



Diplomstudiengang Physik

**Analyse der Modulierten
Photolumineszenz zur
Lebensdauerbestimmung in Silizium**

Diplomarbeit

Florian Effenberg

BETREUENDER GUTACHTER: PD DR. R. BRÜGGEMANN

ZWEITER GUTACHTER: PROF. DR. G. H. BAUER

Oldenburg, den 20.01.2012

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	2
2.1	Rekombinationsdynamik im Halbleiter unter optischer Anregung . . .	2
2.1.1	Relaxation und Lebensdauer	2
2.1.2	Effektive Lebensdauer und Quasi-Ferminiveau-Aufspaltung/ V_{oc}	7
2.2	Modulierte Photolumineszenz	9
2.2.1	Grundlegendes zur Modulierten Photolumineszenz	9
2.2.2	Phasensensitive Detektion	10
2.2.3	Modell für lineare Rekombination	11
2.2.4	Modell für quadratische Rekombination	13
2.2.5	Modell mit Oberflächenparametern	15
2.2.6	Dispersives Modell	16
3	Proben	18
3.1	Wafer	18
3.2	Zellen	18
4	Messtechnische Umsetzung	19
4.1	Modulierte Photolumineszenz	19
4.1.1	LockIn-Messung	19
4.1.2	Kalibrierung und Korrekturfunktion	20
4.1.3	Zeitaufgelöste MPL am Oszilloskop	22
4.1.4	Phasen- und Amplitudenspektrum durch Fourieranalyse . . .	22
4.1.5	Strom- und spannungsabhängige MPL an Zellen	22
4.2	Vergleichsmessung	23
4.2.1	Stationäre kalibrierte Photolumineszenz	23
4.2.2	Quasi-Statische Photoleitfähigkeit	23
5	Ergebnisse	25
5.1	Simulation: Vergleich und Diskussion der Modelle	25
5.1.1	Lineare Modelle	25
5.1.2	Lineares und nichtlineares Modell	34
5.1.3	Lineares und dispersives Modell	35
5.2	Messungen	39
5.2.1	MPL: Sinusmodulation vs Rechteckmodulation	39
5.2.2	Anregungsdichteabhängige MPL	41
5.2.3	Ortsaufgelöste MPL	54

5.2.4	Vergleichsmessung stationäre kalibrierte Photolumineszenz . . .	56
5.2.5	Zeitaufgelöste MPL am Oszilloskop	58
5.2.6	Vergleichsmessung Quasi-Statistische Photoleitfähigkeit	60
5.2.7	U/I-abhängige MPL	61
5.2.8	Fouriertanalyse zeitabhängiger MPL	65
6	Zusammenfassung	70
	Literatur	73

Anmerkung: In Absprache mit dem Erstgutachter habe ich mich entschlossen, die Beschriftungen von Abbildungen in Englisch zu verfassen.

1 Einleitung

Die Herstellung hochwertiger Silizium-Halbleiter z.B. für Photovoltaik-Anwendungen erfordert Kenntnis und Überwachung der Güteparameter während des Herstellungsprozess. Ein wichtiger Materialparameter für die Qualität von Wafern und Solarzellen ist die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger. Etablierte Methoden zur Bestimmung dieser Lebensdauer sind zumeist induktive Methoden zur Bestimmung der Photoleitfähigkeit, die jedoch bei hochdotierten Proben und Proben mit metallischem Rückkontakt nicht oder nur beschränkt einsatzfähig sind. In dieser Arbeit wird Modulierte Photolumineszenz (MPL) als alternative Methode untersucht. Bei der MPL werden mittels Lock In-Technik spektrale Amplitude und Phase als Funktionen der Modulationsfrequenz aufgenommen. Aus ihnen kann die Lebensdauer als wesentlicher Parameter bestimmt werden. Die Abhängigkeit der spektralen Antwort von Probengeometrie, Dotierung und Anregungsdichte muss durch geeignete Modelle beschrieben werden.

In Kap. 2.1 wird zunächst die Rekombinationsdynamik in einem Halbleiter unter optischer Anregung beschrieben und die Lebensdauer von Ladungsträgern eingeführt. Weiter werden die theoretischen Grundlagen der MPL-Methode hergeleitet. Zur Beschreibung der mit Lock-In Technik gemessenen spektralen Phasen und Amplituden werden vier Modelle erklärt, zwei für den linearen Fall sogenannter 'Niederinjektion' und zwei für den nichtlinearen Fall der 'Hochinjektion'. In Kap. 3 werden die zu untersuchenden Proben beschrieben. Die verwendeten Versuchsaufbauten und Methoden zur Vergleichsmessung werden in Kap. 4 erklärt. Im Ergebnisteil in Kap. 5 werden im Rahmen von Simulationen zunächst die verschiedenen Modelle zur Beschreibung des spektralen Antwortverhalten von MPL verglichen. Der experimentelle Teil enthält die Präsentation der Ergebnisse und Auswertungen der Messungen mit MPL und Vergleichsmethoden. Abschließend werden in Kap. 6 eine Zusammenfassung und ein Ausblick gegeben.

Zentraler Anspruch dieser Arbeit ist es, die Einsetzbarkeit der MPL-Methode für ein breites Spektrum an Silizium-Proben zu untersuchen. Dazu wird das in [1] verwendete einfache Modell für die Beschreibung der spektralen Antwort auf die verwendete rechteckförmige und sinusförmige Modulation untersucht. Es wird gezeigt, dass das bisherige Modell lediglich ein Spezialfall eines Modells ist, das sich aus der Lösung der linearisierten ambipolaren Diffusionsgleichung unter Berücksichtigung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten in den Randbedingungen ergibt.

Die je nach Dotierung und Anregungsdichte im 'Hochanregungsfall' auftretenden nichtlinearen Effekte erfordern eigentlich das Lösen der nichtlinearen ambipolaren

Diffusionsgleichung. Als Alternative für das Übergangsregime vom Nieder- zum Hochinjektionsregime wird ein nichtlinearer Ansatz als Erweiterung des bisherigen Modells präsentiert. Als weitere Alternative wird ein dispersives Modell präsentiert, das zur Beschreibung ungeordneter Systeme dient, die linearen und nichtlinearen spektralen Antworten aber ebenfalls darzustellen vermag. Von besonderem Interesse ist der Vergleich des einfachen Modells mit dem exakten Modell und den nichtlinearen Modellen.

Für Vergleichsmessungen werden frequenz- und zeitaufgelöste MPL untersucht. Weiterhin werden die mit MPL bestimmten Lebensdauern mit den aus stationärer Photolumineszenz und der verbreiteten induktiven Quasi-Statistischen Photoleitfähigkeit (QSSPC) bestimmten Lebensdauern verglichen. Abschließend wird untersucht, inwiefern MPL aus der Lebensdauer abgeleitete Aussagen über die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus bzw. der Leerlaufspannung V_{oc} ermöglicht.

2 Theorie

2.1 Rekombinationsdynamik im Halbleiter unter optischer Anregung

2.1.1 Relaxation und Lebensdauer

Betrachtet wird ein Wafer bestehend aus kristalinem Silizium in einem Wärmebad. Die Ladungsträgerkonzentrationen [cm^{-3}] im thermischen Gleichgewicht der freien Elektronen und Löcher mit n_0 und p_0 bezeichnet sind. Wird der Wafer lokal optisch angeregt, entstehen mit einer Generationsrate G [$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$] Überschussladungsträgerkonzentrationen Δn , Δp in Form von Elektron-Loch-Paaren. Diese gelangen nach einer charakteristischen Zeit durch verschiedene Rekombinationsprozesse gemäß der Rekombinationsrate R [$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$] wieder in den Grundzustand. Die strahlende Rekombination kann in Form von Photolumineszenz-Strahlung detektiert werden. Es stellt sich ein stationärer Nichtgleichgewichtszustand ein. Für die Dichten der Gesamtzahl der freien Ladungsträger gilt dann:

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (2.1)$$

$$p = p_0 + \Delta p. \quad (2.2)$$

Die mittlere Zeit zwischen Generation und Rekombination der Elektronen und Löcher

er wird als Lebensdauer τ [s] bezeichnet. Sie entspricht der mittleren Zeit zwischen Begegnungen von Rekombinationspartnern, bei der es zum Einfang kommt. Sie ist für Elektronen bestimmt durch die Dichte der Rekombinationspartner p_k (Löcher im Valenzband, lokalisierte Defektzustände, Strukturdefekte etc.), deren Einfangsquerschnitt q_k [cm²s] sowie der mittleren relativen Geschwindigkeit v_{nk} . Gemittelt über alle Ladungsträger im Band ergibt sich für die mittlere Lebensdauer der Elektronen:

$$\tau_{nk} = \frac{1}{\langle q_{nk}v_{nk} \rangle p_k} = \frac{1}{\gamma_{nk}p_k}, \quad (2.3)$$

wobei $\langle q_{nk}v_{nk} \rangle$ den Rekombinationskoeffizienten γ_{nk} [cm³s⁻¹] bezeichnet. Bei mehreren Sorten von Rekombinationszentren gilt für die Lebensdauer:

$$\frac{1}{\tau_n} = \sum_k \frac{1}{\tau_{nk}} = \sum_k \langle q_{nk}v_{nk} \rangle p_k = \sum_k \gamma_{nk}p_k. \quad (2.4)$$

Analog erfolgt die Herleitung der Lebensdauer von Löchern.

Für einige Modelle im Rahmen dieser Arbeit werden die Rekombinationsprozesse in der sogenannten effektiven Lebensdauer τ_{eff} zusammengefasst (vgl. z.B. [2]):

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{S_1 + S_2}{W}. \quad (2.5)$$

Hier ist τ_{bulk} die Volumenlebensdauer und S_1, S_2 die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten [cms⁻¹]. An den Oberflächen endet die periodische Struktur des Festkörpers. Durch das Fehlen von Nachbaratomen treten offene Bindungen (dangling Bonds) auf, die als Rekombinationszentren wirken und im Bereich der Bandlücke zusätzliche Energieniveaus bilden. Die Oberflächenatome können auch die Periodizität verletzende neue Bindungen untereinander eingehen, die ebenfalls zu Zuständen im Bereich der Bandlücke führen und als Einfangzentren fungieren. Die theoretische Beschreibung erfolgt mit Hilfe von Modellen von Shockley, Read und Hall (vgl. [3], [4]). Um diese Formen der Rekombination zu reduzieren, werden die offenen Bindungen mit geeigneten Passivierungsschichten abgesättigt. Die Volumenlebensdauer setzt sich zusammen aus Defekt-, Auger-, und strahlender Lebensdauer:

$$\frac{1}{\tau_{bulk}} = \frac{1}{\tau_{defect}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{rad}}. \quad (2.6)$$

Die beiden erstgenannten Lebensdauern sind durch nichtstrahlende Prozesse bestimmt. Die Defektrekombination ist auf Fremdatome, Fehlstellen und Dislokationen

zurückzuführen. Diese wirken als Rekombinationszentren und treten als Energieveins in der Bandlücke auf. Die Modellierung dieser Effekte erfolgt ebenfalls gemäß Shockley, Read und Hall (s.o.). Beim Auger-Prozess dient die durch Elektron-Loch-Rekombination frei-werdende Energie zur Anregung von Leitungsband-Elektronen oder Valenzband-Löchern. Diese hochangeregten Ladungsträger relaxieren dann unter mehrfacher Phononenanregung wieder in die Nähe der Bandkanten. Für die Raten gilt je nach Dotierung:

$$R_{Auger} = C_n n^2 p, \quad (2.7)$$

bzw.

$$R_{Auger} = C_p n p^2. \quad (2.8)$$

Bei der strahlenden Rekombination von Elektronen und Löcher werden Photonen der Energie in der Größenordnung der Bandlücke emittiert. Die Rate ist proportional zur Dichte der Ladungsträger:

$$R_{rad} = B n p, \quad (2.9)$$

mit dem Rekombinationskoeffizienten $B = 4,73 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (für Raumtemperatur $T = 300 \text{ K}$, vgl. [5]).

Zusammengefasst kann die Rekombinationsdynamik durch die ambipolare Diffusionsgleichung beschrieben werden:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D \nabla^2 n(x, t) - \frac{n(x, t)}{\tau} - B n(x, t)^2 - C_{Auger} n(x, t)^3 + G(x, t), \quad (2.10)$$

bzw. unter Zusammenfassung der Rekombinationsterme $R = R_{defect} + R_{rad} + R_{Auger}$:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} - D \nabla^2 n(x, t) = G(x, t) - R(x, t), \quad (2.11)$$

mit dem ambipolaren Diffusionskoeffizienten $D [\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}]$ und der Volumenlebensdauer τ . Im linearen Fall reduziert sich Gln. 2.10 auf folgende Form:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D \nabla^2 n(x, t) - \frac{n(x, t)}{\tau} + G(x, t). \quad (2.12)$$

Für die folgenden Betrachtungen werden die zur Rekombination $R = R_{defect} + R_{rad} + R_{Auger}$ gehörenden Anteile dieser Gleichung vereinfacht. Unter Annahme homogen verteilter Ladungsträgerdichten reduziert sich Gl. 2.11 mit $n(t) = n_0 + \Delta n(t)$ auf die einfache Form einer Ratengleichung:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{d\Delta n(t)}{dt} = G(t) - R(t), \quad (2.13)$$

Die Photolumineszenz hat ihren Ursprung in der strahlenden Rekombination R_{rad} und für die folgenden Betrachtungen wird als Ansatz gewählt:

$$R(t) = Bn(t)p(t). \quad (2.14)$$

Bezeichnet n_i die intrinsische Ladungsträgerkonzentration, so folgt mit $n_0 p_0 = n_i^2$ und $\Delta n = \Delta p$:

$$R(t) = B(n_0 + \Delta n(t))(p_0 + \Delta p(t)) = B(n_i^2 + \Delta n(t)(n_0 + p_0) + \Delta n(t)^2). \quad (2.15)$$

Für die Relaxation der Überschussladungsträger sind zwei Fälle zu unterscheiden: Nieder- und Hochanregungsfall (high- and low-level excitation).

Lineare Rekombination In diesem Fall, der auch als monomolekulare Rekombination bezeichnet wird, ist die Konzentration der erzeugten Überschussladungsträger klein gegenüber der Konzentration der Gleichgewichtsladungsträger ($\Delta n = \Delta p \ll (n_0 + p_0)$). Für die Zeitentwicklung der Überschussladungsträgerkonzentration gilt dann:

$$\frac{d\Delta n(t)}{dt} = G - \frac{\Delta n(t)}{\tau}. \quad (2.16)$$

Durch Trennung der Variablen und Integration wird die Relaxionskurve bei Einsetzung der optischen Anregung zum Zeitpunkt $t = 0$ bestimmt:

$$\Delta n(t) = G\tau(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad (2.17)$$

Diese enthält die Lebensdauer τ als Abklingkoeffizient und strebt für $t \rightarrow \infty$ gegen einen stationären Wert $\Delta n_{stat} = G\tau$. Setzt die optische Anregung zum Zeitpunkt $t = 0$ abrupt aus, so ergibt sich für den Abfall der Überschussladungsträgerkonzentration:

$$\Delta n(t) = G\tau e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (2.18)$$

Die Antwort des Halbleiters auf einen optischen Rechteckimpuls drückt sich also im exponentiellen Anwachsen und Abklingen der Überschussladungsträgerkonzentrationen mit einer Zeitkonstante τ aus, die der Lebensdauer entspricht. Hervorzuheben ist, dass die stationäre Überschussladungsträgerkonzentration im monomolekularen Fall proportional zur Stärke der optischen Anregung (Photonenflussdichte ϕ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]) ist:

$$\Delta n \sim G \sim \phi. \quad (2.19)$$

Quadratische Rekombination Im Hochanregungsfall, der auch als bimolekulare Rekombination bezeichnet wird, ist die Konzentration der erzeugten Überschussladungsträger groß gegenüber der Konzentration der Gleichgewichtsladungsträger ($\Delta n = \Delta p \gg (n_0 + p_0)$). Im Produkt der Ladungsträgerkonzentrationen dominiert das Quadrat der Überschussladungsträgerdichte. Für die Zeitentwicklung der Überschussladungsträgerkonzentration gilt dann:

$$\frac{d\Delta n(t)}{dt} = G - B(\Delta n(t))^2, \quad (2.20)$$

mit dem oben erwähnten bimolekularen Rekombinationskoeffizienten B . Die Ausführung der Integration analog zum Fall der monomolekularen Rekombination ergibt für den Anstieg der Überschussladungsträgerdichte folgendes Verhalten:

$$\Delta n(t) = \sqrt{\frac{G}{B}} \tanh(t\sqrt{BG}). \quad (2.21)$$

Für das Relaxationsverhalten im Abklingfall hingegen:

$$\Delta n(t) = \sqrt{\frac{G}{B}} \frac{1}{t\sqrt{BG} + 1}. \quad (2.22)$$

Die stationäre Überschussladungsträgerkonzentration im bimolekularen Fall hängt also von der Quadratwurzel der optischen Anregung ab:

$$\Delta n \sim \sqrt{G} \sim \sqrt{\phi}. \quad (2.23)$$

Die Symmetrie der exponentiellen Relaxation wie im monomolekularen Fall ist hier nicht mehr gegeben - während der Anstieg mit einem hyperbolischen Tangens erfolgt, ist das Abklingverhalten durch eine wesentlich langsamer abfallende Hyperbel bestimmt. Ebenfalls ist keine gemeinsame Zeitkonstante mehr gegeben. Die Lebensdauer beim bimolekularen Prozess hängt von der zeitabhängigen Überschussladungsträgerdichte ab und ist damit selbst zeitabhängig:

$$\tau(t) = \frac{1}{B\Delta n(t)} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{GB} \tanh(t\sqrt{G\gamma})} & \text{Anklingfall} \\ t + \frac{1}{\sqrt{GB}} & \text{Abklingfall} \end{cases} \quad (2.24)$$

Die Lebensdauer ändert ihren Wert während des Relaxationsprozess (in den Grenzfällen $t \rightarrow 0, \infty$ treten jedoch keine unendlichen Lebensdauern auf, denn sobald im An- und Abklingfall $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$ gilt, setzt gemäß 2.17 und 2.18 wieder exponentieller An- bzw. Abfall mit konstanter Lebensdauer ein). Weil in diesem und im allgemeinen Fall nicht von konstanten Lebensdauern auszugehen ist, sind gemäß [6] momentane Lebensdauern für an- und abklingende Überschussladungsträgerkonzentration einzuführen. Aus Gln. 2.16 kann der Momentanwert der Lebensdauer für An- und Abklingprozess bestimmt werden:

$$\tau(t) = \begin{cases} \frac{\Delta n(t)}{G - \frac{d\Delta n(t)}{dt}} & \text{Anklingfall} \\ -\frac{\Delta n(t)}{\frac{d\Delta n(t)}{dt}} & \text{Abklingfall} \end{cases} \quad (2.25)$$

Für $\frac{d\Delta n(t)}{dt} = 0$ ergibt sich aus dem Anklingfall in Gln. 2.25 die Lebensdauer im stationären Zustand: $\tau_{stat} = \frac{\Delta n(t)}{G}$.

2.1.2 Effektive Lebensdauer und Quasi-Ferminiveau-Aufspaltung/ V_{oc}

Für eine monochromatische Anregung der Leistungsdichte P [mWcm^{-2}] beträgt die Photonenflussdichte ϕ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]:

$$\Phi = \frac{\lambda}{hc} P. \quad (2.26)$$

Mit der Reflektivität R die (zwischen 0.2 und 0.3 für glatte und 0 für texturierte Wafer) und der Waferdicke W beträgt die mittlere Generationsrate

$$G \approx \Phi \frac{1 - R}{W}. \quad (2.27)$$

Für die Überschussladungsträger gilt:

$$\Delta n = \Delta p = G\tau_{eff}. \quad (2.28)$$

Bedingt durch die optische Anregung herrscht zwischen den Elektronen und Löchern kein thermodynamisches Gleichgewicht mehr und es bilden sich separate Quasi-Ferminiveaus E_{fe} , E_{fh} [eV], die wie folgt definiert sind:

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_{fe} - E_i}{k_B T}\right), \quad (2.29)$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{fh}}{k_B T}\right). \quad (2.30)$$

Es bezeichnen n_i die intrinsische Ladungsträgerkonzentrationen und E_i das intrinsische Ferminiveau im undotierten Halbleiter. Aus dem Produkt der beiden Ladungsträgerkonzentrationen ergibt sich:

$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{fe} - E_{fh}}{k_B T}\right) = n_i^2 \exp\left(\frac{\mu_f}{k_B T}\right). \quad (2.31)$$

Die Aufspaltung der Quasi-Ferminiveaus ist also gegeben durch die Größe μ_f [eV]. Diese experimentell zugängliche Größe gibt zugleich einen oberen Grenzwert für die Leerlaufspannung V_{oc} [V] für halbleitendes Material an:

$$V_{oc} = \frac{\mu_f}{q} = \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{np}{n_i^2}\right) = \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p)}{n_i^2}\right). \quad (2.32)$$

In einem p-dotierten Halbleiter ist die thermische Gleichgewichtskonzentration durch die Konzentration der Akzeptoren bestimmt, also $p_0 = N_A \gg n_0$. Mit $\Delta p = \Delta n$ und $N_A \gg n_0$ folgt näherungsweise:

$$V_{oc} = \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_A \Delta n + \Delta n^2}{n_i^2}\right). \quad (2.33)$$

Für Niedrig- und Hochanregungsfall kann für die Leerlaufspannung weiterhin genähert werden:

$$V_{oc}(\Delta n) \sim \begin{cases} k_B T \ln(\Delta n) & \Delta n \ll N_A \\ 2k_B T \ln(\Delta n) & \Delta n \gg N_A \end{cases} \quad (2.34)$$

Durch Umstellen von Gleichung 2.31 folgt andererseits:

$$\begin{aligned}
0 &= np - n_i^2 \exp\left(\frac{\mu_f}{k_B T}\right) \\
&= \Delta n^2 + n_i^2 \left(1 - \exp\left(\frac{\mu_f}{k_B T}\right)\right) + (n_0 + p_0) \Delta n + n_i^2 \left(1 - \exp\left(\frac{\mu_f}{k_B T}\right)\right) \\
&\Leftrightarrow \\
\Delta n &= -\frac{(n_0 + p_0)}{2} + \sqrt{\frac{(n_0 + p_0)^2}{4} - n_i^2 \left(1 - \exp\left(\frac{\mu_f}{k_B T}\right)\right)} \\
&\approx -\frac{N_A}{2} + \sqrt{\frac{N_A^2}{4} - n_i^2 \left(1 - \exp\left(\frac{\mu_f}{k_B T}\right)\right)}
\end{aligned} \tag{2.35}$$

Mit Gleichung 2.28 ergibt sich die effektive Lebensdauer daraus zu $\tau_{eff} = \Delta n/G$. Für den Zusammenhang zwischen Leerlaufspannung und effektiver Lebensdauer gilt insbesondere:

$$V_{oc} \sim \ln(\tau_{eff}). \tag{2.36}$$

2.2 Modulierte Photolumineszenz

2.2.1 Grundlegendes zur Modulierten Photolumineszenz

Die modulierte Photolumineszenz basiert auf dem in Kap. 2.1.1 beschriebene Relaxationsverhalten der Überschussladungsträgerkonzentration. Jedoch wird die stationäre Anregung (Bias) mit der Frequenz ω zeitlich-periodisch moduliert. Für die Generation gilt dann:

$$\Delta G(t) = \Delta G_0 + \Delta G_1 \exp(i\omega t). \tag{2.37}$$

Die Überschussladungsträgerdichte oszilliert dann in erster Näherung ebenfalls mit der Frequenz ω , ist jedoch bedingt durch die in Kap. 2.1 eingeführte Relaxation der Überschussladungsträgerdichte gegenüber der Anregung phasenverschoben:

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 + \Delta n_1(\omega) \exp(i(\omega t + \varphi(\omega))), \tag{2.38}$$

mit der frequenzabhängigen Amplitude Δn_1 und der Phasenverschiebung φ .

2.2.2 Phasensensitive Detektion

Für geringe Anregung und hohe Frequenzen ist das MPL-Signal im Allgemeinen vom Umgebungsrauschen nur schwer zu separieren. Daher wird ein Lock-In Verstärker zur phasensensitiven Detektion von spektraler Amplitude und Phase verwendet. Zur Detektion benötigt der Lock-In als Eingangsinformationen das Antwortsignal $S(t) = V_S \sin(\omega_S t + \phi_S)$ und das anregende Referenzsignal $r(t) = V_r \sin(\omega_r t + \phi_r)$, mit den Amplituden $V_{S,r}$, den Kreisfrequenzen $\omega_{S,r}$ und den Phasen $\phi_{S,r}$. Ein Multiplikator multipliziert Antwort und Referenz:

$$\begin{aligned} V_{PSD} &= V_S V_r \sin(\omega_S t + \phi_S) \sin(\omega_r t + \phi_r) \\ &= \frac{1}{2} V_S V_r \cos((\omega_S - \omega_r)t + \phi_S - \phi_r) - \\ &\quad \frac{1}{2} V_S V_r \cos((\omega_S + \omega_r)t + \phi_S + \phi_r) \end{aligned} \quad (2.39)$$

Nach Integration und Tiefpassfilterung verbleibt allein der Anteil des Signals mit $\omega_S = \omega_r$. Mit der Phasendifferenz $\phi = \phi_S - \phi_r$. Amplitude U und Phase ϕ können über die In-Phase-Komponente (IP) und die Out-of-Phase-Komponente (OP) (auch X-/Y-Kanal genannt) bestimmt werden. Sie entsprechen Real- und Imaginärteil des fouriertransformierten gefilterten Signalanteils:

$$S_{IP}(\omega) = \frac{2}{T} \int_0^T S(t) \cos(\omega t) dt, \quad (2.40)$$

$$S_{OP}(\omega) = \frac{2}{T} \int_0^T S(t) \sin(\omega t) dt, \quad (2.41)$$

mit $T = \frac{2\pi}{\omega}$, wobei $\omega = 2\pi f$ Kreisfrequenz sei. Daraus folgt für das Amplituden- und Phasenspektrum:

$$U(\omega) = \sqrt{S_{IP}(\omega)^2 + S_{OP}(\omega)^2}, \quad (2.42)$$

$$\phi(\omega) = \tan^{-1} \left(\frac{S_{OP}(\omega)}{S_{IP}(\omega)} \right). \quad (2.43)$$

Bei der LockIn-Detektion von Phase und Amplitude stellt sich die Frage, welche Modulationsmuster geeignet sind. So bieten sich beispielsweise sinus-, rechteck- oder

dreieckförmige Modulation an. Für ersteres ist sofort offensichtlich, dass ein Signalanteil mit der Kreisfrequenz ω herausgefiltert wird. Für die letztgenannten Signalformen sind die Fourierreihen zu betrachten, deren Glieder jeweils proportional zu $\sin((2n - 1)\omega t)$ ($n \in \mathbb{N}$) sind. So stellt sich die Fourierreihe des Rechtecksignals wie folgt dar:

$$f(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin((2n - 1)\omega t)}{2n - 1}, \quad (2.44)$$

Bei Filterung bzw. Berechnung der IP- und OP-Komponenten gemäß Gln. 2.40, 2.41 werden jedoch nur die fundamentalen Komponenten für $n = 0$, also die $\sin(\omega t)$ -Glieder erkannt. Während sich bei der Phase für diese Signalformen keine Unterschiede ergeben, ist dies für die Amplitude nicht der Fall (s.u.). Im Rahmen dieser Arbeit wurde sich auf Rechteck- und Sinusmodulation beschränkt.

2.2.3 Modell für lineare Rekombination

Wie in Kap. 2.1.1 für den Fall der monomolekularen Rekombination beschrieben, ist die stationäre Anregung so gewählt, dass $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$ ist. Die stationäre Anregung bewirkt einen stationären Generationsterm $\Delta G = \frac{\Delta n}{\tau}$.

Sinusmodulation Für sinusartige Modulation lautet die Generationsrate für die Überschussladungsträger:

$$\Delta G(t) = \Delta G_0 + \Delta G_1 \sin(\omega t), \quad (2.45)$$

so dass die Ratengleichung lautet:

$$\frac{d\Delta n(t)}{dt} = \Delta G_0 + \Delta G_1 \sin(\omega t) - \frac{\Delta n(t)}{\tau}. \quad (2.46)$$

Die Lösung dieser Gleichung ergibt für die zeitabhängige Überschussladungsträgerdichte:

$$\Delta n(t) = \Delta G_0 \tau \left(1 - \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{1 + (\omega \tau)^2} \right) + \Delta G_1 \tau \frac{\sin(\omega t) + \omega \tau (e^{-\frac{t}{\tau}} - \cos(\omega t))}{1 + (\omega \tau)^2}. \quad (2.47)$$

Nach der durch die Exponentialterme bestimmten Einschwingzeit (vgl. Anstiegsverhalten in Kap. 2.1.1) reduziert sich Gln. 2.47 auf:

$$\Delta n(t) = \Delta G_0 \tau + \Delta G_1 \tau \frac{\sin(\omega t + \arctan(\omega \tau))}{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2}}. \quad (2.48)$$

Aus diesem Ausdruck können die zur spektrale Amplitude und spektrale Phase direkt herausgelesen werden:

$$\Delta n_1(\omega) = \frac{\Delta G_1 \tau}{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2}}, \quad (2.49)$$

$$\varphi(\omega) = -\arctan(\omega \tau) \Leftrightarrow \tan(\varphi) = -\omega \tau. \quad (2.50)$$

Der Tangens der Phase hängt also linear von der Frequenz ab. Die Lebensdauer tritt als Steigungsfaktor auf. Alternativ kann die Amplitude über die Phase ausgedrückt werden:

$$\Delta n_1(\omega) = \Delta G_1 \tau \cos(\varphi). \quad (2.51)$$

Dieses lineare Modell wird im Folgenden auch häufig als 'einfaches Modell' (simple model - s.m.) bezeichnet.

