

Praktikum Moderne Physik

# Versuchsprotokoll:

**Lumineszenz**

Christian Buntin, Jingfan Ye

*Gruppe 221*

Karlsruhe, 6. Dezember 2010

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1	Das Bändermodell . . . . .	3
1.2	Der pn-Übergang . . . . .	3
1.3	Leuchtdioden . . . . .	4
1.3.1	Funktionsweise . . . . .	4
1.3.2	Optische Eigenschaften . . . . .	5
1.4	Laserdioden . . . . .	6
1.5	Optische und elektrische Eigenschaften von Laserdioden . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Laserdiode</b>	<b>6</b>
2.1	Strom-Spannungs-Kennlinie . . . . .	7
2.1.1	Oberhalb der Laserschwelle . . . . .	7
2.1.2	Unterhalb der Laserschwelle . . . . .	7
2.2	Integrale Photonenstromdichte . . . . .	10
2.2.1	Oberhalb der Laserschwelle . . . . .	10
2.2.2	Unterhalb der Laserschwelle . . . . .	10
2.3	Externer Quantenwirkungsgrad . . . . .	12
2.4	Spektrale Photonenstromdichte . . . . .	13
2.4.1	Oberhalb der Laserschwelle . . . . .	14
2.4.2	Unterhalb der Laserschwelle . . . . .	14
2.5	Durchlässigkeit des optischen Systems . . . . .	14
2.5.1	Oberhalb der Laserschwelle . . . . .	16
2.5.2	Unterhalb der Laserschwelle . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Leuchtdiode</b>	<b>16</b>
3.1	Strom-Spannungs-Kennlinie . . . . .	16
3.2	Integrale Photonenstromdichte . . . . .	18
3.3	Externer Quantenwirkungsgrad . . . . .	21
3.4	Spektrale Photonenstromdichte . . . . .	21
3.5	Durchlässigkeit des optischen Systems . . . . .	22

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Das Bändermodell

Ein Festkörper besteht aus sehr vielen Atomen, die untereinander wechselwirken. Aufgrund der Symmetrie des Festkörpers lässt sich durch einige Überlegungen ein Festkörper ganz gut beschreiben. So kann man zum Beispiel aus dieser Symmetrie schließen, dass das energetische Potential eines Festkörpers ebenfalls symmetrisch sein muss. Zur Beschreibung der folgenden Phänomene und Herleitung der Modelle wird die Einelektron-Näherung verwendet, nach der nur das Verhalten eines Elektrons im Festkörper beobachtet wird und alle restlichen lediglich zum Potential beitragen.

In dieser einfachen „Herleitung“ des Bändermodells beschreibt man das Elektron im Festkörper als nahezu freies Elektron, es hat also eine Dispersionsrelation von:

$$E = \frac{\hbar k^2}{2m} \quad (1.1)$$

Die Dispersionskurven im reziproken Raum sind also Parabeln. Beachtet man jedoch die Gitterpunkte, so können Reflexionen nach den Bragg-Bedingungen auftreten. Diese führen dazu, dass für  $k = \frac{\pi}{a}n$  (Gitterkonstante  $a$ ;  $n \in \mathbb{N}$ ) stehende Wellen entstehen, da Wellen dieser Wellenlänge die Bragg-Bedingung erfüllen und zwischen Gitterpunkten immer hin- und her reflektiert werden. Für stehende Wellen ist die Gruppengeschwindigkeit  $v_g = 0$ . Da  $v_g$  aber aus der Ableitung der Frequenz und auch damit aus der Energie nach dem Wellenvektor  $k$  gebildet wird, muss die Energiedispersionen für  $k = \frac{\pi}{a}n$ , an den Rändern der Brillouin-Zonen flach werden. Die Dispersionskurven spalten, um diese Bedingung zu erfüllen, an diesen Orten auf und zwischen den Kurven entsteht eine Lücke.

Jedes dieser aufgespaltenen Kurven beschreibt ein *Energieband*, in welchen Elektronen Zustände annehmen können. Zwischen den *Bändern* sind sogenannte *Bandlücken*, deren Energie Elektronen nicht annehmen können.

## 1.2 Der pn-Übergang

In einen 4-wertigen Halbleiter können bewusst Fremdatome integriert werden, die entweder aus Elementen der 3. (p-Dotierung) oder der 5. Hauptgruppe (n-Dotierung) bestehen. Im n-dotierten Fall wird im Halbleiter die Konzentration der negativen Ladungsträger (Elektronen) stark erhöht, im p-dotierten Fall die der positiven Ladungsträger (Löcher). Bei der Dotierung verschiebt sich das Fermi-niveau zu den Niveaus der Fremdatome hin. Bei n-dotierten Halbleitern steigt das Fermi-niveau Richtung Donatorniveau, bei p-dotierten sinkt es in Richtung Akzeptorniveau.

Bringt man eine n-dotierte und eine p-dotierte Halbleiter zusammen, so müssen sich im thermischen Gleichgewicht die chemischen Potentiale (bei  $T = 0$  das Fermi-niveau) beider Halbleiter angleichen. Dies führt zu einer Verbiegung des Leitungs- und Valenzbandes beider Halbleiter. Dies kann auch dadurch erklärt werden, dass aufgrund des Konzentrationsgefälles der Ladungsträger Elektronen in den p-dotierten Halbleiter und Löcher in den n-dotierten Halbleiter diffundieren und dort jeweils rekombinieren. Da die festen Donatoren bzw. Akzeptoren zurückbleiben, bildet sich eine Diffusionsspannung  $V_D$ , welche die Verschiebung der Bänder quantitativ beschreibt. Diese Diffusionsspannung, die mit der Anzahl der diffundierten Ladungsträger immer größer wird, stellt sich als Gegenspannung zur Diffusion dar und verhindert eine weitere Diffusion. Diese Zone, wo die Minoritätsladungsträger die Diffusionsspannung erzeugen, wird auch als Raumladungszone bezeichnet.

An den beiden Halbleitern kann man aber jeweils noch eine Vorspannung anlegen. Diese Vorspannung verschiebt, je nach Polung, die Bandstruktur nochmals entlang der Energieachse, sodass die Sperrspannung (bzw. Diffusionsspannung) entweder verstärkt oder abgeschwächt wird. Legt man an den n-dotierten Halbleiter eine negative und an den p-dotierten eine positive Spannung an, so ist der p-n-Übergang in Sperrrichtung geschaltet. Auf diese Weise verstärkt man die Sperrspannung, denn man erhöht nochmals die Bandverschiebung, sodass die Gegenspannung für die Ladungsträger zum diffundieren noch größer wird. Wechselt man die Polung, so hat man den p-n-Übergang in Durchlassrichtung geschaltet. Man verringert die Gegenspannung für die Ladungsträger und erleichtert die Diffusion. Sobald die Vorspannung die Diffusionsspannung ausgleicht, erhöht sich der Stromfluss sehr stark, denn jetzt müssen die Ladungsträger keine Potentialbarrieren mehr überwinden.

Die Strom-Spannungs-Kennlinie lautet wie folgt:

$$I = I_S \left( \exp \left( \frac{eU}{k_B T} \right) - 1 \right) \quad \text{mit } I_S = \text{Sättigungssperrstrom} \quad (1.2)$$

Für hohe Durchlassspannungen wird der Widerstand dieser Raumladungszone so klein, dass diese exponentielle Kennlinie durch den ohmschen Widerstand des p-n-Übergangs bestimmt wird.

Wenn man eine Spannung an den p-n-Übergang anlegt, befindet sich dieser nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht. Folglich lässt sich das System nicht mehr mit einem einzigen Fermi-niveau beschreiben. Für Elektronen und Löcher werden Quasiferminiveaus eingeführt. Ist der p-n-Übergang in Durchlassrichtung geschaltet, so liegen die Quasiferminiveaus in der Verarmungszone näher an den jeweiligen Bändern als im thermodynamischen Gleichgewicht. Bei Schaltung in Sperrrichtung sind sie weiter entfernt.

## 1.3 Leuchtdioden

### 1.3.1 Funktionsweise

Eine Leuchtdiode besteht aus einem in Durchlassrichtung gepolten p-n-Übergang, in der die Ladungsträger beim diffundieren zur Rekombination angeregt werden. Bei der Rekombination wird die Energie frei, die dem Bandabstand entspricht. Übergänge sind möglich zwischen Leitungsband und Valenzband, zwischen Leitungsband und dem Quasiferminiveau der Löcher, dem Quasiferminiveau der Elektronen und dem Valenzband sowie zwischen den Quasiferminiveaus.

