

1 Vorbereitung

1.1 Theoretischer Hintergrund

1.1.1 Bändermodell

Die quantenmechanischen Energiezustände in einem Kristall lassen sich mit dem so genannten Bändermodell beschreiben. In einem konstanten Potential lassen sich Elektronen mit ebenen Wellen mit quadratischer Dispersionsrelation beschreiben. Im periodischen Potential der im Gitter angeordneten Atomrümpfe interferieren die ebenen Wellen mit den am Potential gestreuten. Am Rande der Brioullin Zonen entsteht konstruktive Interferenz und es entstehen stehende Wellen. Für stehende Wellen gibt es zwei phasenverschobene Lösungen mit gleicher kinetischer Energie. Die Gesamtenergie ist für die beiden Lösungen unterschiedlich aufgrund von unterschiedlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten im hohen bzw. niedrigen Potential. An den Rändern der Brillouin Zonen kommt es also zu Energiebereichen, in denen es keine Lösungen für die Wellenfunktion gibt.

Außerdem ist die Gruppengeschwindigkeit einer stehenden Welle:

$$v \propto \frac{\partial E}{\partial k_x} = 0$$

die Steigung geht also am Zonenrand gegen 0 und es entsteht das bekannte Bandzonenschema.

1.1.2 Ladungsträger

1.1.3 Intensitätsabhängigkeit der Leitfähigkeit

Neben den durch thermische Anregungen entstandenen Ladungsträgern gibt es auch Elektron-Loch-Paare die durch Absorption von Licht erzeugt werden. Diese verhalten sich ähnlich der Gleichgewichtsladungsträger.

Weiterhin gilt bei geringer Intensität I des Lichtes das Lambert-Beersche Gesetz mit dem Absorptionskoeffizienten k .

$$I = I_0 \cdot e^{-k \cdot x}$$

Bei dauerhafter Beleuchtung stellt sich ein Gleichgewicht ein, das abhängt von der mittleren Lebensdauer $\tau_{n,p}$ der Überschusselektronen bzw. -defektelektronen, der Intensität, dem Absorptionskoeffizienten und der Quantenausbeute β . Entsprechend folgt die Änderung der Leitfähigkeit.

$$\Delta n_{st} = \beta \cdot k \cdot I \cdot \tau_n$$

$$\Delta \sigma = e \cdot \beta \cdot k \cdot I \cdot (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)$$

Hierbei ist die mittlere Lebensdauer auch von der Intensität abhängig, da die Anzahl der Rekombinationsprozesse mit zunehmenden Überschussladungsträgern steigt. Um das genauer zu betrachten werden zunächst neue Größen eingeführt.

Die mittlere Lebensdauer τ eines Überschusselektronen ist gegeben durch

$$\tau = \left(\sum_k q_{nk} \cdot \nu_{nk} \cdot p_k \right)^{-1}$$

Hierbei ist ν_{nk} die mittlere Geschwindigkeitsdifferenz von Überschusselektronen und Löchern, q_{nk} der Einfangquerschnitt eines Elektrons. Der Index k steht für die Sorte der Elektronen bzw. Löcher. Die Rekombinationsintensität ist dann gegeben durch die Mittelung der Einfangquerschnitte und Relativgeschwindigkeiten und Multiplikation mit der Überschusselektronendichte.

$$\overline{q_{nk} \cdot \nu_{nk}} \cdot p_k \cdot \Delta n = \frac{\Delta n}{\tau_{nk}}$$

Hiermit könne nun zwei Spezialfälle des Einschalte- und Ausschaltvorgangs betrachtet werden.

Lineare Rekombination liegt vor, wenn die Lichteinstrahlung praktisch nichts an der Anzahl der Defektelektronen ändert, wie es z.B. bei einem dotierten Halbleiter der Fall ist. Dann ist $p_k \approx \text{const.}$ und Rekombinationsintensität ist linear von Δn abhängig.

Die Kontinuitätsgleichung liefert dann folgende Differentialgleichung

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = \beta \cdot k \cdot I - \frac{\Delta n}{\tau}$$

deren Lösung für das Ein- und Ausschalten dazu führt, dass die Leitfähigkeit im Gleichgewicht linear mit der Intensität ansteigt:

$$\Delta \sigma_{st} \propto I$$

Die mittlere Lebensdauer τ_n ist in diesem Fall näherungsweise konstant.