Rechteckmodulation Unter Beachtung des in Kap. 2.1.1 für einen rechteckförmigen Anregungspuls beschriebenen Relaxationsverhalten wird an dieser Stelle die sich ergebende spektrale Amplitude direkt angegeben (vgl. dazu [6] und [?]):

$$\Delta n_1(\omega) = \Delta G_1 \tau \tanh\left(\frac{\pi}{2\omega \tau}\right). \quad (2.52)$$

Für die spektrale Phase ergibt sich bei phasensensitiver Detektion des ebenfalls sinusförmigen Gliedes der ersten Harmonischen in 2.44 der gleiche Ausdruck wie in Gln. 2.50. Während die spektralen Amplituden sich laut Theorie unterscheiden, ist die spektrale Phase für die beiden Modulationsmuster Sinus- und Rechteckform also gleich.

2.2.4 Lineares Modell mit Oberflächenparametern

Für den Fall linearer Rekombination wird von Orgeret [13] und Sanii [14] ein Modell vorgeschlagen, in dem die Oberflächen besondere Berücksichtigung erfahren. Im Niederanregungsfall reduziert sich Gln. 2.10 auf die Kontinuitätsgleichung. Diese wird im eindimensionalen Fall für die Überschussladungsträgerkonzentration aufgestellt:

$$\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} = D \nabla^2 \Delta n(x, t) - \frac{\Delta n(x, t)}{\tau_{bulk}} + G(x, t), \quad (2.53)$$

die mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} D \frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} &= S_1 \Delta n(0, t) \\ - D \frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=W} &= S_2 \Delta n(W, t) \end{aligned}, \quad (2.54)$$

gelöst wird. Für periodisch modulierte Anregung und Lock In-Detektion bietet sich eine Lösung im Komplexen an. Die Generationsrate wird als Fourierreihe dargestellt: $G(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m e^{im\omega t} e^{-\alpha x}$ (mit dem Absorbtionskoeffizienten α [cm^{-1}]) und es folgt für die Fourierentwicklung der lokalen Anregungsdichte:

$$\Delta n(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Delta n_m^*(x, \omega) e^{im\omega t}, \quad (2.55)$$

bzw. für die über den Wafer der Dicke W integrierte Anregungsdichte:

$$\Delta N(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^W \Delta n_m^*(x, \omega) e^{im\omega t} dx \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Delta N_m^*(x, \omega) e^{im\omega t}, \quad (2.56)$$

Bei Lock In-Detektion der ersten Harmonischen wird nur die erste Fourierkomponente ($m = 1$) betrachtet. Ist τ_{bulk} die Volumenlebensdauer, so wird $\tau_1(\omega) = \frac{\tau_{bulk}}{1+i\omega\tau_{bulk}}$ als komplexer frequenzabhängiger Volumenelebensdauer-Parameter eingeführt. Mit der entsprechend komplexen und frequenzabhängigen Diffusionslänge $L_1(\omega) = \sqrt{D\tau_1(\omega)}$ folgt für die ersten Komponenten der fourierentwickelten lokalen und integrierten Anregungsdichte:

$$\Delta n_1^*(x, \omega) = \frac{G_1 (C_1 e^{(x-W)/L_1} + C_2 e^{-(x-W)/L_1} - e^{\alpha x})}{D \left(\alpha^2 - \frac{1}{L_1^2} \right)}, \quad (2.57)$$

bzw.

$$\Delta N_1^*(\omega) = \frac{G_1 \left(\alpha L_1 C_1 \left(1 - e^{-\frac{W}{L_1}} \right) - \alpha L_1 C_2 \left(1 - e^{\frac{W}{L_1}} \right) - (1 - e^{-\alpha W}) \right)}{D \left(\alpha^2 - \frac{1}{L_1^2} \right)}, \quad (2.58)$$

mit

$$C_1 = \frac{1}{2} \frac{(\alpha D + S_1) \left(\frac{D}{L_1} - S_2 \right) - (\alpha D - S_2) \left(\frac{D}{L_1} + S_1 \right) e^{-W(\alpha - \frac{1}{L_1})}}{\left(\frac{D^2}{L_1^2} + S_1 S_2 \right) \sinh\left(\frac{W}{L_1}\right) + \frac{D}{L_1} (S_1 + S_2) \cosh\left(\frac{W}{L_1}\right)}, \quad (2.59)$$

$$C_2 = \frac{1}{2} \frac{(\alpha D + S_1) \left(\frac{D}{L_1} + S_2 \right) - (\alpha D - S_2) \left(\frac{D}{L_1} - S_1 \right) e^{-W(\alpha + \frac{1}{L_1})}}{\left(\frac{D^2}{L_1^2} + S_1 S_2 \right) \sinh\left(\frac{W}{L_1}\right) + \frac{D}{L_1} (S_1 + S_2) \cosh\left(\frac{W}{L_1}\right)}. \quad (2.60)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird die mittels Lock-In-Messung detektierte spektrale Amplitude als proportional zu $\|\Delta N_1(\omega)\|$ angenommen und die Phase mit der Relation $\phi(\omega) = \tan^{-1} \left(\frac{\Im(\Delta N_1(\omega))}{\Re(\Delta N_1(\omega))} \right)$ ermittelt. Die effektive Lebensdauer ist in diesem Modell nicht explizit enthalten, sondern wird aus den Parametern τ_{bulk} , S_1 und S_2 zu $\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{S_1 + S_2}{W}$ bestimmt. Für den Grenzfall $S_1 = S_2 = 0$ ergibt sich gerade $\tan(\phi) = -\omega \tau_{bulk}$, also das lineare Modell in Kap. XX. In Kap. XY wird untersucht, unter welchen Bedingungen dieser Grenzfall bei Niederanregung noch eine gute Näherung darstellt.

2.2.5 Modell für quadratische Rekombination

Für die bimolekulare Rekombination ($\Delta n \gg (n_0 + p_0)$) gibt es keine analytischen Lösungen für die Ladungsträgerdichten bzw. spektrale Phase und Amplitude. Erforderlich sind numerische Lösungen oder geeignet vereinfachte Ansätze für Gln. 2.10. Da im Rahmen dieser Arbeit auch der Übergangsbereich vom Nieder- zum Hochanregungsfall untersucht wird, erfolgt die Herleitung einer Näherungslösung analog zu einem Ansatz von Guidotti [12], jedoch unter Annahme einer variablen Amplitude ($G_1 \leq G_0$). Dazu wird Gln. 2.10 linearisiert und für sphärische Koordinaten gelöst. Die effektive Lebensdauer setzt sich aus strahlendem und nichtstrahlendem Anteil zusammen: $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}}$. Mit $\theta(\omega) := \arctan(\omega\tau)$, $L := \sqrt{D\tau}$ und $\Lambda(\omega) := (1 + (\omega\tau)^2)$ ergibt sich für die Überschussladungsträgerdichte als Lösung:

$$\Delta n(r, t) = \frac{G_0 e^{-Lr}}{8\pi D r} + \frac{G_1 \cos(r \sin(\frac{1}{2}\theta)) L \Lambda^{\frac{1}{4}} - \omega t e^{-L \Lambda^{\frac{1}{4}} \cos(\frac{1}{2}\theta) r}}{8\pi D r}. \quad (2.61)$$

Das mittels Lock-In-Detektion zugängliche Signal ist proportional zur totalen Rate der strahlenden Rekombination. Um den Übergang zum Hochanregungsfall, d.h. bimolekulare Rekombination mitzuberechnen wird mit Hilfe der linearen Lösung 2.53 unter Hinzunahme eines quadratischen Terms folgende Näherung verwendet:

$$R(t) = \int_0^\infty \left(\frac{\Delta n(r, t)}{\tau_R} + B\Delta n(r, t)^2 \right) 4\pi r^2 dr. \quad (2.62)$$

Der erste Term geht auf die Donator/Akzeptordichte im Halbleiter zurück (dies in vorherigen Kap. ausführen), während der zweite Term die Dichte der durch äußere Anregung erzeugten Zustandsdichten der Elektronen und Löcher gemäß Gln. 2.9 mit dem Koeffizienten für strahlende Rekombination B . Die Ortsintegration wird ausgehend von einer Punktquelle über einen unendlich ausgedehnten Halbleiter durchgeführt. Fouriertransformation zur Bestimmung der LockIn-Komponenten $S_{IP} = \frac{2}{T} \int_0^T R(t) \cos(\omega t) dt$, $S_{OP} = \frac{2}{T} \int_0^T R(t) \sin(\omega t) dt$ liefert mit Gln. 2.43 für die spektrale Phase:

$$\begin{aligned} \phi(\omega) &= -\tan^{-1} \left(\frac{S_{OP}(\omega)}{S_{IP}(\omega)} \right) = \\ &= \frac{\sin(\frac{1}{2}\theta) \left(G_0 B \Lambda^{\frac{3}{4}} L \tau_R + 8\pi D \cos(\frac{1}{2}\theta) (1 + \sqrt{\Lambda} + 2\Lambda^{\frac{1}{4}} \cos(\frac{1}{2}\theta)) \right)}{G_0 B \sqrt{\Lambda} L \tau_R (1 + \Lambda^{\frac{1}{4}} \cos(\frac{1}{2}\theta)) - 4\pi D (1 - 2 \cos(\frac{1}{2}\theta)^2) (1 + \sqrt{\Lambda} + 2\Lambda^{\frac{1}{4}} \cos(\frac{1}{2}\theta))} \end{aligned} \quad (2.63)$$

Dieser Ausdruck enthält neben der strahlenden Lebensdauer τ_R implizit (in θ , Λ und L) die effektive Lebensdauer τ . Ebenso lässt sich mit Gln. 2.42 die spektrale Amplitude bestimmen. Der Ausdruck für diese ist jedoch etwas komplizierter und im Anhang aufgeführt (s. Anhang). Für die strahlende Lebensdauer gilt: $1/\tau_R = B(n_0 + p_0 + \Delta n)$ wobei die Anregungsdichte Δn gemittelt ist. Im Unterschied zum linearen Modell geht gemäß Gln. 2.54 unter Berücksichtigung eines zum Quadrat der Überschussladungsträgerdichte proportionalen Terms ($B\Delta n^2$) auch die Generationsrate G_0 quadratisch in die strahlende Rekombination ein und es entstehen zusätzliche Mischterme, die spektral mit (ω) und 2ω variieren. Bei der LockIn-Detektion werden jedoch nur Komponenten der ersten Harmonischen (ω) gemessen. Während die spektrale Phase im linearen Modell allein durch die effektive Lebensdauer τ bestimmt ist, wirkt sich bei Erweiterung mit einem Korrekturterm neben den Parametern B , D , τ_R auch die Generationsrate G_0 aus. Die spektrale Amplitude besitzt eine ähnlich komplizierte Abhängigkeit. Bei dieser Herleitung handelt es sich lediglich um einen Ansatz und keine exakte Lösung. In Kap. XX ist dargelegt, dass dieser Ansatz das Übergangsregime zum Hochanregungsfall zu beschreiben vermag. Dennoch ist zu betonen, dass die Herleitung physikalisch nicht plausibel erscheint. Eine Mittelung über $Bnp \approx B((n_0 + p_0)\Delta n + \Delta n^2)$ zur Bestimmung der Rate der strahlenden Rekombination enthält bereits einen quadratischen Term. Eine Ersetzung mit $1/\tau_R = B(n_0 + p_0 + \Delta n)$ zu $Bnp \approx \Delta n/\tau_R$ wäre nur gerechtfertigt, wenn τ_R bereits ein gemittelttes Δn enthalten würde. Da der Ansatz durch diese eigentlich

ungerechtfertigte Substitution mit einem konstanten Parameter linearisiert wird, erfolgt die Ergänzung des quadratischen Zusatzterm ($B\Delta n^2$), der gemäß den Darstellungen in Kap. XX und den Messergebnissen in Kap. YY das nichtlineare Verhalten des Tangens der spektralen Phase beschreibt.

2.2.6 Dispersives Modell

Eine weiteres Modell, welches von einer Verteilungsfunktion von Lebensdauern ausgeht, ist das sogenannte dispersive Modell. Herkömmliche Anwendung ist die Beschreibung von Relaxationsprozessen in amorphen und glasartigen Materialien. Bei periodischer Anregung hängt die Antwort des Systems von der fraktalen Potenz der Modulationsfrequenz ω ab. Bezeichnet $\delta_{disp} \in [0, 1]$ den i.A. nichtganzzahligen Dispersionsparameter und τ_0 die mittlere Lebensdauer, so ergibt sich für die komplexwertige Antwort:

$$\Delta n_1^*(\omega) = \frac{G_1 \tau_0}{1 + (i\omega\tau_0)^{\delta_{disp}}}. \quad (2.64)$$

Ausgehend von Lock In-Detektion wird aus dieser komplexen Größe der zur spektralen Amplitude proportionale Betrag gebildet:

$$\|\Delta n_1^*(\omega)\| = \frac{G_1 \tau_0}{\sqrt{(\omega\tau_0)^{2\delta_{disp}} + 2(\omega\tau_0)^{\delta_{disp}} \cos(\frac{\pi}{2}\delta_{disp}) + 1}}. \quad (2.65)$$

Die spektrale Phase wird entsprechend gebildet:

$$\phi(\omega) = -\tan^{-1} \left(\frac{(\omega\tau_0)^{\delta_{disp}} \sin(\frac{\pi}{2}\delta_{disp})}{1 + (\omega\tau_0)^{\delta_{disp}} \cos(\frac{\pi}{2}\delta_{disp})} \right). \quad (2.66)$$

Der Parameter τ_0 ist in diesem Zusammenhang als mittlere Lebensdauer zu verstehen. Der Dispersionsparameter δ_{disp} ermöglicht die Bestimmung der fraktalen Dimension des Konfigurationsraums (vgl. [17]). Für den Grenzfall $\delta_{disp} = 0$ folgt für die spektrale Amplitude $\|\Delta n_1^*\| = \frac{G_1 \tau_0}{4}$ und für die Phase $\phi = 0$. Dies entspricht dem Maximum an Unordnung. Für $\delta_{disp} = 1$ folgt für die Amplitude $\|\Delta n_1^*\| = \frac{G_1 \tau_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau_0)^2}}$ und für die Phase: $\tan(\phi) = -\omega\tau_0$, also wieder das einfache Modell gemäß Gln. 2.42 und 2.43.

Die Herleitung der zugeordneten Verteilungsfunktion erfolgt mit einer sogenannten Stieltjes-Transformation (vgl. [15] und [16]):

$$\begin{aligned}
G(\ln(\tau)) &= \frac{1}{2\pi i G_1 \tau_0} \left(\Delta n \left(\frac{e^{-i\pi}}{\tau} \right) - \Delta n \left(\frac{e^{i\pi}}{\tau} \right) \right) \\
&\Rightarrow \\
G(\ln(\tau)) &= \frac{1}{2\pi} \frac{\sin(\alpha\pi)}{\cosh \left(\alpha \ln \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right) \right) + \cos(\pi\alpha)}.
\end{aligned} \tag{2.67}$$

Die Breite der resultierenden Verteilung ist durch den dispersiven Koeffizienten bestimmt. Im linearen Fall ($\delta_{disp} = 1$) ergibt sich eine scharfe Verteilung in Gestalt der Delta-Distribution. Für den nichtlinearen Fall ($\delta_{disp} < 1$) wird die Verteilung breiter. Der Verlauf ist in Kap. XX Simulationsergebnisse dargestellt. Auch wenn in dieser Arbeit zumindest das Volumenmaterial der untersuchten Proben aus kristallinem Silizium besteht, kann das vom linearen Modell 2.42, 2.43 bzw. 2.61 abweichende nichtlineare Verhalten insbesondere des Tangens der spektralen Phase durch dieses dispersive Modell ebenfalls beschrieben werden, wie in Kap ZZ gezeigt wird. Dennoch muss konstatiert werden, dass dieses Modell nur unwesentlich mehr Physik bietet als das einfache Modell gemäß 2.42, 2.43. Es enthält eine mittlere Lebensdauer, die wenigstens im Grenzfall $\delta_{disp} = 1$ der effektiven Lebensdauer entspricht, die weitere Physik ist jedoch im Dispersionsparameter vermenget.

3 Proben

3.1 Wafer

Es werden hauptsächlich p-dotierte kristalline Silizium-Wafer (c-Si) mit unterschiedlicher Passivierung untersucht. Die Dotierung ist so gewählt, dass sowohl Niedrig-, als auch Hochanregungsfall untersucht werden können ($1 \Omega\text{cm}$ bzw. $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $14 \Omega\text{cm}$ bzw. $N_A = 0,9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Eine Übersicht ist in Tab. 3.1 gegeben

Tabelle 3.1: Übersicht über die untersuchten Proben

Bezeichnung	Name	Dotierung / Ωcm	Passivierung	Dicke / μm
PWL1a	16er1	(p) 18	(i)pm-Si:H/(n)a-Si:H/	290
PWL1b	16er2	(p) 18	(i)pm-Si:H/(n)a-Si:H	290
PWH1a	ISE3a	(p) 1	(i) a:Si	250
PWH1b,c	ISE3b,c	(p) 1	(i) a:Si	250
PWH2	SiN	(p) 1	SiN _x	250
PWH3	304b	(p) 1	(i)a-Si:H	250
PWH4	1642b	(p) 1	(i)a-Si:H	250
PWH5	SiC	(p) 1	SiC	250
PCH1a	F080606-B	(p) 1	(n)a-Si:H/(i)a-Si:H	250
PCH1b	F080606-G	(p) 1	(n)a-Si:H/(i)a-Si:H	250
PCH2	F070417	(p) 1	(n)a-Si:H/(i)a-Si:H	250
PCH3	Zelle S0	(n) 1	(p)a-Si:H/(i)a-Si:H	250

3.2 Zellen

Es werden Zellen mit Rückkontakt und transparenten, leitfähigen Oxiden (transparent conducting oxide - TCO) als Frontkontakt untersucht. Die Proben sind damit nicht mehr symmetrisch.

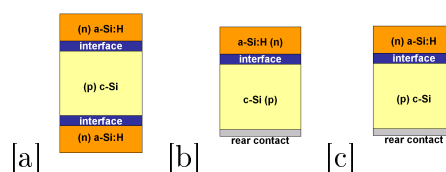


Abbildung 3.1: Skizzen der Probengeometrie der Wafer und Zellen

4 Messtechnische Umsetzung

4.1 Modulierte Photolumineszenz

4.1.1 LockIn-Messung

Der Versuchsaufbau für die modulierte Photolumineszenz ist in Abb. fig:Versuchsaufbau1 skizziert. Zur optischen Anregung werden zwei GaAlAs-Laserdioden (LD) vom Typ HL7851G der Wellenlänge $\lambda = 785 \text{ nm}$ verwendet. Sie erzeugen im Normalbetrieb (110 mA Laserdiodenstrom) eine maximale Photonenflussdichte von etwa $\Phi \approx 6\text{-}9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Modulation des Laserstrahls kann einerseits mit einem mechanischen Chopper, der den Strahl in eine Folge von Rechteckpulsen zerlegt erfolgen. Andererseits kann mit einem separaten Funktionsgenerator über einen Laserdioden-Controller (LDC) sinusmodulierte Laserstrahlung mit beliebiger Amplitude erzeugt werden. Praktisch wird der im Lock In-Verstärker integrierte Funktionsgenerator zur Erzeugung eines Sinussignals verwendet, dessen Amplitude ca. 10 % des stationären Photostroms entspricht. Die Anregung der Probe erfolgt lokal mit einem kleinen Spot von etwa 2-3 mm Durchmesser. Die von der Probe emittierte Photolumineszenz-Strahlung wird in Transmissionsrichtung von der InGaAs-Photodiode DET410 (PD1) detektiert. Ein cut off-Filter zwischen Probe und PD1 filtert etwaige Reste der Anregungslaserstrahlung heraus. In Reflexionsrichtung in etwa 45° zur optischen Achse ist eine zweite InGaAs-Photodiode (PD2) mit cut off-Filter installiert, die ebenfalls zur Detektion der Photolumineszenzstrahlung dient. Durch die Verwendung von Photodioden auf beiden Seiten der Probe sind Vergleichsmessungen möglich. Ein weiterer Grund für den Einsatz von PD2 ist jedoch, dass Wafer und Zellen mit Rückkontakt nicht in Transmissionsrichtung vermessen werden können. Die Position von PD2 darf nicht im Einstrahlwinkel des Lasers erfolgen, da ansonsten der reflektierte Anteil der Anregungsstrahlung die Photolumineszenzstrahlung überlagert. Die Photonenflussdichte wird bei anregungsabhängigen über Neutraldichte-Filter (ND) variiert. Zur Messung des Photonenstroms stehen ein Powermeter sowie eine Siliziumphotodiode (BPX66) zur Verfügung, die im Versuchsaufbau nicht fest installiert sind, sondern bei Bedarf am Ort der Probe stationiert werden. Vor Auswertung durch den Lock In-Detektor wird das Photodiodensignal mit einem Vorverstärker (amplifier) verstärkt. Mit dem Lock In werden gemäß Kap. 2.2.2 spektrale Amplitude und Phase der ersten Harmonischen gemessen. Das Referenzsignal mit der Modulationsfrequenz $\omega = 2\pi f$ erhält der Lock In wahlweise intern aus dem geräteeigenen Funktionsgenerator oder von einem externen Funktionsgenerator

zur Steuerung des Laserdioden-Controllers oder des Choppers. Ein Computer (PC) mit Labview-Mess-Software ermöglicht automatisierte Messungen für vorgegebene Frequenzbereiche und Amplituden. Bei jeder Messung werden Modulationsfrequenz ω [s⁻¹], Amplitude U [V] und Phase ϕ [deg.] erfasst und gespeichert.

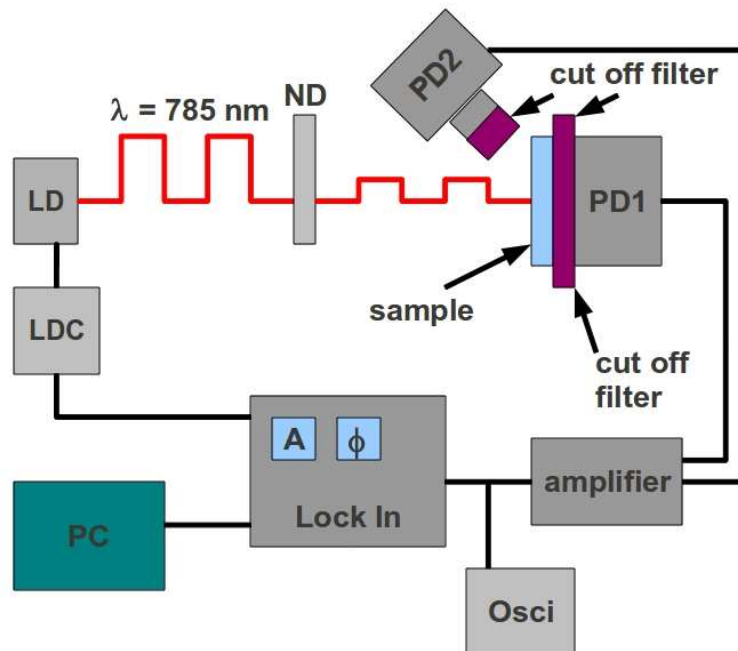


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau

4.1.2 Kalibrierung und Korrekturfunktion

Korrekturfunktion Für die Messkomponenten, insbesondere Vorverstärker und die verwendeten Photodioden sind gewisse Zeitkonstanten zu berücksichtigen. In Abbildung 4.2 sind exemplarisch für die beiden verwendeten Vorverstärker (OP1, OP2) die Phasenspektren gemessen mit einer Silizium-Photodiode (PD2) mit und einer Silizium-Photodiode (BPX66) ohne dem bei regulären Messungen verwendeten cut-off-Filter dargestellt. Es zeigt sich, dass Vorverstärker OP1 einen größeren Beitrag zur Phase liefert als OP2. Zusätzlich sorgt der cut off-Filter bei beiden Verstärkern für eine Phasenverschiebung. Die Gerätezeitkonstante beider Vorverstärker sollte bei 60 liegen. Die Korrektur der gemessenen Probenspektren erfolgt mit Hilfe der Gerätespektren durch Subtraktion der Gerätephase. Eine Korrektur der Amplitude wird für nicht notwendig befunden, da diese im spektralen Verlauf maximal um weniger als 2% variiert und bei den ohnehin stärker fehlerbehafteten Amplitudenspektren nicht ins Gewicht fällt. Grundsätzlich beeinflusst der Fehler den niederfrequenten Bereich stärker, da sich die Phase dort stärker und nichtlinear ändert,

während für den hochfrequenten Bereich der Offset sich mit wesentlich schwächer nahezu linear ändert. Für das einfache Modell nach Gln. 2.50 ist diese Korrektur besonders wichtig, da die niedrigen Frequenzen aufgrund des zu erfüllenden Nulldurchgangs des linear verlaufenden Tangens der Phase sehr maßgeblich sind. Nach der Phasenkorrektur mit den Gerätefunktionen muss außerdem der Phasenoffset bei $\omega = 0 \text{ s}^{-1}$ beseitigt werden. Die Messungen beginnen jedoch erst ab ca. 20-35 Hz, da für kleinere Frequenzen keine stabile Messung möglich ist. Durch Extrapolation des korrigierten Phasenspektrums bis 0 Hz bei der Datenauswertung wird der Offset ermittelt und von den Daten abgezogen.

Kalibrierung Prinzipiell ist MPL im Niederanregungsfall, wenn die Beziehung $\tan(\phi) = -\omega\tau_{eff}$ erfüllt ist, bei einer festen Frequenz ω_1 möglich: $\tau_{eff} = -\frac{\tan(\phi)}{\omega_1}$. Dafür muss allerdings $\phi(\omega = 0) = 0$ erfüllt werden, d.h. der Phasenoffset muss beseitigt werden. Die Lock In-detektierte Phase wird dazu bei etwa 20 Hz auf Null gesetzt. Wie die Korrekturfunktion in Abb. ?? zeigen, verläuft die Gerätephase in diesem Bereich jedoch nichtlinear. Zur besseren Kalibrierung kann auch einmalig ein Spektrum der Probe aufgenommen werden, dessen Phase bis $\omega = 0$ extrapoliert wird. Der resultierende Offset wird zur Korrektur verwendet. Die weiteren Messungen an der Probe erfolgen bei einer einzigen Frequenz. Es sind jedoch die Korrekturfunktionen nicht berücksichtigt und somit ist die ermittelte Lebensdauer stärker fehlerbehaftet.

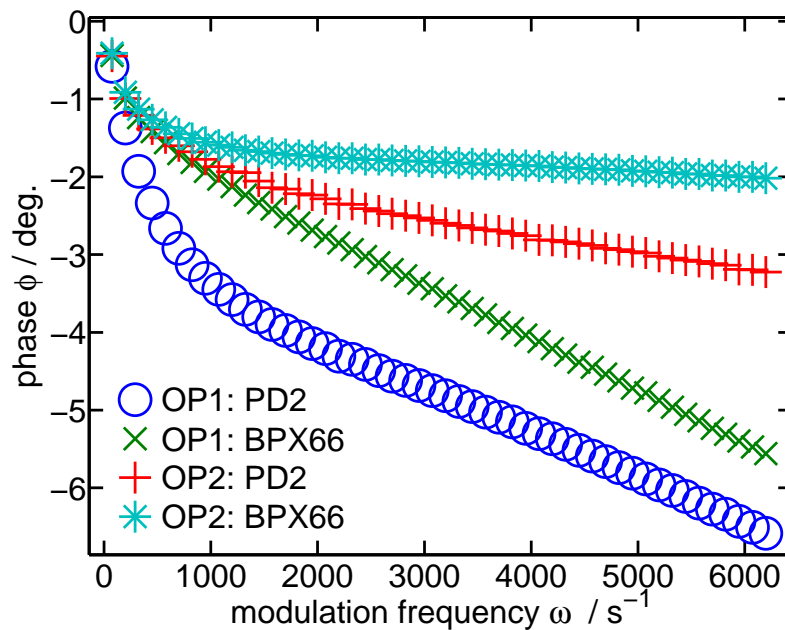


Abbildung 4.2: Spektrale Korrekturfunktionen für die beiden verwendeten Vorverstärker sowie für zwei Si-Photodioden mit und ohne cut off-Filter.

4.1.3 Zeitaufgelöste MPL am Oszilloskop

Das MPL-Signal der Probe und das Referenzsignal des Funktionsgenerators werden bei hinreichender Stärke als Spannungssignale zeitaufgelöst für eine feste Frequenz ω auf einem Digitaloszilloskop betrachtet und mit einem Labview-Programm aufgenommen (vgl. 4.3). An die beiden Zeitsignale werden Sinusfunktionen der Form $F_{PL,Ref}(t) = A_{PL,Ref} \sin(\omega t + \phi_{PL,Ref})$ angepasst und die Phasendifferenzen $\Delta\phi = \phi_{PL} - \phi_{Ref}$ bestimmt. Die Zeitkonstante ergibt sich gemäß $\tau(\omega) = \Delta\phi/\omega$ und wird als spektrale Lebensdauer aufgefasst. Diese für gegebenes ω aus der Phasendifferenz der Zeitsignale bestimmte Lebensdauer wird mit der Lebensdauer verglichen, die sich aus der zu ω gehörenden Phase im Lock-In-Phasenspektrum ergibt. Der Messaufbau ermöglicht es, das Zeitsignal parallel zur Lock In-Messung aufzunehmen. Es bietet sich als Kontrollmessung jedoch nur im Fall genügend hoher Anregungen an. Für niedrige Anregungen ist das Signal zu stark verrauscht.

4.1.4 Phasen- und Amplitudenspektrum durch Fourieranalyse

Da wurden Rechteck- und Sinus-Signal fourieranalysiert mit Praktikumssoftware. Auch Probensignal. Frage Anteil 2ter Harmonischer. Einige Spektren.