Direkte Übergänge, also Übergänge mit  $\Delta \vec{k} = 0$  sind am wahrscheinlichsten, da aufgrund der Impulserhaltung keine Phononen beteiligt sein müssen. Der Impuls des abgestrahlten Photons  $p = \frac{h\nu}{c}$  ist nämlich verschwindend klein. Bei Übergängen in indirekten Halbleitern mit  $\Delta \vec{k} \neq 0$  muss zur Impulserhaltung noch ein Phonon einen Quasiimpuls aufnehmen bzw. abgeben.

Der strahlende p-n-Übergang (Leuchtdiode) hat die gleiche Strom-Spannungs-Kennlinie wie eine nichtstrahlende, nämlich:

$$I = I_S \left( \exp \left( \frac{eU}{\beta k_B T} \right) - 1 \right) \quad (1.3)$$

$I_S$  bezeichnet den Sperrstrom. Der Faktor  $\beta$  liegt zwischen 1 und 2 und hängt davon ab, ob die Ladungsträger in den Bahngebieten, in der Sperrschicht oder in beiden rekombinieren.

### 1.3.2 Optische Eigenschaften

Nicht alle Elektronen und Löcher, die durch die Vorspannung in den p-n-Übergang injiziert werden, rekombinieren und senden dabei ein Photon aus. Das Verhältnis der Elektron-Loch-Paare zu den erzeugten Photonen wird als Quantenwirkungsgrad  $\eta$  bezeichnet. Dabei unterscheidet man verschiedene Wirkungsgrade.

Der interne Quantenwirkungsgrad beschreibt  $\eta_q$ , welcher Anteil der injizierten Ladungsträger zum Photonenstrom beitragen:

$$\eta_q = \frac{\text{Zahl der pro Zeiteinheit erzeugten Photonen}}{\text{Zahl der die Sperrschicht passierenden Ladungsträger}} \quad (1.4)$$

Der optische Quantenwirkungsgrad  $\eta_{opt}$  gibt an, wieviele der erzeugten Photonen nach Selbstabsorptionsverlusten die Diode wirklich noch verlassen.

Der externe Quantenwirkungsgrad  $\eta_{ext}$  gibt dann das Verhältnis der emittierten Photonen zu der Anzahl der injizierten Ladungsträger an.

$$\eta_{ext} = \frac{\text{Zahl der pro Zeiteinheit nach außen abgegebenen Photonen}}{\text{Zahl der injizierten Ladungsträger}} = \eta_q \cdot \eta_{opt} \quad (1.5)$$

Der externe Quantenwirkungsgrad gibt also das Verhältnis der optischen Photonenleistung zur eingesetzten elektrischen Leistung an. Streng genommen müsste man noch berücksichtigen, welcher Anteil des Stromes wirklich Ladungsträger in die Raumladungszone injizieren. Da bei p-n-Übergängen fast der gesamte Strom dazu beiträgt, kann man diesen Quotienten als 1 annehmen. Es gilt also:

Die Leuchtdiode strahlt nicht nur paralleles Licht in eine Richtung, sondern diffus in eine Ebene. Man kann die Winkelabhängigkeit der Strahlstärke  $I$  durch den eines Lambertstrahlers beschreiben, für den gilt:

$$I = I_0 \cos \alpha \quad \text{mit } \alpha = \text{Winkel zur Flächennormalen} \quad (1.6)$$

Für die Photonenstromdichte  $j_{ph}$  der Leuchtdiode gilt nach der Versuchsmappe folgende Beziehung:

$$j_{ph} = \frac{I_K \cdot \pi}{\eta_{ext,Sol} \cdot \Omega \cdot e \cdot A_{LED}} \quad (1.7)$$

$I_K$ : Kurzschlussstrom der Detektor-Solarzelle.

$\eta_{ext,Sol}$ : Quantenwirkungsgrad der Detektor-Solarzelle (0,68)

$\Omega$ : Raumwinkel des abgestrahlten Lichts, welches durch die Blende gestrahlt wird.

$A_{LED}$ : Fläche der Leuchtdiode ( $4,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ )

## 1.4 Laserdioden

Im Gegensatz zu Leuchtdioden werden Photonen hier hauptsächlich durch stimulierte Emission erzeugt. Dabei stellt man zwei planparallele Spiegel senkrecht und im gleichen Abstand zur Diode hin. Ein Spiegel ist voll reflektierend, der andere ist teilweise durchlässig. Photonen, die in der Diode spontan emittiert werden, werden zwischen den Spiegel hin und her reflektiert, dabei entsteht eine stehende Welle. Dieses Photon kann in der Diode durch stimulierte Emission weitere Emissionen von Photonen gleicher Frequenz und gleicher Phase anregen. Die so freigesetzten Photonen können ihrerseits weitere Photonenemissionen stimulieren, sodass zwischen den Spiegeln eine hohe Dichte von kohärenten Photonen entsteht. Da einer der Spiegel teildurchlässig ist, verlassen einige Photonen das Spiegelsystem als Laserstrahl.

Eine grundlegende Bedingung für einen Laserstrahl ist die Besetzungsinversion, also eine höhere Besetzungszahl von Elektronen höherer Energie als von Elektronen niedrigerer Energie. Im Fall der Laserdiode müssen als stets im Leitungsband mehr Elektronen als im Valenzband vorhanden sein. Mithilfe der Fermi-Dirac-Statistik kann man sehen, dass man Besetzungsinversion erreichen kann und zwar in der Gestalt, dass man den p-n-Übergang so stark dotiert, dass die Quasiferminiveaus (der Elektronen und Löcher) in den Bändern liegen, also das Quasiferminiveau des Elektrons im Leitungsband und das des Lochs im Valenzband liegt. Dies kann man dadurch erreichen, indem man zum einen die Diode sehr stark dotiert und die Quasiferminiveaus stark anhebt bzw. absenkt. Zum anderen muss man eine hohe Spannung anlegen, um das Leitungsband stark absenkt bzw. das Valenzband stark ansteigt.

Die Zone zwischen dem Quasiferminiveau und den Bandkanten nennt man auch aktive Zone. In ihr liegt Besetzungsinversion vor. Bevor die Diodenspannung diesen Wert erreicht hat, kann sie nur spontan Photonen emittieren. Erst oberhalb dieser Laserschwelle, also der Spannungsschwelle zum Erreichen der Besetzungsinversion ist stimulierte Emission möglich.

## 1.5 Optische und elektrische Eigenschaften von Laserdioden

Bei der Laserdiode gilt laut Hinweis in der Versuchsmappe folgende Beziehung für die Photonenstromdichte  $j_{Ph}$ :

$$j_{Ph} = \frac{I_K}{\eta_{ext,Sol} \cdot p \cdot e \cdot A_{emitt,LD}} \quad (1.8)$$

$I_K$ : Kurzschlussstrom der Detektor-Solarzelle.

$\eta_{ext,Sol}$ : Quantenwirkungsgrad der Detektor-Solarzelle (0,68)

$p$ : Abstrahlkoeffizient (0,85)

$j_{Ph}$ : Photonenstromdichte

$A_{LED}$ : Fläche der emittierenden Stirnseite der Laserdiode ( $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$ )

## 2 Laserdiode

Wir schalteten das Kommunikationsgerät zum Programm „LabView“ an die Laserdiode. Wir ließen dann LabView in 0,01 V Schritten die Spannung an die Laserdiode von 0 V auf 2,3 V erhöhen. Bei jedem Schritt maß das Gerät den Strom sowie den Kurzschlussstrom durch die Detektor-Solarzelle.

## 2.1 Strom-Spannungs-Kennlinie

Der Strom durch die Diode wurde direkt gemessen. Die erhaltene Strom-Spannungs-Kennlinie ist in Abbildung 1 auf der nächsten Seite zu sehen.

Für hohe Spannungen kann man die theoretische Strom-Spannungs-Kennlinie nach Gleichung (1.2) auf Seite 4 folgendermaßen nähern:

$$I = I_S \left( \exp \left( \frac{eU}{\beta k_B T} \right) - 1 \right) \approx I_S \exp \left( \frac{eU}{\beta k_B T} \right) \Leftrightarrow \ln I = \frac{eU}{\beta k_B T} + \ln I_S \quad (2.1)$$

An der logarithmischen Auftragung der Kennlinie (Abbildung 2 auf der nächsten Seite) erkennt man zwei nahezu lineare Bereiche unterschiedlicher Steigung. Zum einen zwischen etwa 1,8 V und 2,0 V, zum anderen zwischen etwa 2,0 V und 2,3 V. Der erste lineare Bereich beschreibt die Laserdiode unter der Laserschwelle, der zweite Bereich über der Laserschwelle.

