

# Photowiderstand

Martin Will, Fred Stober  
Gruppe 106  
Betreuer: Löffler, Wolfgang

9. Januar 2006

## Zusammenfassung

In diesem Versuch werden die Eigenschaften eines Photowiderstands untersucht. Dazu wird zuerst die Kennlinie des Widerstands im Dunkeln bzw. unter Bestrahlung mit Licht zweier verschiedener Wellenlängen aufgenommen. Es wird auch die Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke und der Wellenlänge untersucht. Zuletzt wird die Lebenszeit der angeregten Elektronen bestimmt, indem man den Photowiderstand mit moduliertem Licht bestrahlt.

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1	Fermi-Statistik . . . . .	2
1.2	Bändermodell . . . . .	2
1.2.1	Isolatoren . . . . .	3
1.2.2	Leiter / Metall . . . . .	3
1.2.3	Halbleiter . . . . .	4
1.3	Halbleiter unter Lichteinstrahlung . . . . .	5
1.4	Leitfähigkeit und Rekombination . . . . .	5
1.5	Wellenlängenabhängiger Photostrom . . . . .	6
1.5.1	Konstanter Photonenstrom . . . . .	6
1.6	Photostrom bei modulierter Einstrahlung . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Experimentelle Grundlagen</b>	<b>8</b>
2.1	Versuchsaufbau . . . . .	8
2.1.1	Interferenzverlauffilter . . . . .	8
2.1.2	Lock-In Verstärker . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>9</b>
3.1	Strom-Spannungs-Kennlinien des Photowiderstands . . . . .	9
3.2	Abhängigkeit des Photostroms von der Bestrahlungsstärke . . . . .	10
3.3	Abhängigkeit der Photoleitfähigkeit von der Wellenlänge . . . . .	12
3.4	Frequenzabhängigkeit der Photoleitfähigkeit . . . . .	13
3.4.1	Lebensdauer aus Amplitude des Photostroms . . . . .	13
3.4.2	Lebensdauer aus Phasenverschiebung . . . . .	15

## Literatur

[Bilder] [de.wikipedia.org](http://de.wikipedia.org)

[Bilder] [www-solidstate.physik.uni-bremen.de](http://www-solidstate.physik.uni-bremen.de)

[Bilder] Vorbereitungsmappe Solarzelle

[1] [fc.uni.edu.pe/loptica/pdf/tb2-1.pdf](http://fc.uni.edu.pe/loptica/pdf/tb2-1.pdf)

[2] Vorbereitungsmappe Photowiderstand

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Fermi-Statistik

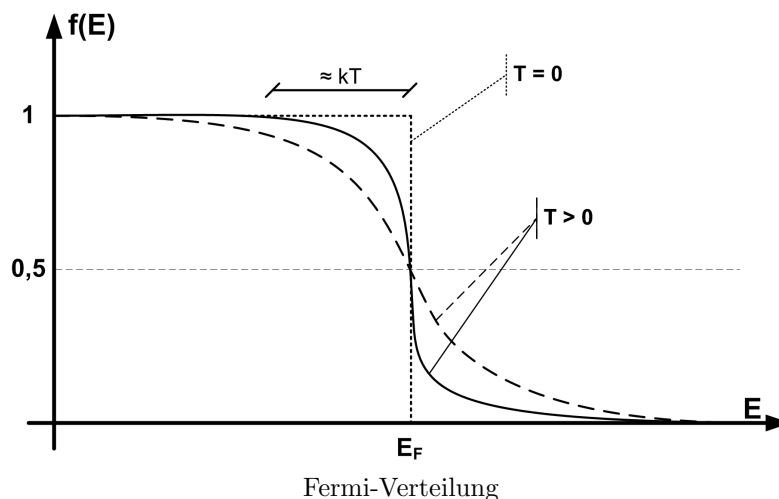
Die Fermi-Statistik beschreibt Teilchen mit halbzahligen Spin, also Fermionen. Die zentrale Aussage der Fermi-Statistik ist es, dass die Wellenfunktion eines  $n$ -Teilchen-Systems total antisymmetrisch unter Vertauschung zweier Teilchen ist. Als Folgerung daraus ergibt sich, dass die Besetzungsstatistik für Fermionen durch die Fermi-Verteilung gegeben ist.

Betrachtet man also die Besetzung der Energieniveaus der Elektronen in einem Halbleiter, so muss diese durch die Fermi-Verteilung (oder Fermi-Dirac-Verteilung) beschrieben werden. Wie oben beschrieben, können aufgrund des Ausschließungsprinzips (Pauli-Prinzip), nicht alle Elektronen den Grundzustand annehmen. Betrachtet man zunächst ein System ohne thermische Anregungen ( $T = 0$ ), so füllen die Elektronen die vorhandenen Energieniveaus lückenlos von unten bis zu einer Grenze  $E_F$ , der Fermi-Energie auf. Wird nun ein System ( $T > 0$ ) betrachtet, so können durch thermische Anregungen Elektronen in einen höheren Energiezustand angehoben werden. Dabei ist die Fermi-Energie nun genau die Energie, bei der die Wahrscheinlichkeit einen Zustand zu besetzen 50% beträgt. Die Besetzungswahrscheinlichkeit  $f(E)$  für einen Zustand der Energie  $E$  ist allgemein gegeben durch

$$f_{FD}(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right) + 1}$$

Die Verteilung ist im folgenden Diagramm graphisch dargestellt für verschiedene Temperaturen. Im Grenzfall hoher Energien  $E \gg E_F$  geht die Fermi-Verteilung über in die Maxwell-Boltzmann-Verteilung.

$$f_{MB}(E) = \exp\left(-\frac{E-E_F}{k_B T}\right)$$



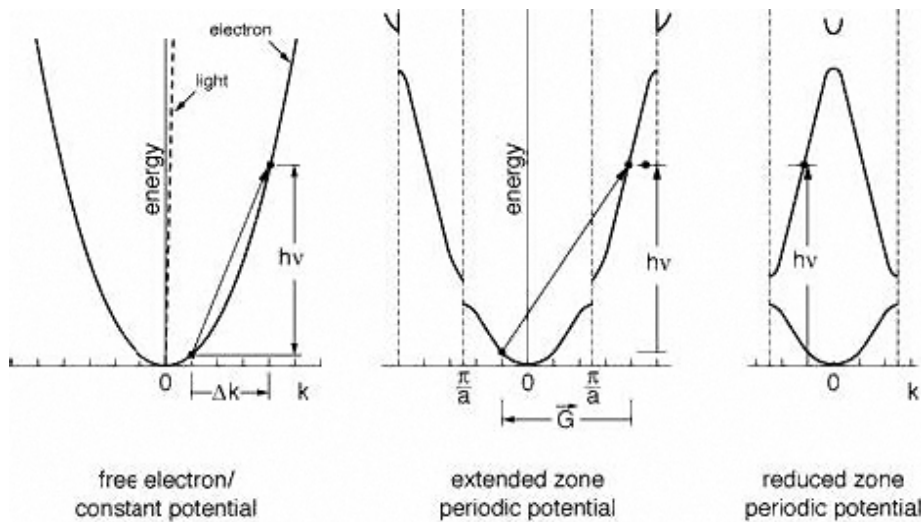
## 1.2 Bändermodell

Photonen besitzen die Dispersionsrelation  $E(k) = \hbar ck$ , die den Zusammenhang zwischen  $E$  und  $k$  angibt.

Wenn sich dagegen Elektronen über einem konstanten Potential  $V_0$  bewegen, haben sie (nichtrelativistisch) die Energiedispersion

$$E(\vec{k}) = E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$$

Untersucht man nun die Elektronen über dem periodischen Gitter eines Kristalls, so führt die Überlagerung der einfallenden mit der rücklaufenden Welle zu einer stehenden Welle, die für gleiches  $k$  zwei Lösungen  $\sin(k_x x)$  und  $\cos(k_x x)$  besitzt. Die Lösungen besitzen die selbe kinetische Energie, jedoch ist die potentielle Energie der Zustände mit großer Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Bereich der Potentialminima kleiner als die der anderen Lösung. Es bilden sich an den Rändern der Brillouin Zonen als zwei Lösungen unterschiedlicher Gesamtenergie aus. Die Differenz zwischen der Gesamtenergie der beiden Lösungen sorgt dann für eine Energielücke zwischen den Energieniveaus.