4.1.5 Strom- und spannungsabhängige MPL an Zellen

Der in Kap. 4.1.1 beschriebene Versuchsaufbau (vgl. Abb. 4.3) ermöglicht durch geringfügige Modifikation ebenfalls die Strom- und Spannungsabhängige MPL an kontaktierten Zellen. Die Messung erfolgt in Reflexionsrichtung mit der InGaAs-Photodiode PD2. Die zu vermessenden Zellen werden auf einer geeigneten Probenhalterung mit Leitsilber kontaktiert. Für strom- und spannungsabhängige Messungen sowie Messung von V_{OC} steht ein Keithley 2400 Sourcemeter zur Verfügung. Zur großflächigen Beleuchtung der Zellen wird zusätzlich ein Diffusor in den Strahlengang eingebracht. Mit dem dergestalt erweiterten Versuchsaufbau können Strom-Spannungs-Charakteristiken für verschiedene Photonenflussdichten gemessen werden sowie an definierten Arbeitspunkten MPL-Spektren mit aufgezeichnet werden. Insbesondere kann mit den in Kap. 2.1.2 hergeleiteten Beziehungen direkt an der Probe gemessene V_{OC} mit aus dem aus MPL über die Lebensdauerparameter bestimmten $V_{OC}(\tau_{eff,MPL})$ verglichen werden.

4.2 Vergleichsmessung

4.2.1 Stationäre kalibrierte Photolumineszenz

Spektren, Übereinstimmung nicht möglich wg. zu hoher Anregung?, gechoppte Anregung, DeltaN im high-inj. case anders, Verstärkungsfaktor teilw. nicht in Übereinstimmung mit Kal.funktion.

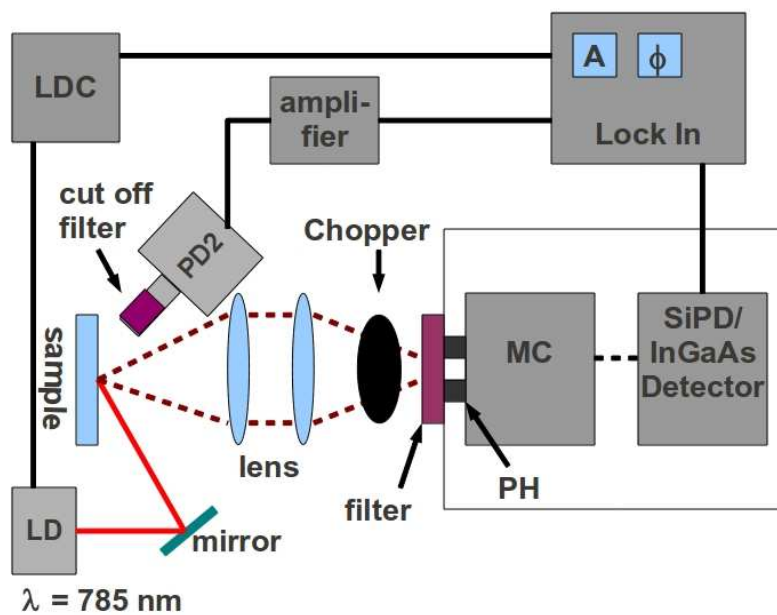


Abbildung 4.3: Versuchsaufbau kalMPL

4.2.2 Quasi-Statische Photoleitfähigkeit

Die Quasi-Statische Photoleitfähigkeit (Quasi-Steady-State Photoconductance - QSSPC) Methode dient ebenfalls zur Bestimmung der injektionsabhängigen effektiven Lebensdauern (vgl. [10] und [9]). Für Vergleichsmessungen steht eine Messapparatur im Forschungszentrum Next Energy zur Verfügung. Die Messanordnung ist in Abb. 4.4 skizziert. Das Feld der Spule eines Radiofrequenz-Schwingkreises induziert Wirbelströme in der zu untersuchenden Probe. Durch optische Anregung mit dem Lichtpuls einer Blitzlichtlampe (flash lamp) wird die Ladungsträgerdichte in der Probe geändert und damit auch deren elektrische Leitfähigkeit. Diese Leitfähigkeitsänderung wird über die nach Lenz'scher Regel durch die Wirbelströme verursachte Gegeninduktion in der Spule über die Brückenschaltung (bridge RF) gemessen. Die Auswertung erfolgt mittels kommerzieller Software des Herstellers. Die Abklingdauer des Lichtblitzes muss deutlich über der zu messenden effektiv-

en Lebensdauer liegen, s.d. bei jeder Beleuchtungsstärke näherungsweise ein stationärer Zustand der Überschussladungsträger gegeben ist. Die Beleuchtungsstärke wird simultan über eine Referenzzelle erfasst. Bei einer einzelnen Messung wird so während des Abklingens der Beleuchtungsstärke innerhalb kurzer Zeit ein großer Bereich an Anregungsdichte vermessen. Die Nachteile der QSSPC gegenüber MPL ist im Wesentlichen, dass nur Proben ohne Rückkontakt untersucht werden können. Zudem erfordert diese integrale Methode für die Untersuchung große Probenstücke mit mehreren cm Durchmesser. Ortsaufgelöste Messungen wie bei MPL sind nicht möglich. Die Methode eignet sich zum groben Vergleich des injektionsabhängigen Verlaufes der Lebensdauern. Für einen exakteren Vergleich wäre die genaue Analyse der für die beiden Methoden verwendeten Modelle und deren verwendeten Parameter zur Lebensdauerbestimmung sowie ein Abgleich der in beiden Methoden verwendeten Photonflussdichten erforderlich.

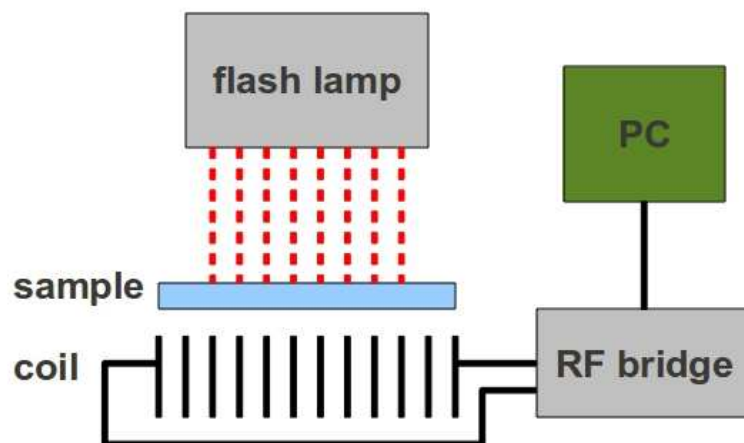


Abbildung 4.4: Versuchsaufbau QSSPC

5 Ergebnisse

5.1 Simulation: Vergleich und Diskussion der Modelle

Grafiken von Simulation, Gültigkeit, Grenzfall einfaches Modell im Vergleich mit Sanii, Guidotti, dispersiven Ansatz; Rechteck vs Sinusmodulation, Amplitudenabhängigkeit Einfaches Modell ist nur Näherungsweise für den low-injection case gültig. Eine exaktere Beschreibung erfolgt unter Berücksichtigung der Oberflächenparameter S mit Sanii, Bouchert. Einfaches Modell kann an Sanii-Modell herangefittet werden und gibt in gewissem Frequenzbereich übereinstimmende Werte mit effektiver Sanii-Lebensdauer. Das Modell mit bimolekularem Ansatz geht weiter, stimmt im Grenzfall mit einfachem Modell überein. Es enthält jedoch keine Oberflächenparameter, da die modulierte Generation in den Randbedingungen verarbeitet wird. Es tritt dafür neben der effektiven Lebensdauer als weiterer Parameter die strahlende Lebensdauer auf, s.d. Separation strahlend/nichtstrahlend möglich ist. Weiter gibt es Hinweise auf quadratische Abhängigkeit der Amplitude von der Anregung und Einfluss der zweiten Harmonischen auf die strahlende Rekombinationsrate. Die Frage ist, wie gut einfaches Modell, Sanii noch als Näherung für Übergangsbereich zum Hochanregungsfall gültig sind.

5.1.1 Lineare Modelle

Eine Darstellung von spektraler Amplitude und Phase für sinusmodulierte und rechteckförmiger Anregung in den beschriebenen linearen Fällen ist in Abbildung 2.1 gegeben.

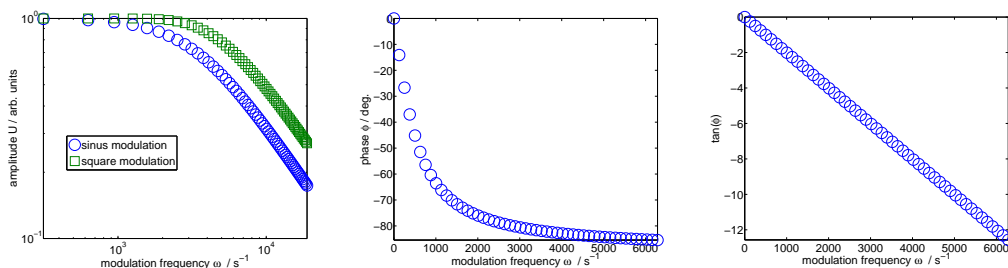


Abbildung 5.1: Spektrale Amplitude und Phase für sinus- und rechteckförmig modulierte Anregung im linearen Fall. Unterschiede zwischen Sinus- und Rechtecksignal ergeben sich in der spektralen Amplitude, die spektral verzögert abfällt.

Von besonderem Interesse ist die Eignung des einfachen Modells vgl. Kap. 2.2.3 zur Bestimmung der effektiven Lebensdauer. Dazu wird das erweiterte Modell aus

Kap. 2.2.5 mit variierenden Oberflächenparametern nach Gln. 2.61 zur Simulation von Daten verwendet. Simuliert werden Siliziumproben mit Parametern, wie sie auch experimentell untersucht werden, d.h. der Probendicke $W = 0,025$ cm, einer fixen Volumenlebensdauer $\tau_{bulk} = 20$ ms, Diffusionskoeffizient für Löcher $D = 12$ cm²s⁻¹ und Absorptionskoeffizient $\alpha = 1010$ cm⁻¹ für die Anregungswellenlänge $\lambda = 780$ nm. Es stellt sich also die Frage, in welchem Bereich eine Verwendung dieses Modells zur Anpassung und Bestimmung der effektiven Lebensdauer zulässig ist. Für symmetrisch ($S_1 = S_2$) und unsymmetrisch ($S_1 \neq S_2$) passivierte Proben sind in Abb. 5.1 und 5.36 die Spektren bis 30 kHz aufgelöst dargestellt (bei den experimentellen Messungen beschränkt sich dieser Bereich i.d.R. auf max. 1 kHz). Auf die Darstellung $S_1 = S_2 = 0$ wird verzichtet, denn dort liegen einfaches und komplexes Modell exakt übereinander, die effektive Lebensdauer ist dann gleich der Volumenlebensdauer. Für die symmetrischen Proben werden Spektren mit $S_i \in \overline{S} = \{20, 50, 100, 200, 10^3, 5 \times 10^4, 10^6\}$ cms⁻¹ betrachtet. Für gut passivierte Proben sollten eigentlich $S_i < 100$ cms⁻¹. Die Symbole stehen für die mit den gegebenen Parametern simulierten Spektren, die farbigen durchgezogenen Linien entsprechen dem einfachen Modell (Gln. 2.49, 2.50) für die nach Gln. 2.5 mit $\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{S_1 + S_2}{W}$ berechneten effektiven 'Soll-Lebensdauern'. Die schwarz gepunkteten Werte stellen die Anpassung des einfachen Modells an die simulierten Spektren (Gln. 2.61) analog zur Auswertung der experimentellen Daten mit einer einfachen Fit-Routine dar. Bei der Anpassung wird die spektrale Amplitude nach Gln. 2.49 angepasst und nach Gln. 2.50 eine Gerade mit Nulldurchgang an den Tangens der spektralen Phase gefittet. Der Betrag der Steigung ergibt die effektive Lebensdauer. Die Abweichung des einfachen Modells ist im Tangens der spektralen Phase in Abb. 5.1[c] gut erkennbar. Die Anpassung mit einer Gerade (gemäß $\tan(\phi) = -\omega\tau_{eff}$) mit Nulldurchgang (schwarze Punkte) führt zu einer betragsmäßig größeren Steigung im Gegensatz zur Gerade mit der nach Gln. 2.5 berechneten 'Soll'-Lebensdauer. Dies ist auch der Fall bei den simulierten unsymmetrischen Proben (vgl. Abb. 5.36[a],[b]), bei denen im ersten Fall die 'gut' passivierte bestrahlte Seite bei $S_1 = 20$ cms⁻¹ belassen wird und die Rückseite mit $S_2 \in \overline{S}$ systematisch verschlechtert wird. In 5.36[c],[d]) ist der umgekehrte Fall dargestellt - die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten der beleuchteten Seite werden gemäß $S_1 \in \overline{S}$ variiert und der Rückseitenparameter bleibt konstant bei $S_2 = 20$ cms⁻¹. Rechnerisch ergibt Gln. 2.5 für beide unsymmetrischen Proben identische effektive Lebensdauern. Jedoch liegen die durch Anpassung mit den Fitfunktionen des einfachen Modells ermittelten Lebensdauern für den Fall konstant niedriger S_1 -Werte der bestrahlten Seite höher als im umgekehrten Fall mit konstant niedrigem S_2 und variiertem S_1 . Die Rekombination auf der beleuchteten Seite beeinflusst die effektive Lebensdauer demnach nachhaltiger als Rekombination auf der Rückseite. In Abb. 5.3[a] sind die mit dem einfachen Modell durch

Anpassung an die simulierten spektralen Amplituden und Phasen nach Gln. 2.61 ermittelten effektiven Lebensdauern über den nach Gln. 2.5 berechneten effektiven 'Soll-Lebensdauern' aufgetragen. Die prozentuale Abweichung zwischen angepasster und kalkulierter effektiver Lebensdauer beträgt sowohl für die symmetrischen, als auch die unsymmetrischen Proben ab $S_1 =, S_2 = 200 \text{ cm s}^{-1}$ 10% und nimmt zu. Es zeigt sich, dass im Gegensatz zu den berechneten Lebensdauern die angepassten Lebensdauern $\tau_{eff,op}$ für $S_1, S_2 \rightarrow \infty$ gegen einen konstanten Wert konvergieren. Dieser Grenzwert kann nach [2] zu $\tau_{eff,\infty} = \frac{W^2}{\pi^2 D} \approx 5.27 \times 10^6 \text{ s}$ für symmetrische Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten angegeben werden. Für den Fall, dass nur ein S_i variiert wird, konvergiert die angepasste Lebensdauer gegen einen entsprechend höheren Wert. Die Gestalt der Spektren an sich kann für $S_i > 0 \text{ cm s}^{-1}$ nur bis zu einigen 100 Hz mit dem einfachen Modell genähert werden. Bei unsymmetrischen Proben ist dieser Bereich noch kleiner.

Zusammenfassend kann für den linearen Fall der Niederanregung für den simulierte Silizium-Proben gemäß obigen Parametersatz festgestellt werden, dass das einfache Modell für die zugrundegelegte Definition der effektiven Lebensdauer gemäß Gln. 2.5 für Proben mit hinreichender Beschränkung der Oberflächenrekombination auf $S_i \leq 200 \text{ cm s}^{-1}$ mit einem prozentualen Fehler unter 10% ebenso gut zur Lebensdauerextraktion geeignet ist, wie das komplexe Modell.

Als weiterer Punkt muss das Modell für die effektive Lebensdauer hinterfragt werden (vgl. Gln. 2.5), denn es unterscheidet bei unsymmetrisch passivierten Proben nicht, ob die gut oder die schlecht passivierte Seite bestrahlt werden.

Die 3d Darstellungen von Amplitude und Phase erlauben Rückschlüsse auf das Zustandekommen. Dort wo hohe Dichten verortet werden, trägt die lokale Phase zur Gesamtphase verstärkt bei. Ein großer Unterschied zwischen gut und schlecht passivierten Vorderseiten ist in dem Abfall der Ladungsträgerverteilung zum Rand hin erkennbar. Erwartungsgemäß sind die Phasen an den Rändern dann klein. Die Gesamtphase wird also durch die lokale Phase der der Dichten hoher Konzentration bestimmt.

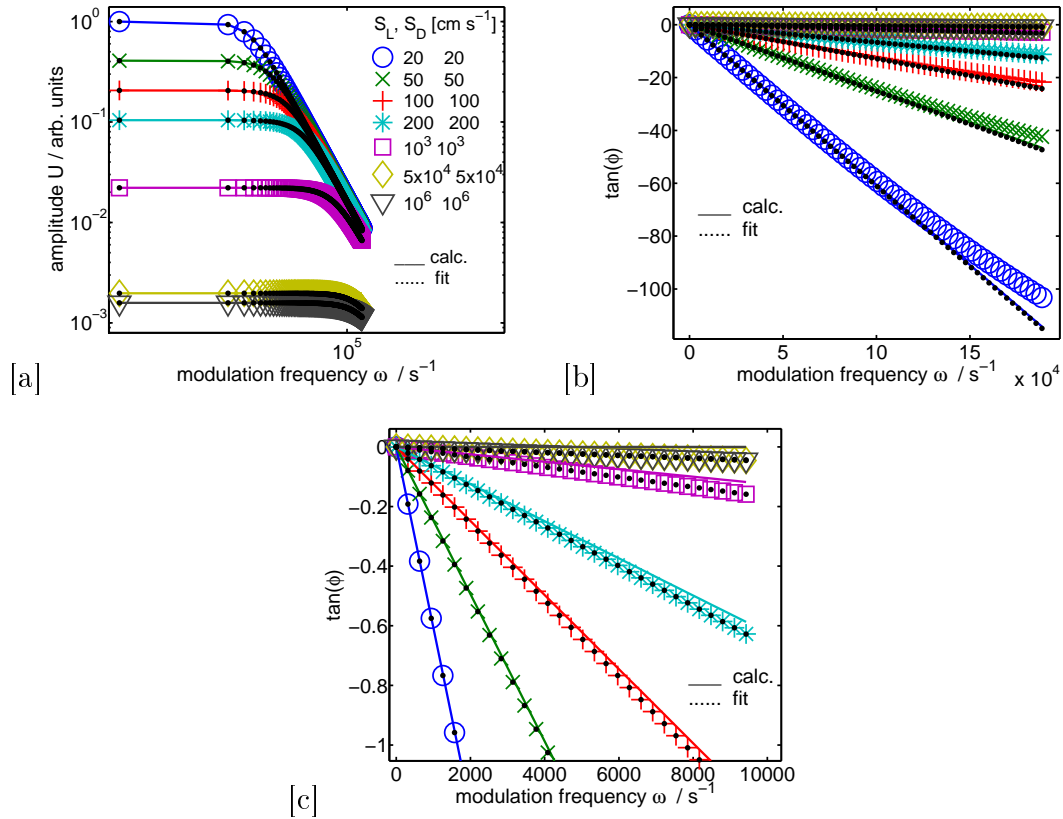


Abbildung 5.2: Die Symbole entsprechen den simulierten Spektren gemäß erweitertem Modell mit Oberflächenparametern (Gln. 2.62) für symmetrische Proben ($S_i = S_j$) bis 30 kHz aufgelöst. [a] zeigt die spektrale Amplitude, [b] zeigt den Tangens der spektralen Phase, [c] zeigt den experimentell betrachteten Bereich. Zum Vergleich mit dem einfachen Modell ist dieses für die sich aus den Simulationsparametern ergebenden effektiven Lebensdauern τ_{eff} in Gestalt der farbigen Linien dargestellt. Die schwarzen Punkte entsprechen dem einfachen Modell, dass sich bei Anpassung an die Simulationsdaten analog zum Vorgehen bei der Auswertung der experimentellen Spektren ergibt. Die Symbole stellen die für verschiedene Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten $[S_i, S_j]$ generierten Daten dar (feste Parameter: Volumenlebensdauer $\tau_{bulk} = 20 \text{ ms}$, Diffusionskoeffizient $D = 12 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, Absorptionskoeffizient $\alpha = 1010 \text{ cm}^{-1}$). Zum Vergleich sind Amplitude und Phase des einfachen Modells gemäß Gln. 2.49 und 2.50 zunächst für die gemäß Gln. 2.5 berechnete Lebensdauer gezeichnet. Die Korrelation zwischen berechneten und angepassten effektiven Lebensdauern ist in Abb. 5.3 dargestellt.

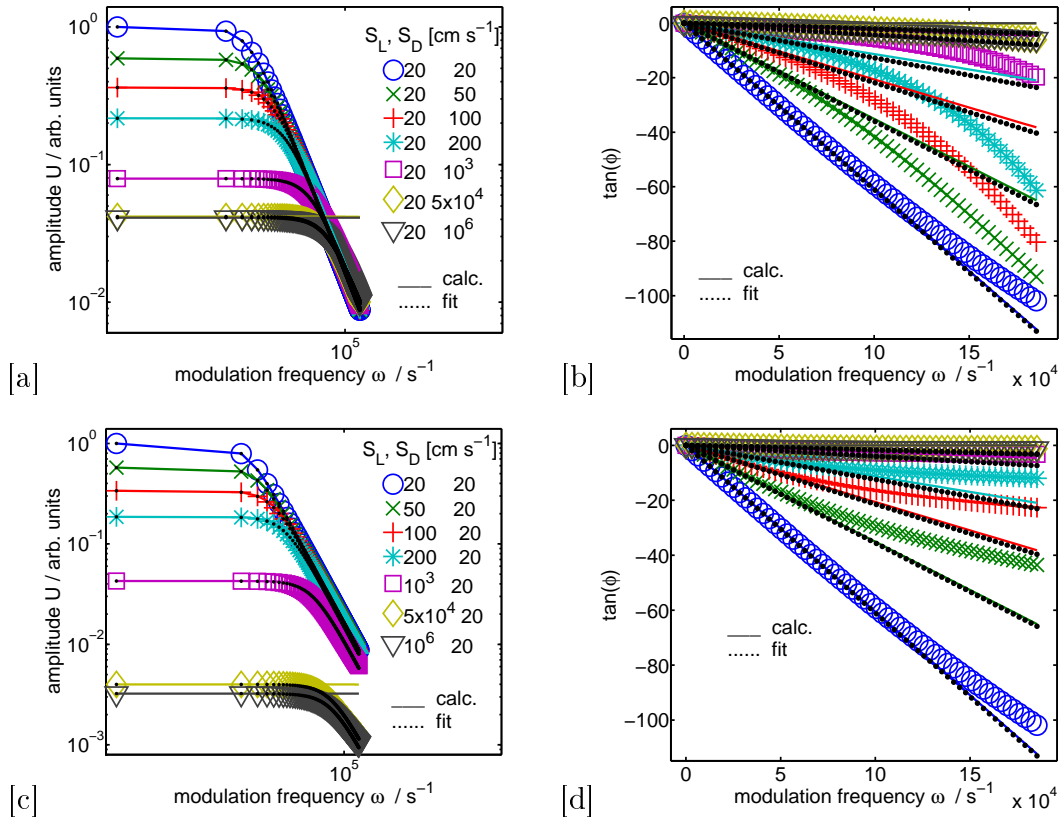


Abbildung 5.3: Spektrale Amplitude und Tangens der spektralen Phase gemäß erweitertem Modell mit Oberflächenparametern (vgl. Gln. 2.62) für unsymmetrische Proben (eine Seite konstant passiviert ($S_i = 20 \text{ cm s}^{-1}$), die andere Seite systematisch verschlechtert ($S_j \in [20 \dots 10^6] \text{ cm s}^{-1}$)). In der ersten Darstellung hat die bestrahlte Vorderseite den konstanten Parameter $S_L = 20 \text{ cm s}^{-1}$ und die Rückseite systematisch verschlechtert ($S_D \geq 20 \text{ cm s}^{-1}$). Feste Parameter: wie in Abb. 5.1. Zum Vergleich sind Amplitude und Tangens der Phase des einfachen Modells gemäß Gln. 2.49 und 2.50 zunächst für die gemäß Gln. 2.5 berechnete Lebensdauer gezeichnet.

Die Abweichungen des einfachen Modells vom komplexen Modell werden je nach Größe der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_i insbesondere in der Darstellung des Tangens der spektralen Phase im hochfrequenten Bereich offenbar (vgl. 5.1).

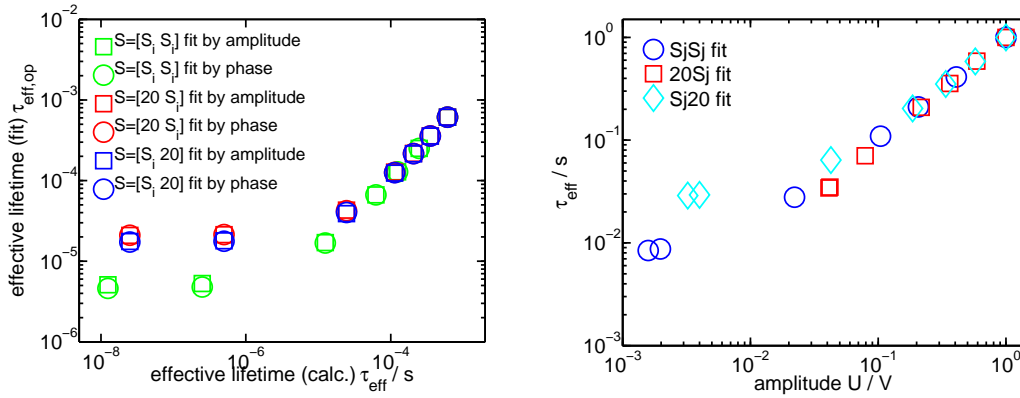


Abbildung 5.4: Effektive Lebensdauern τ_{eff} gemäß Gln. 2.5 für die Parameter der generierten Daten und der aus der Anpassung von Amplitude und Phase mit dem einfachen Modell (Gln. 2.49 und 2.50). Die Lebensdauern nehmen mit zunehmenden Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten $[S_i, S_j]$ ab. Jedoch führt die Anpassung mit dem einfachen Modell für Daten mit $S_L = S_D = 1000 \text{ cm s}^{-1}$ und schlechter zu einer Überschätzung der effektiven Lebensdauer. Die unsymmetrische Probe mit der guten Vorderseite, d.h. konstanten Parameter $S_L = 20 \text{ cm s}^{-1}$, weist im Vergleich zu der Probe mit der schlechten Vorderseite, d.h. $S_L > 20 \text{ cm s}^{-1}$ höhere effektive Lebensdauern auf, im Widerspruch zu Gln. ???. Die Lebensdauern der symmetrisch passivierten Proben ($S_L = S_D$) sind erwartungsgemäß geringer, zeigen aber das gleiche Korrelationsverhalten, wie die unsymmetrischen Proben. Daneben Lebensdauer über der Amplitude. Es zeigt sich z.B. das bei guten Vorderseiten die Lebensdauer auch für sehr schlecht passivierte Rückseiten noch gut linear mit der Amplitude korreliert ist. Die Amplitude konvergiert mit schlechter werdender Rückseite schneller gegen einen Grenzwert, ohne dass die effektive Lebensdauer weiter davon beeinflusst wird. Die Phase wird durch die Ladungsträger auf der gut passivierten Seite bestimmt.

Mit Gln. 2.60 werden zu den erzeugten Spektren die orts aufgelösten spektralen Amplituden der Anregungsdichten $\|\Delta n_1(x, \omega)\|$ sowie die zugehörigen orts aufgelösten spektralen Phasen dargestellt $\phi(x, \omega)$ berechnet. In Abb. 5.5[a],[b] sind diese für den Fall symmetrischer Proben und in Abb. 5.5[a]-[d] für den Fall unsymmetrischer Proben mit $S_1 = S_2 \in \overline{S} \setminus 20$ gezeigt. In Abb. 5.5[a] ist für symmetrische Proben zu sehen, dass die Amplitude für die niedrigen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten über dem Ort noch sehr homogen verteilt ist. Ab $S_i = 200 \text{ cm s}^{-1}$ verläuft das Anregungsdichteprofil über dem Ort zunehmend inhomogen und fällt für sehr hohe S_i zu den Rändern ($x = 0, W$) stark ab. Entsprechend der abnehmenden Lebensdauer nimmt auch der Gesamtwert der Amplitude ab. Bei der Ortsdarstellung der spektralen Phase in Abb. 5.5[b] zeigt sich, dass die Phase mit

zunehmender Tiefe und Frequenz (betragsmäßig) zunimmt. Mit Zunahme von S_i verringert sich die Phase betragsmäßig insgesamt, d.h. die effektive Lebensdauer nimmt ab. Der Fall unsymmetrischer Proben mit konstantem Parameter $S_2 = 20 \text{ cm s}^{-1}$ ist in Abb. 5.5[a],[b] dargestellt. Charakteristisch sind die zur Rückseite hin abfallenden Amplituden und Phasen, während die bestrahlte Seite wenig Änderung zeigt. Die Variation von S_1 in Abb. 5.5[c],[d] führt entsprechend zu einer Abnahme von Amplitude und Phase auf der bestrahlten Seite. Insgesamt betrachtet sind spektrale Amplitude und Phase (betragsmäßig) bei der 'verschlechterten' bestrahlten Seite kleiner als bei 'Verschlechterung' der Rückseite, d.h. die effektiven Lebensdauern von ersteren sind kleiner als die von letzteren. Dies entspricht den Resultaten der integrierten Spekten in Abb. 5.3.