Für äußere Spannungen, die kleiner als 1,8 V sind, ist die Stromstärke sehr klein. Erst ab etwa 1,8 V steigt die Stromstärke spürbar an. Dies liegt daran, dass bis dahin die Diffusionsspannung der Diode noch nicht überschritten wurde. Die Ladungsträger müssen also durch die Raumladungszone tunneln, um zu rekombinieren. Man erkennt auch an der normalen Auftragung (Abbildung 1 auf der nächsten Seite), dass der Strom hier nahezu 0 beträgt. Die zufällig aussehende Verteilung der Messpunkte an der logarithmischen Auftragung unter 1,0 V rühren vermutlich daher, dass die Stromstärke so klein ist, dass Messfehler größer als der zu messende Strom ist und dadurch irgendwelche Werte im Fehlerbereich gemessen wurden.

### 2.1.1 Oberhalb der Laserschwelle

Über der Laserschwelle von 2,0 V hat die logarithmisch aufgetragene Kennlinie wie erwartet einen nahezu linearen Verlauf, wie man an Abbildung 3 auf Seite 9 sehen kann.

Wir legten eine Regressionskurve der Form  $c \cdot \exp(m \cdot U)$  durch die Messwerte. Die Steigung dieser Regressionsgeraden (bei logarithmischer Auftragung)  $m$  betrug

$$m = 3,90 \frac{1}{V}$$

Stellt man Gleichung (2.1) nach der Steigung  $m = \frac{e}{\beta k_B T}$  nach der Temperatur  $T$  um, so erhält man:

$$T = \frac{e}{\beta k_B m} = 2973 \text{ K} \cdot \frac{1}{\beta} \quad (2.2)$$

Da der Koeffizient  $\beta$  nach der Versuchsmappe zwischen 1 und 2 liegen muss, beträgt die Betriebstemperatur unserer Diode über der Laserschwelle zwischen 1486 K und 2973 K.

### 2.1.2 Unterhalb der Laserschwelle

Unterhalb der Laserschwelle betrachten wir aus bereits genannten Gründen nur die  $I - U$ -Abhängigkeit zwischen 1,8 V und 2,0 V.

Auch hier hat die Strom-Spannungs-Kennlinie, wie erwartet, in logarithmischer Darstellung einen nahezu linearen Verlauf. Wir legten wieder eine Regressionskurve der Form  $c \cdot \exp(m \cdot U)$  durch die Messwerte und erhielten eine Steigung von

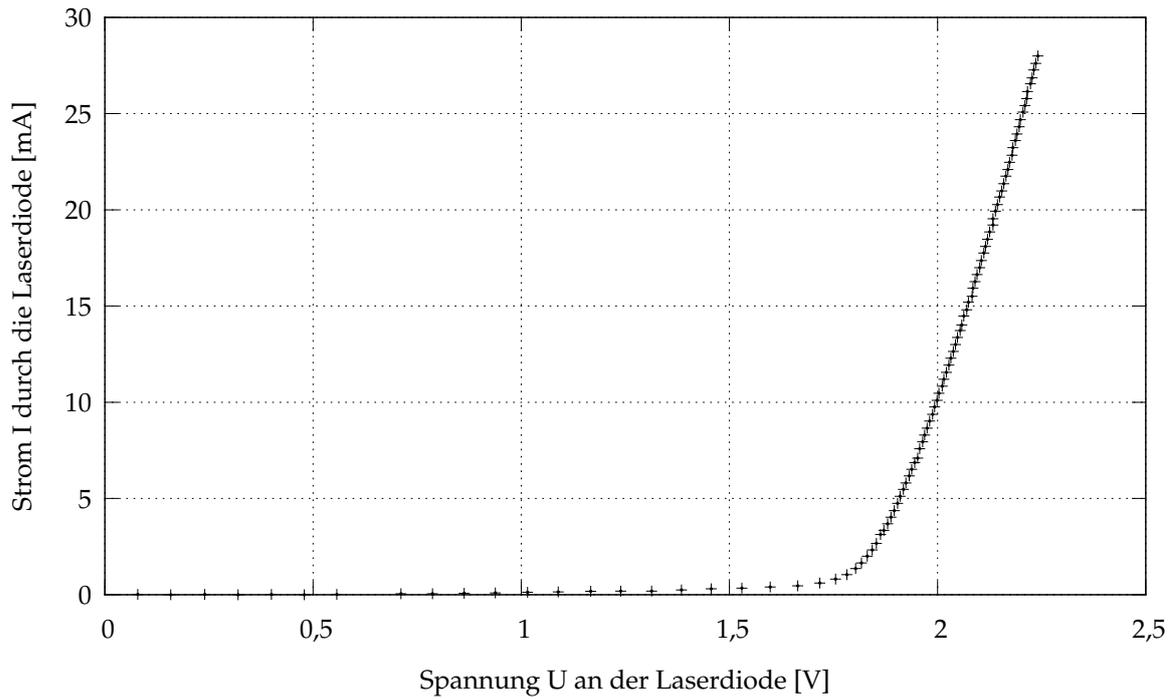


Abbildung 1: Strom-Spannungs-Kennlinie der Laserdiode

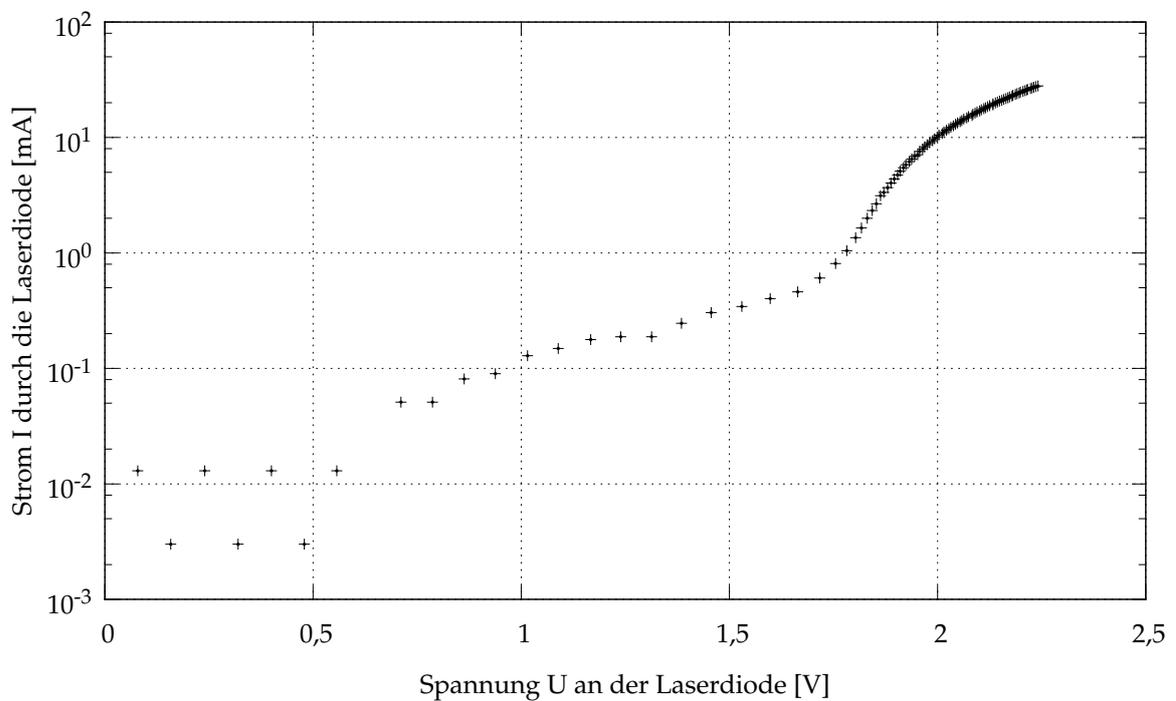


Abbildung 2: Logarithmische Auftragung (Spannungs-Achse) der Strom-Spannungs-Kennlinie der Laserdiode