Quadratische Rekombination hingegen beschreibt den anderen Grenzfall. Dabei wird angenommen, dass die Konzentration der Überschussladungsträger viel größer ist als im thermischen Gleichgewicht, $p \approx \Delta p = \Delta n$. Somit steigt die Rekombinationsintensität quadratisch mit Δn .

Die nun folgende Differentialgleichung

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = \beta \cdot k \cdot I - (\Delta n)^2 \cdot \overline{q_{nk} \cdot \nu_{nk}}$$

liefert für den stationären Fall eine Leitfähigkeit und eine Konzentration der Überschusselektronen proportional zur Wurzel der Intensität.

$$\Delta \sigma_{st} \propto \sqrt{I}$$

$$\Delta n_{st} = \sqrt{\frac{\beta k}{\overline{q_{nk} \cdot \nu_{nk}}} \cdot I}$$

Die mittlere Lebensdauer ist nun abhängig von der Konzentration Δn und somit im Ein- und Ausschaltvorgang zeitabhängig.

Mit Blick auf Aufgabe 3 ist noch erwähnenswert, dass mit steigender Frequenz auch die Eindringtiefe k steigt. Dadurch steigt zwar nicht die Gesamtzahl der erzeugten Überschussladungsträger in einem gewissen Zeitintervall, nach obiger Beziehung aber Dichte der Überschusselektronen im Gleichgewicht. Als Folge steigt die Rekombinationsrate und die Leitfähigkeit sinkt.

Deshalb nimmt ab einer gewissen Wellenlänge die Leitfähigkeit wieder ab.

1.1.4 Frequenzabhängigkeit der Photoleitfähigkeit

Mit Blick auf Aufgabe 4 wird hier der Fall untersucht, dass die Generationsrate G_e mit einer Frequenz ω um einen konstanten Wert moduliert wird. Die Kontinuitätsgleichung lautet dann

$$\frac{dn_e}{dt} = G_e - R_e$$

Mit frequenzabhängigen Ansatz und Phasenverschiebung ϕ

$$n_e(t) = n_0 + A \cdot e^{i \cdot (\omega t + \phi)}$$

findet man

$$|\Delta n(t)| = \frac{\Delta G \cdot \tau_e}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_e^2}}$$

sowie laut Vorbereitungsmappe

$$\tan(\phi) = -\omega \tau_e$$

1.2 Aufgaben

Im Folgenden werden die einzelnen Aufgabenteile des Praktikums besprochen.

1.2.1 Strom-Spannungskennlinie

Die erste Aufgabe ist es die Strom-Spannungskennlinie bei Beleuchtung mit verschiedenen Wellenlängen zu messen. Es werden die Wellenlängen 647nm und 549nm untersucht, sowie bei Dunkelheit.

Die Erwartung hierzu ist, dass es einen linearen Zusammenhang zwischen Strom und Spannung gibt. Da CdS ein Empfindlichkeitsmaximum im sichtbaren Spektralbereich hat, wird die Steigung mit kleinerer Wellenlänge zunehmen.

1.2.2 Intensität

Die zweite Aufgabe ist es bei konstanter Spannung und Wellenlänge den Photostrom in Abhängigkeit der Bestrahlungsintensität zu messen. Letztere wird mit zwei Polarisationsfiltern eingestellt und ist proportional zu $\cos^2(\Theta)$, wenn Θ der Winkel zwischen den Polarisationsachsen ist.

Da es sich hier nicht um einen dotierten Halbleiter handelt, wird es vermutlich quadratische Rekombination sein und $\sigma \propto \sqrt{I}$ erwartet. Die Versuchsergebnisse werden genaueres liefern.