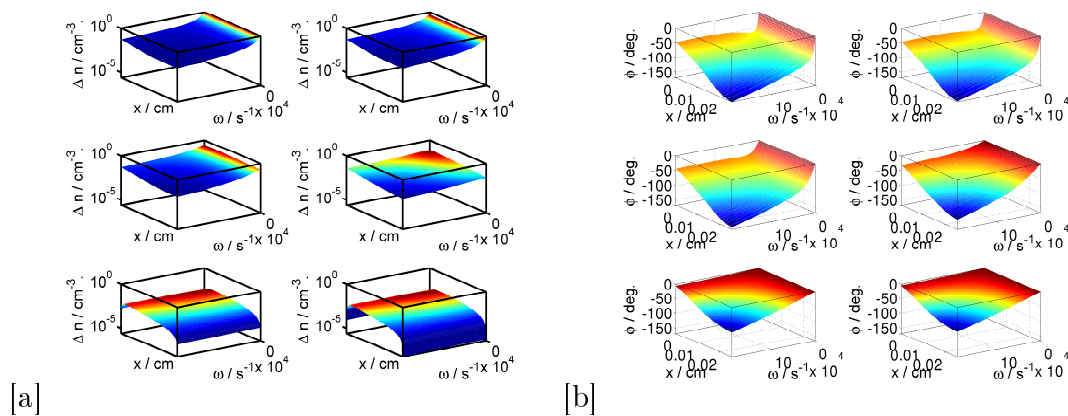


Abbildung 5.5: Ortsaufgelöste Spektren für Ladungsträgerverteilung und Phase nach Gln. 2.62 für symmetrische Proben

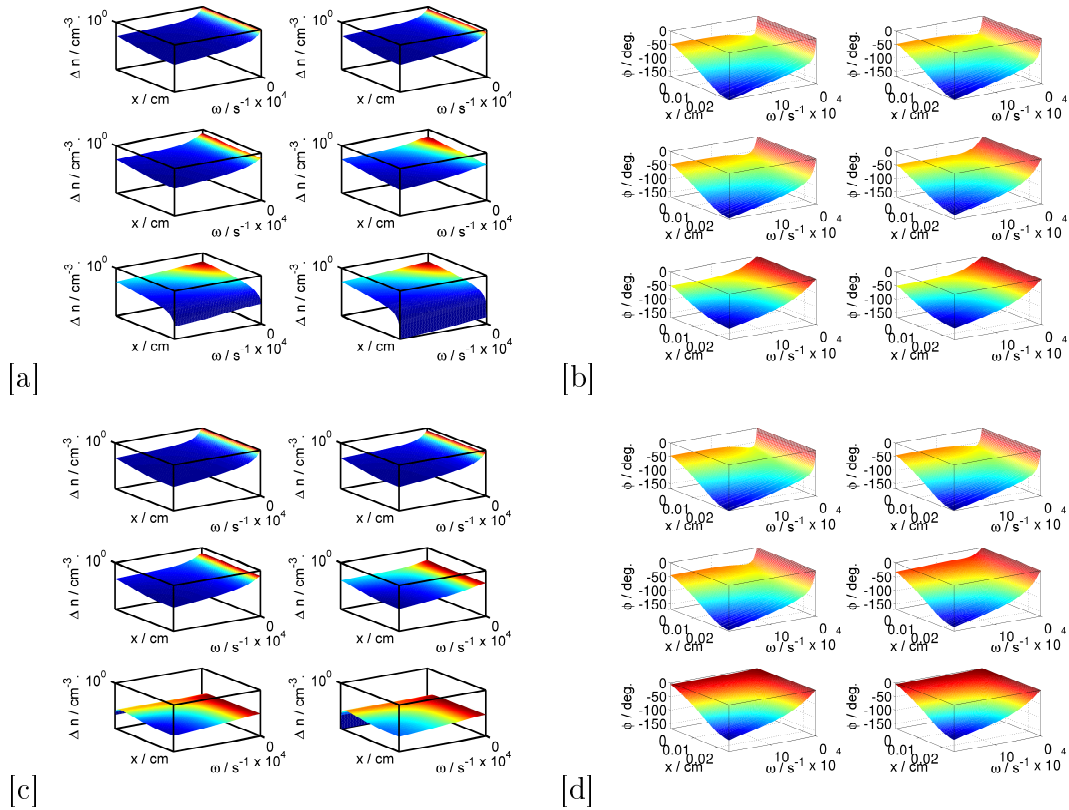


Abbildung 5.6: Ortsaufgelöste Spektren für Ladungsträgerverteilung und Phase nach Gln. 2.62 für unsymmetrische Proben mit schlechter Vorderseite.

Begründung der Wahl unterschiedlicher Fitbereiche für Amplitude und Phase Bei Verwendung des einfachen Modells (s.m.) nach Gln. 2.49, 2.50 zur Anpassung an die in den Simulationen für die übrigen Modelle generierten Spektren sowie der Anpassung an experimentelle Messdaten werden unterschiedliche Frequenzbereiche gewählt. Die Amplitude wird mit der Matlab-Optimierungsroutine 'fminsearch' über dem gesamten Spektrum angepasst. Die Spektren werden zunächst so normiert, dass bei Verwendung des einfachen Modells als Fitfunktion allein die Lebensdauer gemäß $\frac{1}{\sqrt{1+(\omega\tau_{eff})^2}}$ variiert wird. Der Absolutwert der Amplitude sollte für $\omega = 0 \text{ s}^{-1}$ zwar proportional zu $\Delta n = \tau_{eff}$ sein, jedoch ist der experimentell detektierte Absolutwert oft nicht zuverlässig, stark fehlerbehaftet und variiert nicht immer korrekt mit der Anregungsdichte (vgl. Kap. 5.2). Daher wird der das Maximum der Amplitude ignoriert und nur der Gesamtverlauf des normierten Spektrums berücksichtigt. Mit den für eine im Rahmen dieser Arbeit betrachtete typische Siliziumprobe gegebenen Parametern aus Kap. 5.1.1 werden Spektren für verschieden symmetrische und unsymmetrische Oberflächenparameter (S_1, S_2) bis $f = 30 \text{ kHz}$ simuliert. Die Anpassung des einfachen Modells an den Tangens der spektralen Phase wird im Bereich $[0, 4] \text{ kHz}$ mit der Gerade $\tan(\phi) = -\omega\tau_{eff,\phi}$ vorgenommen, da die

erzeugten Spektren dort hinreichend linear verlaufen (experimentell wird zumeist bis $f = 1$ kHz gemessen und der lineare Bereich je nach Probe und Anregung kleiner gewählt). Es erfolgt die Anpassung der Amplitude des einfachen Modells an die generierten Daten über dem beschränkten Bereich bis 4 kHz ($\tau_{eff,a1}$) sowie über dem gesamten Spektralbereich ($\tau_{eff,a2}$). In Tab. 5.1 sind die Ergebnisse sowie die prozentualen Abweichungen $\Delta\tau_1(\tau_{eff,a1} - \tau_{eff,\phi})$, $\Delta\tau_2(\tau_{eff,a2} - \tau_{eff,\phi})$ zwischen Amplituden- und Phasen-Lebensdauer für die beiden Amplituden-Fitbereiche aufgelistet. Es zeigt sich eine durchgehend bessere Übereinstimmung ($\Delta\tau_2 < \Delta\tau_1$) zwischen den beiden Lebensdauern, wenn die Amplitude über dem gesamten Spektralbereich anpasst wird.

Tabelle 5.1: Übersicht über die effektiven Lebensdauern und die prozentualen Abweichungen zwischen Amplituden-Lebensdauer und Phasen-Lebensdauer für Anpassung über identischen und verschiedenen Frequenzbereich

$S_1, S_2 / \text{cm s}^{-1}$	$\tau_{eff,a1} / \mu\text{s}$	$\tau_{eff,a2} / \mu\text{s}$	$\tau_{eff,\phi} / \mu\text{s}$	$\Delta\tau_1 / \%$	$\Delta\tau_2 / \%$
20, 20	610.1	610.0	608.9	0.2	0.1
20, 200	125.9	127.4	128.6	2.1	0.9
200, 20	125.8	123.9	122.1	2.9	1.4
20, 10^3	41.8	42.9	43.0	2.7	0.0
10^3 , 20	41.4	38.9	38.9	6.3	0.1
20, 5×10^4	20.8	21.3	21.5	3.0	0.9
5×10^4 , 20	20.2	17.8	17.0	16.9	4.3

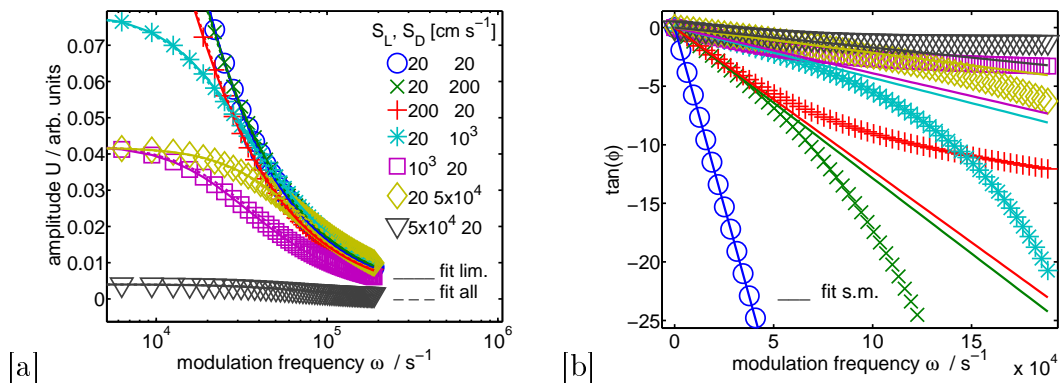


Abbildung 5.7: Fitbereiche

5.1.2 Lineares und nichtlineares Modell

In Anlehnung an Parameter, wie sie sich aus Messungen an niedrigdotierte Proben ergeben, werden mit dem nichtlinearen bimolekularen Modell nach Gln. 2.54 Spektren simuliert, die einer p-dotierte Silizium-Probe mit einer Dotierung von $N_A = 7.7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ entsprechen. Die bimolekulare effektive Lebensdauer ist als $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}}$ definiert. Die strahlende Lebensdauer ist nach Guidotti ([12]) als $\tau_R^{-1} = B(N_A + \Delta n)$ definiert, wobei die Anregungsdichte zu $\Delta n = G_0 \tau$ bestimmt ist. Die effektive Lebensdauer hängt damit über die anregungsdichteabhängige strahlende Lebensdauer von sich selbst ab. Daher wird sich darauf beschränkt, die effektive Lebensdauer konstant auf $200 \mu\text{s}$ zu setzen, s.d. für den nichtstrahlenden Anteil $\tau_{NR} = \tau \tau_R \tau_R - \tau$ gilt. In Abb. 5.7 sind die Spektren (Symbole) bis 10kHz ($\omega \approx 63832 \text{ s}^{-1}$) für Amplitude und Tangens der Phase dargestellt. Experimentell relevant im Rahmen dieser Arbeit ist der Bereich bis 1000 Hz. Zusätzlich ist die vorgenommene Anpassung mit dem einfachen linearen Modell nach Gln. 2.49 und 2.50 in Gestalt der durchgezogenen Linien gezeigt. Deutlich folgt aus der Tangensdarstellung der spektralen Phase, dass mit τ_0 bzw. Anregungsdichte Δn die Spektren vom linearen Verlauf abweichen und zu höheren Frequenzen zunehmend flacher verlaufen. Wird die Phase in eine spektrale Lebensdauer übersetzt, nimmt diese mit der Frequenz also ab. Lineares und nichtlineares Modell lassen liegen nur noch für kleine Frequenzen übereinander. Die mit dem linearen Modell bestimmte effektive Lebensdauer nimmt mit steigender Anregungsdichte ab. In den Messungen tritt die charakteristische Abweichung im Frequenzbereich bis 1000 Hz bei Anregungsdichten in der Größenordnung der Dotierung und darüber auf. In 5.7 ist zu sehen, dass die strahlende Lebensdauer τ_R für geringe Anregung gegen $(B_A)^{-1} \approx 3.2 \times 10^{16} \text{ s}$ konvergiert, für $\Delta n > N_A$ mit $(B \Delta n)^{-1}$ abnimmt. Die nichtstrahlende Lebensdauer τ_{NR} weicht nur geringfügig von der bimolekularen effektiven Lebensdauer ab. Liegt τ_R in der Größenordnung von Millisekunden, so bestimmt τ_{NR} die Gesamtlebensdauer.

Das nichtlineare Modell kann in dieser Simulation nur zur Formung von Spektren, wie sie auch in den Messungen beobachtet werden, dienen. Die enthaltene effektive Lebensdauer ist konstant gehalten, da eine konsistente Variation von Lebensdauer und Anregungsdichte (bzw. τ_0) aufgrund der gegenseitigen Abhängigkeit nicht möglich ist. Der Hochanregungsfall erfordert eigentlich die numerische Lösungen der nichtlinearen Gleichung 2.10. Ein weitergehender Vergleich der effektiven Lebensdauern von einfachem und bimolekularem Modell ist an dieser Stelle nicht möglich.

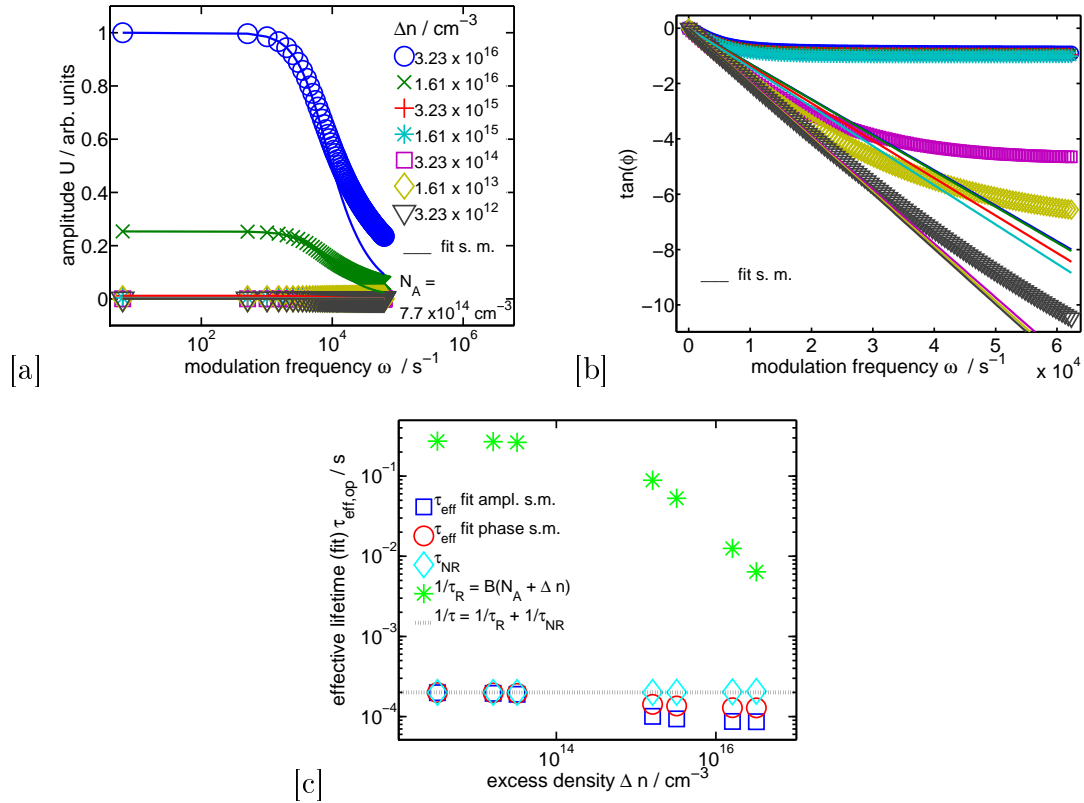


Abbildung 5.8: Spektrale Amplitude [a] und Phase [b] gemäß bimolekularem Modell (nach Gln. 2.54) für eine konstante effektive Lebensdauer von $200 \mu\text{s}$ bei Variation der Generationsrate $G_0 \in [1.61 \times 10^{16}, 1.61 \times 10^{20}] \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ und einer Dotierung von $N_A = 7.7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Die durchgezogenen Linien Stellen die Anpassung des linearen Modells (Gln. 2.49 und 2.50) da. In [c] sind die Lebensdauerparameter über der Anregungsdichte Δn gezeigt.

5.1.3 Lineares und dispersives Modell

Auf der Grundlage dispersiven Modells nach Gln. 2.65 und 2.66 werden für eine mittlere Lebensdauer $\tau_0 = 300 \mu\text{s}$ mit im Intervall $[0.75, 1]$ variierendem dispersiven Parameter δ_{disp} Amplituden- und Phasenspektren erzeugt. Die Untergrenze des Intervalls ist so gelegt, dass die Spektren qualitativ nicht zu sehr von experimentell vorliegenden Spektren abweichen. In Abb. 5.8 sind spektrale Amplitude und Phase sowie in Form von durchgezogenen Linien die Anpassung auf Grundlage des linearen Modells (Gln. 2.49 und 2.50) zur Bestimmung der effektiven Lebensdauer dargestellt. Für die Anpassung an den Tangens der spektralen Phase des dispersiven Modells wird der lineare Bereich kleiner Frequenzen gewählt (einige hundert Herz). Die Anpassung der spektralen Amplitude erfolgt analog zum Vorgehen bei den Messungen im gesamten Frequenzbereich. XX In Abb. 5.9[a] ist die linear angepasste effektive

Lebensdauer in Abhängigkeit von δ_{disp} aufgetragen. Für $\delta_{disp} = 1$ liegen Amplituden- und Phasenspektrum beider Modelle übereinander und es ist $\tau_{eff} = \tau_0$. Mit von 1 abweichendem δ_{disp} unterschätzt die effektive Lebensdauer τ_{eff} des linearen Modells die mittlere Lebensdauer τ_0 des dispersiven Modells. Wie im Falle des bimolekularen Modells in Kap. 5.1.2 verläuft für δ_{disp} der Tangens der Phase mit zunehmender Frequenz deutlich flacher - die aus der Phase übersetzte spektrale Lebensdauer nimmt ab. Mit Abnahme von δ_{disp} verringert sich auch die durch Anpassung des linearen Modells ermittelte effektive Lebensdauer.

In Abb. 5.9[b] sind die zugehörigen Verteilungsfunktionen dargestellt, die sich gemäß Gln. 2.67 ergeben. Für $\delta_{distr} = 1$ ist die Breite der Verteilung 0 und die Verteilung entspricht einer Deltadistribution. Die Verteilungen verbreitern sich mit abnehmendem δ_{distr} . Das dispersive Modell führt das nichtlineare Verhalten, besonders deutlich an der Krümmung des Tangens der Phase erkennbar, auf eine spektrale Verteilung von Lebensdauern zurück. Mit der Simulation auf Grundlage des dispersiven Modells können Spektren die den experimentellen Messdaten im Hochanregungsfall entsprechen erzeugt werden. Die effektive Lebensdauer des einfachen Modells weicht bei der gegebenen Parameterkonstellation von der fixierten mittleren Lebensdauer τ_0 ab, beträgt ab $\delta_{distr} \leq 0.9$ etwa 10% und ab $\delta_{distr} \leq 0.8$ 25 %. Festzuhalten ist, dass wie beim Vergleich von einfachen Modell und bimolekularem Modell diese Betrachtung qualitativ ist, da eine detaillierte quantitative Analyse den Vergleich der beiden Modelle anhand der numerischen Lösung der nichtlinearen Differentialgleichung 2.10 erfordern würde, die über den Rahmen dieser Arbeit hinaus geht. Der weitere Vergleich erfolgt anhand der experimentellen Messdaten in Kap. 5.2.

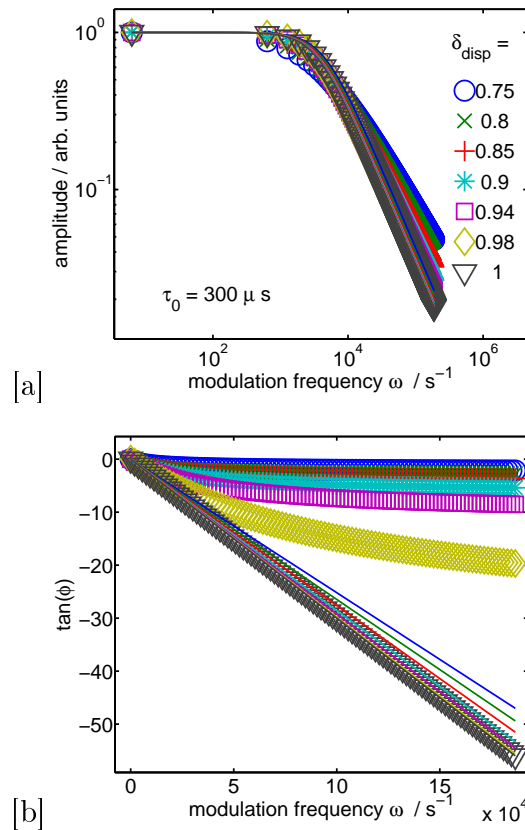


Abbildung 5.9: Spektrale Amplitude [a] und Tangens der spektralen Phase [b] gemäß dispersivem Modell (2.65 und 2.66) für variierenden Dispersionsparameter δ_{distr} im Intervall $[0.75, 1]$ für eine mittlere Lebensdauer $\tau_0 = 300 \mu\text{s}$: die durchgezogenen Linien entsprechen dem einfachen Modell (Gln. 2.49 und 2.50) Die Bestimmung der effektiven Lebensdauer erfolgt durch Anpassung des einfachen Modells und ist in Abb. 5.9 nebst Verteilungsfunktion dargestellt. Offensichtlich weicht der Tangens der Phase mit abnehmendem δ_{distr} zunehmend vom linearen Verlauf ab. Die resultierenden effektiven Lebensdauern τ_{eff} sind in 5.9 nebst Verteilungsfunktionen dargestellt.

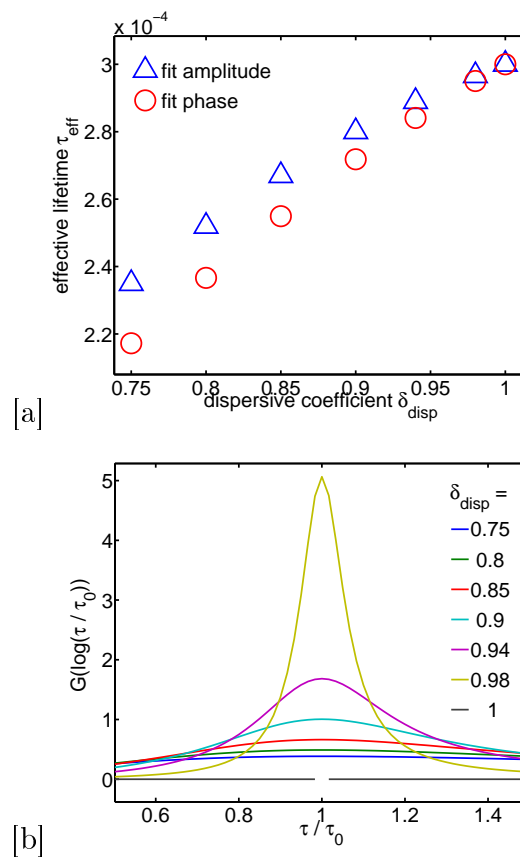


Abbildung 5.10: Effektive Lebensdauer des linearen Modells angepasst an das dispersivem Modell für variierenden Dispersionsparameter δ_{distr} im Intervall $[0.75, 1]$ für die mittlere Lebensdauer $\tau_0 = 300 \mu\text{s}$. Die effektive Lebensdauer weicht mit zunehmendem dispersiven Koeffizient von der mittleren Lebensdauer ab. Des weiteren nimmt die Abweichung zwischen Amplituden- und Phasenfit zu. Die Verteilungsfunktion für die Lebensdauern wird für abnehmendem Dispersionskoeffizienten δ_{distr} breiter.

5.2 Messungen

5.2.1 MPL: Sinusmodulation vs Rechteckmodulation

An der hochdotierten Probe PWH1a werden zur Kontrolle der gemäß Theorie vorhergesagten funktionalen Gleichwertigkeiten der spektralen Phasen und den funktionalen Unterschieden der spektralen Amplituden im Niederanregungsfall Vergleichsmessungen für sinusförmige und rechteckförmige Anregung durchgeführt. Beide Signalformen werden elektronisch mit einem Funktionsgenerator erzeugt und an einem Digital-Oszilloskop hinsichtlich Offset, Amplitude und Frequenz kontrolliert. Die Spektren werden bis 1000 Hz aufgezeichnet. Die Ergebnisse sind in 5.10 dargestellt.

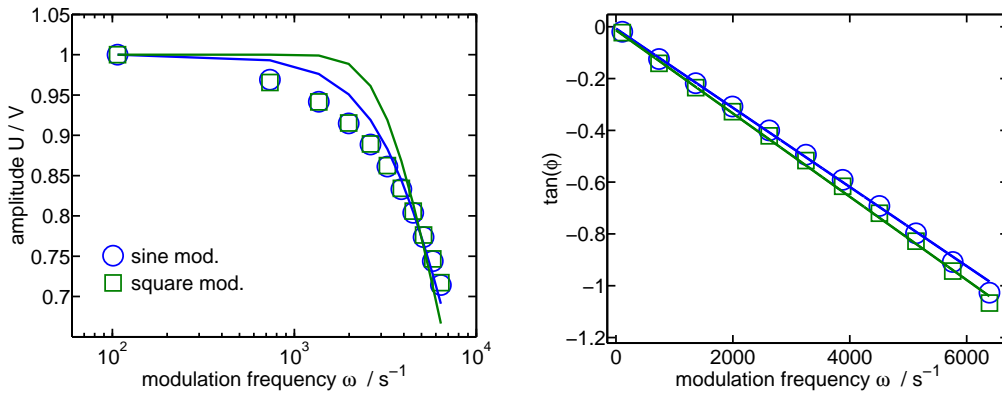


Abbildung 5.11: Vergleich von Rechteck- und Sinusmodulation an PWH1a im Niedranregungsfall für $5.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Während die spektralen Phasen in der Tangensdarstellung gut übereinstimmen, zeigen sich leichte Abweichungen in der Amplitude. Entgegen der theoretischen Beschreibung entspricht der Verlauf der spektralen Amplitude im Rechteckfall jedoch nicht dem gemäß Gln. 2.52 vorhergesagten Verhalten, sondern ähnelt mehr der Antwort auf die sinusförmige Modulation. Möglicherweise ist dafür die ungenügende Schärfe des Rechtecksignals als Ausgangssignal ursächlich, während die Antwort zusätzlich an Schärfe einbüßt und aufgrund der Rundungen an den Flanken in Richtung Form eines Sinussignals verzerrt ist. Die Amplitude der detektierten ersten Harmonischen ähnelt dann der eines Sinussignals. Der Sinusmodulation ist damit aufgrund der besseren Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell der Vorzug zu geben.

Für die in den Messungen ebenfalls verwendete Rechteckmodulation mit dem mechanischen Chopper werden anhand von Probe PWH2 für den Niedranregungsfall beide Amplitudenmodelle ebenfalls getestet. In Abb. 5.11 eine typische spektrale

Amplitude bei Niederinjektion für gepochte Modulation dargestellt. Beide Modelle werden durch Anpassung geprüft. Wie im obigen Fall passt das Modell für sinusförmige Modulation besser. Die ermittelte effektive Lebensdauern für das Modell rechteckförmiger Modulation beträgt $\tau_{eff,A} = 414 \mu s$. Für sinusförmige Modulation ergibt sich $\tau_{eff,A} = 220 \mu s$ und stimmt besser überein mit dem Wert aus dem Tangens der Phase: $\tau_{eff,\phi} = 204 \mu s$.

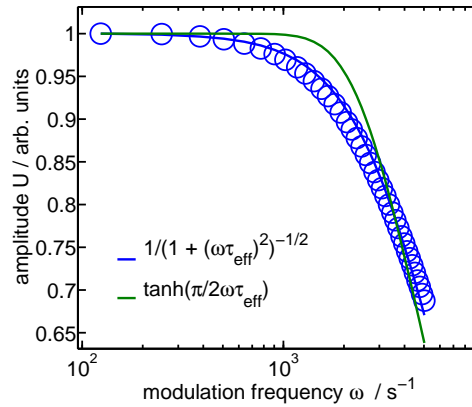


Abbildung 5.12: PWH2 Vergleich der Modelle für Rechteck- und Sinusmodulation im Niedriganregungsfall für $8.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

5.2.2 Anregungsdichteabhängige MPL

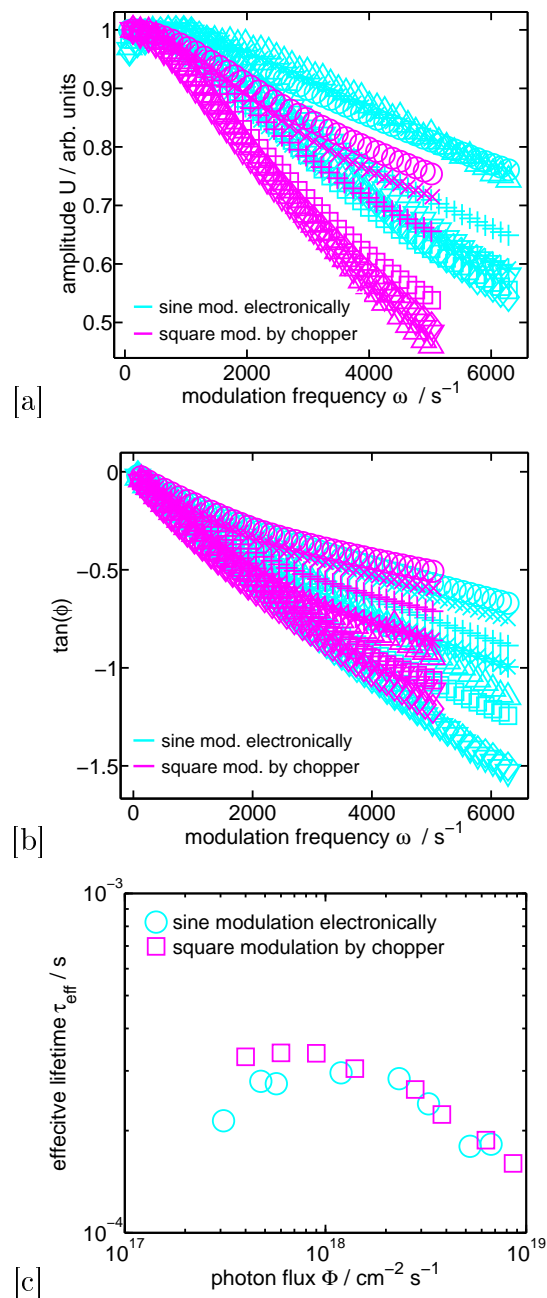


Abbildung 5.13: [a],[b] Anregungsabhängige MPL für PWLa für gepulste Rechteckmodulation (magenta) elektronische Sinusmodulation (cyan). [c] Die effektiven Lebensdauer durch Anpassung nach Gln. 2.50 in Abhängigkeit von der Photonenflussdichte.