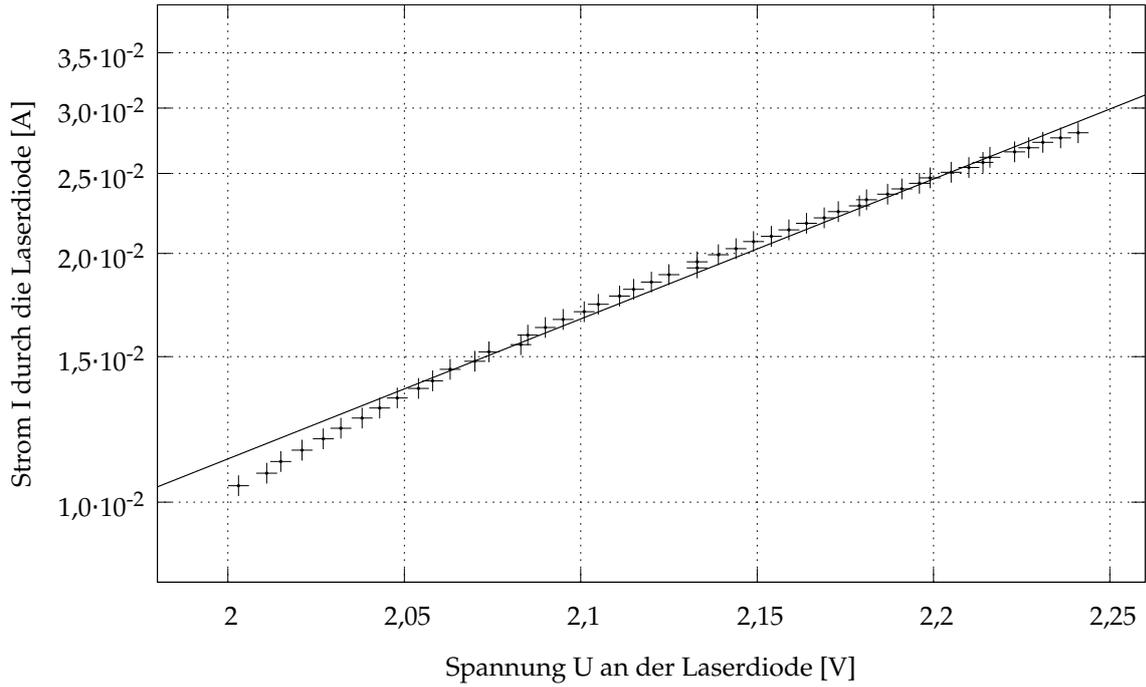


Abbildung 3: Logarithmische Auftragung der Strom-Spannungs-Kennlinie der Laserdiode *über* der Laserschwelle

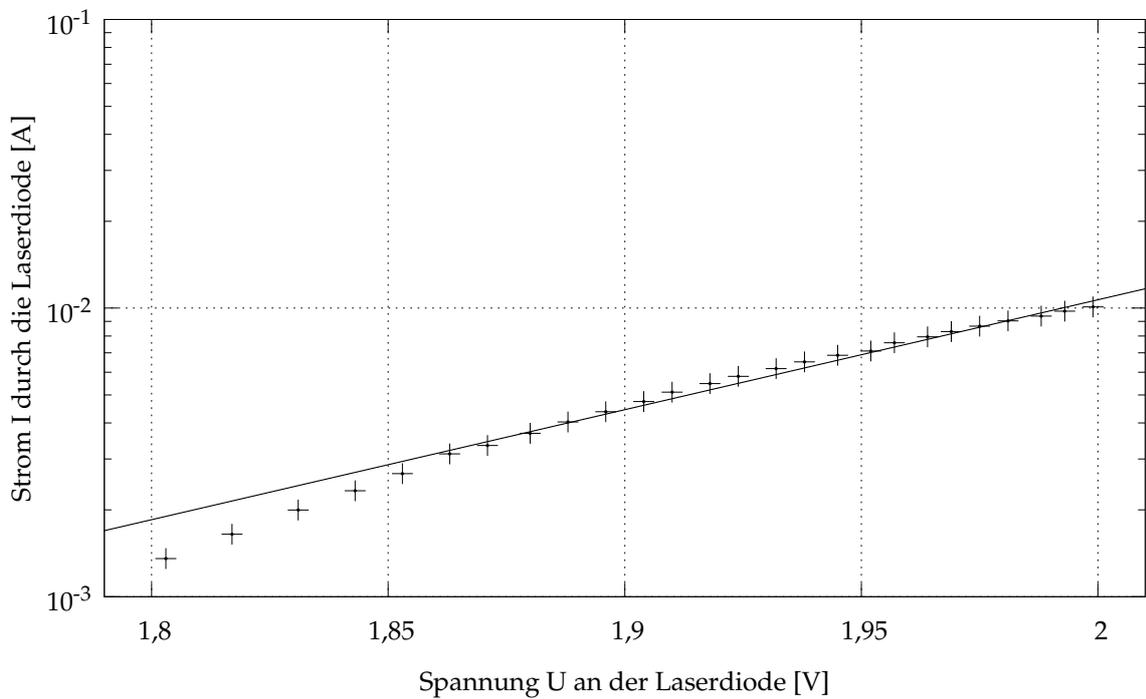


Abbildung 4: Logarithmische Auftragung der Strom-Spannungs-Kennlinie der Laserdiode *unter* der Laserschwelle

$$m = 8,78 \frac{1}{\text{V}}$$

Dies würde einer eindeutig tieferen Betriebstemperatur im Bereich von 660 K bis 1320 K entsprechen.

### 2.2 Integrale Photonenstromdichte

Um den integralen Photonenstrom  $j_{ph}$  zu messen, wurde das abgestrahlte Licht mit einer Silizium-Detektorzelle registriert. Die Photonen erzeugten in der Si-Detektorzelle Elektron-Loch-Paare, sodass ein kleiner Strom entsteht. Über die Messung dieses Kurzschlussstroms  $I_K$  konnten wir auf die Zahl der abgefangenen Photonen und damit auch auf die Photonenstromdichte der Laserdiode schließen. Die Formel zur Berechnung von  $j_{ph}$  aus den Messdaten wurde bereits in Gleichung (1.7) auf Seite 5 genannt. Mit eingesetzten Werten ergibt sie sich zu:

$$j_{ph} = 2,163 \cdot 10^{27} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{A}} \cdot I_K \quad (2.3)$$

In Abbildung 5 auf der nächsten Seite ist  $j_{ph}$  gegen die Stromstärke  $I_e$  durch die Laserdiode aufgetragen.

Da umso mehr Photonen abgestrahlt werden, je höher die Anzahl der injizierten Ladungsträger in die Raumladungszone und damit die Stromstärke der Laserdiode ist, würden wir erwarten, dass die Photonenstromdichte proportional zur Stromstärke ist. Da die Stromstärke exponentiell zur äußeren Spannung  $U$  an der Laserdiode ansteigt, folgt mit dieser Annahme auch, dass die Photonenstromdichte sich exponentiell zur Spannung  $U$  verhält. Zusammengefasst:

$$j_{ph} \propto I_e \quad j_{ph} \propto \exp(U)$$

#### 2.2.1 Oberhalb der Laserschwelle

In Abbildung 6 auf der nächsten Seite wurde die Abbildung 5 auf der nächsten Seite für den Bereich über der Laserschwelle größer dargestellt. Die Laserschwelle für die Stromstärke beträgt, wenn man die Schwellspannung als 2,0 V annimmt, etwa 10 mA. Man erkennt für höhere Ströme (ab etwa 15 mA) einen nahezu linearen Verlauf.

#### 2.2.2 Unterhalb der Laserschwelle

Unterhalb der Laserschwelle, also bis zur Schwellstromstärke von etwa 10 mA erkennt man in Abbildung 7 auf Seite 12 ebenfalls einen nahezu linearen Anstieg des Photonenstroms zur Stromstärke durch die Laserdiode. Bei sehr kleinen Stromstärken muss man wie gehabt sehr vorsichtig sein, da die Ströme dort sehr klein und damit die Genauigkeit der Messung nicht ausreichend ist.