1.2.3 Frequenz

1.2.4 Lebensdauer

Schließlich wird die mittlere Lebensdauer der Elektronen bestimmt. Dazu wird analog zu obigem Kapitel eine Lichtquelle mit modulierter Intensität verwendet. Nachdem die Modulation überprüft wurde, wird die Amplitude des oszillierenden Photostroms gemessen. Die Lebensdauer wird dann graphisch bestimmt, indem in einem doppeltlogarithmischen Schaubild diese Amplitude über die Frequenz aufgetragen wird. Für den Zusammenhang gilt, was durch Berechnen des Logarithmus folgt:

$$\log(|\Delta n(t)|) = \log(\Delta G \cdot \tau_e) - \frac{1}{2} \cdot \log(1 + \omega^2 \tau^2)$$

Für kleine Frequenzen ist das eine waagerechte Gerade, für große eine Gerade mit negativer Steigung. Der Schnittpunkt dieser beider Geraden der Grenzfälle ist genau bei

$$\omega \cdot \tau = 1$$

wodurch die mittlere Lebensdauer bestimmt wird. Statt der Elektronendichte wird die dazu proportionale Leitfähigkeit verwendet.

2 Versuchsaufbau

3 Versuchsdurchführung

4 Auswertung

4.1 Strom-Spannungs-Kennlinien

Die Strom-Spannungs-Kennlinien des Photowiderstandes werden für verschiedene Wellenlängen aufgenommen. Dafür wird zunächst der Versuchsaufbau eingestellt. Der Photowiderstand wird horizontal und vertikal justiert, dann wird die Linse auf der Versuchsschiene bewegt, bis der gemessene Strom bei konstanter Spannung maximal ist. Diese Einstellungen werden im gesamten Versuchsverlauf nicht verändert.

Für Aufgabe 1 wird zusätzlich noch ein Farbfilter verwendet, der nur eine Wellenlänge durchlässt. Verwendet werden die Wellenlängen 647nm und 549nm. Zusätzlich wird das Licht im Versuchsraum ausgeschaltet, um Störeffekte zu minimieren.

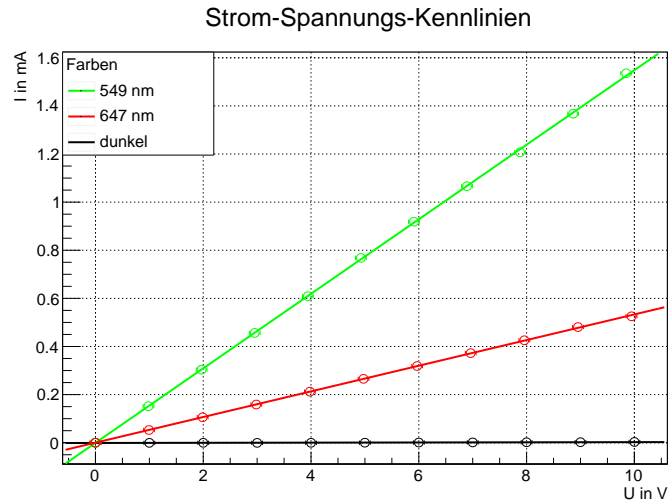


Abbildung 4.1: Strom-Spannungskennlinien des Photowiderstandes bei den Wellenlängen 549nm, 647nm sowie ohne Lichteinstrahlung. Ein linearer Zusammenhang wird erkannt und eine lineare Regression wurde durchgeführt. Die Steigung ist offensichtlich abhängig von der Wellenlänge.

Abbildung 4.2: Parameter der drei Regressionsgeraden

	dunkel	647 nm	549 nm
$m / \frac{mA}{V}$	$(3.40 \pm 9.53) \cdot 10^{-4}$	$(5.33 \pm 0.11) \cdot 10^{-2}$	$(1.55 \pm 0.02) \cdot 10^{-1}$
c / mA	$(-1.03 \pm 5.64) \cdot 10^{-3}$	$(0.18 \pm 6.39) \cdot 10^{-4}$	$(-0.06 \pm 1.04) \cdot 10^{-2}$

Die an dem Photowiderstand angelegte Spannung wird direkt an einem Computer mittels LabView eingestellt. Die gemessene Stromstärke wird dort auch angezeigt. So werden bei obigen Wellenlängen und bei abgedunkeltem Photowiderstand insgesamt drei Strom-Spannungskennlinien von 1V bis 10V in 1V-Schritten aufgenommen.

Abb. 4.1 zeigt die gemessenen Datenpunkte und je einen linearen Fit. Die Geraden folgen der Gleichung $I = m \cdot U + c$ mit den in Abb. 4.2 angegebenen Parametern.