Vergleich anregungsdichteabhängige Messung für gepulste Rechteck- und elektronische Sinusmodulation

Vergleich Messung in Reflexionsrichtung und Transmissionsrichtung In den in dieser Arbeit betrachteten Modellen wird die Richtung der Detektion der Photolumineszenz-Antwort nicht berücksichtigt. Die untersuchten Wafer ohne Rückkontakt und beidseitig guter Passivierung erlauben die Messung sowohl auf der bestrahlten Seite ('Reflexionsrichtung') als auch auf der unbestrahlten Seite ('Transmissionsrichtung'). Zellen mit Rückkontakt erlauben nur Messung in Reflexionsrichtung. Zumindest für symmetrisch strukturierte Wafer ($S_1 = S_2$) wird die Gleichwertigkeit der Messung anregungsdichteabhängig für beide Richtungen im betrachteten Frequenzbereich für beide Modulationsverfahren (elektronisch modulierte Kleinsignal und gepulstes Großsignal) festgestellt. Für die SiN_x -passivierte Probe PWH2 wird die beschriebene Vergleichsmessung durchgeführt. Die Modulation erfolgt mechanisch gepulst bis $f = 800$ Hz, die Photonendichte Φ variiert unter Einsatz von Neutraldichtefiltern im Bereich $[3 \times 10^{17}, 8.6 \times 10^{18}] \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Zur Detektion wird in Transmissionsrichtung Photodiode 1 und in Reflexionsrichtung die Photodiode 2 eingesetzt. Beide Detektoren sind vor der Messreihe fest installiert, eine Verschiebung der Probe oder Variation des Ortes der Anregung erfolgt nicht. Es werden erst für alle Anregungsdichten die Spektren in Transmissionsrichtung, danach in Reflexionsrichtung aufgenommen. In Abb. 5.13 sind die Spektren sowie die ermittelten Lebensdauern für Phase und Amplitude für den Frequenzbereich bis 318 Hz dargestellt. Die roten Datenpunkte repräsentieren die Messung in Reflexionsrichtung, die blauen die Transmissionsrichtung. Für die niedrigsten Anregungsdichten sind die Amplitudenwerte stärker verrauscht, die Fitkurven (durchgezogene Linien) liegen im gezeigten Spektralbereich nicht vollständig in den Daten. Trotz der Verwendung zweier verschiedener Detektoren zeigen die Spektren und die Lebensdauern für Amplitude und Phase abgesehen von den beiden niedrigsten Anregungsdichten eine gute Übereinstimmung.

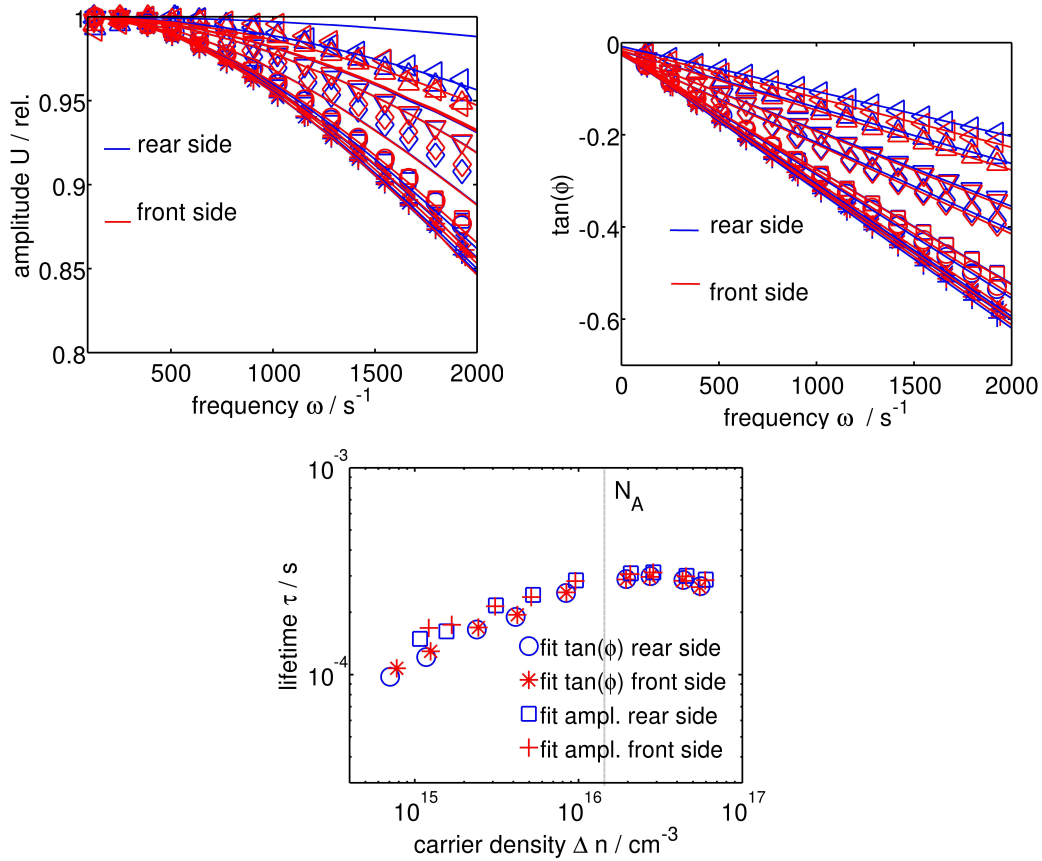


Abbildung 5.14: Anregungsabhängige MPL für SiN_x -passivierte Probe Silizium (PWH2) in Reflexionsrichtung (rot) und Transmissionsrichtung (blau) mit gepulster Rechteckmodulation. Die effektive Lebensdauer wird gemäß dem einfachen Modell aus Gln. ?? bzw. 2.50 bestimmt.

Eine weitere Messung wird an der (i)a:Si-passivierten Probe PWH1b bei sinusförmiger Modulation durchgeführt. In diesem Fall erfolgt die Messung in Transmissions- und Reflexionsrichtung zu jeder Anregungsdichte direkt hintereinander bei gleicher Filterstellung, um evtl. durch Filterwechsel bedingte Abweichungen auszuschließen. Der Photonenfluss variiert im Intervall $[2,52 \times 10^{17}, 5,79 \times 10^{18}] \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Spektren sind in Abb. 5.14 gezeigt. Die roten Datenpunkte repräsentieren die Messung in Reflektionsrichtung, die blauen die Transmissionsrichtung. Gute Übereinstimmung zeigt sich für die hohen Anregungsdichten, bei denen das MPL-Signal deutlich ist. Mit abnehmender Anregungsdichte unterliegt das MPL-Signal stärkeren Schwankungen, insbesondere die Amplitude zeigt stärkere Abweichungen. Die Auswertung erfolgt mit dem einfachen Modell (Gln. 2.49, 2.50). In Abb. 5.15[a] sind anregungsdichteabhängig die normierten Amplitudenwerte (jeweils normiert auf das Maximum der größten Amplitude in jeder Messreihe). Deutliche Abweichungen treten lediglich für die beiden niedrigsten Anregungsdichten auf bedingt durch das schwache Signal

- für das schwächste Signal maximal etwa 13% in der Amplitude und etwa 9% in der Phase. Für die Lebensdauern in Abb. 5.15[b] gilt entsprechendes. Die prozentualen Abweichungen der Amplituden und effektiven Lebensdauern aus den Messungen in Transmissionsrichtung und Reflexionsrichtung liegen mit Ausnahme der beiden niedrigsten Anregungen deutlich unter 10%. Bei der zweitniedrigsten Anregung ($\Phi = 3,8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) beträgt die prozentuale Abweichung 16%, für die niedrigste Anregung ($\Phi = 2,52 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) etwa 30 %.

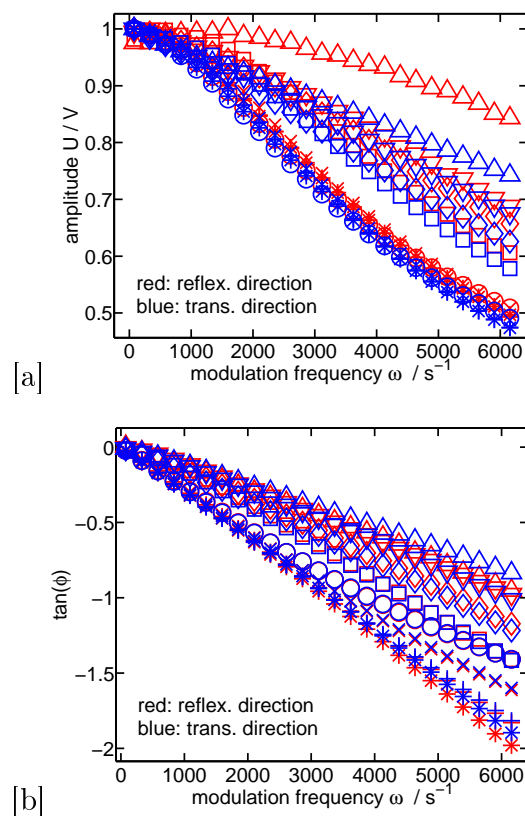


Abbildung 5.15: Amplituden- und Phasenspektren der anregungsdichteabhängige MPL für Probe PWH1b ((i)a:Si-Passivierung) bei elektronischer Sinusmodulation. Die roten Symbole stehen für die Spektren der Messung in Reflexionsrichtung, blau für die Messung in Transmissionsrichtung. Identische Symbole zweier Farben stehen für die gleiche Anregungsdichte. In Abb. 5.15 ist der anregungsabhängige Verlauf von Amplitude und Lebensdauer angegeben.

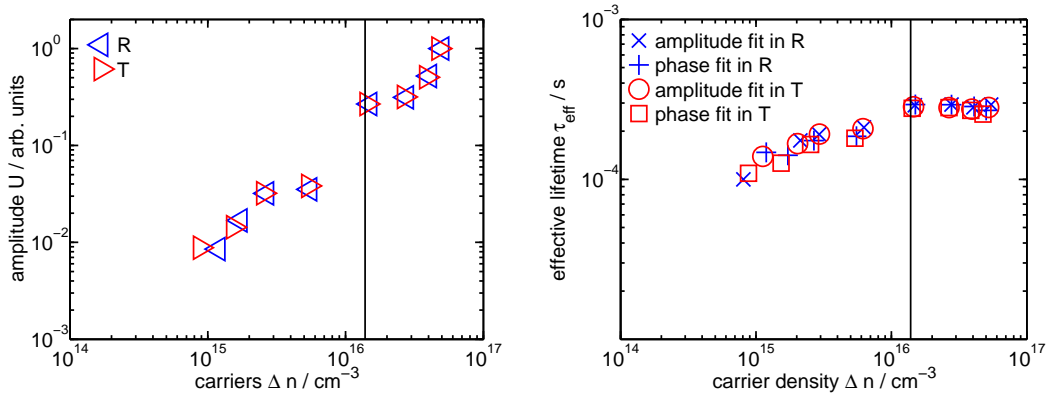


Abbildung 5.16: Anregungsdichteabhängiger Verlauf der Maximalwerte der auf das Maximum der jeweiligen T/R-Reihe normierten Amplituden und effektiver Lebensdauer für die (i)a:Si-passivierten Probe PWH1b.

Die richtungsabhängigen Messungen zeigen bzgl. der Lebensdauerparameter und der Absolutwerte der Amplituden (die für $\omega = 0 \text{ s}^{-1}$ wegen ${}_1\tau_{eff}$ ebenfalls proportional zur effektiven Lebensdauer sind) keine wesentlichen Abweichungen. Für niedrigere Anregungsdichte und höhere Frequenzen ist das Signal schwach und unterliegt starken Schwankungen. Es muss auch berücksichtigt werden, dass in Reflexionsrichtung die Photodiode schräg zur Probe positioniert ist und nicht soviel Photolumineszenz-Strahlung einfangen kann, wie die Photodiode auf der Probenrückseite, die senkrecht zur Probe positioniert ist und mit dem Filter direkt aufliegt. Messung in Transmissions- und Reflexionsrichtung finden also auch unter unterschiedlichen Winkeln statt.

Anregungsdichteabhängige MPL an hochdotiertem $1 \text{ } \Omega\text{cm}$ (p) Silizium mit Siliziumnitridpassivierung Die Messung an PWH2 erfolgt in Transmissionsrichtung, es werden Spektren bei Anregung mit Photonendichten von 1.11×10^{17} bis $6.7205 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Bei der Analyse der Spektren und der Extraktion der effektiven Lebensdauer sowie der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit wird zwischen Niederanregungsfall und Übergang zum Hochanregungsfall unterschieden (Maßgabe ist die Dotierdichte $N_A \approx 1.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Es werden die in Kap. 2.2 eingeführten Modelle zur Beschreibung des linearen und des nichtlinearen Verhaltens verwendet. In Abb. 5.16[a],[b] sind die Spektren für den Niederinjektionsfall $\Delta n < N_A$ dargestellt. Die dargestellten Fitfunktionen resultieren aus der Anpassung an die Spektren zur Bestimmung der Lebensdauer mit Hilfe des einfachen (s. m.) und des erweiterten Modells (c. m.) nach Gln. 2.49, 2.50 bzw. Gln. 2.61. Sie liegen nahezu übereinander. Für den Hochinjektionsfall $N_A < \Delta n$ sind die spektralen Amplituden und Phasen separat in Abb. 5.17[a],[b] aufgeführt. Die gezeigten Fitfunctio-

nen ergeben sich aus der Anpassung mit den nichtlinearen Modellen für quadratische Rekombination nach Gln. 2.54 (bim. m.) und dem nichtlinearen Modell nach Gln. 2.65 und 2.66 (disp. m.). Beide nichtlinearen Modelle beschreiben das spektrale Verhalten im Übergangsbereich zur Hochinjektion ähnlich gut. Während beim dispersiven Modell mittlere Lebensdauer τ_0 und dispersiver Parameter δ_{disp} angepasst werden, erfolgt die Anpassung des quadratischen Modells durch drei Parameter: strahlende Lebensdauer τ_R , effektive Lebensdauer τ und strahlenden Rekombinationsparameter $B^* = \xi B$ mit $\xi \in [0,1]$. Dieses stetige 'Einschalten' von B in Gln. 2.55 bzw. des quadratischen Ergänzungsterms $B\Delta n^2$ in Gln. 2.54 ist bei der Anpassung erforderlich, da ansonsten das Übergangsregime zur Hochanregung spektral nicht beschrieben werden kann. Neben den festen Probenparametern geht in die Anpassung mit dem quadratischen Modell aufgrund der Generationsabhängigkeit die Photonenflussdichte als Eingangsparameter ein. In Abb. 5.21[a] ist die Photonenflussabhängigkeit des Einschaltparameters $\xi = B^*/B$ der strahlenden Rekombination für das Übergangsregime zur Hochanregung für spektrale Amplitude und Phase dargestellt. Entsprechend dem linearen Verlauf des Tangens der spektralen Phase für die beiden niedrigsten Anregungen (vgl. 5.17[b]) ist zu erkennen, dass der quadratische Term in diesem Fall als Störterm entfällt. Für zunehmende Photonenflussdichte vergrößert sich der Einfluss des quadratischen Terms mit zunehmendem Parameter B^* . Bei der höchsten Anregung ist $B^* = B$. Ebenso charakteristisch für den Übergang zum nichtlinearen Hochanregungsfall ist die photonenflussabhängige Abnahme des dispersiven Parameters δ_{disp} in Abb. 5.21[b]. Wie in Kap. 5.1.3 bereits ausgeführt, entspricht $\delta_{disp} < 1$ nichtlinearem Verhalten und geht mit einer Verbreiterung der Verteilungsfunktion von Lebensdauern einher. In Abb. 5.21[c] sind diese Verteilungsfunktionen für die Lebensdauern aus der Phase nach Gln. 2.67 dargestellt. Mit zunehmender Anregungsdichte und abnehmendem Dispersionsparameter resultieren nach dem dispersiven Modell sich verbreitende Verteilungen von Lebensdauern. Zum Vergleich der Modelle werden alle vier betrachteten Modelle für alle Anregungsdichten an die Spektren angepasst und die resultierenden effektiven Lebensdauern in Abb. 5.19[a] dargestellt. Unter Annahme einer konstanten Volumenlebensdauer von $\tau_{bulk} = 20$ ms wird außerdem die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit abgeschätzt (vgl. Abb. 5.19[b]). Zur Lebensdauer $\tau_{eff,k}$ extrahiert aus Modell k wird die entsprechende Anregungsdichte $\Delta n_k = G_0\tau_{eff,k}$ gebildet. Für die aus sämtlichen Modellen berechneten Lebensdauern ergibt sich ein recht ähnlicher Verlauf. Mit steigender Injektion erhöht sich auch die Lebensdauer bis etwa zur Dotiergrenze N_A . Für den Übergang zur Hochinjektion ist im Ansatz zu sehen, dass die Lebensdauer ein Maximum erreicht und dann mit weiter zunehmender Anregungsdichte wieder abfällt. Dieses Ergebnis deckt sich bzgl. des qualitativen Verlaufs mit den Ergebnissen in [20] für effektive Lebensdauern und Oberflächenrekombina-

tion für p-dotiertes Silizium mit SiN_x -Passivierung. Der Abfall nach Erreichen des Maximums der injektionsabhängigen Lebensdauer in der Nähe von $\Delta n = N_A$ wird von den Autoren mit der in den hier vorliegenden Modellen nicht explizit berücksichtigten Auger-Rekombination erklärt. Bei genauerer Betrachtung der aus den unterschiedlichen Modellen ermittelten Lebensdauern fällt auf, dass das quadratische Modell für den Übergangsbereich zur Hochinjektion relativ zu den übrigen Modellen etwas höhere Lebensdauern ergibt. Zudem hat das quadratische Modell anders als die übrigen Modelle weniger die Tendenz sich bei höheren Δn zu 'stauen'. Insgesamt ergeben sich in dem untersuchten Injektionsbereich keine auffälligen Abweichungen, obgleich die Modelle sich bzgl. der eingehenden und variablen Parameter stark unterscheiden.

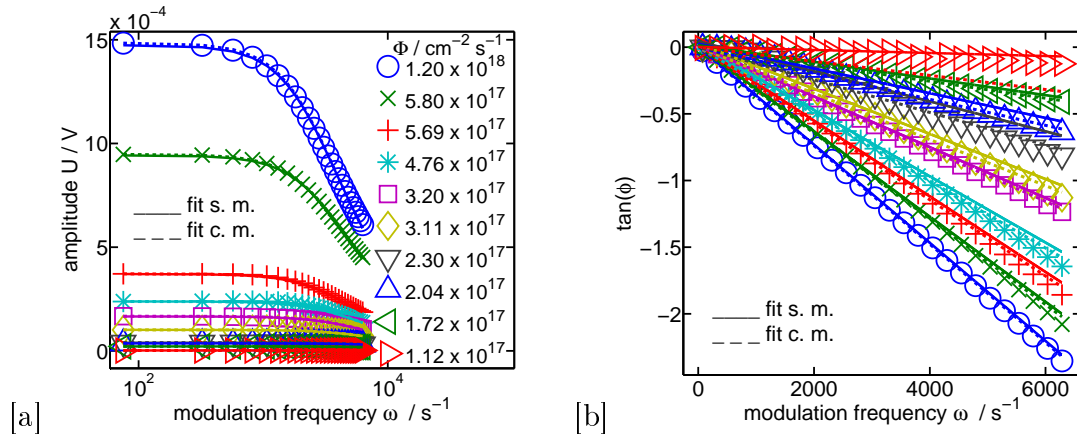


Abbildung 5.17: Anregungsabhängiger Verlauf von Amplitude und Tangens der Phase für nitridpassiviertes Silizium im Niederanregungsfall. Es sind Fits gemäß dem einfachen Modell und dem erweiterten Modell gezeigt. Relevante Unterschiede ergeben sich für die niedrigste Anregung.

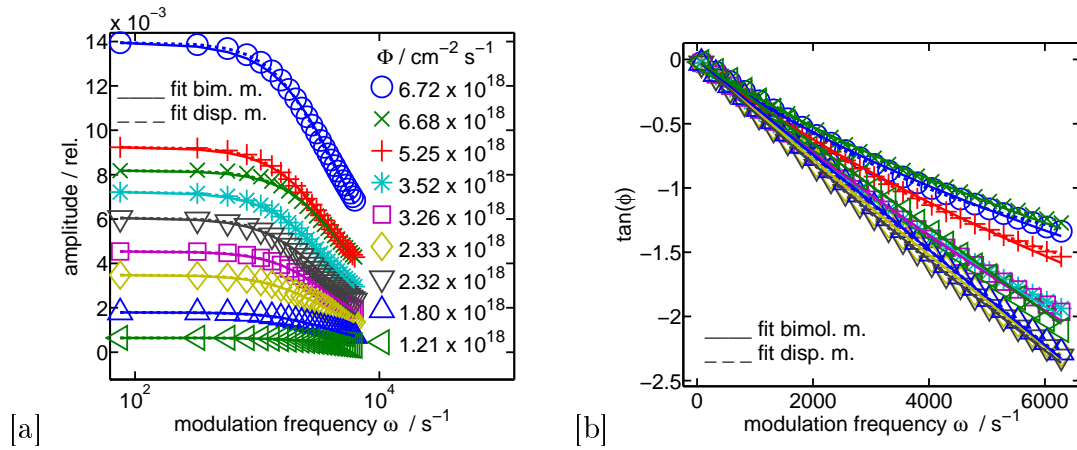


Abbildung 5.18: Anregungsabhängiger Verlauf von Amplitude und Tangens der Phase für nitridpassiviertes Silizium im Übergang zum Hochanregungsfall. Es sind Fits gemäß dem einfachen Modell und dem erweiterten Modell gezeigt. Relevante Unterschiede ergeben sich für die niedrigste Anregung.

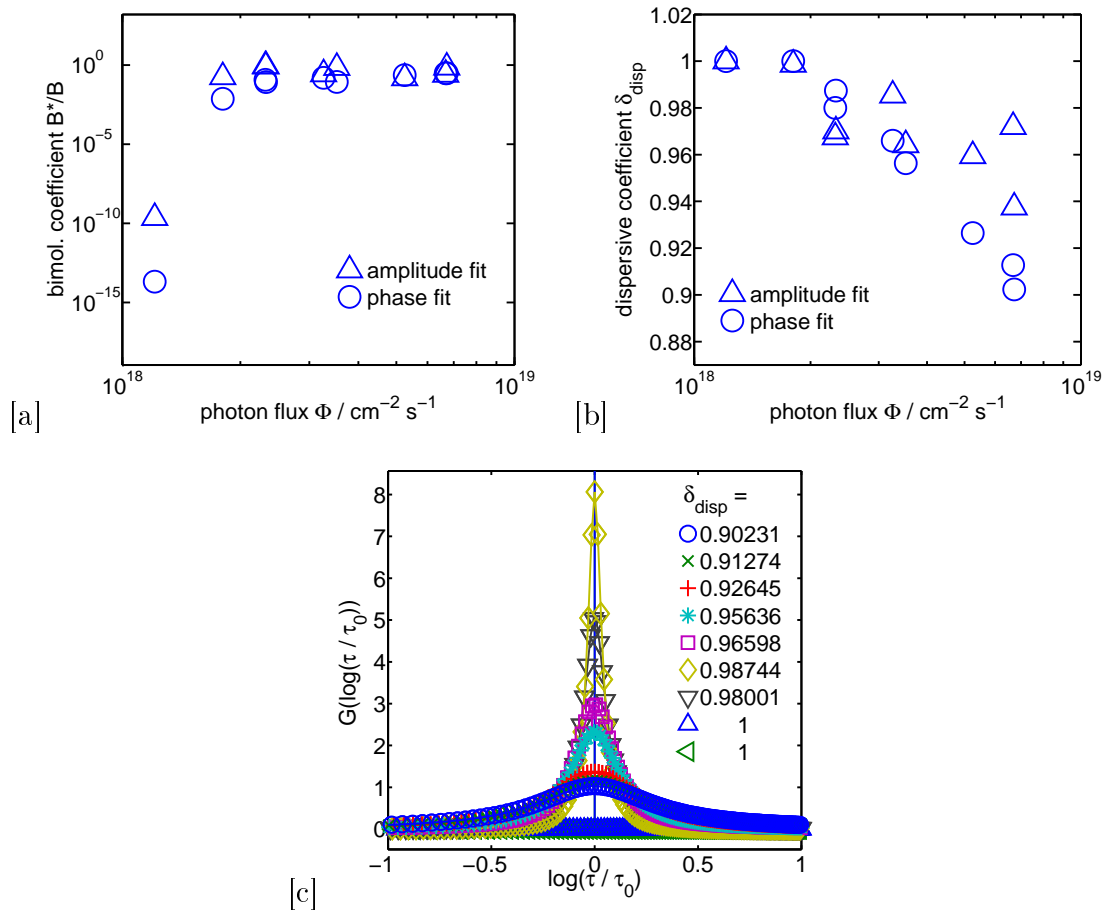


Abbildung 5.19: Anregungsabhängiger Verlauf des Koeffizienten der strahlenden Rekombination und dispersiven Koeffizienten für nitridpassiviertes Silizium im Übergang zum Hochanregungsfall.

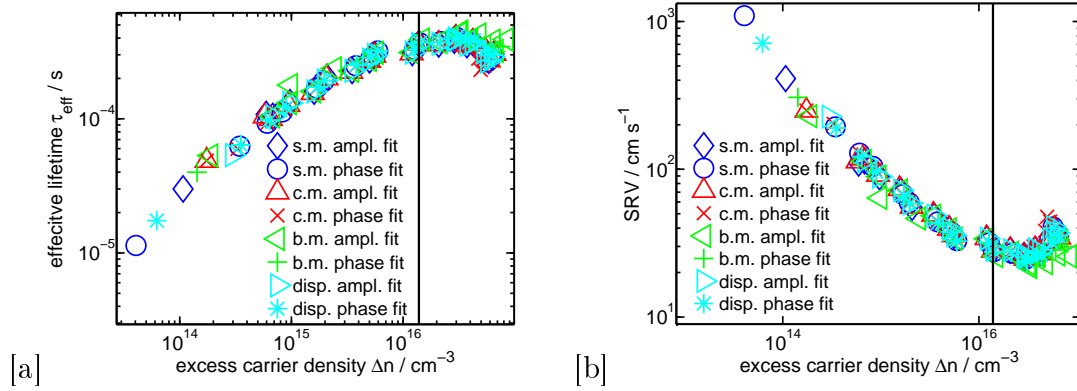


Abbildung 5.20: Anregungsabhängiger Verlauf der effektiven Lebensdauer sowie der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit für nitridpassiviertes Silizium gemäß der unterschiedlichen Modelle.

Anregungsdichteabhängigkeit eines niedrigdotierten Silizium-Wafers mit (i)pm-Si:H/(n)a-Si:H Passivierung

Die Messung erfolgt an PWL1b sinusmoduliert in Transmissionsrichtung bei Photonenflussdichten von $\Phi \in [3.11 \times 10^{17}, 6.68 \times 10^{18}] \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Der Dotierlevel liegt bei etwa 10^{15} cm^{-3} , s.d. mit überwiegend $N_A < \Delta n$ der Hochanregungsfall erfüllt ist. In Abb. 5.20[a],[b] ist die Darstellung der Spektren lediglich inklusive der Fitkurven der beiden nichtlinearen Modelle (bi-mol. m. bzw. disp. m.) gezeigt. In Abb. 5.20[b] tritt die für den Hochanregungsfall charakteristische Krümmung des Tangens der Phase bei allen Anregungsdichten auf. Die Auswertung erfolgt analog zu der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Vorgehensweise mit Hilfe aller vier Modelle. In Abb 5.21[a] ist der für die Anpassung des quadratischen Modells zu variierend Einschaltparameter des Koeffizienten der strahlenden Rekombinations dargestellt. Auch hier zeigt sich für die niedrigsten Intensitäten, dass das quadratische Modell sich nur unter Aussetzen des Ergänzungsterms $B\Delta n^2$ an die im Übergangsregime befindlichen Spektren anpassen lässt. Der dispersive Koeffizient δ_{disp} in Abb. 5.21[b] nimmt wiederum mit steigender Photonenflussdichte ab und führt nach Gln. 2.67 auf die Verteilungsfunktionen in Abb. 5.21[c] (erstellt nur für die aus der Phase erhaltenen δ_{disp}). Nach dem dispersiven Modell ergeben sich überwiegend sehr breite Verteilungen der Lebensdauer. In Abb. 5.22 sind die injektionsabhängigen Lebensdauern und Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten $S_1 = S_2$ (bei fester Volumenlebensdauer $\tau_{bulk} = 20 \text{ ms}$) dargestellt. Deutlicher ist bei dieser Probe zu erkennen, dass die Lebensdauern im Hochanregungsbereich wieder beginnen abzufallen. Das quadratische Modell (b. m.) ergibt für die höchsten Anregungsdichten im Vergleich zu den übrigen Modellen höhere effektive Lebensdauern. Weiterhin ist im Bereich der Hochinjektion zu erkennen, dass bei den linearen Modellen und dem quadratischen Modell jeweils die

Lebensdauern der Amplituden über denen der Phase liegen. Die aus dem dispersiven Modell abgeleiteten Lebensdauern weisen hingegen keine derartig ausgeprägte Abweichung auf. Für die Erklärung des anregungsabhängigen Verlaufs der effektiv- en Lebensdauern werden erweiterte SRH-Modelle, die die Rekombinationsprozesse an den a-Si:H/c-Si-Übergängen berücksichtigen. So werden von Olibet et al. [21] und Leendertz et al. [23] insbesondere offene Verbindungen (dangling bonds) an den Oberflächen berücksichtigt.