Die Energiezustände eines freien Elektrons über einem konstanten Potential, das ausgedehnte Zonenschema für ein periodisches Potential und das reduzierte Zonenschema für ein periodisches Potential

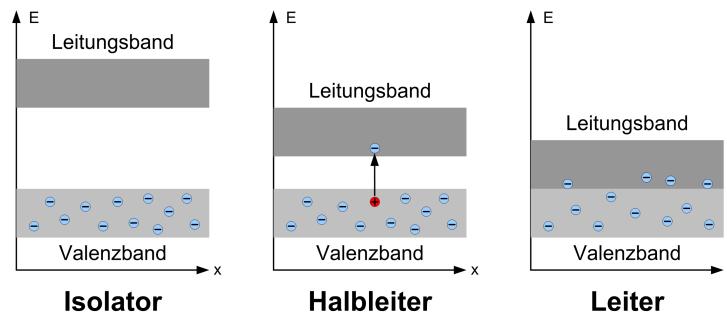
Betrachtet man die Energiezustände von zwei (gleichen) Atomen, die man genügend dicht zusammenbringt, so spalten atomare Energieniveaus auf in zwei Molekülniveaus (ein bindendes und ein antibindendes). Bringt man analog dazu  $N$  gleiche Atome zusammen, so spalten die sich entsprechenden atomaren Niveaus (gleicher Energie) auf in  $N$  Niveaus.

Für große  $N$  und einer periodischen Anordnung von gleichen Atomen, wie es z. B. in einem Kristall vorliegt, so liegen die Energieniveaus so dicht zusammen, dass man die beieinanderliegenden Energieniveaus als Kontinuum betrachten kann, die man als Energiebänder bezeichnet. Die verschiedenen Energiebänder werden durch die sogenannten Bandlücken getrennt.

Die Besetzung der Energieniveaus erfolgt von unten, gemäß der oben beschriebenen Fermi-Verteilung.

Durch die Besetzung der Bänder können Festkörper in Isolatoren, Halbleiter und Leiter klassifiziert werden. Das Valenzband ist dabei das höchste Energieband, das für  $T = 0$  von den Elektronen voll besetzt ist. Das energetisch darüberliegende Band nennt man Leitungsband. Im Leitungsband können sich die Elektronen frei bewegen, im Valenzband sind sie fest gebunden. Für  $T > 0$  werden Elektronen gemäß der Fermi-Verteilung durch thermische Anregung vom Valenz- ins Leitungsband gehoben.

Auf diese Weise kann ein zuvor unbesetztes Leitungsband teilweise besetzt werden. In den teilweise besetzten Bändern können nun Ladungen transportiert werden, also ein Strom fließen.



### 1.2.1 Isolatoren

Ein Isolator zeichnet sich durch ein unbesetztes Leitungsband aus, bei dem die Bandlücke zum Valenzband mehrere eV beträgt, so dass Elektronen praktisch nicht vom Valenz- in das Leitungsband angeregt werden können.

### 1.2.2 Leiter / Metall

Der Leiter ist dadurch ausgezeichnet, dass Valenz- und Leitungsband sich teilweise überlappen, so dass die Elektronen auch ohne thermische Anregung im Leitungsband zum Stromfluss beitragen können. Thermische Anregung führt bei einem Leiter im Allgemeinen nicht zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit, da durch Elektronenstreuung am Gitter die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen abnimmt.

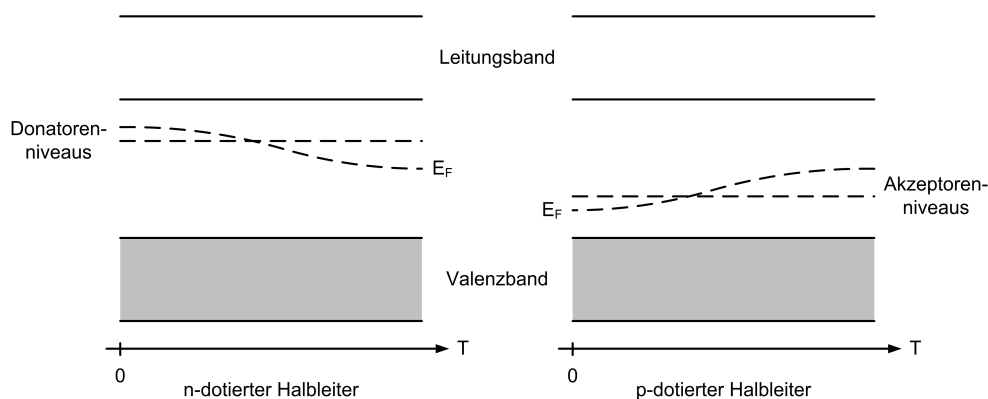
### 1.2.3 Halbleiter

Bei Halbleitern ist bei  $T = 0$  das Valenzband voll besetzt und das Leitungsband leer, weshalb reine Halbleiter am absoluten Temperaturnullpunkt nicht leiten, das Fermi-niveau liegt irgendwo in der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Diese ist jedoch relativ klein (Si: 1,10 eV, GaAs: 1,4 eV), weshalb schon bei geringen Temperaturen Elektronen durch thermische Anregung in das Leitungsband wechseln können und für Leitfähigkeit sorgen. Dieser Effekt nimmt mit steigender Temperatur zu, weshalb Halbleiter auch Heißeiter genannt werden. Weitere Elektronen können z. B. aufgrund eines elektrischen Feldes zur Leitfähigkeit beitragen. Die beim Wechsel ins Leitungsband hinterbliebenen Defektelektronen bzw. Löcher im Valenzband können ebenfalls zur Erklärung der Leitung herangezogen werden.

**Direkte und indirekte Halbleiter** Weiterhin kann man Halbleiter in direkte und indirekte Halbleiter einteilen. Hierzu betrachtet man das Bändermodell im Impulsraum. Für ein Elektron ist es energetisch am günstigsten bei der Anregung vom Maximum des Valenzbandes zum Minimum des Leitungsbandes zu wechseln. Liegen diese Extrema beim selben Quasiimpuls, so kann diese Anregung durch ein Photon geschehen und man spricht von einem direkten Übergang. Muss das Elektron beim Übergang eine Differenz im Quasiimpuls überwinden, so ist zusätzlich ein Phonon nötig, um dem Elektron den fehlenden Impuls zuzuführen. Dieser Übergang ist also indirekt, dementsprechend werden solche Verbindungen indirekte Halbleiter genannt.

**Dotierung** In mikroelektronischen Bauteilen möchte man meist eine höhere Leitfähigkeit als die von intrinsischen Halbleitern erreichte. Hierzu kann man in den Atomverbund Fremdatome einbauen. Diese tragen durch zusätzliche oder fehlende Außenelektronen zur besseren Leitfähigkeit bei. Man unterscheidet zwischen n- und p-dotierten Halbleitern.

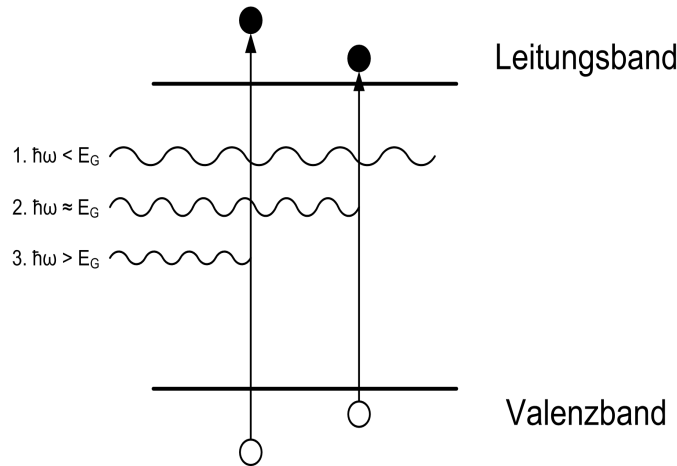
Bei der n-Dotierung bringt man Fremdatome mit mehr (beispielsweise 5) Valenzelektronen in den Kristall ein. Diese Elektronen sind nur schwach gebunden und können relativ leicht ins Leitungsband wechseln. Die Fremdatome, die dieses zusätzliche Elektron abgeben, werden Donatoren genannt. Sie liegen energetisch auf einem Niveau, das knapp unterhalb der Leitungsbandkante liegt. Da bei tiefen Temperaturen die Leitfähigkeit nur aufgrund der Donatorelektronen zustande kommt, liegt das Fermi-niveau zwischen Donator-niveau und Leitungsband. Mit zunehmender Temperatur steigt die Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen aus dem Valenzband angeregt werden und die Fermienergie nähert sich der eines undotierten Halbleiters an.