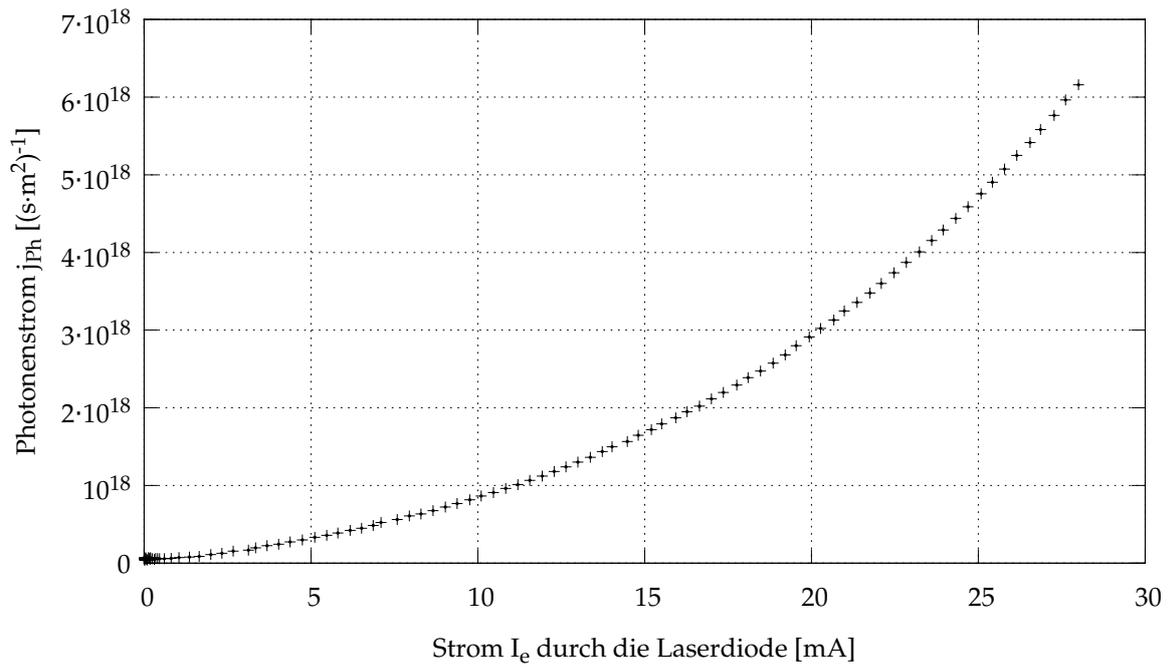


Abbildung 5: Integraler Photonenstrom der Laserdiode

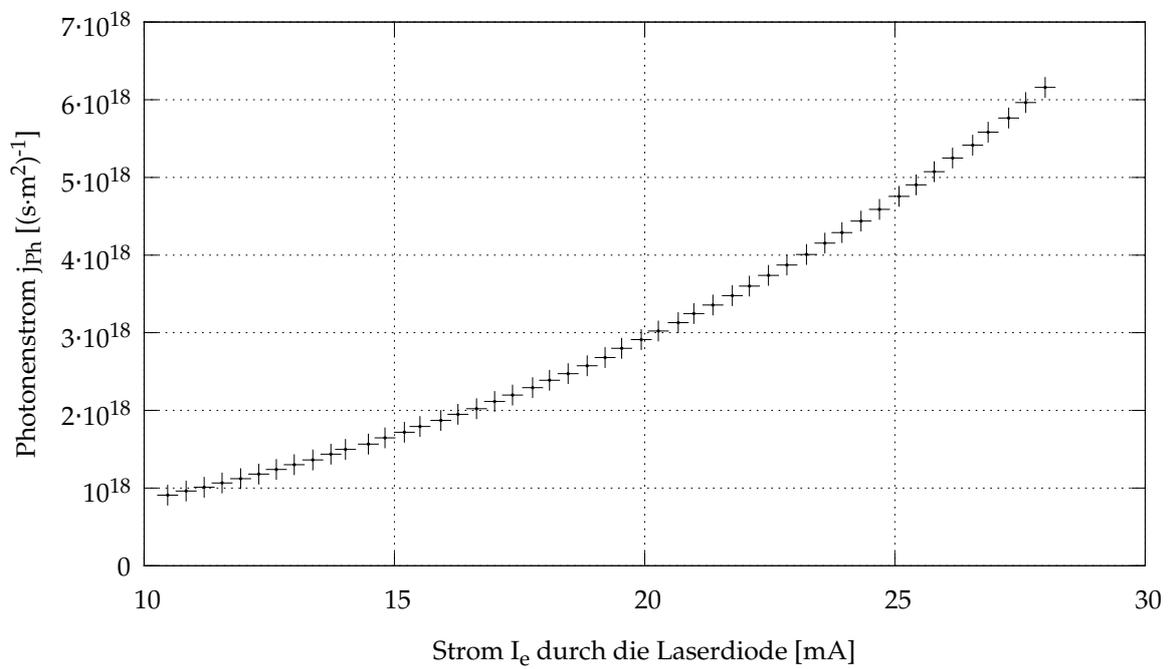


Abbildung 6: Integraler Photonenstrom der Laserdiode *über* der Laserschwelle

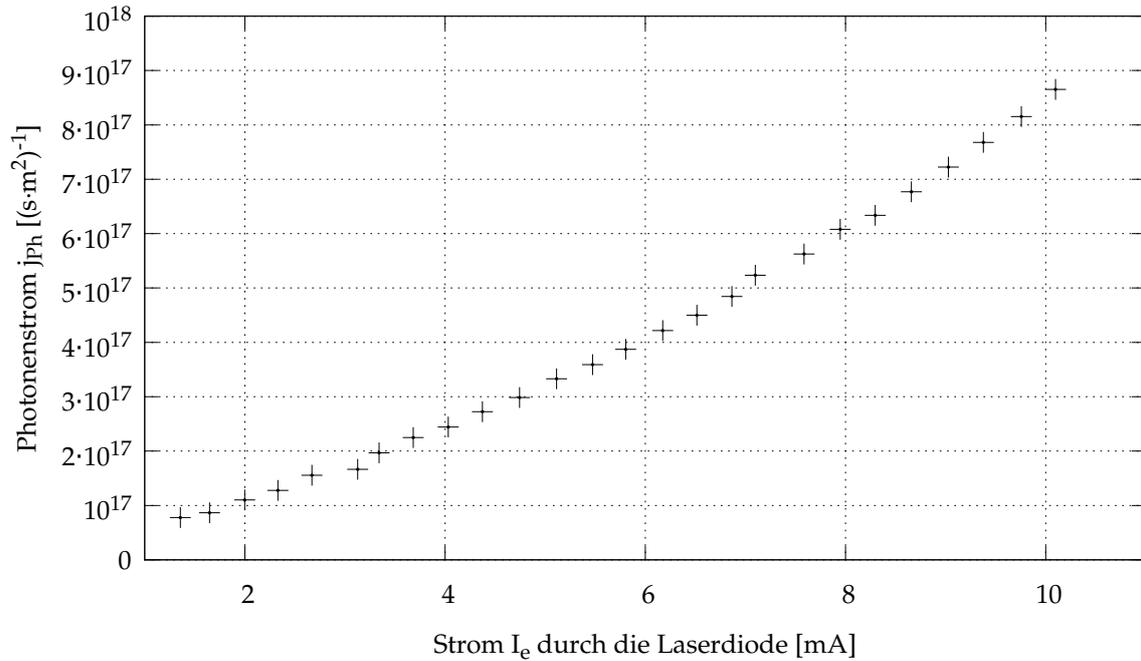


Abbildung 7: Integraler Photonenstrom der Laserdiode *unter* der Laserschwelle

## 2.3 Externer Quantenwirkungsgrad

Der externe Quantenwirkungsgrad  $\eta_{ext}$  gibt an, wie viele Photonen in Vergleich zu den injizierten Ladungsträgern emittiert wurden. Dieser Quotient entspricht auch dem Verhältnis der Stromdichte der emittierten Photonen – der Photonendichte  $j_{ph}$  – zur elektrischen Injektionsstromdichte  $j_e$ . Letztere kann man berechnen, indem man den Quotient aus der Stromstärke durch die Laserdiode  $I_e$  mit der Fläche des p-n-Übergangs  $A_{pn,LD}$  berechnet. Da die Photonendichte  $j_{ph}$  die Anzahl der Photonen pro Zeiteinheit angibt, die abgestrahlt wird, muss man beachten,  $I_e$  nicht in Ampere, sondern in der Anzahl der Elektronen anzugeben, die pro Zeiteinheit durch die Raumladungszone der Laserdiode wandern. Um diesen Wert aus der SI-Einheit Ampere auszurechnen, muss man mit der Elementarladung  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$  dividieren.

In der Versuchsmappe wurde für die Querschnittsfläche des p-n-Übergangs der Laserdiode  $A_{pn,LD} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 = 7 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$  angegeben.

$$\eta_{ext} = \frac{j_{ph}}{j_e} = \frac{j_{ph}}{\frac{I_e}{e \cdot A_{pn,LD}}} = 7 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \frac{j_{ph} \cdot e}{I_e} \quad (2.4)$$

Da  $I_e$  gemessen und  $j_{ph}$  im vorigen Abschnitt berechnet wurde, können wir den externen Quantenwirkungsgrad ebenfalls bestimmen (Abbildung 8 auf der nächsten Seite). Hier haben wir ebenfalls nur Spannungen ab 1,8 V aufgetragen, da für kleinere Spannungen die Stromstärke durch die Laserdiode sehr klein ist und aufgrund der Messfehler chaotische Werte rauskommen würden. Wir können dies aber getrost tun, da selbst für Spannungen zwischen 1,8 V und 2,0 V der Quantenwirkungsgrad sehr klein ist.