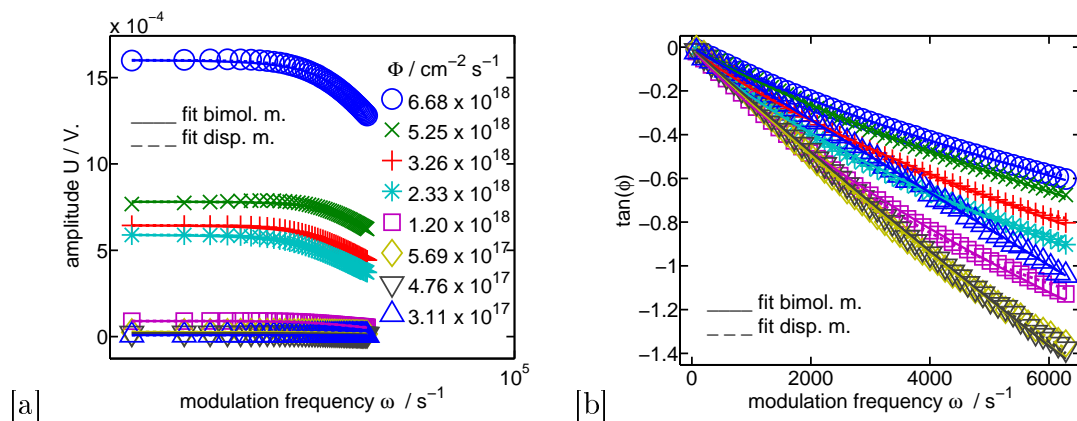


Abbildung 5.21: Anregungsabhängiger Verlauf von Amplitude und Tangens der Phase für PWL1b im Hochanregungsfall. Es sind Fits der Anpassung gemäß dem bimolekularen und dem dispersiven Modell gezeigt, da hier überwiegend ein nicht-lineares Verhalten beobachtet wird.

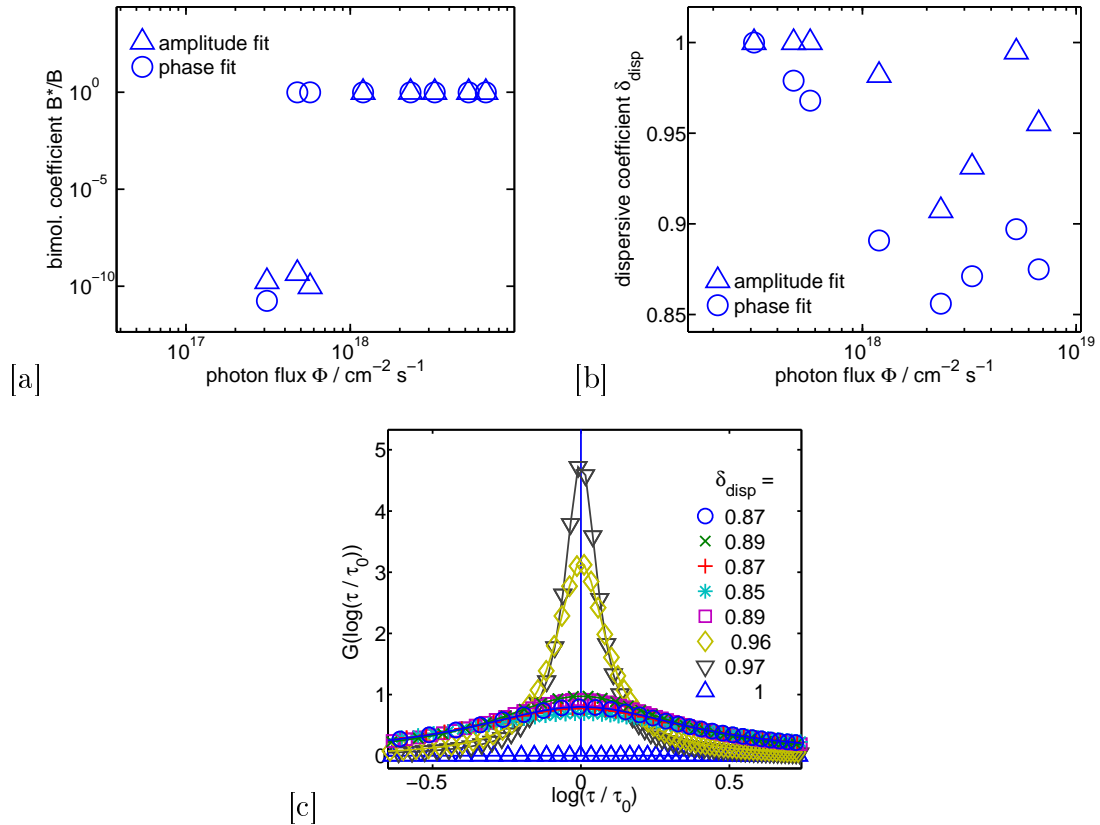


Abbildung 5.22: Anregungsabhängiger Verlauf der bimolekularen und dispersiven Koeffizienten für PWL1b im Hochanregungsfall.

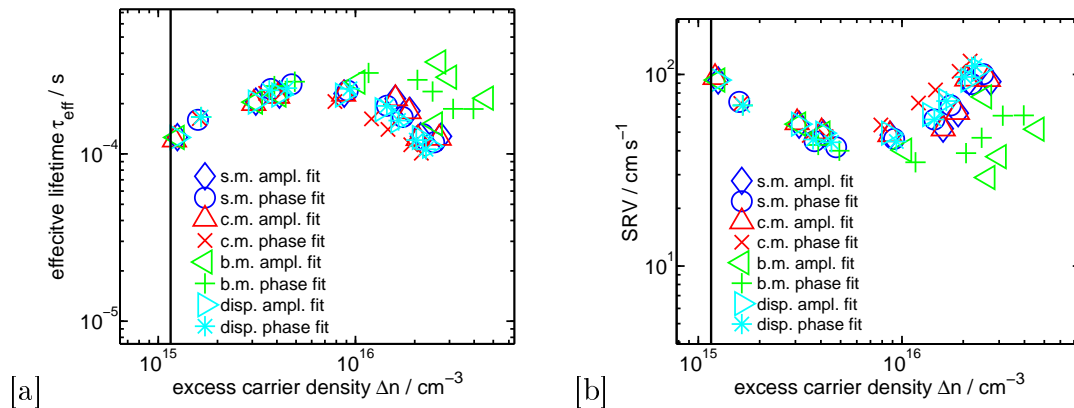


Abbildung 5.23: Anregungsabhängiger Verlauf der effektiven Lebensdauer sowie der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit für PWL1b gemäß der unterschiedlichen Modelle.

Anregungsdichteabhängigkeit einer hochdotierten Silizium-Zelle mit a-Si Passivierung und TCO Die Messung am TCO-beschichteten p-dotiertem Silizium ($1 \Omega \text{cm}$) mit (n)a-Si:H/(i)a-Si:H PCH2 erfolgt sinusmoduliert und aufgrund

des Rückkontaktes mit dem erweiterten Versuchsaufbau in Reflexionsrichtung auf der TCO-Schicht. Die Photonflussdichten variieren im Bereich $[2.93 \times 10^{16}, 5.8 \times 10^{18}] \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Dotierung beträgt $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Wie in Abb. 5.23[b] zu erkennen ist, weicht das spektrale Verhalten des Tangens der Phase von den Erwartungen ab. Selbst für geringe Anregungsdichten ist das Verhalten im nominellen Niederanregungsbereich nicht linear. Die gezeigten Fitkurven stammen von der Anpassung mit den nichtlinearen Modellen (bimol. m. und disp. m.). In Abb. 5.24 bestätigt sich aufgrund des durchweg hohen Einschaltparameters des strahlenden Rekombinationskoeffizienten sowie der bis auf eine Ausnahme deutlich von 1 abweichenden Dispersionsparameter δ_{disp} das nichtlineare Verhalten dieser Probe. Der anregungsdichteabhängige Verlauf der effektiven Lebensdauern und Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten in Abb. 5.25, die wie für die oben untersuchten Fälle mit allen vier Modellen bestimmt werden, erinnert an den nichtlinearen Fall der niedrigdotierten Probe aus dem vorherigen Abschnitt.

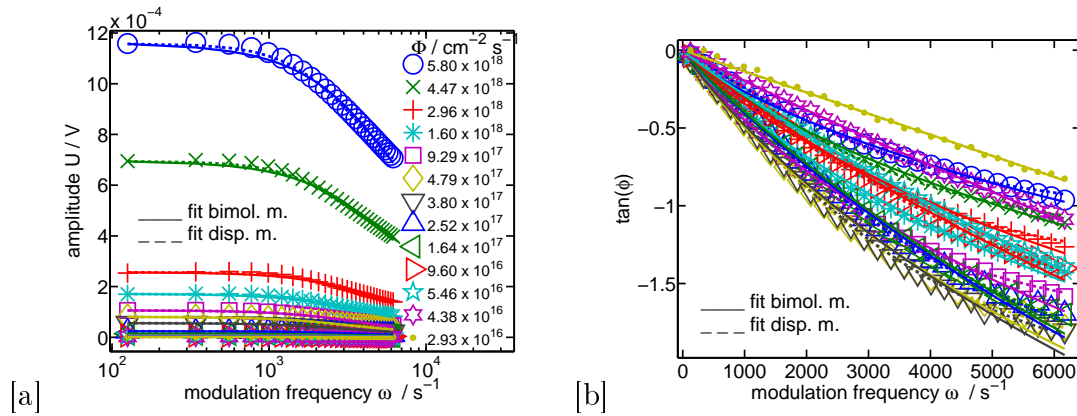


Abbildung 5.24: Anregungsabhängiger Verlauf von Amplitude und Tangens der Phase für die TCO-beschichtete Zelle im Übergang zum Hochanregungsfall. Es sind Fits der Anpassung gemäß dem bimolekularen und dem dispersiven Modell gezeigt, da hier überwiegend ein nichtlineares Verhalten beobachtet wird.

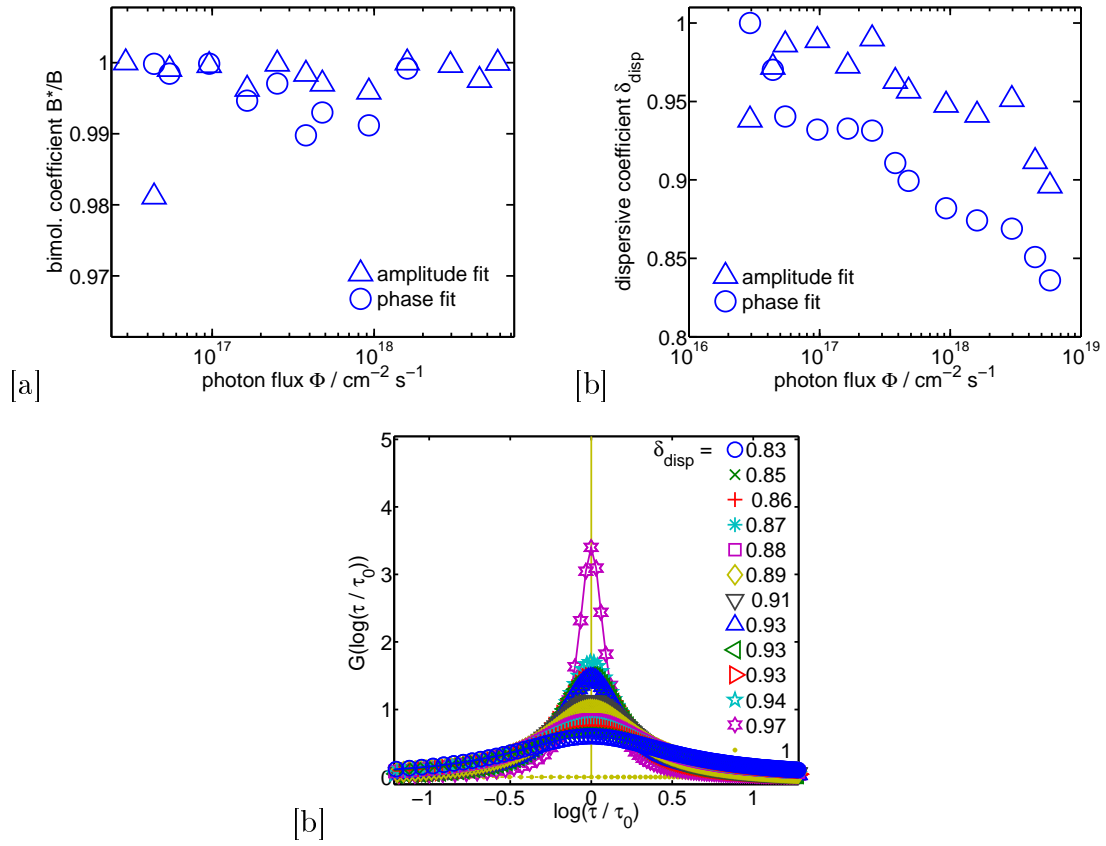


Abbildung 5.25: Anregungsdichteabhängiger Verlauf von des relativen bimolekularen Parameters B^*/B und des dispersiven Koeffizienten δ_{distr} sowie die Resultierende Lebensdauerverteilung für die TCO-beschichtete Zelle im Übergang zum Hochanregungsfall.

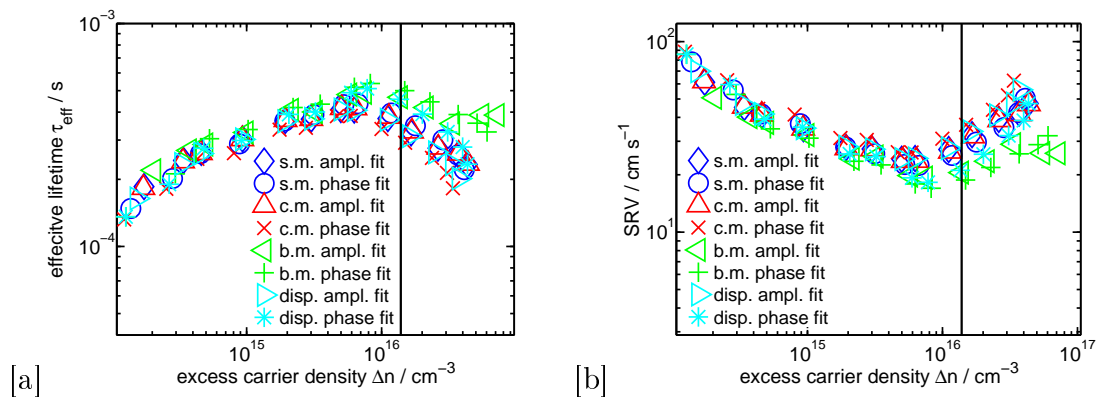


Abbildung 5.26: Anregungsdichteabhängiger Verlauf von effektiver Lebensdauer und Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit für die TCO-beschichtete Zelle im Übergang zum Hochanregungsfall. Zum Vergleich sind hier die Ergebnisse aus den Anpassungen gemäß aller drei Modelle gezeigt.

5.2.3 Ortsaufgelöste MPL

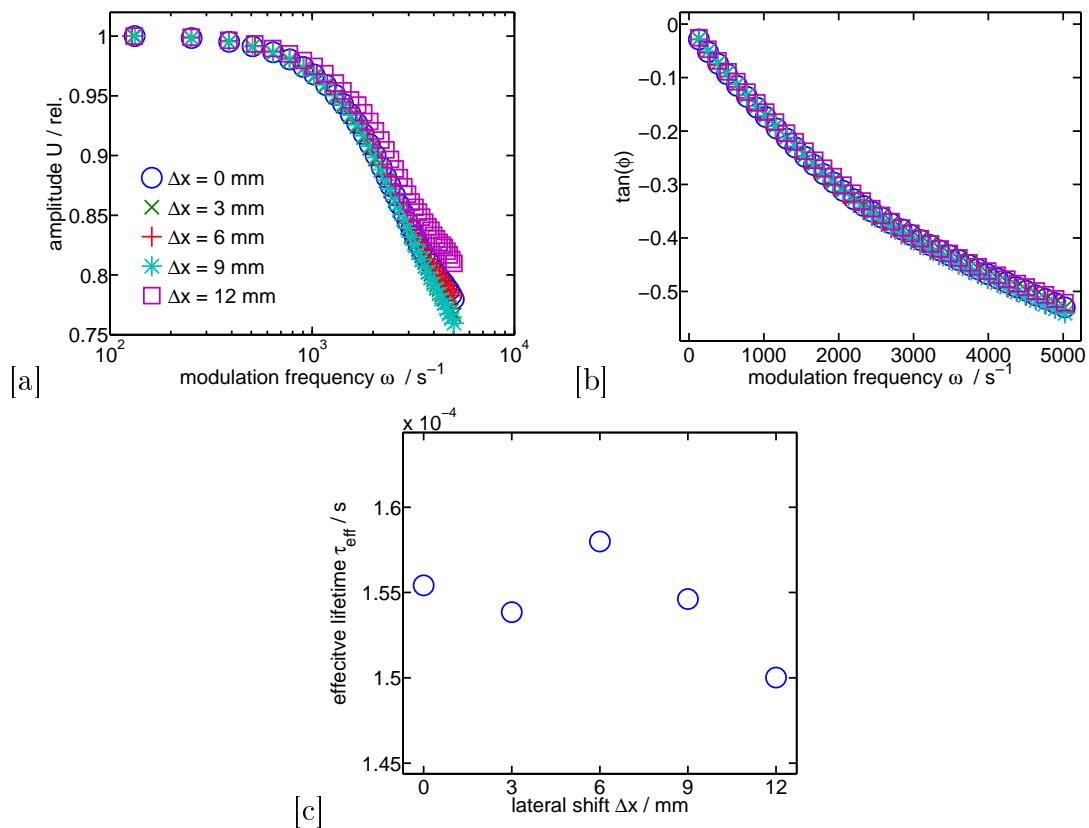


Abbildung 5.27: Ortsaufgelöste Messung an PWH1a bei rechteckförmiger Modulation mit einem mechanischen Chopper. Die Probe wurde lateral in Abständen von $= 3$ mm bei konstanter Anregung untersucht.

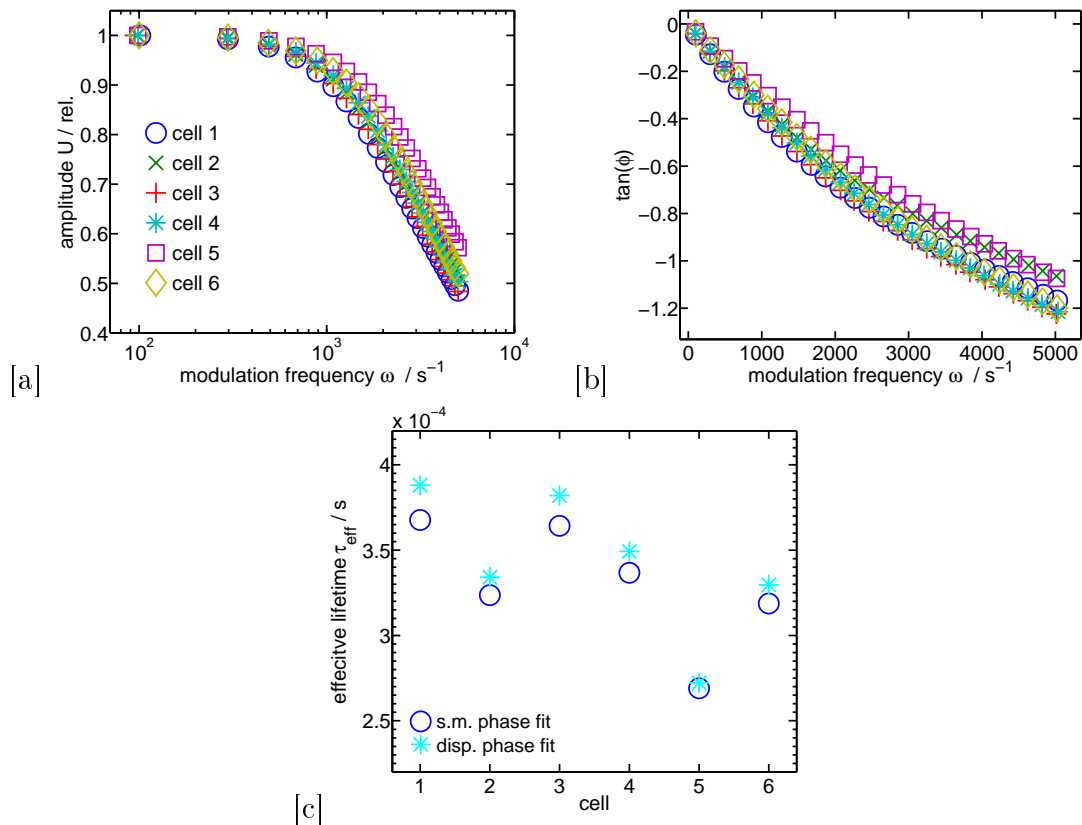


Abbildung 5.28: Ortsaufgelöste Messung an PCH2 bei rechteckförmiger Modulation mit einem mechanischen Chopper. Untersucht wurde die mittlere Reihe an Zellen in lateraler Richtung bei konstanter Anregung.

Die Ortsauflösung dank des kleinen Anregungssports ermöglicht anregungsdichteabhängige Vergleichsmessungen an einem texturierten Wafer mit TCO-Beschichtung. Die Modulation erfolgt gepchopp bis 800 Hz.

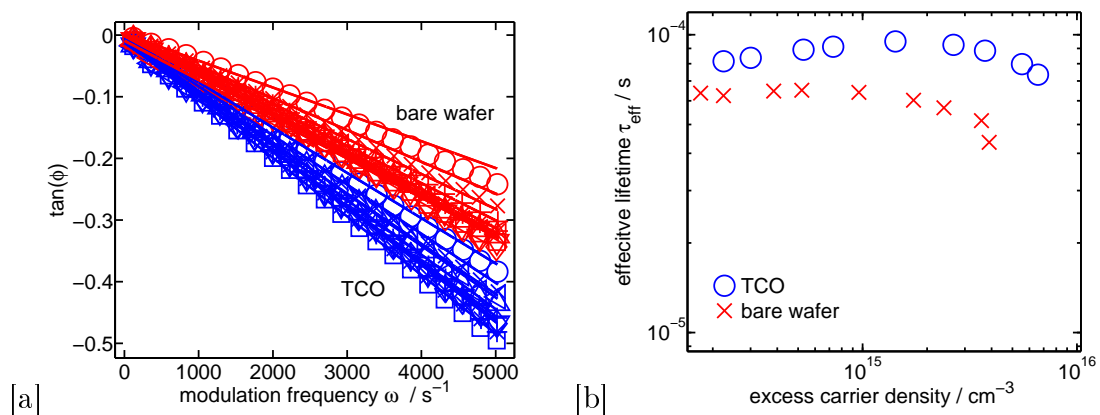


Abbildung 5.29: Ortsaufgelöste und anregungsdichteabhängige Messung für zwei Punkte auf einer Zelle ermöglicht den Vergleich TCO Beschichtung und blankem Wafer.

5.2.4 Vergleichsmessung stationäre kalibrierte Photolumineszenz

Zum Vergleich der bestimmten effektiven Lebensdauern werden parallel Messungen mit der MPL Methode sowie mit der stationären kalibrierten Photolumineszenz Methode an verschiedenen Proben an dem in Kap. 4.2.1 beschriebenen Aufbau durchgeführt. Während mit der MPL im Niederinjektionsfall die Lebensdauer leicht aus der spektralen Phase bestimmt werden kann, ist zumindest für die stationäre kalibrierte Photolumineszenz noch die möglichst exakte Stärke der Generation bzw. der Photonenflussdichte Φ erforderlich. Dennausder ermittelten Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus μ kann auf die Anregungsladungsträgerdichte bestimmt werden, die über $\delta n = G_0 \tau_{eff}$ mit der effektiven Lebensdauer verknüpft ist (vgl. Kap. 2.1.2).

Bei den ersten Messreihen wird versucht, allein den Messaufbau der stationären kalibrierten PL ohne zusätzliches Equipment des MPL-Aufbaus zu nutzen. Es steht eine 670 nm-Laserdiode zur Verfügung. Dieser erzeugt bei 110 mA Diodenstrom eine Photonenflussdichte von $\Phi \approx 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Probe wird justiert und der Aufbau mit dem zur Filterung des Anregungsstrahlung notwendigen Kantenfilter ausgestattet. Um ein deutliches Signal zu bekommen wird das Spektrum mit der 100fachen Verstärkung der Standardeinstellung aufgenommen. Nach Aufnahme des stationären PL-Spektrums wird der Monochromator auf die Wellenlänge des Maximum im Spektrum gefahren. Bei dieser Wellenlänge wird mit Hilfe des dem Monochromator nachgeschalteten Silizium-Detektors bei geringstmöglicher Verstärkung (Verstärkung bedeutet größere Zeitkonstanten im System und somit größeren frequenzabhängigen Offset im MPL-Spektrum) manuell MPL durchgeführt. Die Modulation erfolgt rechteckförmig mit Hilfe des im Versuchsaufbau zur Signaldetektion vorhandenen Chopper. Es kann nur ein Frequenzbereich bis 200 Hz mit dem gegebenen Equipment erfasst werden. Exemplarisch ist hier das Ergebnis der Messung an Probe PWL1a angegeben (vgl. Abb. 5.31). Es fällt auf, dass die berechneten Lebensdauern aus stationärer und modulierter Photolumineszenz um eine Größenordnung abweichen. Ähnliche Beobachtungen werden auch bei anderen Proben gemacht. Es stellt sich die Frage, ob MPL über eine einzelne Wellenlänge gleichzusetzen ist mit der MPL, bei der über das ganze Spektrum integriert wird.

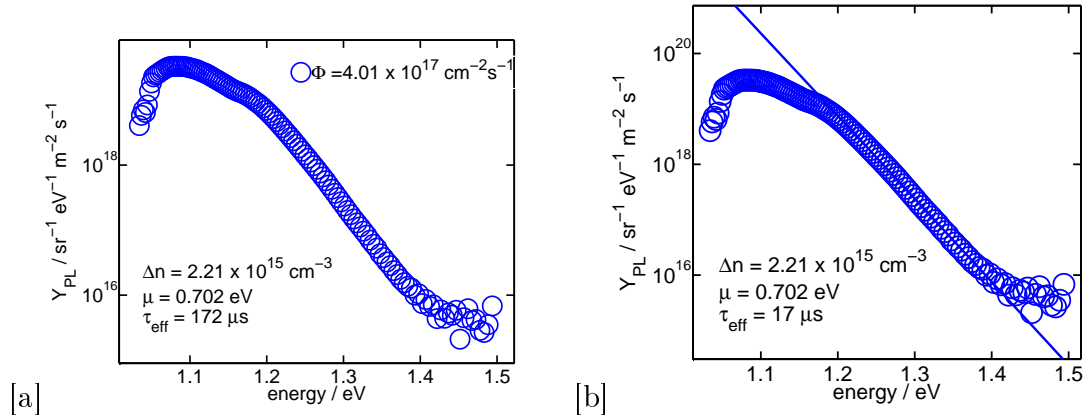


Abbildung 5.30: Hochdotierte PWL1a (ISE3) für höchste Anregung mit 670nm Laser!

Für präzisere Vergleichsmessung wird also der Versuchsaufbau der stationären kalibrierten Photolumineszenz mit der Photodiode PD2, mit der 785 nm Laserdiode, der dazuhörigen Laserdiodenkontrolleinheit und dem batteriebetriebenen Vorverstärker OP2 erweitert, wie in Kap. 4.2.1 beschrieben. Die MPL erfolgt damit integriert über das durch die Photodiode detektierbare Spektrum. Für zwei Proben in Abb. 5.30 und Abb. 5.31 sind die Ergebnisse gezeigt. Die Auswertung erfolgt im linearen Regime mit dem einfachen Modell. Die Lebensdauern weichen im Fall der Hochanregung in Abb. 5.30 um 19% voneinander ab und in 5.31 um 47 %. Dies sind immer noch starke Abweichungen und durch aus den Variationsspielräumen bei den Fitparametern zur Bestimmung der Quasi Fermi Niveau-Aufspaltung kann keine abschließende Aussage über die Güte der Übereinstimmung getroffen werden. Zur Klärung wären vergleichende mehrere Messungen bei Variation des Photonenflusses erforderlich, insbesondere im Niederanregungsfall, für den zuverlässigere Modelle existieren, als für den Hochanregungsfall.

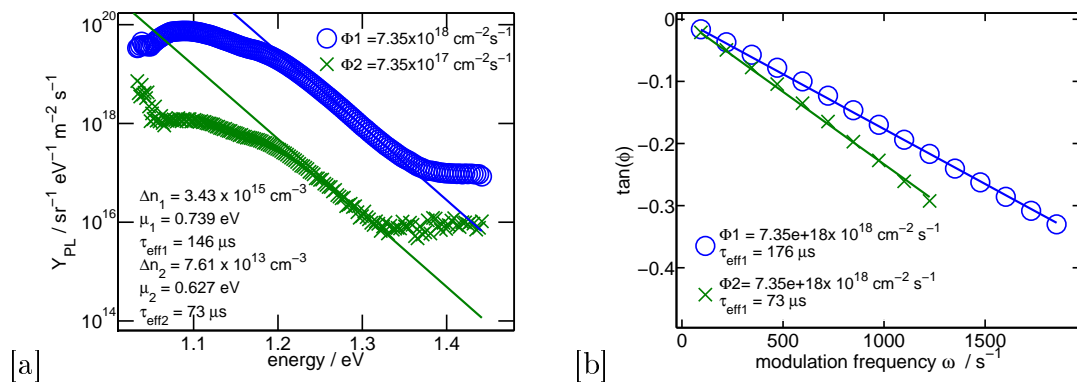


Abbildung 5.31: SiN für höchste Anregung und 10 Prozent Anregung

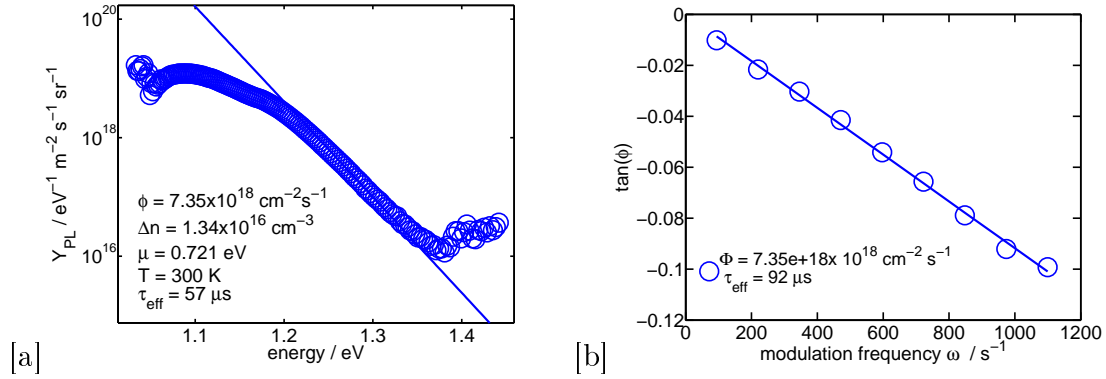


Abbildung 5.32: Niedrigdotierte PWL1a (16er) für höchste Anregung - Vgl. KalPL-MPL

5.2.5 Zeitaufgelöste MPL am Oszilloskop

Mit einem Digitaloszilloskop werden Anregung und PL-Signal der Probe aufgenommen. Bei sinusmodulierter Anregung ergibt sich eine sinusförmige Response, verschoben um die Phasendifferenz $\Delta\phi = \omega\Delta t = \omega\tau_{eff}$. Im Niederanregungsfall gilt diese Beziehung exakt, im Hochanregungsfall wird sie näherungsweise angenommen. Für verschiedene Frequenzen und Anregungen sind an den Proben PWH1a (ISe3) und PWL1a (16er1) diese Phasenverschiebungen vermessen worden. Vergleichsmessungen, bei denen die Spektren aufgenommen werden, zeigen eine gute Übereinstimmung.