n-dotierte Halbleiter werden mit Fremdatomen dotiert, die weniger Außenelektronen besitzen, die also sozusagen ein Defektelektron in den Halbleiter einfügen. Diese Atome können Valenzelektronen der Halbleiteratome aufnehmen, weshalb man sie Akzeptoren nennt. Sie liegen energetisch nahe über der Valenzbandkante. Schon bei geringen Temperaturen können nun Valenzelektronen von den Akzeptoratomen aufgenommen werden, weshalb die Fermienergie zwischen Akzeptor- und Valenzbandniveau liegt. Ähnlich den n-dotierten nähert sich auch das Fermi-niveau der p-dotierten Halbleiter mit steigender Temperatur der eines undotierten Halbleiters an. Die steigende Leitfähigkeit kann bei p-dotierten Halbleitern durch den Defektelektronenstrom erklärt werden, da im Valenzband Löcher zurückbleiben, die als positive Ladungsträger aufgefasst werden können.

### 1.3 Halbleiter unter Lichteinstrahlung

Bestrahlt man einen Halbleiterkristall mit Photonen der Energie  $E_\gamma = \hbar\omega$ , so kann dieses Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugen. Hierzu muss es jedoch mindestens die Energie mit sich führen, die nötig ist um die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband zu überwinden, es muss  $E_\gamma \geq E_G$  sein (Fall 2 und 3). Ist dies nicht der Fall, so wird das Photon nicht absorbiert und erzeugt keine neuen Ladungsträger, die zur Leitfähigkeit beitragen könnten. Werden die entstandenen Ladungsträger nicht räumlich getrennt, so rekombinieren sie nach Ablauf ihrer mittleren Lebensdauer wieder miteinander. Dies kann strahlend, also unter Aussendung eines Photons, oder nichtstrahlend, durch Erzeugung von Wärme bzw. Phononen, passieren.



Durch Lichteinfall erzeugte freie Ladungsträger nennt man Überschussladungsträger, während man die durch thermische Anregung erzeugten Ladungsträger Gleichgewichtsladungsträger nennt. Zur Leitung können dabei nicht nur die Elektronen im Leitungsband beitragen, sondern auch die Löcher im Valenzband.

### 1.4 Leitfähigkeit und Rekombination

Die Leitfähigkeit in einem Halbleiter wird durch die Konzentration freier Elektronen aus dem Leitungsband und Defektelektronen aus dem Valenzband bestimmt. Man unterscheidet für beide Ladungsträgerarten zwischen den Gleichgewichtsladungsträgern, die durch thermische Anregung entstanden sind ( $n_0$  und  $p_0$ ), und den Überschussladungsträgern, die durch Lichteinfall entstanden sind ( $\Delta n$  und  $\Delta p$ ):

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n \\ p &= p_0 + \Delta p \end{aligned}$$

Unter Verwendung der Mobilität  $\mu$  der Ladungsträger kann man die Überschussleitfähigkeit  $\Delta\sigma$  angeben mit der Formel:

$$\Delta\sigma = e(\mu_n\Delta n + \mu_p\Delta p)$$

Wird Licht in einem Halbleiter absorbiert, so nimmt die Intensität  $I$  des Lichts exponentiell mit der Eindringtiefe  $x$  ab:

$$I = I_0 \exp(-\kappa x)$$

Mit dem Quantenwirkungsgrad  $\beta$  hat man die Generationsrate  $G$  der Überschussladungsträger.

$$G_n = G_p = \beta\kappa I$$

Mit der Kontinuitätsgleichung für die Ladungsträger, in der  $G_x$  die Generations- und  $R_x$  die Rekombinationsrate der Elektronen ist, hat man eine Differentialgleichung für die Überschussladungsträgerdichten  $n$  und  $p$ .

$$\frac{\partial n_x}{\partial t} = G_x - R_x - \text{div } j_x$$

Diese kann man für einen gegebenen funktionalen Zusammenhang für die Rekombinationsrate lösen und in die Formel für die Leitfähigkeit einsetzen.

Im Halbleiter werden Band-Band-Übergänge angenommen, d.h. es gilt  $n = p$  (Eigenleitung) und  $\Delta n = \Delta p$  (Grundgitterabsorption).

- lineare Rekombination  $R_x \propto \Delta n$  ( $\Delta n = \Delta p \ll n = p$ )

Jedem Nichtgleichgewichtsladungsträger steht eine große Anzahl von Gleichgewichtsladungsträgern für die Rekombination zur Verfügung und es ergibt sich für die Leitfähigkeit:

$$\Delta\sigma \propto I$$

- quadratische Rekombination  $R_x \propto (\Delta n)^2$  ( $\Delta n = \Delta p \approx n = p$ )

Während bei der linearen Rekombination jeder Überschussladungsträger immer viele Rekombinationspartner vorfindet, ist die Rekombinationsrate nun auch von deren Anzahl abhängig. Im betrachteten Grenzfall ist die Zahl der Rekombinationsrate proportional zu  $\Delta n$  als auch zur Dichte der Rekombinationspartner  $\Delta p$ , woraus für die Leitfähigkeit folgt:

$$\Delta\sigma \propto \sqrt{I}$$

Die vorliegende Photodiode besteht aus CdS, bei der quadratische Rekombination vorliegen sollte.

## 1.5 Wellenlängenabhängiger Photostrom

Beginnt man damit, einen Photowiderstand mit Photonen zu bestrahlen, deren Energie unterhalb der Energiedifferenz der Bandlücke liegt, so nimmt trotzdem der gemessene Photostrom zu, da Fremdatome im Halbleiter Energieniveaus innerhalb der Bandlücke ausbilden.

Erreicht man mit der Photonenenergie die Bandlücke, so können auf einmal eine Vielzahl von Überschussladungsträgern erzeugt werden, die zur Leitfähigkeit beitragen und damit den Photostrom erhöhen.

Man könnte erwarten, dass bei wachsender Photonenenergie der Photostrom immer weiter zunehmen würde. Überschreitet man mit der Photonenenergie im Experiment mit der Photonenenergie die Energiedifferenz der Bandlücke, so nimmt der Photostrom wieder ab und bleibt bei höheren Energien wieder konstant. Die Ursache hierfür ist, dass an der Oberfläche des Halbleiterkristalls die Periodizität des Kristalls stark gestört ist, da sich dort leicht Fremdatome binden können. Diese Störstellen bilden Rekombinationszentren, an denen Überschussladungsträger verloren gehen, was wiederum die Leitfähigkeit verringert. Erhöht man nun die Photonenenergie, so verringert sich die Eindringtiefe des Lichts, so dass die Überschussladungsträger hauptsächlich an der Oberfläche des Halbleiters erzeugt werden.

Dort rekombinieren sie jedoch wegen der obigen Störstellen fast sofort wieder, so dass sie keinen großen Beitrag zur Leitfähigkeit leisten können.

Man erwartet also einen ausgeprägten Peak des Photostroms bei der Energie, die der Bandlücke entspricht und keine Kante.

### 1.5.1 Konstanter Photonenstrom

Die verwendete Lichtquelle liefert jedoch nicht bei allen Wellenlängen die selbe Intensität, was das Ergebnis verfälschen würde. Deshalb wird zunächst die Intensität mittels der Polarisationsfilter konstant gehalten. Anschließend filtert der keilförmige Interferenzfilter die gewünschte Wellenlänge heraus.