Sowohl Spannung als auch Stromstärke sind fehlerbehaftet, jedoch ist uns auf Grund des Versuchsaufbaus nicht möglich diese genau anzugeben. Eine grobe Schätzung basierend auf dem Schwanken der Anzeige ist es für die Stromstärke einen statistischen Fehler von 0.01 mA und für die Spannung von 0.1 V anzunehmen. Bei der Berechnung der Regressionsgeraden werden diese verwendet.

Die Messung liefert gemäß dem Ohm'schen Gesetz einen linearen Zusammenhang von Strom und Spannung für eine konstante Wellenlänge. Die Steigung und damit der Widerstand sind abhängig von der Wellenlänge des eingestrah-

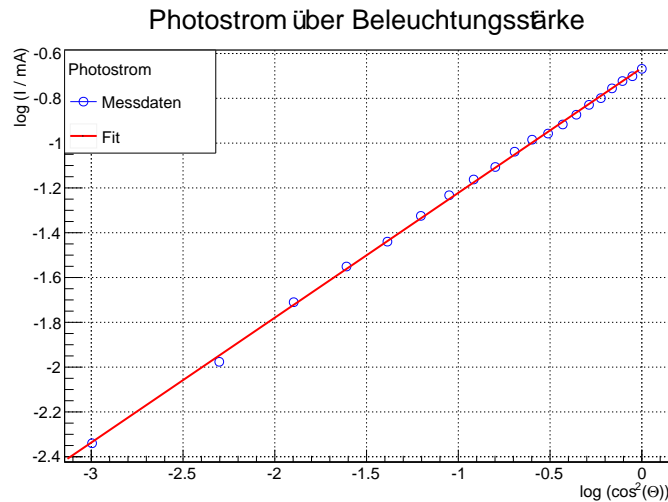


Abbildung 4.3:

ten Lichtes. Ohne eingestrahktes Licht ist die Steigung nahezu 0 und somit der Widerstand praktisch unendlich. Mit sinkener Wellenlänge und damit steigender Energie des eingestrahkten Lichtes sinkt der Widerstand.

Das qualitative Ergebnis dieser Messungen deckt sich mit unseren Erwartungen. Ohne Lichteinstrahlung sind kaum Elektronen im Leitungsband des Photowiderstandes, lediglich durch das thermische Gleichgewicht bedingt. Steigt die Energie der Photonen, so können Elektronen aus dem Valenzband die Bandlücke überqueren und ins Leitungsband gelangen. Bei höherer Energie steigt die Anzahl der Elektronen, die so angeregt werden können und damit die Leitfähigkeit. Außerdem stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Rekombination und Anregung ein, wodurch die Anzahl der freien Ladungsträger und damit auch die Leitfähigkeit konstant ist.

In Aufgabe 3 wird die Leitfähigkeit in Abhängigkeit der Wellenlänge genauer untersucht. Unter anderem steigt die Leitfähigkeit nicht zwangsläufig mit zunehmender Energie der Photonen.

4.2 Intensität

4.3 Frequenz

4.4 Lebensdauer

Es wird nun die Lebensdauer der Elektronen bestimmt, indem eine sinusförmig modulierte Lichtquelle verwendet wird.

Dazu wird die Halogenlampe ausgeschalten und eine blaue Leuchtdiode mit mo-

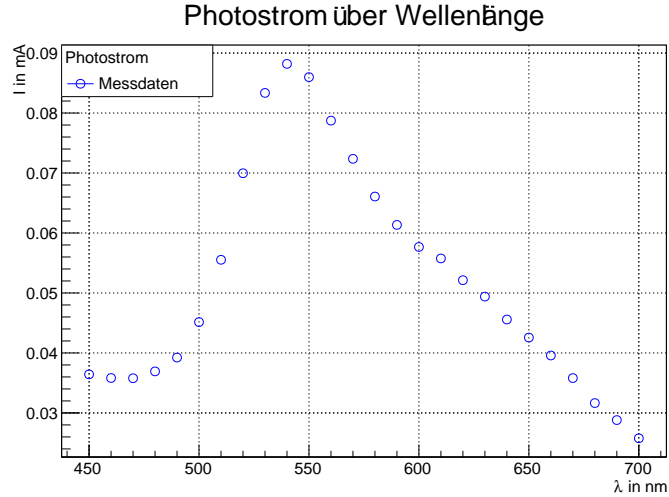


Abbildung 4.4:

dulierter Intensität verwendet. Die Frequenz der Modulation kann in LabView eingestellt werden, sowie die Amplitude des variierenden Photostroms und die dazugehörige Phasenverschiebung abgelesen werden. Die eingestellte Frequenz wird mit einer weiteren Silizium-Photodiode und einem Oszilloskop nachgemessen und an einen Lock-In-Verstärker angeschlossen. Dieser misst dann über einen zu dem Photowiderstand in Serie geschalteten Widerstand den Photostrom.

Wie im letzten Abschnitt der Vorbereitung erwähnt werden nun die Amplitude und die Frequenz in einem doppelt logarithmischen Graphen dargestellt und der Anfangs- bzw. Endbereich zur Berechnung von Regressionsgeraden verwendet. Abb. 4.3 zeigt die Messwerte und diese beiden Geraden graphisch dargestellt. Zur Berechnung der horizontalen Gerade wurden die ersten vier Messpunkte verwendet, für die zweite Gerade die letzten sieben. Die beiden Geraden folgen der Gleichung $\log(A/\mu A) = m \cdot \log(\omega/Hz) + c$ mit den in Abb. 4.4 angegebenen Parametern.

Der Schnittpunkt liegt bei

$$\log(\omega_{intersect.}/Hz) = 5.193 \pm 0.918$$

woraus nach Vorbereitung folgt:

$$\omega = (180.009 \pm 165.009) Hz$$

$$\tau = \frac{1}{\omega_{intersect.}} = (5.556 \pm 5.100) ms$$

Auf den ersten Blick fällt die sehr hohe Messungenauigkeit der mittleren Lebensdauer τ auf. Der Grund dafür liegt darin, dass schon die kleinen Un-

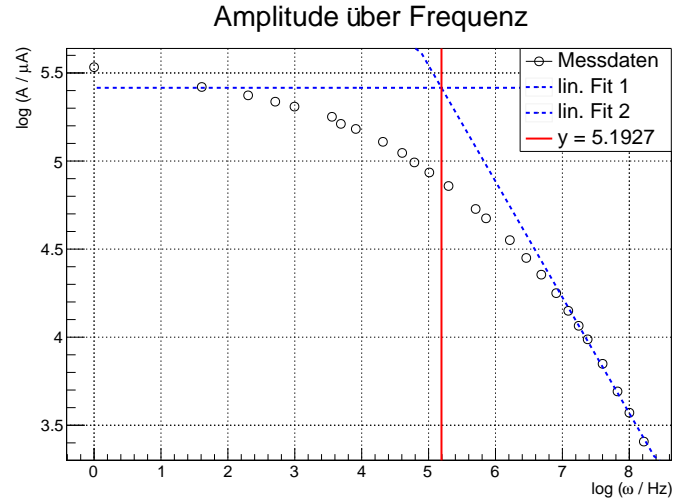


Abbildung 4.5: Logarithmus der Photostromamplitude über dem Logarithmus der Frequenz. Die beiden Endbereiche wurden linear gefittet. Der Schnittpunkt der beiden Geraden ist laut Vorbereitung bei $\omega \cdot \tau = 1$, woraus die mittlere Lebensdauer der Elektronen folgt.

Abbildung 4.6: Parameter der Regressionsgeraden in den beiden Frequenzbereichen

	niedrige Frequenzen	hohe Frequenzen
m	0	-0.658 ± 0.015
c	5.416 ± 0.043	8.833 ± 0.116

sicherheiten der Regressionsgeraden durch Umkehren des Logarithmus große Auswirkungen haben.

Vernachlässigt wurden dabei noch Unsicherheiten der aufgenommenen Messwerte auf Grund des Messapparates. Außerdem ist die Wahl der verwendeten Punkte in Abb. 4.3 nicht eindeutig, wodurch sich das Ergebnis ändern könnte. Alledem ist die Größenordnung gut erkennbar und liegt im einstelligen ms-Bereich.