Für die Frequenzen $f \in \{35, 85, 340, 470, 995\}$ Hz werden zunächst die Zeitkonstanten des Messaufbaus bestimmt, indem mit der sinusmodulierte Laser auf Diode A gerichtet wird. Mit dem Oszilloskop werden das Referenzsignal des Funktionsgenerators und das Diodensignal aufgezeichnet und mit der Labview-Messsoftware erfasst. Für die beiden niedrigsten Frequenzen ist das Signal sehr verrauscht, die Zeitkonstanten liegen zwischen 20 und 60 μs . Zum Vergleich werden mit dem Lock In-Detektor Phasenspektren bis 1000 Hz aufgenommen. Dann werden Messungen bei höchster Anregung ($\Phi = 6.71 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) für die Proben PWH1a und PWL1a (hoch- und niedrigdotiertes Silizium) zunächst zeitaufgelöste Messungen mit dem Digitaloszilloskop und anschließend Lock In-Messungen der Phasenspektren durchgeführt. Es zeigt sich, dass hier ebenfalls die Messungen für die beiden niedrigsten Frequenzen deutlich von den übrigen abweichen. Der Vergleich zwischen zeitaufgelösten und spektraler Lock-In-Messung zeigt, dass für unterschiedliche Frequenzen die zeitaufgelöste Lebensdauer schwankt und von der aus dem Spektrum ermittelten effektiven Lebensdauer abweicht um maximal XX. Zum einen ist der Fehler groß, Daten verrauscht, zum anderen variiert im Hochanregungsfall die Lebensdauer

spektral.

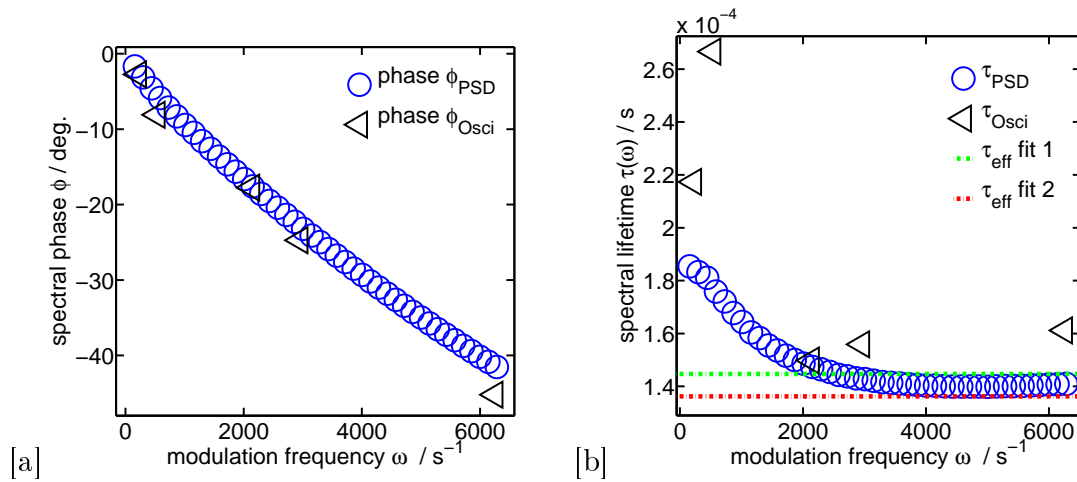


Abbildung 5.34: Spektraler Vergleich der PSD-Messung mit Lock In und zeitaufgelöster Messung mit einem Digitaloszilloskop für die Probe PWH1a.

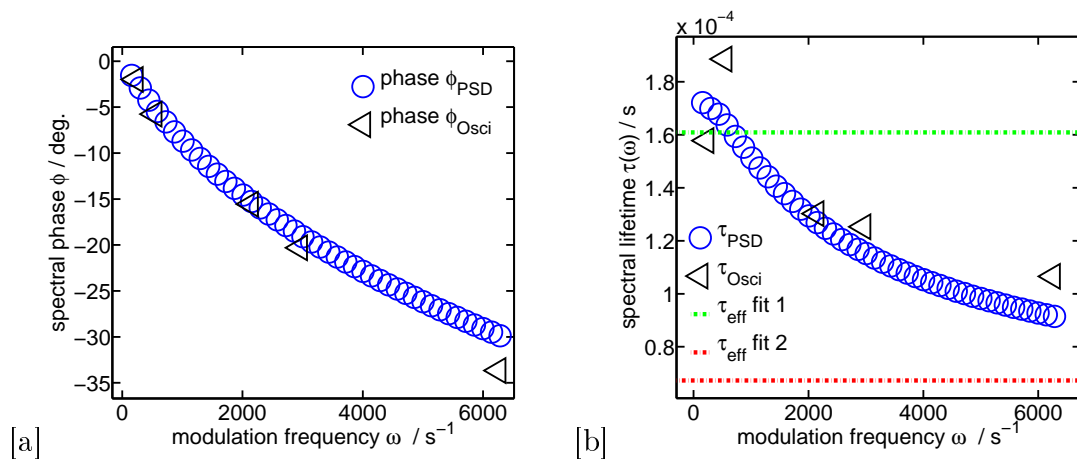


Abbildung 5.35: Spektraler Vergleich der PSD-Messung mit Lock In und zeitaufgelöster Messung mit einem Digitaloszilloskop für die Probe PWL1a.

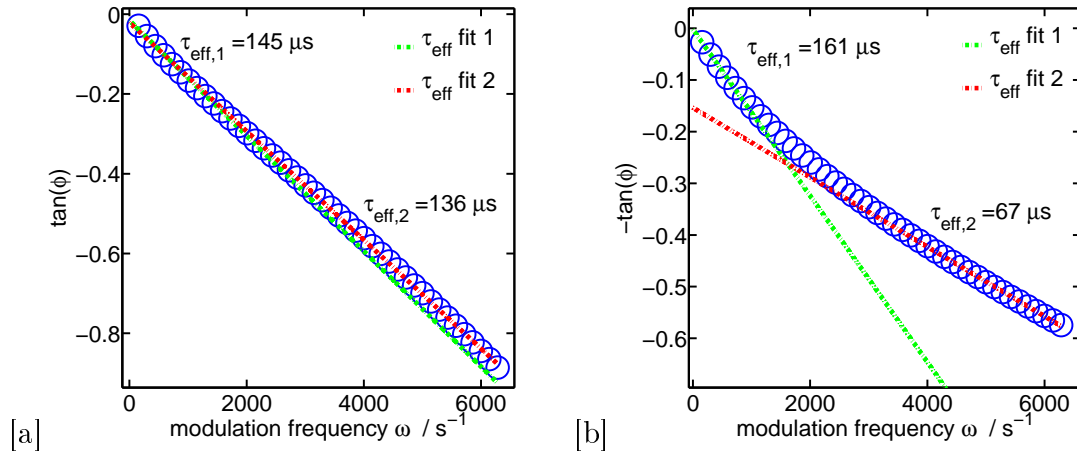


Abbildung 5.36: Spektraler Vergleich der PSD-Messung mit Lock-In und zeitaufgelöster Messung mit einem Digitaloszilloskop für die Probe PWH1a.

5.2.6 Vergleichsmessung Quasi-Statistische Photoleitfähigkeit

Mit dem in Kap. 4.2.2 durch das Forschungszentrum Next Energy zur Verfügung gestellten Aufbau werden Messungen mit der Quasi-Statistische Photoleitfähigkeit Methode durchgeführt und mit MPL-Ergebnissen verglichen. Als geeignet stellen sich die hochdotierte Probe PWH1a sowie die niedrigdotierte Probe PWL1a heraus. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.36 gezeigt. Bei der QSSPC-Messung werden beide Seiten der Proben einmal bestrahlt, um den symmetrischen Aufbau bzw. die identische Passivierung von Vorder- und Rückseite der beiden Proben zu verifizieren. Die MPL-Auswertung erfolgt auf Grundlage von injektionsabhängigen Messungen, wobei jeweils die Lebensdauer aus der spektralen Phase mit dem einfachen Modell und mit dem bimolekularen Modell bestimmt werden. In Abb. 5.36[a] scheinen die qualitativen Verläufe der mit beiden Methoden bestimmten Lebensdauern über der Anregungsdichte sich stark zu ähneln. Für die niedrigdotierte Probe in Abb. 5.36[b] wird die mit QSSPC bestimmte effektive Lebensdauer gegenüber der aus MPL bestimmten effektiven Lebensdauer überschätzt. Diese Beobachtung deckt sich mit einer Vergleichsmessung von MPL und QSS in [19]. Dort wird als Ursache vermutet, dass die großflächige Anregung mit infraroter Strahlung eine homogenere Verteilung der angeregten Ladungsträger bei der konduktiven Methode bewirkt. Die MPL Methode hingegen regt nur lokal an, ist sensitiver bzgl. Inhomogenitäten, geht jedoch im Fall des einfachen Modells von einer homogenen Verteilung der Ladungsträger aus.

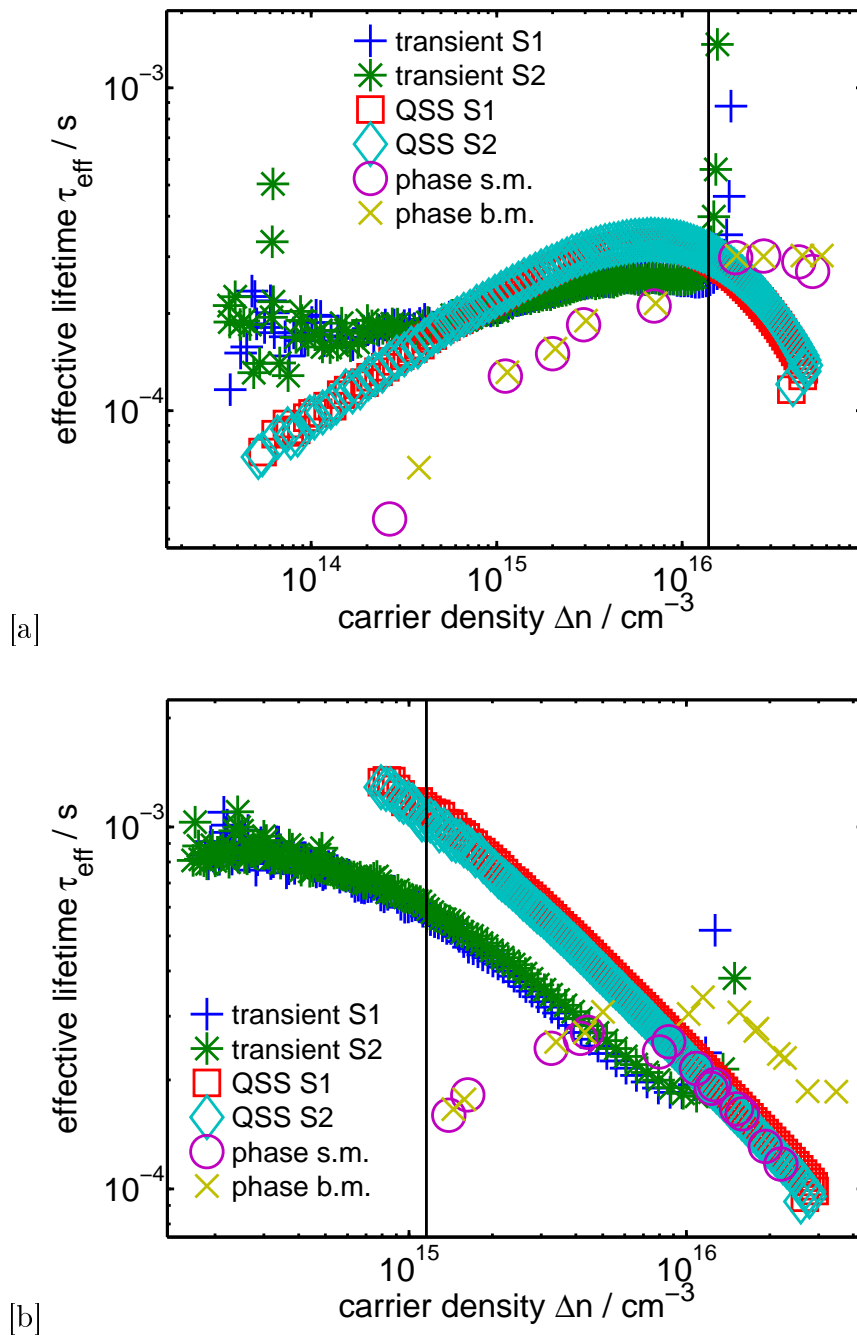


Abbildung 5.37: VGL ISE3, 16er in MPL, transient, QSSPC für $\Phi \in [XX\dots XX] \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dabei ist XX aus der Lebensdauer aus der spektralen Amplitude und Phase berechnet (gemäß Gln. 2.35) und anregungsabhängig gemessen dargestellt.

5.2.7 U/I-abhängige MPL

Mit dem in Kap. 4.1.5 beschriebenen erweiterten Versuchsaufbau werden Messungen an der Zelle PCH3 (1 Ωcm n-dotiert mit (p)a-Si:H/(i)a-Si:H-Passivierung). Der

zu vermessende TCO-beschichtete Bereich hat eine Fläche von $0,47 \times 0,53 \text{ cm}^2$. Mit einem Diffusor wird der für die folgenden Messungen zu feine Anregungspot aufgeweitet, s.d. der kontaktierte Zellbereich vollständig beleuchtet wird. Im Unterschied zu den vorhergehenden MPL-Messungen wird hier also vergleichsweise großflächig angeregt. Mit dem Sourcemeter werden Strom-Spannungs-Kennlinien bei ausgeschalteter Beleuchtung und bei Anregung mit Photonenflussdichten von $7.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für die Probe bestimmt (vgl. 5.37[a]). Zum Vergleich von mit dem Sourcemeter gemessener Leerlaufspannung V_{oc} und der über die MPL-Lebensdauer bestimmtem $V_{oc,MPL}$ werden für Photonenflussdichten $\Phi \in [1.3 \times 10^{17}, 7.4 \times 10^{17}] \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ Spektren aufgezeichnet und aus dem Tangens der spektralen Phase effektive Lebensdauern für das einfache Modell bestimmt. Mit Gln. 2.33 wird aus diesen $V_{oc,MPL}$ bestimmt. Zusätzlich werden zur jeder Anregungsdichte die Leerlaufspannung V_{oc} sowie die Kurzschluss-Stromdichte $j(V = 0) = j_{sc}$ gemessen. In Abb. 5.37[b] sind für die Photonenflussdichten V_{oc} und $V_{oc,MPL}(\tau_{eff})$ über der Kurzschlussstromdichte j_{sc} aufgetragen. Abb. 5.37[a] zeigt die Proportionalität von Photonenflussdichte Kurzschlussstromdichte j_{sc} . In Abb. 5.37[b] sind die aus dem Phasenspektrum ermittelten effektiven Lebensdauern anregungsdichteabhängig dargestellt. Für das betrachtete Injektionsregime ist die Variation der Lebensdauern gering. Nach Fuyuki [22] ist in der idealen Diodengleichung ein Diodenfaktor m zu berücksichtigen:

$$j(V_a) = j_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{mk_B T}\right) \right] - j_{sc}, \quad (5.1)$$

wobei j_s die Sättigungsstromdichte bezeichnet. Der Diodenfaktor wird aus der Steigung auf Grundlage folgender Herleitung bestimmt:

Für die gemessene Leerlaufspannung ergibt sich ein Diodenqualitätsfaktor von 1.33, für die über MPL ermittelten Leerlaufspannungen ergibt sich hingegen ein Diodenfaktor von 1.16. Bzgl. des Vergleichs der Absolutwerte der bestimmten V_{oc} liegen die aus MPL ermittelten Werte um etwa 0.063 V über den mit dem Sourcemeter gemessenen Leerlaufspannungen.

Weitere Messungen erfolgen

Dabei ist V_{OC} aus der Lebensdauer aus der spektralen Phase berechnet (gemäß Gln. 2.35) und anregungsabhängig gemessen dargestellt

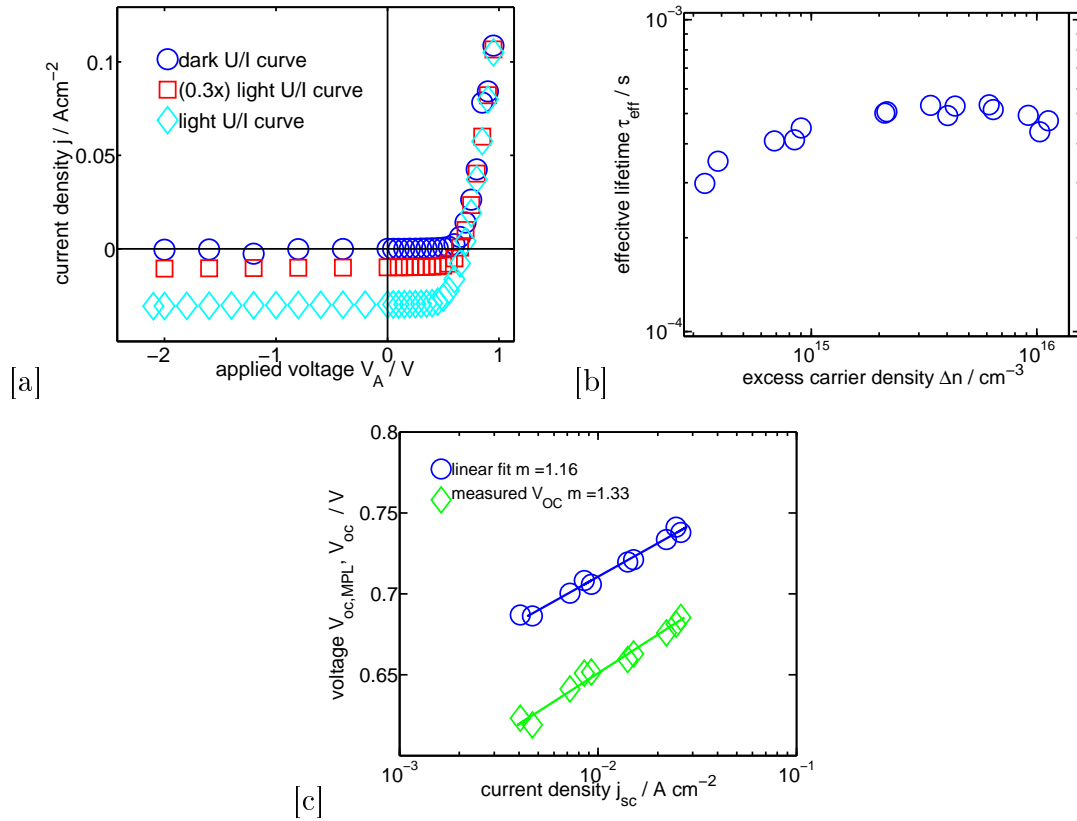


Abbildung 5.38: [a] Dunkelkennlinien und Hellkennlinien bei Anregung mit $\Phi = 7.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. [b] Anregungsdichte abhängige effektive Lebensdauern. Der Dotierlevel beträgt $N_D = 1.38 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. [c] Vergleich von gemessenen Leerlaufspannungen V_{oc} und aus MPL bestimmten $V_{oc, MPL}(\tau_{eff})$ für Photonenflussdichten $\Phi \in [1.3 \times 10^{17}, 7.4 \times 10^{17}] \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ über der Photostromdichte j_{ph} . Die Steigung ergibt den Diodenqualitätsfaktor m .

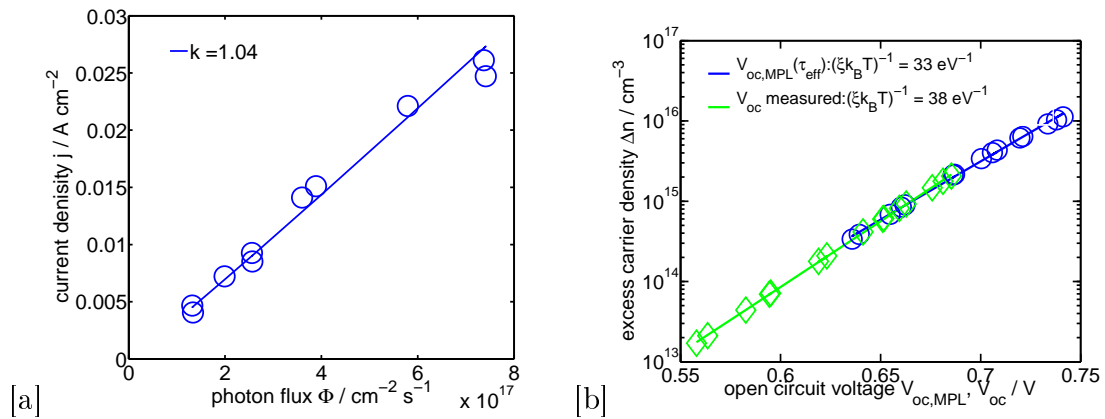


Abbildung 5.39: [a] Spektrale MPL-Amplitude über dem Photonenfluss. [b] Anregungsladungsträgerdichte $\Delta n(V_{oc})$ über V_{oc} jeweils gemessen sowie jeweils durch MPL bestimmt.

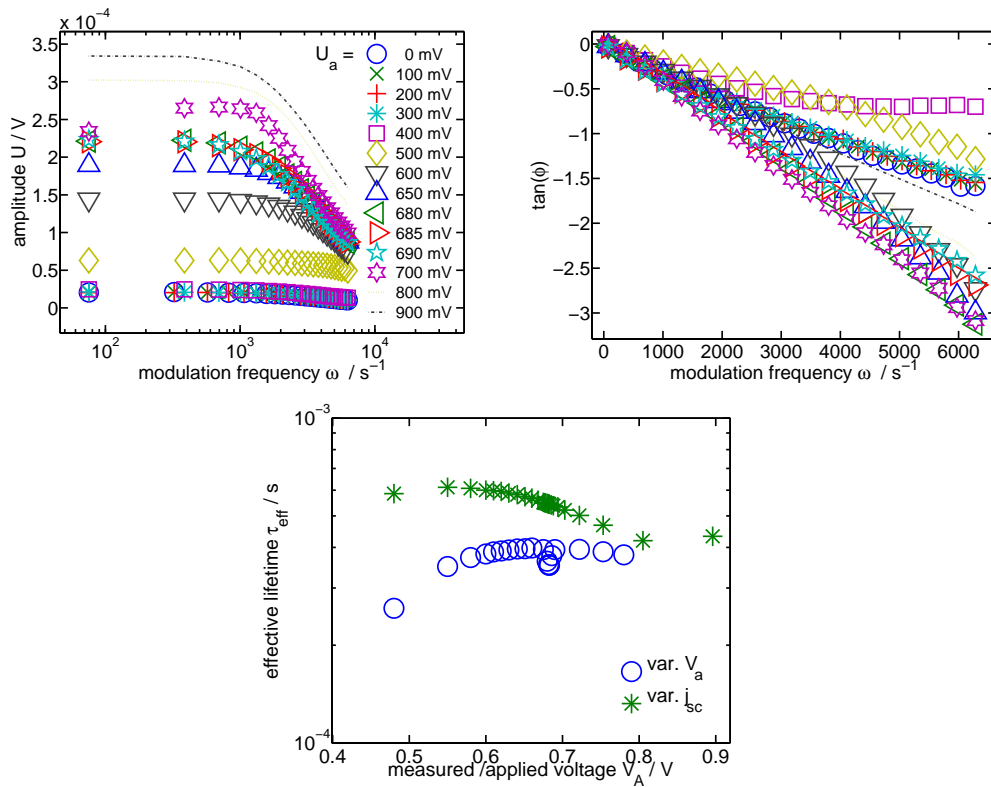


Abbildung 5.40: Für die kontaktierte Messung erfasste Dunkel- und Hellkennlinien bei Anregung mit $\Phi = 7.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bzw. Abschwächung um Faktor 0.3. Demenem sind die Leerlaufspannungen V_{OC} in Abhängigkeit von der Stromdichte j Anregungsabhängig für $\Phi \in [1.3...1.7] \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dabei ist V_{OC} aus der Lebensdauer aus der spektralen Phase berechnet (gemäß Gln. 2.35) und anregungsabhängig gemessen dargestellt. Als letztes vom

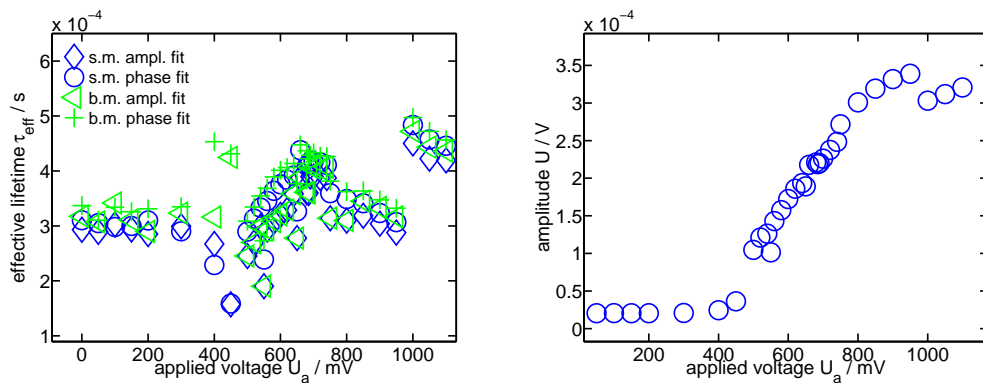


Abbildung 5.41: Für die kontaktierte Messung erfasste Dunkel- und Hellkennlinien bei Anregung mit $\Phi = 7.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bzw. Abschwächung um Faktor 0.3. Demenem sind die Leerlaufspannungen V_{OC} in Abhängigkeit von der Stromdichte j Anregungsabhängig für $\Phi \in [1.3...1.7] \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dabei ist V_{OC} aus der Lebensdauer aus der spektralen Phase berechnet (gemäß Gln. 2.35) und anregungsabhängig gemessen dargestellt.

5.2.8 Fouriertanalyse zeitabhängiger MPL

Spektrum der Anregungssignale Aus dem Praktikumsversuch steht eine Messkarte zur zeitaufgelösten Erfassung von Messdaten sowie Analysesoftware zur Fourieranalyse zur Verfügung. Zur Prüfung der Form des Anregungssignals werden gepoppeter und sinusmoduliertes Laserstrahl ausreichend mit Neutralsdichtefiltern abgeschwächt und mit der Siliziumphotodiode BPX66 erfasst. Das zeitabhängige Signal wird eingelesen und spektralanalysiert. In Abb. ?? sind die Resultate dargestellt. Für $f = 40$ Hz entspricht das Rechtecksignal in Abb. ??[a] der erwarteten Form, allerdings weisen die Flanken erkennbar eine endliche Steigung auf. In den Spektren treten neben den aus Fourierentwicklung eines idealen Rechtecksignals erwarteten geraden Harmonischen auch die ungeraden Harmonischen auf, jedoch wesentlich schwächer ausgeprägt. Für $f = 700$ Hz ist das spektrale Verhalten (vgl. Abb. ??[b]) bzgl. des Auftretens von geraden Harmonischen unverändert. Das Signal der Anregung behält bei gepoppeter Modulation im Frequenzbereich bis 1000 Hz also seine Form bei und ist diesbezüglich zuverlässig und stabil. Bei den Probenresultaten können bei spektralen Auffälligkeiten aufgrund von entsprechenden Änderungen im Anregungssignal damit ausgeschlossen werden. Für hohe und niedrige Frequenzen bleibt das Verhältnis beim Rechtecksignal bei etwa 4 % zwischen erster und zweiter Harmonischer (idealerweise wäre es 0 %) und zwischen erster und dritter Harmonischen bei etwa 30 %. Das durch elektronische Modulation erzeugte Sinussignal, das mit etwa 10% um den stationären Anregungslevel variiert wird ebenfalls spektral untersucht. In Abb. ??[c],[d] sind Zeitsignal und Spektren für $f = 140$ Hz bzw. 700 Hz gegeben. Die Sinussignale sind erkennbar leicht asymmetrisch. Abweichend von einem idealen Sinussignal tritt eine zweite Harmonische mit etwa 11 - 14 % Amplitude der ersten Harmonischen auf (der Vergleich der beiden Sinussignale stammt jedoch von zwei verschiedenen Messungen jeweils mit Neujustage der Versuchskomponenten). Das Ausgangssignal des Lock In-Funktionsgenerators wird ebenfalls geprüft - es stellt ein nahezu ideales Sinussignal ohne höhere Harmonische dar.