Für die Intensität des am Photowiderstand ankommenden Lichts gilt:

$$I(\lambda) = \frac{\lambda}{h \cdot c} \cos^2(\theta) \frac{dI_E}{d\lambda} T(\lambda)$$

Sie ist also abhängig vom Kehrwert der Photonenenergie  $E_\gamma = \frac{hc}{\lambda}$ , sowie von Winkel  $\theta$  und Transmissionsgrad  $T(\lambda)$  der Polarisationsfilter und der spektralen Intensität der Lampe  $\frac{dI_E}{d\lambda}$ . Möchte man eine konstante Intensität  $I_0$  erreichen, so muss man den Winkel  $\theta$  für jede Wellenlänge nach folgender Formel einstellen, die Berechnung übernimmt der Rechner am Praktikumsplatz:

$$\theta = \arccos\left(\sqrt{\frac{I_0}{T(\lambda)} \frac{hc}{\lambda} \frac{d\lambda}{dI_E}}\right)$$

Hält man die Intensität der Lampe nun konstant, so sollte man mit steigender Photonenenergie, also sinkender Wellenlänge, einen leichten Anstieg der Photostroms beobachten, wie oben erklärt.

## 1.6 Photostrom bei modulierter Einstrahlung

Ausgangspunkt ist die Kontinuitätsgleichung für Elektronen, in der  $G_e$  die Generations- und  $R_e$  die Rekombinationsrate der Elektronen ist:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = G_e - R_e - \operatorname{div} j_e$$

Die Generationsrate  $G_e(t)$  der Elektronen wird durch die Modulation der Lumineszenzdiode vorgegeben:

$$G_e(t) = G_0 + \Delta G \cdot \exp(i\omega t)$$

Die Elektronendichte  $n_e(t)$  ist gegeben durch die immer vorhandene mittlere Elektronendichte  $n_0$  und eine Abweichung  $\Delta n(t)$  davon.

$$n_e(t) = n_0 + \Delta n(t)$$

Die Rekombinationsrate  $R_e(t)$  kann man nach  $\Delta n$  entwickeln. Mit der mittleren Elektronendichte  $n_0$ , der Abweichung  $\Delta n$  und der Lebensdauer  $\tau_e$  erhält man dann:

$$R_e(t) = R_0 + \frac{dR_e}{dn_e} \Delta n(t) = G_0 + \frac{\Delta n(t)}{\tau_e}$$

Man macht nun einen Ansatz für die Elektronendichte  $n_e(t)$ , indem man davon ausgeht, dass die Abweichung der Elektronendichte mit der selben Frequenz wie die Lumineszenzdiode oszilliert, jedoch eine Phasenverschiebung aufweist.

$$n_e(t) = n_0 + \Delta n(t) = n_e(t) = n_0 + \Delta n_0 \cdot \exp(i\omega t + i\varphi)$$

Setzt man dies nun in die Kontinuitätsgleichung für den homogenen Fall ( $\operatorname{div} j_e = 0$ ) ein, so erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e(t)}{\partial t} &= i\omega \Delta n(t) = \Delta G \cdot \exp(i\omega t) - \frac{\Delta n(t)}{\tau_e} \\ \Delta n(t) &= \frac{\tau_e \Delta G}{i\omega \tau_e + 1} \cdot \exp(i\omega t) = \frac{\tau_e \Delta G}{1 + \omega^2 \tau_e^2} (1 - i\omega \tau_e) \cdot \exp(i\omega t) \\ &\implies \tan(\varphi) = -\omega \tau_e \end{aligned}$$

Der Photostrom hängt über den folgenden Zusammenhang mit der Elektronendichte  $n_e(t)$ , der Mobilität der Elektronen  $\mu_e$  und der elektrischen Feldstärke  $E$  zusammen:

$$j_p(t) = e n_e(t) \mu_e E$$

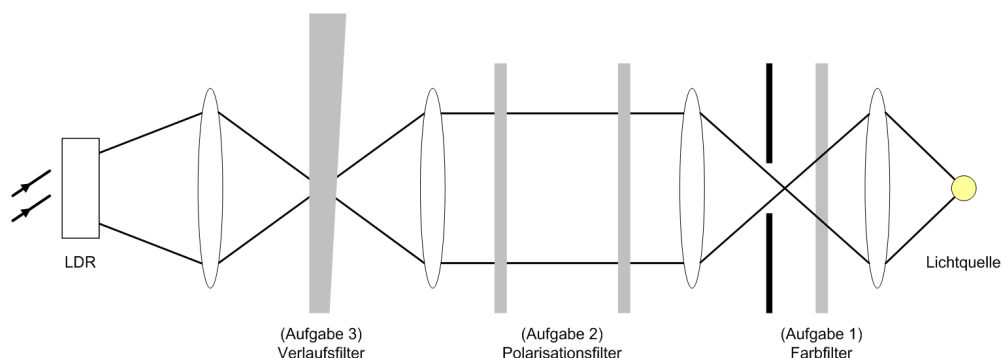
Also müsste sich die Phasenverschiebung im Versuch direkt aus der zusätzlichen Modulation des Photostroms bestimmen lassen.



## 2 Experimentelle Grundlagen

### 2.1 Versuchsaufbau

Für die Durchführung des Versuchs wird folgender optischer Aufbau verwendet:



Mithilfe der Polarisationsfilter kann bei Aufgabe 2 die Photonenintensität reguliert werden. So ist die Zahl der passierenden Photonen maximal, wenn beide Polarisationsfilter parallel zueinander ausgerichtet sind und minimal, wenn sie um  $90^\circ$  zueinander verdreht sind. In Aufgabe 3 sind sie nötig, um den geforderten konstanten Photonenstrom zu gewährleisten.

Die Farbfiler werden bei Aufgabenteil 1 und 2 verwendet um die Wellenlänge konstant zu halten, sowie bei Aufgabe 3 um den keilförmigen Interferenzverlauffilter zu eichen. Bei den Farbfilern handelt es sich ebenfalls um Interferenzfilter. Sie bestehen aus zwei parallelen Spiegeln und lassen aufgrund von Interferenzeffekten der an den Spiegeln reflektierten Strahlen nur Vielfache einer bestimmten Wellenlänge passieren, abhängig vom Abstand der Spiegel. Um wiederum nur eine bestimmte Wellenlänge dieser Vielfachen zu erhalten ist am hinteren Ende der Filters eine Farbschicht aufgebracht, die nur die gewünschte Wellenlänge passieren lässt.

#### 2.1.1 Interferenzverlauffilter

Beim keilförmigen Interferenzfilter sind die Spiegel hingegen wie der Name schon andeutet nicht parallel ausgerichtet, sondern keilförmig, d. h. je nachdem an welcher Stelle der Filter bestrahlt wird kommt eine andere Wellenlänge durch. Die Ausrichtung des Filters im Strahlengang kann bis auf  $10 \mu\text{m}$  genau eingestellt werden. Bei derartig genauer Einstellungsmöglichkeit wäre ein breiter Lichtpunkt nachteilig, weshalb eine Spaltblende den Strahl so schmal wie möglich hält. Geeicht wird der Filter mittels dreier Farbfiler bekannter Wellenlänge. Für jeden Farbfiler wird die Einstellung des keilförmigen Interferenzfilters gesucht, bei der der Photostrom am Photowiderstand maximal wird. Ist der Filter geeicht kann man mit ihm also die Wellenlängenabhängigkeit des Photowiderstandes ausmessen.

Schließlich fällt das Licht auf den Photowiderstand. Hierbei ist vor allem darauf zu achten, dass der schmale Lichtstrahl den Widerstand optimal trifft. Weiterhin sollte darauf geachtet werden, dass nicht zuviel Licht der parallel operierenden Praktikumsgruppe in die Apparatur fällt. Ein adäquates Mittel hierzu ist die zylinderförmige Blende des Silizium-Solarzellen-Versuchs, die kurzerhand ausgeliehen werden sollte.

Für die Aufgabe 3 stand außerdem ein PC zu Verfügung, der aus den drei Eichpunkten des Interferenzfilters die einzustellenden Werte mittels eines LabView-Programms errechnete.