An dem Schaubild erkennt man, dass der Quantenwirkungsgrad umso größer wird, je höher die Spannung der Laserdiode ist. Bei kleinen Spannungen weit unterhalb der Laserschwelle dümpelt

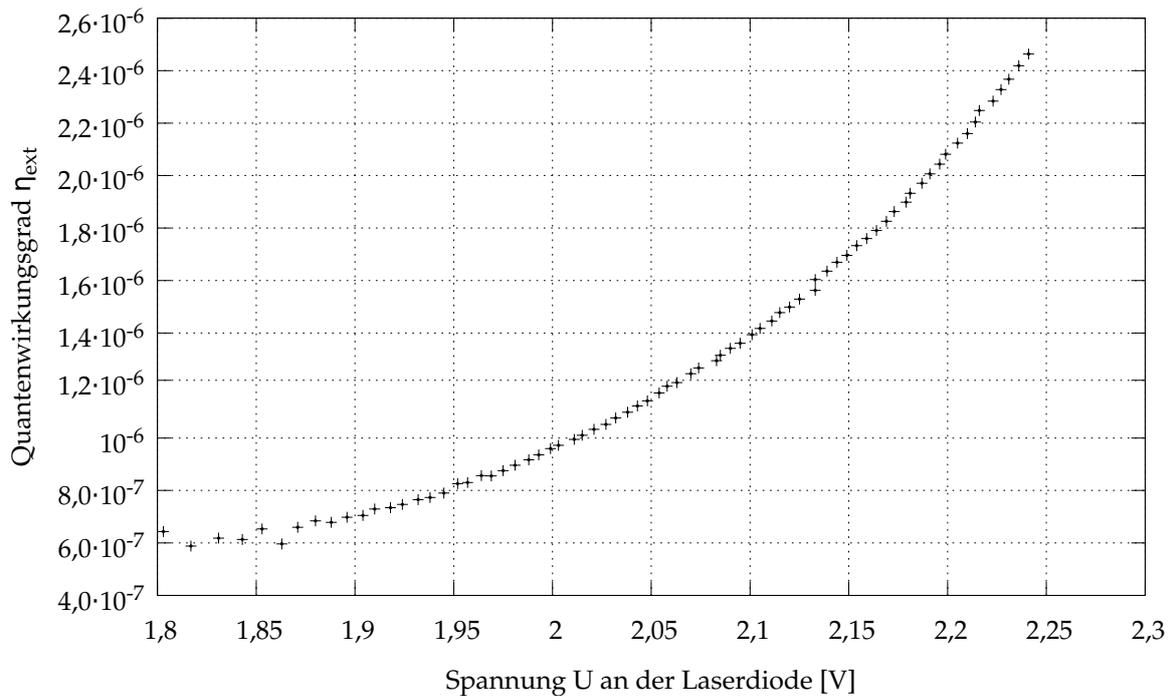


Abbildung 8: Quantenwirkungsgrad der Laserdiode

er bei unter  $10^{-6}$ . Ab der Laserschwelle steigt der sehr rapide an, bis er bei 2,25 V um fast eine Größenordnung höher liegt als bei 1,8 V.

Der rapide Anstieg des Quantenwirkungsgrades nach der Laserschwelle lässt sich dadurch erklären, dass ab Erreichen der Laserschwelle eine Besetzungsinversion innerhalb des p-n-Übergangs erreicht wird und auch viele Photonen nicht mehr nur durch spontane, sondern auch durch stimulierte Emission abgestrahlt werden. Die stimulierte Emission ist im Gegensatz zur spontanen viel wahrscheinlicher und sorgt dafür, dass das Verhältnis der erzeugten Photonen zum Verhältnis der injizierten Ladungsträger - also der interne Quantenwirkungsgrad - deutlich erhöht wird. Die stimulierte Emission ist darüber hinaus umso stärker, je mehr Photonen abgestrahlt werden, da diese ja wiederum andere Photonenemissionen stimulieren können. Dadurch ist unter Annahme eines konstanten optischen Wirkungsgrades auch der exponentielle Anstieg des Quantenwirkungsgrades nach der Laserschwelle erklärbar.

Alles in allem ist der externe Quantenwirkungsgrad aber extrem klein. Dies kann entweder daran liegen, dass der interne Quantenwirkungsgrad sehr klein ist, oder, dass sehr viele Photonen, die erzeugt wurden, durch Selbstabsorption wieder verschluckt werden und somit nicht aus der Laserdiode austreten können.

## 2.4 Spektrale Photonenstromdichte

Im vorherigen Versuch untersuchten wir nur die integrale Photonenstromdichte. Dabei beachteten wir nicht, welche Wellenlängen diese Photonen hatten. In diesem Versuch wollen wir dies bei zwei verschiedenen äußeren Spannungen - einmal unter und einmal über der Laserschwelle - messen. Dazu filterten wir aus dem ausgestrahlten Licht der Laserdiode mit einem Monochromator immer einen Wellenlängenbereich von 5 nm und maßen wieder mit der Si-Detektorzelle den Photostrom.

In Wellenlängenintervallen von 5 nm maßen wir die Photonenstromdichte ab der Photonenwellenlänge von 400 nm bis 800 nm. Der integrale Photonenstrom war dann die Summe aller dieser spektralen

Photonenstromdichten, unter der Annahme, dass kein Licht außerhalb dieses Wellenlängenbereichs abgestrahlt wurde.

### 2.4.1 Oberhalb der Laserschwelle

Wir bestimmten die spektrale Photonstromdichte zuerst für die Spannung 2,238 V (über der Laserschwelle). Die Photonstromdichte in Abhängigkeit der Wellenlänge ist in Abbildung 9 auf der nächsten Seite aufgetragen.

Wie erwartet wird bei den meisten Wellenlängen keine Strahlung gemessen. Die kleinen, teilweise negativen Photonstromdichten rühren von der Messungenauigkeit des Systems und sagen nichts über den physikalischen Inhalt dieser Messung aus.

Der Löwenanteil des abgestrahlten Lichts liegt im Wellenlängenbereich zwischen 642,5 nm und 657,5 nm. Dieser relativ enge Wellenlängenbereich spricht für einen hohen Anteil der stimulierten Emission, da dabei Photonen wiederum zur Emission von Photonen der gleichen Wellenlänge anregen und eine sehr hohe Dichte von Photonen eben dieser Wellenlänge erzeugt wird.

### 2.4.2 Unterhalb der Laserschwelle

Für die Messung unterhalb der Laserschwelle wählten wir die Spannung 2,059 V. Zwar gilt diese Spannung laut Aufgabenstellung „offiziell“ als oberhalb der Laserschwelle, doch konnten wir in bisherigen Versuchen sehen, dass bei dieser Spannung noch die Eigenschaften unterhalb der Laserschwelle überwogen.

Im Vergleich zur Messung oberhalb der Laserschwelle sind die Wellenlängen der Abstrahlung deutlich verteilter. Wie in der theoretischen Einführung zu diesem Versuch erklärt, gibt es verschiedene Möglichkeiten der Übergänge für die Ladungsträger, um Photonen zu erzeugen. Bei jedem Übergang werden die Photonen in einer anderen Wellenlänge abgestrahlt. Da keine stimulierte Emission erfolgt, sticht keine Wellenlänge besonders hervor. Mit Messfehlern ergeben sich noch weitere Verschmierungen der anderen, kleineren Peaks, sodass wir hier bis auf ein Hauptmaximum bei etwa 655 nm keine genaue Aussage über die Wellenlänge der anderen emittierten Photonen machen können.

## 2.5 Durchlässigkeit des optischen Systems

Um in der letzten Messung das Licht der Laserdiode in bestimmte Wellenlängen zu filtern, mussten wir diese zuerst mit einer Linse fokussieren und anschließend durch einen Monochromator schicken, welcher hauptsächlich aus einem Prisma und einem Spalt bestand. Da jedes dieser optischen Instrumente einen Teil des auf ihr fallenden Lichts absorbiert, kann die Si-Detektorzelle nicht alle Photonen, die ursprünglich in der untersuchten Wellenlänge abgestrahlt wurden, registrieren.