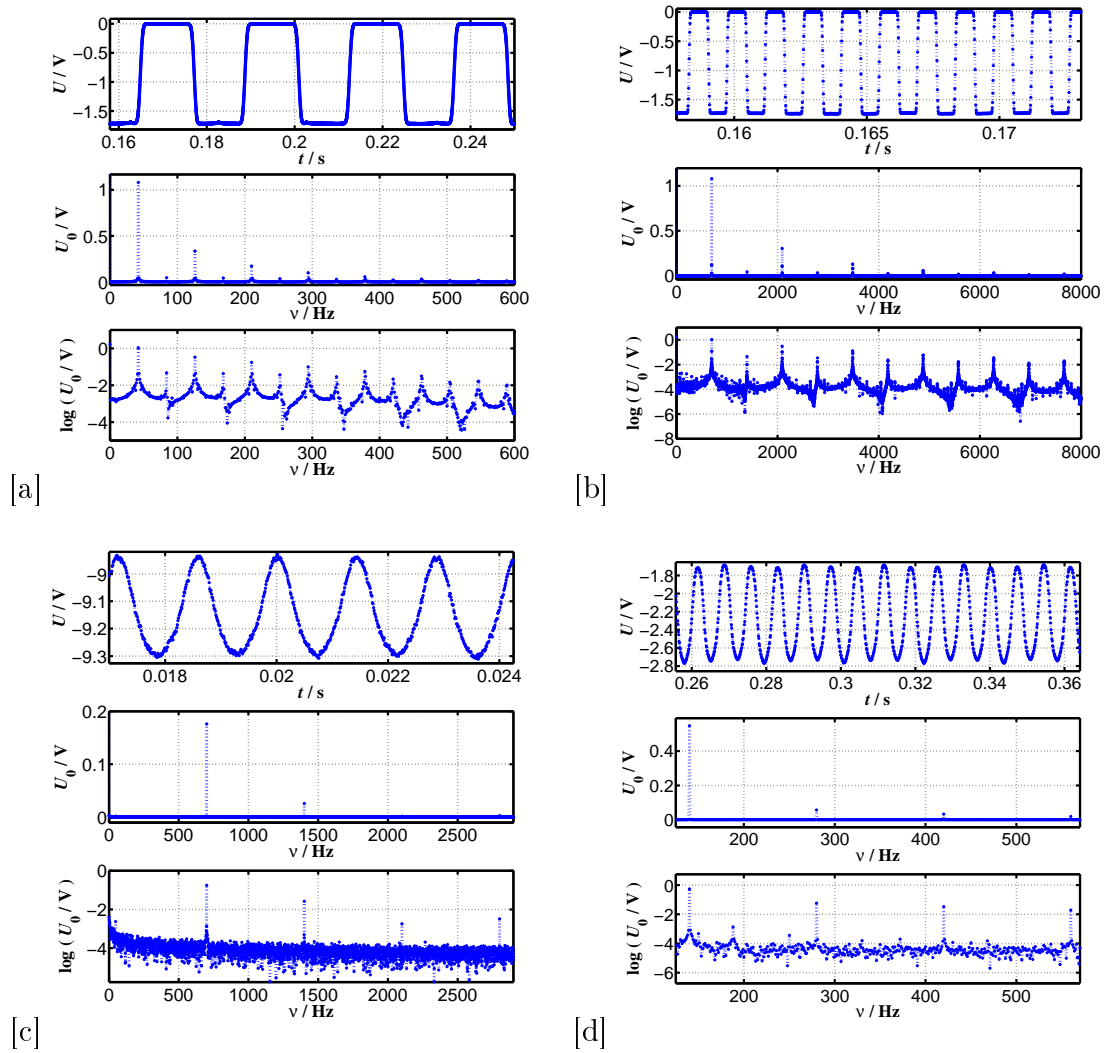


Abbildung 5.42: Rechtecksignal mit BPX66 40Hz vs 700Hz und Sinus mit 140 Hz und 700Hz

Spektralanalyse an Proben An Probe der p-dotierten ($1 \Omega\text{cm}$) Probe PCH2 mit (n)a-Si:H/(i)a-Si:H-Passivierung wird aufgrund des nichtlinearen Spektralverhaltens des Tangens der Phase eine Fouriertransformation für den nieder- und hochfrequenten Bereich bei $f = 40 \text{ Hz}$ und 700 Hz durchgeführt. Die Anregung wird mit dem Chopper rechteckmoduliert bei einer Photonenflussdichte von $\Phi = 5.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ durchgeführt. Im Bereich kleiner Frequenzen ist das MPL-Signal der Probe noch als Rechtecksignal erkennbar (vgl. 5.42[a]). Die ungeraden Harmonischen dominieren im Spektrum. Im Bereich großer Frequenzen ist das ursprüngliche Rechtecksignal stark verzerrt (vgl. 5.42[b]). Im Spektralbereich sind jeweils zweite und dritte, sowie vierte und fünfte Harmonische gleich stark ausgeprägt. Das Verhältnis von zweiter zu ersten Harmonischen bleibt für 40 Hz und 700 Hz etwa gleich bei 9% . Der Anteil von dritter an erster Harmonischen beträgt bei 40 Hz noch etwa 31% (wie beim

Anregungssignal s.o.), beträgt bei 700 Hz jedoch nur noch ca. 9 % und ist damit genauso gering wie der Anteil der zweiten Harmonischen. Das Antwortsignal ändert zum höheren Frequenzbereich deutlich seine Form gegenüber dem Ausgangssignal. In diesem Frequenzbereich verläuft auch der Tangens der Phase deutlich flacher. Wie oben ausgeführt, liegt dies nicht am anregenden Signal, dessen Form ist auch bei 700 Hz noch erhalten. Für die Probe reicht die bei hohen Frequenzen kurze Dauer eines Rechteckpulses nicht mehr, einen maximalen stationären Plateauwert einzunehmen - noch während der Anstieges der Ladungsträgerdichte setzt der Rechteckpuls bereits wieder aus. Folglich ist die Anregungsdichte wieder im Abklingen begriffen, doch bevor sich ein stationärer Plateauwert einstellt, folgt bereits die nächste Anregung. In Abb. 5.43[a],[b] sind die Spektren der Analyse für Sinusmodulation bei 40 Hz und 800 Hz dargestellt. Das Signal ist weniger deutlich, da im Gegensatz zur Rechteckmodulation die Amplitude nur 10% der stationären Anregung beträgt. Sowohl für die niedrige Frequenz, als auch die hohe Frequenz ist die zweite Harmonische ausgeprägt. Im ersten Fall entspricht die Amplitude der zweiten Harmonischen etwa 55 % der ersten Harmonischen. Für hohe Frequenzen entspricht die zweite Harmonische nur etwa 28% der ersten Harmonischen.

Insgesamt deutet die Fourieranalyse, die in dieser Form nur bei gut leuchtenden Proben und hohen Anregungen durchführbar ist, auf einen Einfluss der höheren Harmonischen hin. Aufgrund der Gerätezeitkonstanten sowie dem Durchschneiden des Laserstrahl-Querschnitts endlicher Ausdehnung sind keine idealen Rechteck- und Sinussignale möglich und eine gewisse Ausprägung nicht zum Fourierspektrum der theoretischen Idealsignale gehörender Harmonischen ist im Spektrum der realen Anregung erkennbar. Die Verhältnisse zwischen erster und zweiter bzw. dritter Harmonischer bleiben bei den realen Anregungssignalen bei niedrigen und hohen Frequenzen konstant. Bei den Antwortsignalen der Probe variieren diese Verhältnisse jedoch frequenzabhängig.

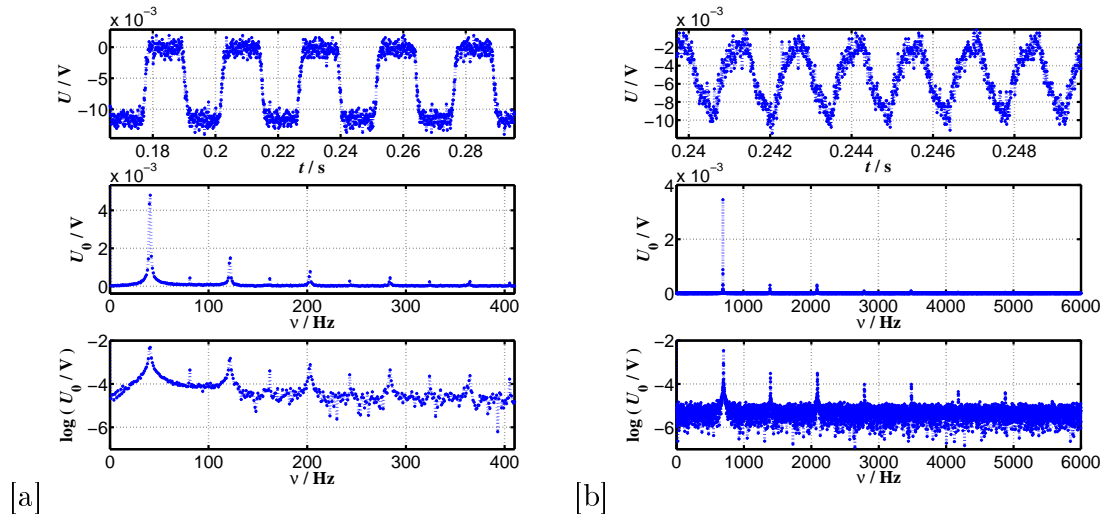


Abbildung 5.43: PCH2 bei Sinusmodulation 40 Hz und 700 Hz

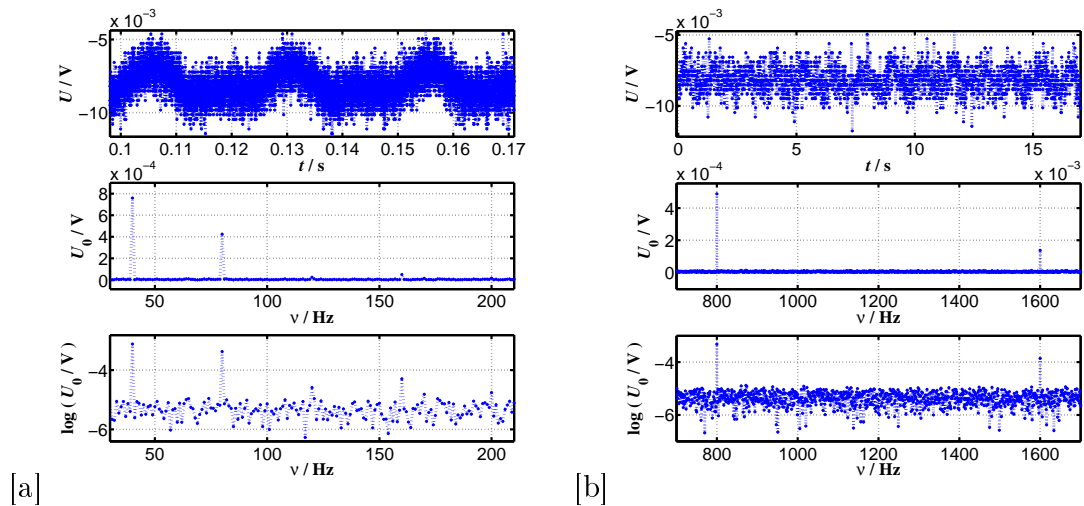


Abbildung 5.44: PCH2 bei Rechteckmodulation 40 Hz und 700 Hz

MPL-Vergleich für ω und ω Die im vorhergehenden Abschnitt mittels Fourieranalyse für hohe Photonendichten ermittelten höheren Harmonischen können ebenfalls mittels Lock In-Technik erfasst werden. Dazu werden an der niedrigdotierten 18 Ωcm Probe PWL1a sowie an der hochdotierten 1 Ωcm Probe PWH1a jeweils Amplituden und Phasenspektren bei hoher Anregung ($\Phi = 6.72 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) aufgenommen (vgl. Abb. 5.44[a],[b]). Aus dem Tangens der Phasen der ersten Harmonischen werden mit dem einfachen Modell Lebensdauern von $\tau_{eff} = 172 \text{ s}$ für PWL1a und $\tau_{eff} = 185 \text{ s}$ für PWH1a ermittelt. Das Verhältnis der Plateauwerte der Amplituden von erster und zweiter Harmonischen für niedrige Frequenzen ist für PWL1a etwa 30 %, für PWH1a lediglich 5 %. Da die niedrigdotierte PWL1a bzgl. der Anregungsdichte Δn bei gegebener Photonendichte

den Dotierlevel N_A sehr viel mehr übertrifft als die hochdotierte PWH1a, ist der Anteil der zweiten Harmonischen bei ihr größer.

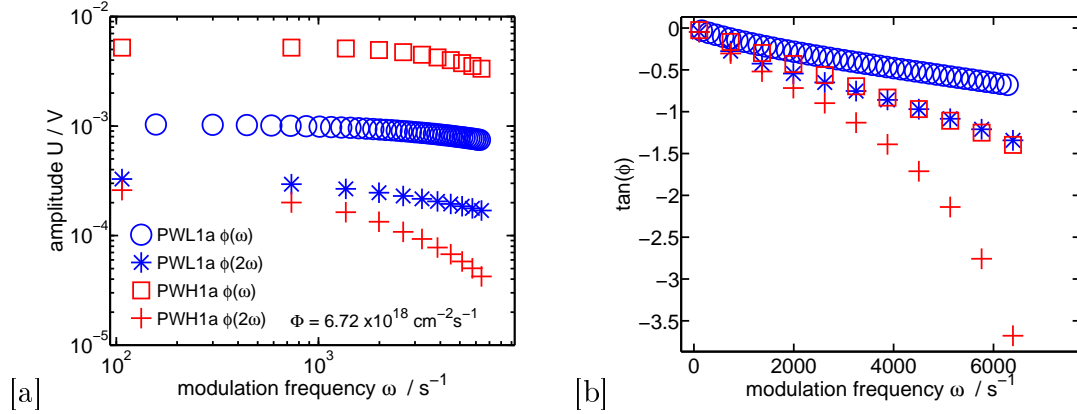


Abbildung 5.45: Amplituden und Phasenspektrum der ersten und zweiten Harmonischen für niedrigdotierte PWL1a und hochdotierte PWH1a.

Um das anregungsdichteabhängige Verhalten der zweiten Harmonischen zu untersuchen, werden für Photonendichten $\Phi \in [3.1 \times 10^{17}, 6.72 \times 10^{18}] \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei fester Frequenz $f = 117 \text{ Hz}$ durch Lock In jeweils die Amplituden erfasst. In Abb. 5.45[a],[b] sind für PWL1a und PWH1a die Absolutwerte von von photonendichteabhängiger erster und zweiter Harmonischer aufgetragen. In Abb. 5.45[c] ist jeweils der Anteil der zweiten Harmonischen an der ersten Harmonischen aufgetragen. Die Absolutwerte unterliegen starken Schwankungen. In der Tendenz ist zu erkennen, dass das Verhältnis der Harmonischen für PWL1a ohne Berücksichtigung der Ausreißer für geringe Photonendichten im Mittel bei etwa 20 % liegt, bei PWH1a hingegen bei etwa 15 % und dann im Niederinjektionsbereich auf unter 1 % abfällt.

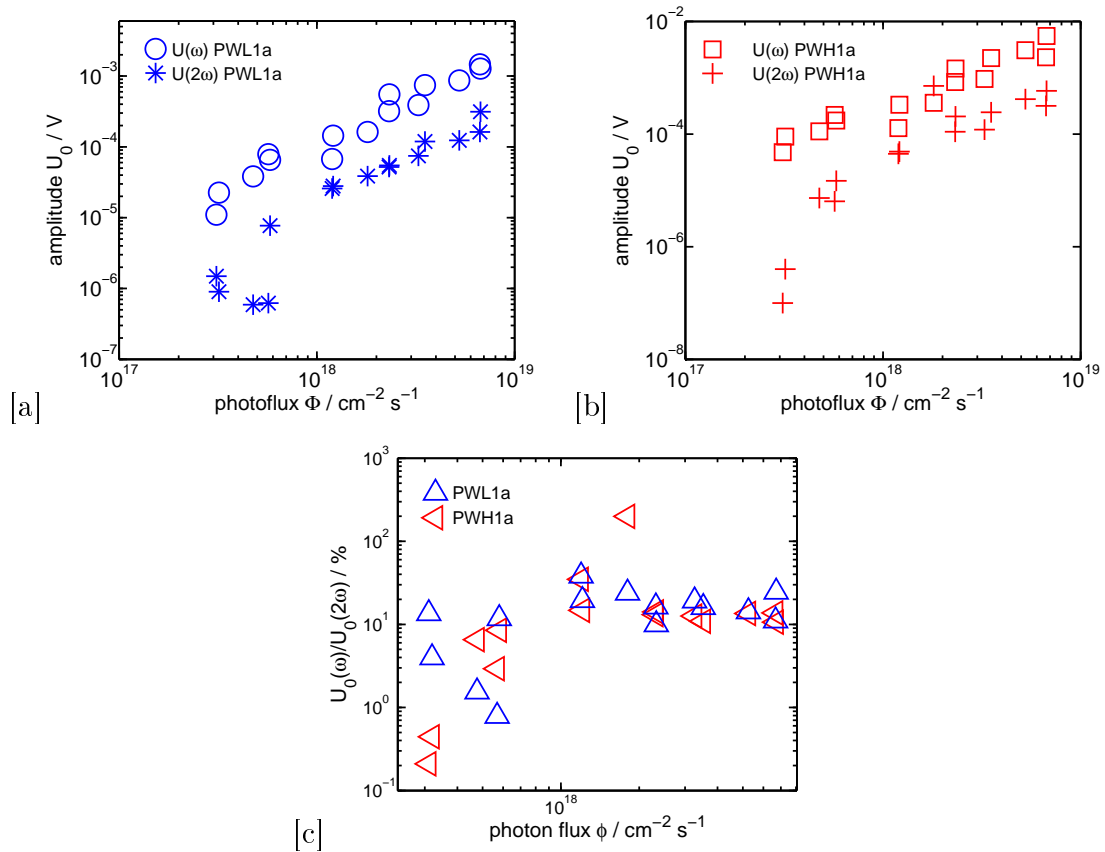


Abbildung 5.46: [a],[b] Anregungsdichteabhängiger Verlauf der Amplitudenwerte der ersten und zweiten Harmonischen für niedrigdotierte PWL1a und hochdotierte PWH1a. [c] Verhältnis der Amplitude zwischen erster und zweiter Harmonischen.

Diese Messung bestätigt das im vorherigen Abschnitt durch Fourieranalyse gezeigte Auftreten der zweiten Harmonischen bei Hochinjektion und die prinzipielle Durchführbarkeit von MPL für beliebige Harmonische.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für den Niederinjektionsfall zunächst das bisher verwendete einfache Modell (vgl. ??) mit dem komplexen Modell, welches sich als exakte Lösung der Diffusionsgleichung unter Berücksichtigung von Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten in den Randbedingungen ergibt untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass für gut passivierte Wafer mit symmetrischer und unsymmetrischer Struktur mit dem einfachen Modell im niederfrequenten Bereich die effektive Lebensdauer gut abgeschätzt werden kann. Abweichungen treten erst bei höheren Frequenzen bzw. schlecht passivierten Oberflächen auf ($S > 200 \text{ cm}^{-1}$). Im Vergleich mit den nichtlinearen Modellen zeigt sich, dass das einfache Modell bzgl.

spektraler Amplitude und Phase nur im niederfrequenten Bereich mit diesen konsistent ist. Gegenüber dem quadratischen Modell unterschätzt das einfache Modell im Hochanregungsfall die effektive Lebensdauer. Da das quadratische Modell an sich ein noch näher zu untersuchenden Ansatz darstellt, wäre ein Vergleich mit numerischen Lösungen der nichtlinearen ambipolaren Diffusionsgleichung für Hochanregung aufschlussreicher.

Experimentell wurde zunächst gezeigt, dass Sinusmodulation mit im Verhältnis auf die stationäre Anregung kleiner Amplitude ($G_0 = 10 \times G_1$) gleichwertig zur Messung mit Rechteckmodulation mit dem Chopper bei einem Verhältnis von Amplitude zur stationären Anregung gemäß $G_1 = \frac{G_0}{2}$ ist, die Messungen im betrachteten Spektralbereich also nahezu amplitudenunabhängig sind. Allerdings hat sich ergeben, dass die in der Literatur hergeleitete Theorie (vgl. u.a. [6]) bzgl. der spektralen Amplitude bei Rechteckmodulation zumindest bei den in dieser Arbeit betrachteten Proben nicht gilt, sondern besser durch das Modell der spektralen Amplitude der Sinusmodulation beschrieben wird.

Für richtungsabhängige MPL-Messungen wurde eine gute Übereinstimmung zwischen Messungen auf der beleuchteten und auf der unbeleuchteten Seite für symmetrische Wafer gezeigt. Im für die Ermittlung der Lebensdauer betrachteten Frequenzregime konnten keine nicht auf Signalschwankungen bei niedriger Anregung zurückführbare Richtungsabhängigkeit festgestellt werden. Die Vernachlässigung der Richtungsabhängigkeit der PL-Detektion in den Modellen erscheint also gerechtfertigt.

Bei der anregungsdichteabhängigen MPL wurde gezeigt, dass die untersuchten linearen und nichtlinearen Modelle den spektralen Verlauf für Nieder- und Hochanregungsfall sehr gut zu beschreiben vermögen. Die mit den unterschiedlichen Modellen ermittelten Lebensdauern weisen anregungsdichteabhängig einen ähnlichen Verlauf auf. Das quadratische Modell überschätzt gegenüber den übrigen Modellen im Hochanregungsfall die Lebensdauer. Lediglich die unsymmetrisch strukturierte TCO-beschichtete Zelle PCH2 fällt aus dem Rahmen, denn sie zeigt auch im Niederinjektionsbereich deutlich einen nichtlinearen Verlauf des Tangens der spektralen Phase. Hier greift auch die exakte Lösung der Diffusionsgleichung für die erste Harmonische mit unsymmetrischen Oberflächen zu kurz und neue Modelle sind evtl. erforderlich.

Als weitere Einsatzmöglichkeit wurde gezeigt, dass MPL für orts aufgelöste Messungen geeignet ist und die ortsabhängige Variation der Wafer- bzw. Zellenbeschichtung in Hinblick auf eine Variation der Lebensdauer aufzulösen vermag.

Der Vergleich von MPL mit stationärer kalibrierter PL zeigt bzgl. der bestimmten

effektiven Lebensdauer in einigen Messungen Übereinstimmung, jedoch auch erhebliche Abweichungen. Für einen zuverlässigen Vergleich sollten unter identischen Messbedingungen, am besten kombinierter MPL und stationärer kalibrierter PL mit dem gleichen Anregungslaser, Messungen mit gleichartigen Detektoren durchgeführt werden (bei kal. PL InGaAs statt Silizium-Detektor). Außerdem wäre eine wellenlängenabhängige Phasenmessung interessant, die mit der kal. PL unter Modulation der Anregung durch zwei Messungen bei unterschiedlichen Frequenzen erfolgen könnte.

Durch zeitaufgelösten MPL mit dem Oszilloskop konnten die Ergebnisse der MPL im Hochanregungsfall nachgeprüft und bestätigt werden. Die zeitaufgelöst detektierten Phasenverschiebungen stimmen mit den entsprechenden Werten im MPL-Spektrum sehr gut überein. Die frequenzauflöste Darstellung der Lebensdauer deutet auf eine Frequenzabhängigkeit im Hochanregungsfall hin. In weiteren Untersuchungen wäre zu klären, ob z.B. das einfache Modell daraus eine mit anderen Messungen konsistente Lebensdauer ableiten kann.

Mit Fourieranalyse konnten Geräteeffekte in den spektralen Auffälligkeiten der Proben ausgeschlossen werden. Weiterhin wurde das Auftreten höherer Harmonischer im Hochanregungsfall gezeigt. Durch MPL-Messung der zweiten Harmonischen konnte deren Auftreten ebenfalls detektiert werden. Weitergehende Untersuchungen zum Einfluss höherer Harmonischer bei Hochinjektion erscheinen sinnvoll.

Mittels strom- und spannungsabhängiger MPL an einer Zelle sind Strom-Spannungs-Charakteristiken erstellt worden. Es wurden direkt gemessenes V_{oc} mit via MPL-detektierter Lebensdauer ermittelten $V_{oc,MPL}$ verglichen. Während bestätigt wurde, dass der Logarithmus der Anregungsdichte über $V_{oc,MPL}$ ebenfalls mit $(k_B T)^{-1}$ variiert. Eine mögliche Überschätzung von $V_{oc,MPL}$ gegenüber V_{oc} sollte in weiteren Messungen geklärt werden.

7 Anhang

Literatur

- [1] R. BRÜGGEMANN, S. REYNOLDS: *Modulated photoluminescence studies for lifetime determination in amorphous-silicon passivated crystalline-silicon wafers*, Journal of Non-Crystalline Solids **352**, 1888 - 1891 (2006)
- [2] D. K. SCHRODER: *Semiconductor Material and Device Characterization. Third Edition*. Wiley-Interscience/IEEE, New York, (2006).
- [3] W. SHOCKLEY, W. T. READ, JR.: *Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons*. Phys. Rev. **87**(5), 835–842 (1952)
- [4] R.N. HALL: *Electron-Hole Recombination in Germanium..* Phys. Rev. **87**(2), 387–387 (1952)
- [5] T. TRUPKE, M. A. GREEN, P. WÜRFEL, P. P. ALTERMATT, A. WANG, J. ZHAO, R. CORKISH: *Temperature dependence of the radiative recombination coefficient of intrinsic crystalline silicon*. J. Appl. Phys. **94**(8), 4930-4937 (2003).
- [6] S. M. RYWKIN: *Photoelektrische Erscheinungen in Halbleitern*. Akademie Verlag, Berlin (1965).
- [7] C. BOTTA, S. LUZZATI, R. TUBINO, D. D. C. BRADLEY, R. H. FRIEND: *Photoinduced absorption of polymer solutions*. Phys. Rev. B. **48**(20), 14809 (1993).
- [8] M. ORGERET, J. BOUCHER: *Cratérisation d'un substrat semiconducteur par technique micro-onde et injection photonique*. Revue de Physique Appliquée **13**(1), 29-37 (1978).
- [9] F. SANI, F. P. GILES, R. J. SCHWARTZ, J. L. GRAY: *Contactless nondestructive measurement of bulk and surface recombination using frequency-modulated free carrier absorption*. Solid-State Electronics **35** (3), 311-317 (1991)
- [10] S. OLIBET: *Properties of interfaces in amorphous / crystalline silicon heterojunctions*. Dissertation, Université de Neuchâtel (2009).
- [11] A. A. MCDANIEL, J. W. P. HSU, A. M. GABOR: *Near-field scanning optical microscopy studies of Cu(InGa)Se₂ solar cells*. Appl. Phys. Lett. **70**(60), 3555 (1997).

- [12] H. NAGEL, C. BERGE, A.G. ABERLE: *Generalized analysis of quasi-steady-state and quasi-transient measurements of carrier lifetimes in semiconductors*. J. Appl. Phys. **86**(11), 6218-6221 (1999).
- [13] R.A. SINTON, A. CUEVAS: *Contactless determination of current-voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data*. Appl. Phys. Lett. **69**(17), 2510-2512 (1996).
- [14] S.TARDON: *Quantitative Photoluminescence Studies in a-Si:H/c-Si-Solar Cells*. Dissertation, Carl von Ossietzky Universität Oldenburg (2005).
- [15] D. GUIDOTTI, J. S. BATCHELDER, A. FINKEL, J. A. VAN VECHTEN: *First-overtone response in modulated photoluminescence emission in silicon at room temperature*. Phys. Rev. B **38** (2), 1569-1572 (1988)
- [16] D. W. DAVIDSON, R. H. COLE: *Dielectric Relaxation in Glycerol, Propylene Glycol, and n-Propanol**. J. Chem. Phys. **19** (12), 1484 - 1490 (1951)
- [17] R. FUOSS, J. G. KIRKWOOD: *Electrical Properties of Solids. VIII. Dipole Moments in Polyvinyl Chloride-Diphenyl Systems**. J. Am. Chem. Soc. **63** (2), 385-394 (1941)
- [18] O. EPSHTEIN, G. NAKHMANOVICH, Y. EICHEN, E. EHRENFREUND: *Dispersive dynamics of photoexcitations in conjugated polymers measured by photo-modulation spectroscopy*. Phys. Rev. B **63** (12), 125206 (2001)
- [19] J. A. GIESECKE, M. C. SCHUBERT, D. WALTER, W. WARTA: *Minority carrier lifetime in silicon wafers from quasi-steady-state photoluminescence*. Appl. Phys. Lett. **97** (9), 092109-1 - 092109-3 (2010) XX
- [20] R. CHOUFFOT, A. BREZARD-LOUDOT, J.-P. KLEIDER, R. BRÜGGEMANN, M. LABRUNE C , P. ROCA I CABARROCAS, P.-J. RIBEYRON: *Modulated photoluminescence as an effective lifetime measurement method: Application to a-Si:H/c-Si heterojunction solar cells*. Materials Science and Engineering B **159-160**, 186-189 (2009)
- [21] M. J. KERR, A. CUEVAS: *Recombination at the interface between silicon and stoichiometric plasma silicon nitride*. Semicond. Sci. Technol. **17** 166-172 (2002)
- [22] S. OLIBET, E. VALLAT-SAUVAIN, C. BALLIF: *Model for a-Si:H/c-Si interface recombination based on the amphoteric nature of silicon dangling bonds*. Phys. Rev. B **76** 035326 (2007)

- [23] TAKASHI FUYUKI, HAYATO KONDO, YASUE KAJI, AKIYOSHI OGANE, YU TAKAHASHI: *Analytic findings in the electroluminescence characterization of crystalline silicon solar cells*. J. Appl. Phys. **101** 023711 (2007)
- [24] C. LEENDERTZ, R. STANGL, T. F. SCHULZE, M. SCHMIDT, L. KORTE: *A recombination model for a-Si:H/c-Si heterostructures*. Phys. Status Solidi C **7** (3-4) 1005-1010 (2010)