#### 2.1.2 Lock-In Verstärker

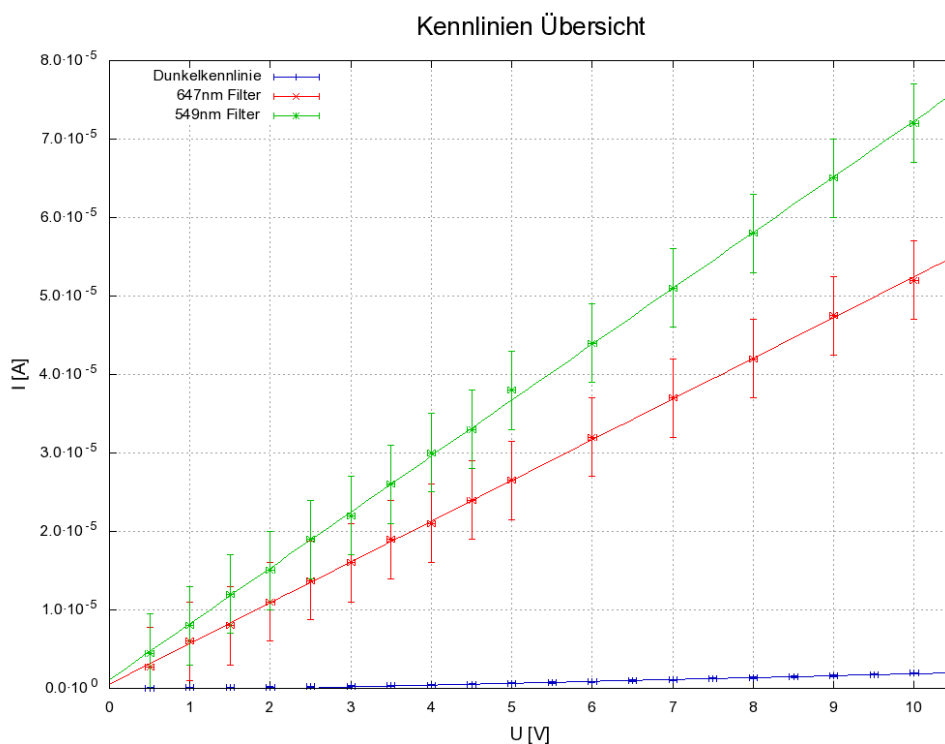
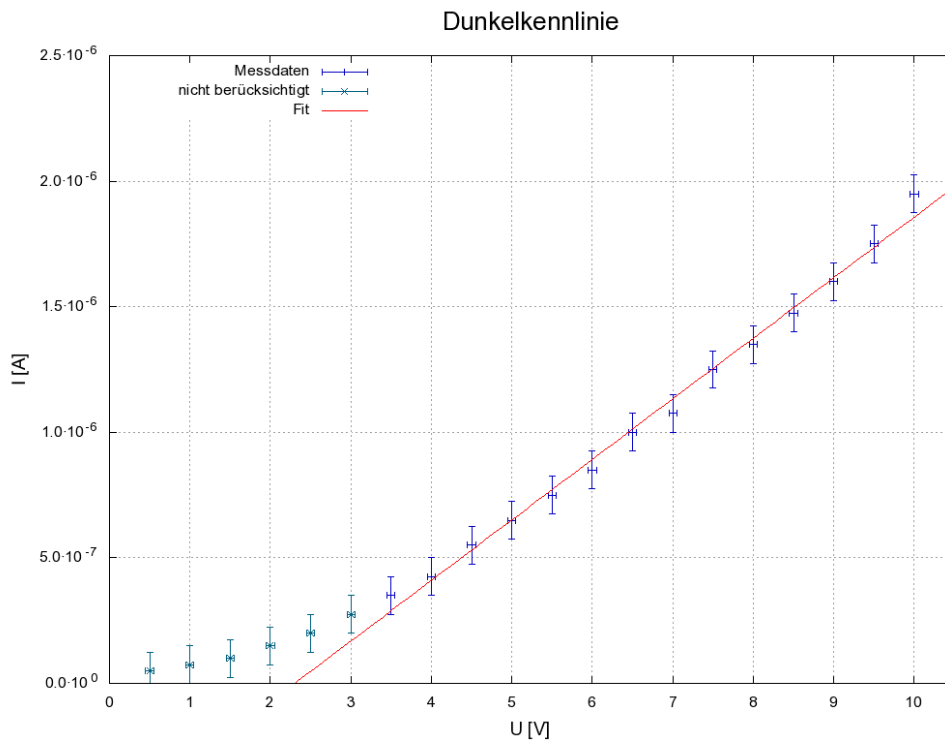
Beim vierten Versuchsteil wird der Photowiderstand direkt mit einer sinusförmig modulierten Leuchtdiode bestrahlt. Der Phasenunterschied zwischen dem Modulationssignal und dem Photostrom des Photowiderstands wird über einen Lock-In-Verstärker gemessen.

Ein Lock-In-Verstärker wandelt das ankommendes Signal (von der Photodiode) mit Hilfe eines Referenzsignals in die erste Fourierkomponente des ankommenden Signals bezüglich des Referenzsignals um. Dadurch erhält man eine rauschfreie Messung des Phasenunterschieds.

### 3 Auswertung

#### 3.1 Strom-Spannungs-Kennlinien des Photowiderstands

Zur Aufnahme der Strom-Spannungs-Kennlinien des Photowiderstands wurde zunächst bei verdunkeltem Widerstand die Dunkelkennlinie vermessen, anschließend wurden nacheinander zwei Interferenzfilter in den Strahlengang eingebracht und bei diesen Wellenlängen ebenfalls eine Kennlinie aufgenommen. Wie erwartet, verhält sich der bestrahlte Photowiderstand bei gleichbleibender Wellenlänge wie ein ohmscher Widerstand. Die Kennlinie bei 549 nm liegt dabei höher als die Kennlinie bei 647 nm, d. h. der ohmsche Widerstand bei 647 nm ist größer als bei 549 nm, was sich in Aufgabenteil 3 erklären wird.



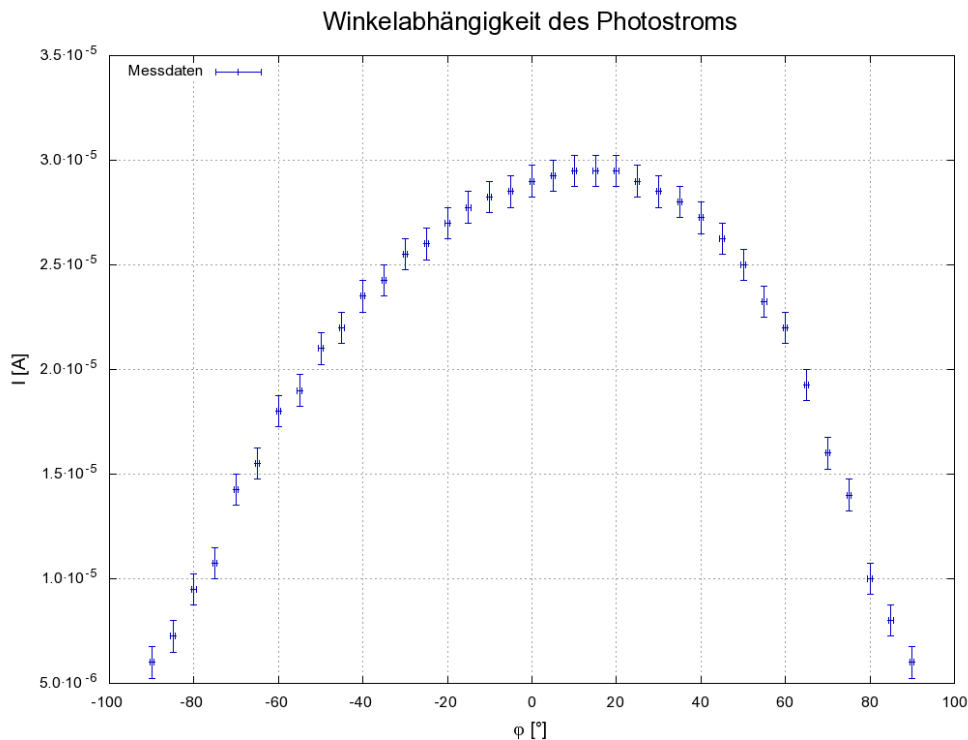
An die Kennlinien wurden Geraden angefügt, deren Steigung dem ohmschen Widerstand entspricht, wobei bei der Dunkelkennlinie die ersten drei Punkte nicht einbezogen wurden, da sie ein nichtlineares Verhalten zeigten. Es ergaben sich folgende Werte:

	Widerstand
Dunkel	$4,15 \pm 0,09 \text{ M}\Omega$
647 nm	$192,6 \pm 0,9 \text{ k}\Omega$
549 nm	$140,4 \pm 0,8 \text{ k}\Omega$

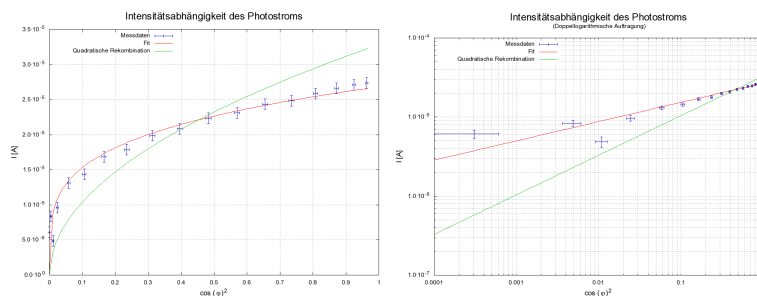
Der Dunkelwiderstand ist also recht hoch, da im abgedunkelten Halbleiter nur Ladungsträger aus Störstellen und thermischer Anregung zur Verfügung stehen. Bei Bestrahlung nimmt die Zahl der Ladungsträger deutlich zu, weshalb der Widerstand auf einen Bruchteil des Dunkelwiderstands sinkt.

