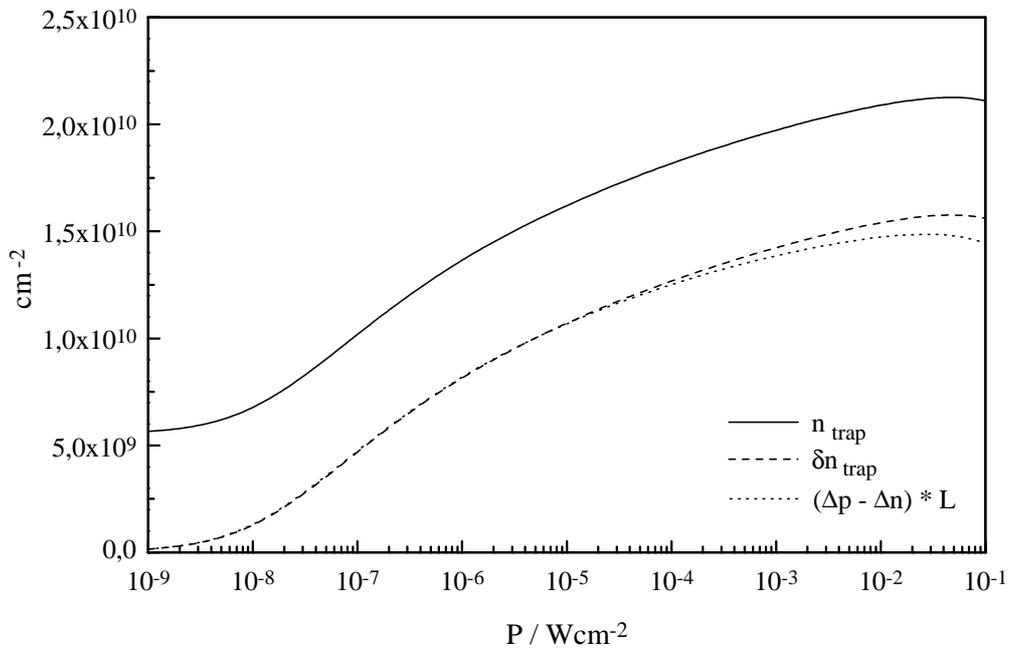


Bild 5.32: Simulation der getrapten Elektronendichte ( $\lambda = 514 \text{ nm}$ )

Die getrapte Elektronendichte an der Oberfläche beginnt bei der gleichen Lichtintensität anzusteigen wie die Photospannung. Für das Entstehen der Photospannung sind die getrapten und die freien Ladungsträger von Bedeutung.

Mit den hier dargelegten Betrachtungen wurde erkennbar, daß, mit abnehmenden Konzentrationen der Überschlußladungsträger, diese zunehmend in der Raumladungszone lokalisiert sind. Das Konzept der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ist nur sinnvoll, wenn der Anteil der Überschlußladungsträger in der Raumladungszone gegenüber denen im Volumen vernachlässigbar ist. Wenn jedoch bei niedrigen Injektionen das Gegenteil der Fall ist, ist das Konzept der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit nicht anwendbar.