### 3.2 Abhängigkeit des Photostroms von der Bestrahlungsstärke

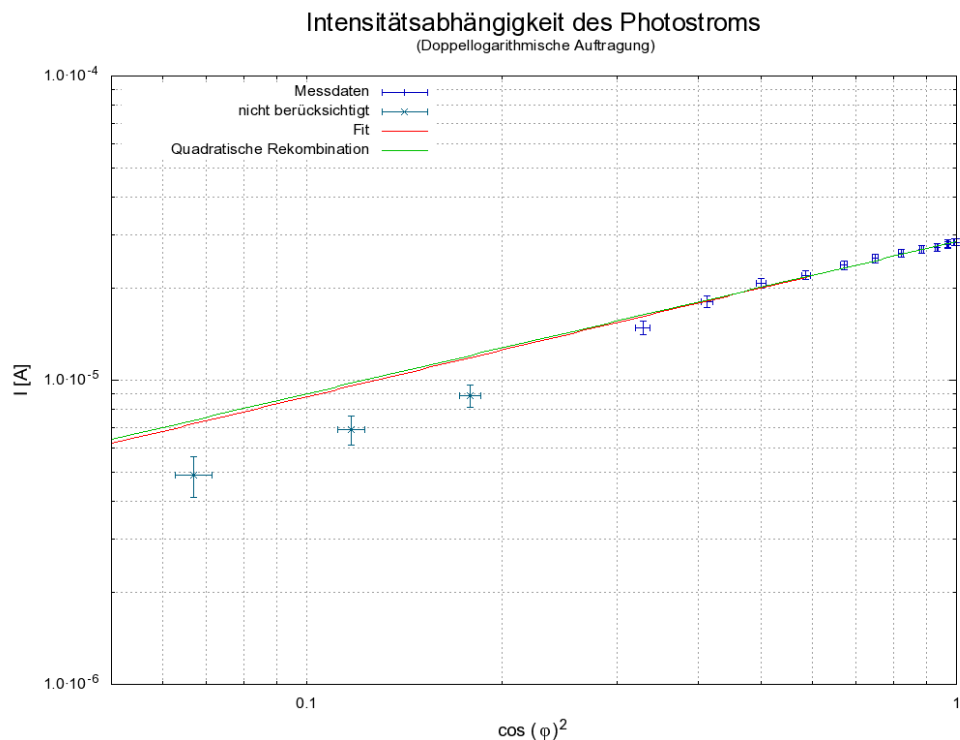
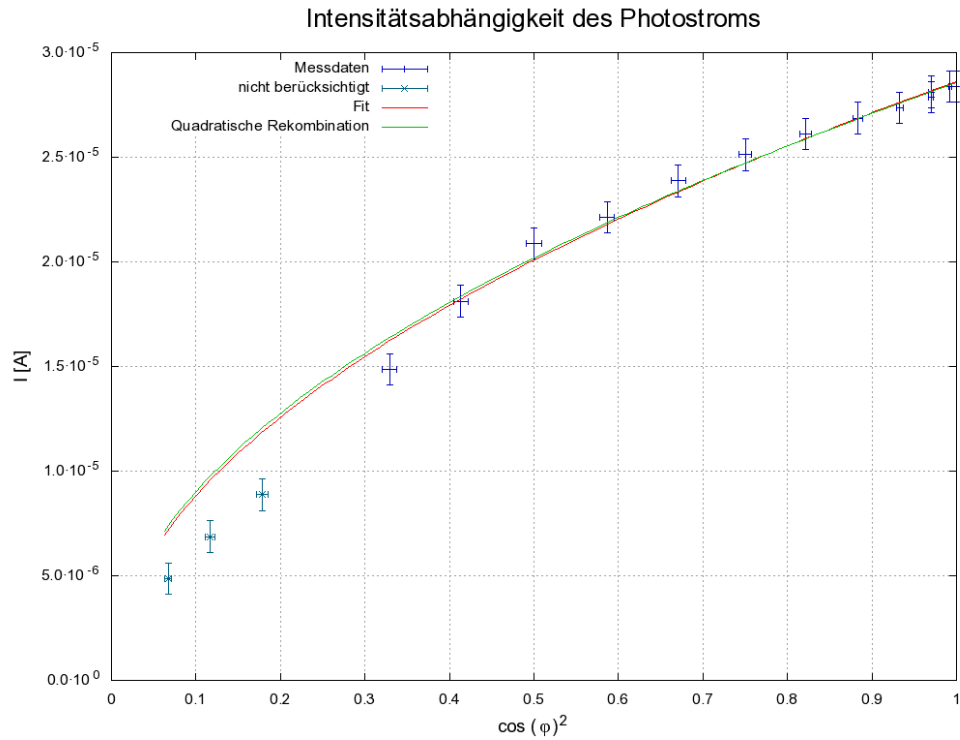
Bei einer Spannung von 7 V und einer Wellenlänge von 549 nm wurde die Abhängigkeit des Photostroms von der Bestrahlungsstärke untersucht. Diese wurde mit Hilfe zweier Polarisationsfilter reguliert, so ist die Bestrahlungsstärke minimal, wenn die beiden Filter  $90^\circ$  gegeneinander verdreht sind. Über dieses Minimum wurde auch versucht, die Filter zu eichen. Leider gelang dies nur sehr ungenau, was man daran erkennt, dass das Maximum des Photostroms nicht bei  $0^\circ$ , sondern bei ungefähr  $15^\circ$  liegt. Diese starke Abweichung können wir uns nur dadurch erklären, dass die Eichung mit einem Blatt Papier per Augenmaß vorgenommen wurde, und nicht, wie im Nachhinein vielleicht sinnvoller, direkt über den Photostrom. Nichtsdestotrotz konnten die Messwerte nach einer Korrektur um  $15^\circ$  verwendet werden.



Es stellte sich weiterhin heraus, dass unsere Messung für negative Winkel in irgendeiner Art und Weise fehlerbehaftet war, denn es hätte keine wesentlichen Unterschiede zu den Ergebnissen der positiven Winkel geben dürfen:



Betrachtet man dagegen nur die positiven Winkel, so erhält man eine Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung bei quadratischer Rekombination. Zusätzlich wurden die Messdaten, die bei größeren Winkeln als  $\varphi = 75^\circ$  aufgenommen wurden, aus dem Fit ausgeschlossen, da durch den benachbarten Versuch Streulicht vorhanden war.

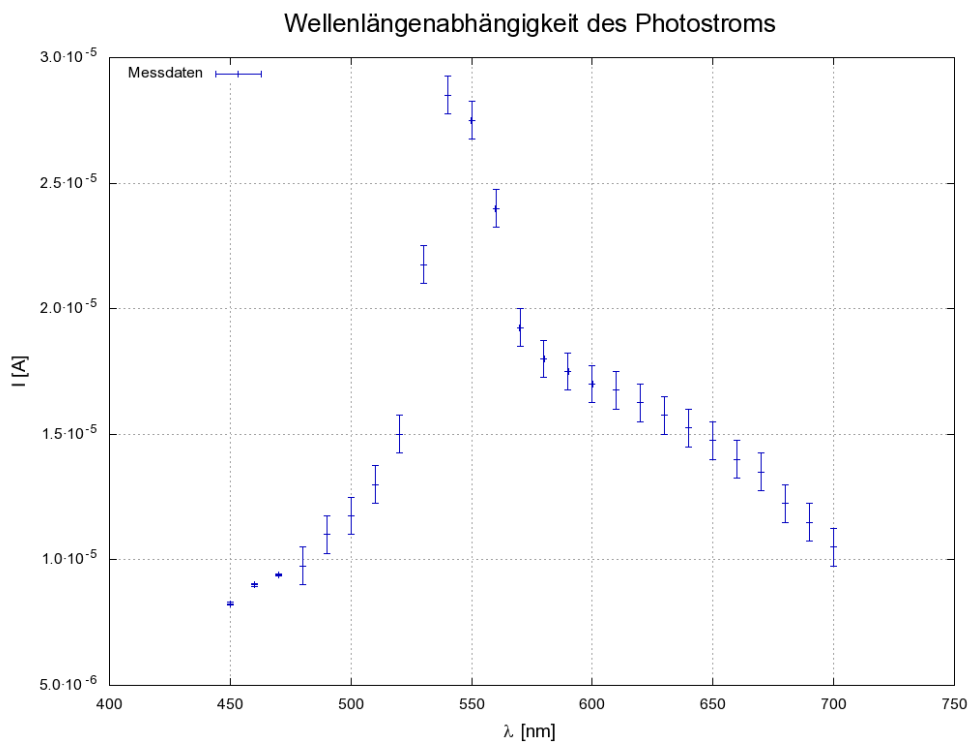


Der Photostrom ist proportional zu einer Potenz der Intensität. Um die Potenz zu bestimmen wurde also eine doppellogarithmische Auftragung gewählt. Es ergab sich ein Exponent von  $0,51 \pm 0,02$ , was hervorragend mit einer quadratischen Rekombination übereinstimmt (Exponent 0,5).

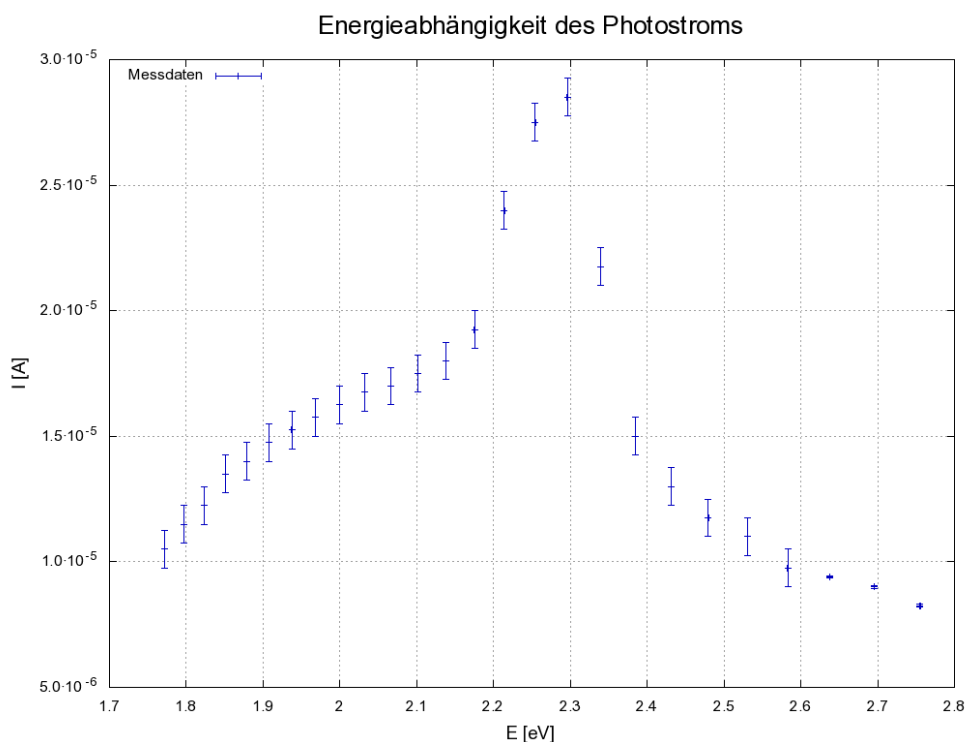
$$I_p \propto (\cos^2 \theta)^{0,51}$$

### 3.3 Abhängigkeit der Photoleitfähigkeit von der Wellenlänge

Zunächst wurde der keilförmige Interferenzfilter geeicht. Hierzu wurden drei Interferenzfilter bekannter Wellenlänge in den Strahlengang gebracht und über der keilförmige Interferenzfilter solange verstellt, bis der Photonenstrom maximal war. Mit diesen drei Messpunkten errechnete der PC vor Ort den Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Einstellung des Interferenzfilters. Gleichzeitig lieferte das Programm sämtliche einzustellende Werte für Polarisations- und Interferenzfilter, was und die nachfolgende Aufgabe sehr erleichterte. Die gemessenen Daten wurden in folgendem Diagramm dargestellt.



Rechnet man die Daten von Nanometer in Elektronenvolt um, so erhält man das folgende Spektrum, dessen Maximum der Energie der Bandlücke entspricht.



Leider haben wir uns nur auf die vom Programm vorgegebenen Wellenlängen beschränkt und haben damit leider verpasst, das Maximum der Kurve genauer zu vermessen, was die Bestimmung des Maximums und somit der Bandlücke erschwert.

Für das Maximum wählen wir in guter Näherung den höchsten Punkt unseres Spektrums, dieser liegt bei  $2,30 \pm 0,02$  eV. Der Literaturwert beträgt  $2,38$  eV [1]. Wir liegen also nicht allzu weit daneben.

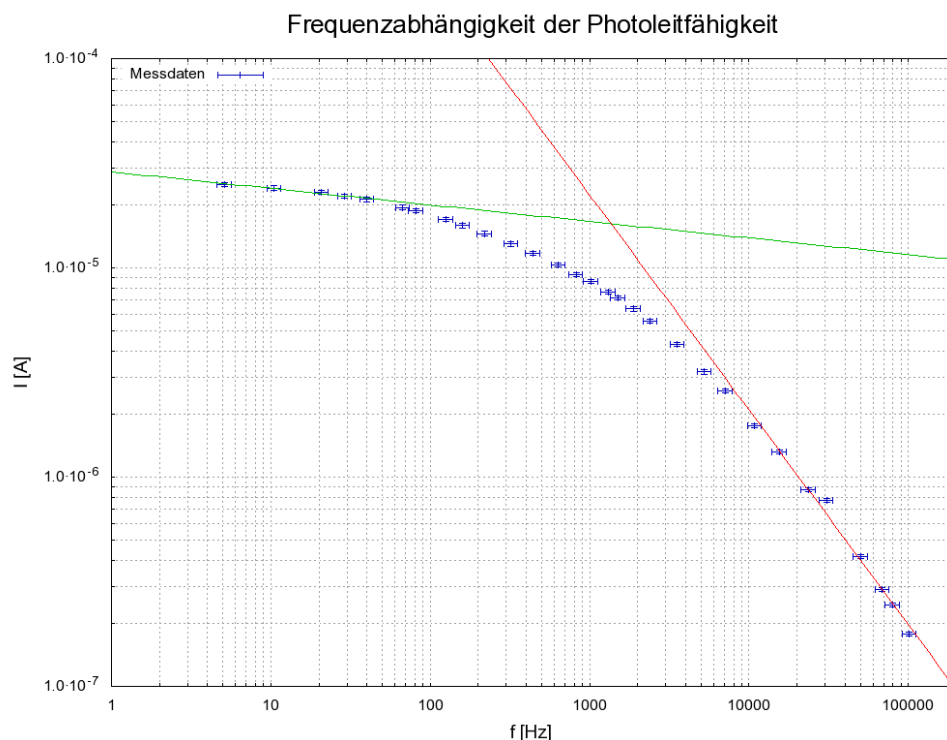
Man erkennt neben dem Maximum für kleine und große Energien einen Abfall des Photostroms. Der Abfall für kleine Energien ist damit zu erklären, dass die Energie der Photonen nicht ausreicht, die Bandlücke zu überwinden. Dass dennoch ein Strom zustande kommt, liegt an Fremdatomen, die Energieniveaus in der Bandlücke ausbilden. Der Abfall nach rechts wird durch Oberflächeneffekte verursacht. Mit höherer Energie steigt die Wahrscheinlichkeit, dass die Photonen an Störstellen des Kristalls absorbiert werden. An der Oberfläche wiederum ist die Zahl der Störstellen maximal, weshalb hier bei höheren Energien ein Großteil der Photonen absorbiert wird, jedoch schnell wieder rekombiniert, was einen Abfall des Photostroms nach sich zieht.

### 3.4 Frequenzabhängigkeit der Photoleitfähigkeit

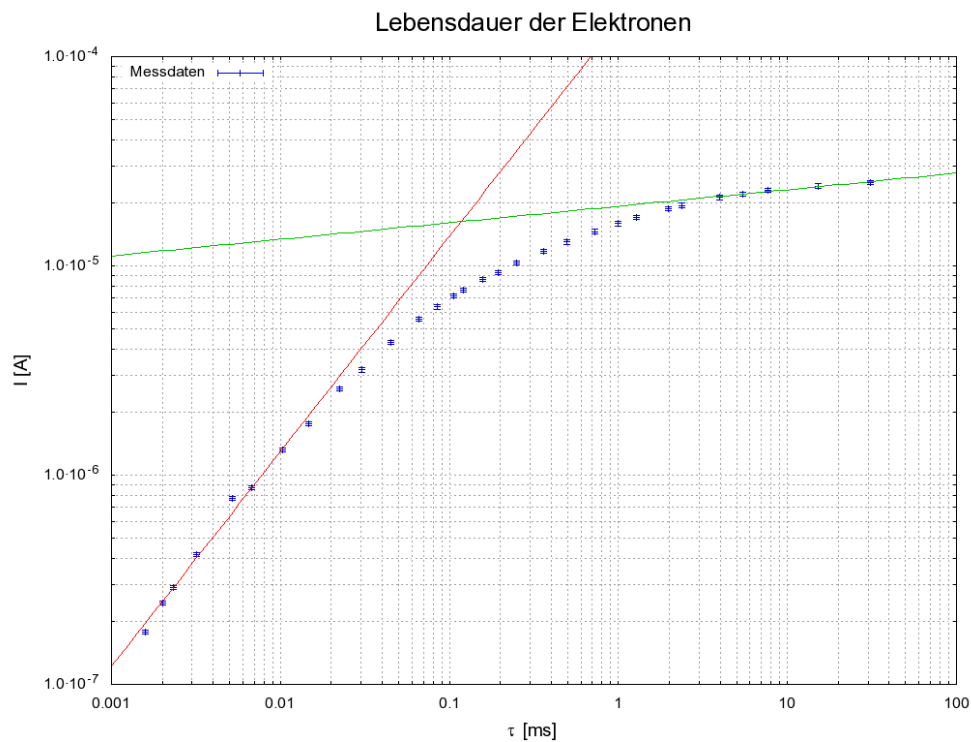
In dieser Aufgabe wurde eine mit Wechselstrom betriebene blaue LED verwendet, um den Photowiderstand zu beleuchten. Bei verschiedenen Frequenzen wurde die Amplitude und Phasenverschiebung gemessen. Aus diese Messdaten kann durch zwei verschiedene Methoden die Lebensdauer der Elektronen bestimmt werden.

#### 3.4.1 Lebensdauer aus Amplitude des Photostroms

Zunächst wird die Amplitude des Photostroms doppellogarithmisch über der Frequenz aufgetragen. Bei der Lebensdauer der Elektronen knickt die Amplitude ab. Der Knackpunkt wurde bestimmt, indem man zwei Geraden an die Messdaten mit kleiner bzw. großer Frequenz anpasst.



Um bequem die Lebensdauer ablesen zu können, wurde die Amplitude über  $1/\omega$  aufgetragen, wodurch der Wert der x-Achse beim Knick gerade der Lebensdauer entspricht.



Auch in dieser Auftragung ist leider kein scharfer Knick in der Strommessung zu beobachten. Daher hat man je nachdem auf welcher Art und Weise man die Kante bestimmt, einen relativ großen Spielraum, die Lebensdauer festzulegen. Wie oben erwähnt, wurde bei uns dafür der Schnittpunkt zweier angepasster Geraden verwendet.

Durch diese Methode ergab sich eine Lebensdauer von:

$$\tau_e = 0,12 \pm 0,06 \text{ ms}$$

Der große Fehler auf die Lebensdauer ist vor allem auf den großen Fehler auf den y-Achsenabschnitt der roten Geraden zurückzuführen.

### 3.4.2 Lebensdauer aus Phasenverschiebung

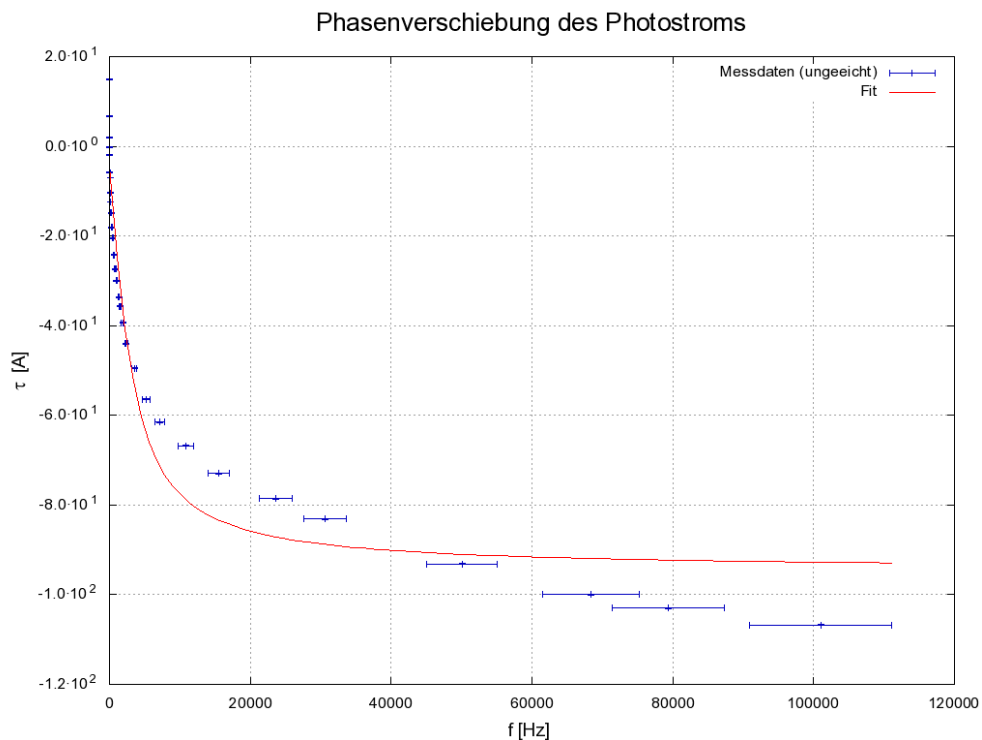
Mit der gemessenen Phasenverschiebung lässt sich ebenfalls die Lebensdauer bestimmen. Es gilt der Zusammenhang

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

weshalb wir eine Anpassung der Funktion

$$\varphi = \arctan(-\tau_e \omega) + \varphi_0$$

durchführten. Bei der Messung konnte die Phasenverschiebung nicht auf 0 geeicht werden, da die Frequenz nur auf 5 Hz heruntergeregelt werden konnte. Daher wurde der Parameter  $\varphi_0$  eingeführt. Jedoch erhielten wir für  $\varphi_0$  einen Wert, der zu teilweise auch positiven Werten für die Phasenverschiebung führt, was mit dem Kausalitätsprinzip nicht vereinbar ist:



Aus dieser Kurvenanpassung ergab sich für die Lebenszeit

$$0,052 \pm 0,008 \text{ ms}$$

Aufgrund der unbefriedigenden Kurvenanpassung sind wir mit diesen Ergebnissen nicht zufrieden. Wir hatten darüberhinaus keine zuverlässigen Literaturwerte, mit denen wir unsere Ergebnisse vergleichen konnten.