Um den Anteil derjenigen Photonen zu berechnen, die durch die optischen Instrumente absorbiert wurden, summieren wir die spektralen Photonstromdichten auf und vergleichen sie mit der integralen Photonstromdichte bei gleicher Spannung, welche wir im vorletzten Abschnitt bestimmt haben. Da aber die Photonstromdichte nach Gleichung (1.8) auf Seite 6 proportional zum Kurzschlussstrom  $I_K$  der Si-Detektorzelle ist, können wir zur Vereinfachung der Rechnung auch einfach die Summe der Kurzschlussströme bei der Messung der spektralen Photonstromdichte bilden und mit dem Kurzschlussstrom bei der Messung der integralen Photonstromdichte bei gleicher Spannung vergleichen.

Das Verhältnis beider Stromstärken  $\gamma$  gilt an, welcher Anteil des von der Laserdiode abgestrahlten Lichts bei der Si-Detektorzelle ankam. Hierbei nehmen wir an, dass die Absorption durch die optischen Instrumente unabhängig von der Wellenlänge der Photonen erfolgt.

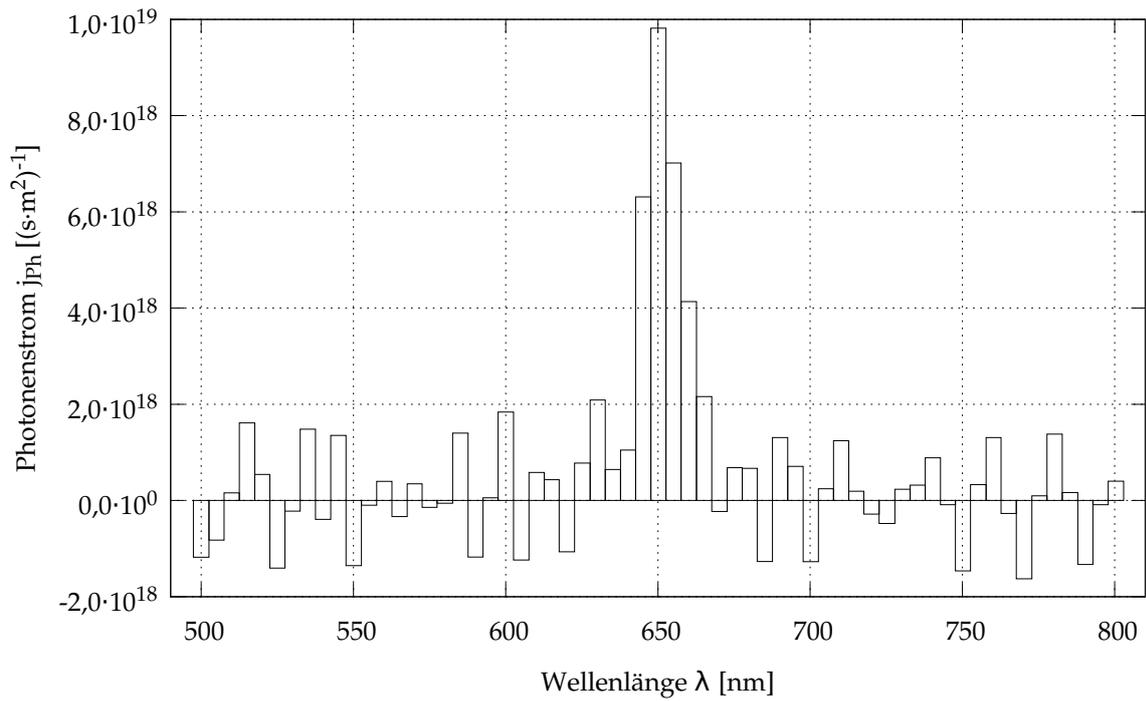


Abbildung 9: Spektraler Photonenstrom der Laserdiode *über* der Laserschwelle ( $U = 2,238$  V)

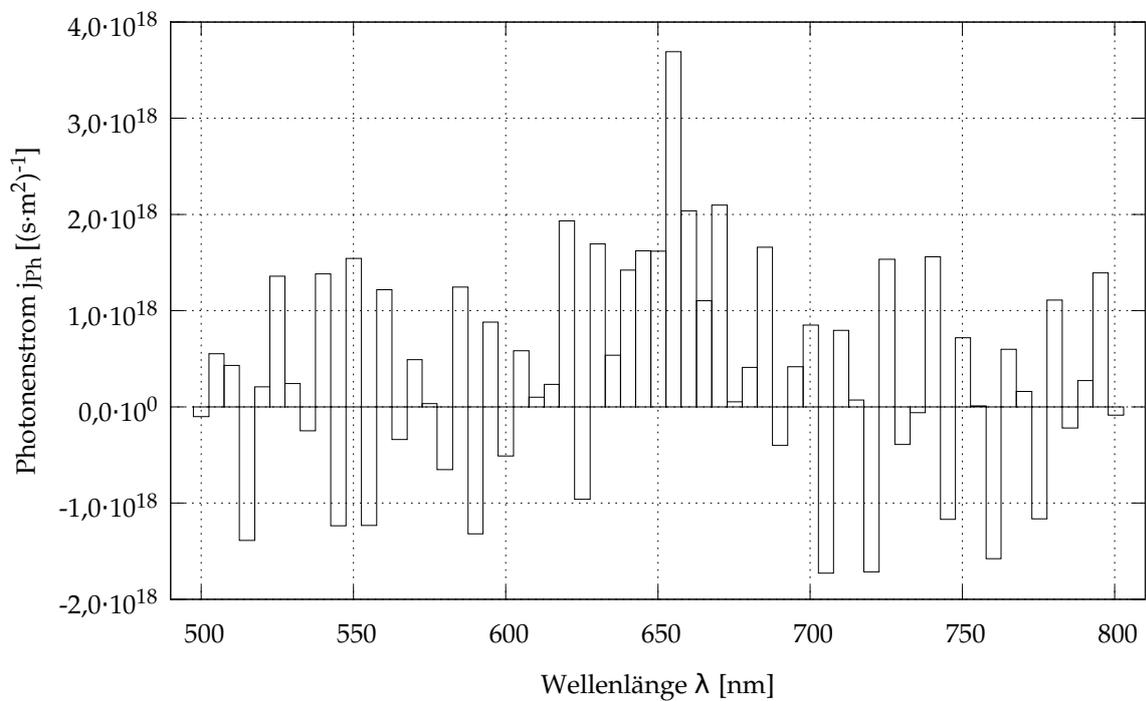


Abbildung 10: Spektraler Photonenstrom der Laserdiode *unter* der Laserschwelle (2,059 V)

---

### 2.5.1 Oberhalb der Laserschwelle

Die Summation über alle Kurzschlussströme bei der Messung der spektralen Photonenstromdichte oberhalb der Laserschwelle ergab  $\sum I_{K,S} = 2,052 \cdot 10^{-10}$  A. Der Kurzschlussstrom bei der Messung der integralen Photonenstromdichte bei der Spannung von 2,236 V betrug  $I_{K,I} = 2,757 \cdot 10^{-9}$  A. Für  $\gamma$  folgt:

$$\gamma = \frac{\sum I_{K,S}}{I_{K,I}} = 0,074$$

Um die wirkliche Abstrahlung der Photonen bei einer Wellenlänge zu berechnen, müssen wir unsere gemessenen Photonenstromdichten mit dem Kehrwert von  $\gamma$  multiplizieren. Darüber hinaus kann man die Wellenlänge der Photonen auch in deren Energie mit der Formel

$$E = \frac{hc}{\lambda}$$

umrechnen.

In Abbildung 11 auf der nächsten Seite ist die

### 2.5.2 Unterhalb der Laserschwelle

Wie im letzten Abschnitt summieren wir auch hier alle Kurzschlussströme, jedoch bei der Messung unterhalb der Laserschwelle. Wir erhalten  $\sum I_{K,S} = 1,315 \cdot 10^{-10}$  A. Für  $I_{K,I}$  maßen wir bei 2,058 V  $6,93 \cdot 10^{-10}$  A, sodass sich für  $\gamma$  ergibt:

$$\gamma = \frac{\sum I_{K,S}}{I_{K,I}} = 0,190$$

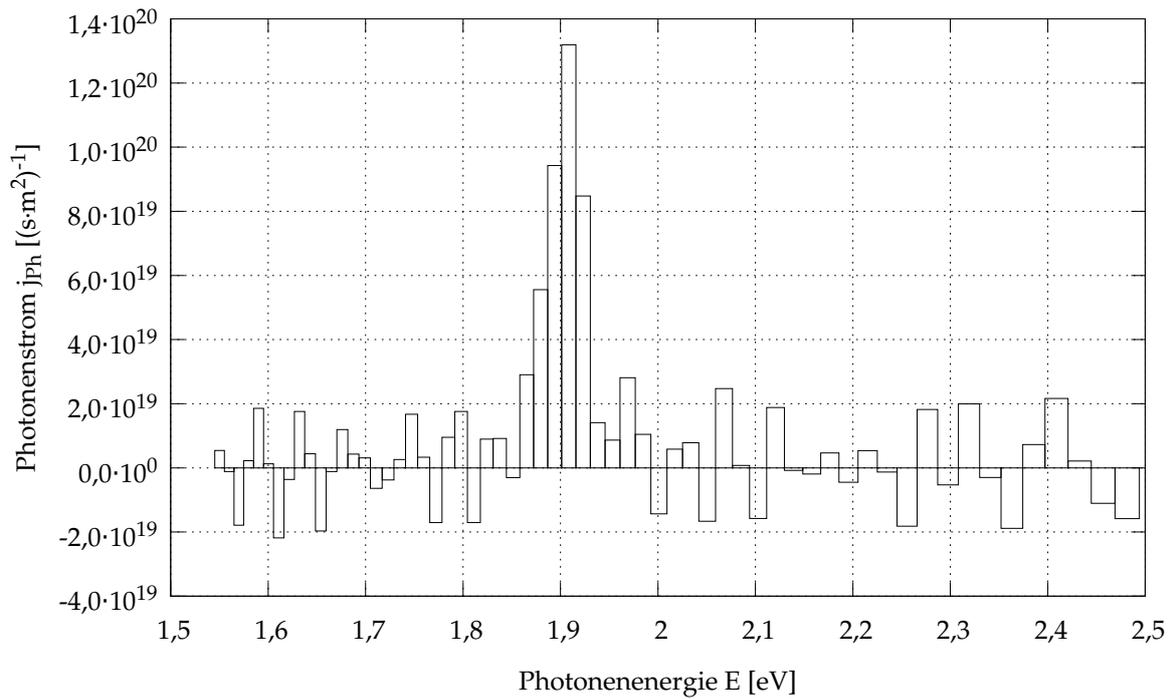
In Abbildung 12 auf der nächsten Seite ist die reale spektrale Photonenstromdichte über die Energie der Photonen in eV aufgetragen.

## 3 Leuchtdiode

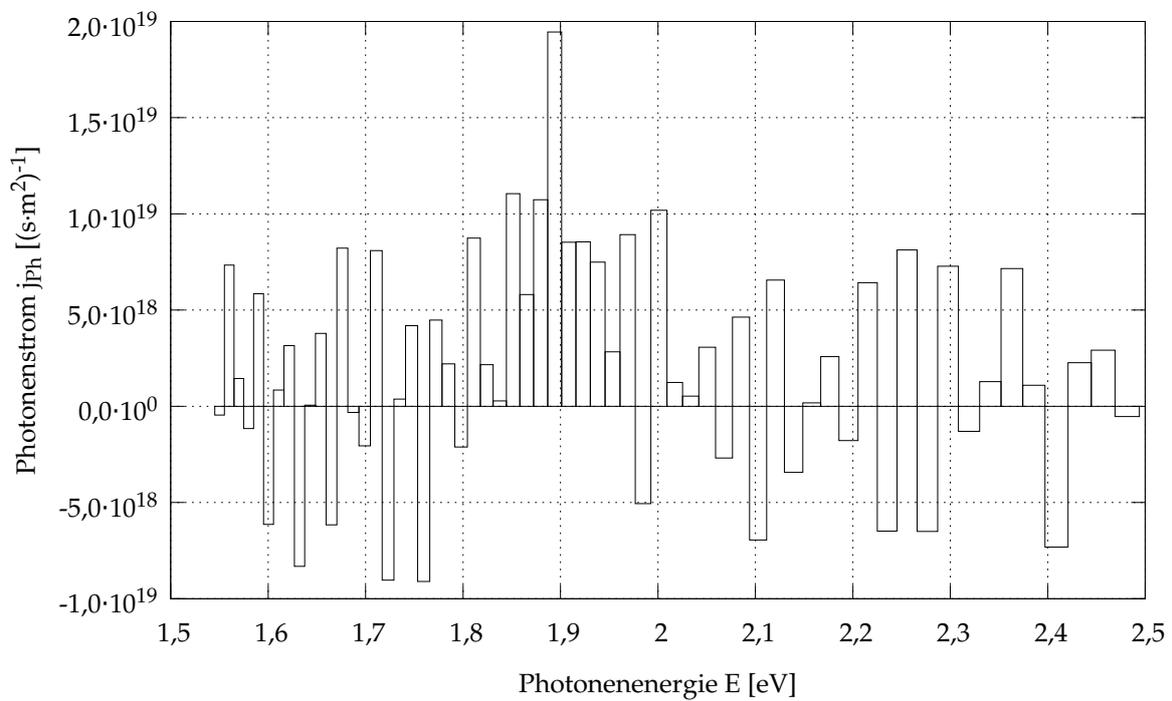
### 3.1 Strom-Spannungs-Kennlinie

Wie bei der Laserdiode haben wir für die Leuchtdiode auch den Strom in Abhängigkeit der Spannung aufgenommen. Wir erwarten ebenfalls eine exponentielle Abhängigkeit der Stromstärke von der äußeren Spannung, da sich der grundlegende Aufbau einer Leuchtdiode nicht von dem einer Laserdiode unterscheidet. Eine Leuchtdiode ist im Gegensatz zur Laserdiode lediglich schwächer dotiert und die Quasiferminiveaus sind nicht so stark verschoben, sodass sich auch bei hoher äußerer Spannung keine Besetzungsinversion bilden kann. Wir erwarten also wie in Gleichung (1.2) auf Seite 4:

$$I = I_S \left( \exp \left( \frac{eU}{k_B T} \right) - 1 \right) \approx I_S \exp \left( \frac{eU}{k_B T} \right) \Leftrightarrow \ln I \approx \frac{eU}{k_B T} + \ln I_S \quad (3.1)$$



**Abbildung 11:** Realer spektraler Photonenstrom der Laserdiode *über* der Laserschwelle (2,238 V) Auftragung über die Energie der Photonen (in eV)



**Abbildung 12:** Realer spektraler Photonenstrom der Laserdiode *unter* der Laserschwelle (2,059 V) Auftragung über die Energie der Photonen (in eV)

In Abbildung 13 auf der nächsten Seite sind die Messergebnisse normal und in Abbildung 14 auf der nächsten Seite mit logarithmischer Skalierung der Stromstärke-Achse aufgetragen. Wir näherten die Messwerte wieder mit einer Funktion der Form  $c \cdot \exp(m \cdot U)$ . Eine exponentielle Regression hat den Vorteil, dass hohe Spannungswerte stärker beachtet werden als niedrigere. Dies ist von Vorteil, da die Näherung, wie wir sie in Gleichung (1.2) auf Seite 4 gemacht haben, nur für hohe Spannungen gilt.

Für hohe Spannungen ist die logarithmisch aufgetragene Kurve auch nahezu linear. Wir erhielten eine Steigung von:

$$m = 11,65 \frac{1}{\text{V}}$$

Dies entspricht einer Betriebstemperatur der Leuchtdiode (je nach  $\beta$ ) von 498 K bis 995 K.

### 3.2 Integrale Photonenstromdichte

Zur Berechnung der integralen Photonenstromdichte maßen wir wie bei der Laserdiode den Kurzschlussstrom der Si-Detektorzelle, auf die das Licht der Leuchtdiode gestrahlt wurde. Zur Berechnung der integralen Photonenstromdichte benutzten wir Gleichung (1.7) auf Seite 5, unter der Annahme, dass die Diode das Licht in alle Richtungen gleichmäßig abstrahlt:

$$j_{Ph} = \frac{I_K \cdot \pi}{\eta_{ext,Sol} \cdot \Omega \cdot e \cdot A_{LED}} \quad (3.2)$$

Die Blende vor der Si-Solarzelle hatte einen Durchmesser von  $d = 5$  mm und war  $r = 19$  mm von der Leuchtdiode entfernt. Der Raumwinkel  $\Omega$  beträgt also:

$$\Omega = \frac{\text{Blendenfläche}}{r^2} = \frac{\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2}{r^2} = 0,0173\pi$$

Mit allen Werten eingesetzt ergibt sich also folgende Proportionalität:

$$j_{Ph} = 1,130 \cdot 10^{28} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{A}} \cdot I_K \quad (3.3)$$

Mit dieser Gleichung berechneten die integrale Photonenstromdichte, die in den Abbildungen 15, 16 und 17 in Abhängigkeit der Stromstärke, der Spannung bzw. der Spannung in logarithmischer Auftragung dargestellt ist.

Wie auch bei der Laserdiode erwarten wir einen Proportionalität der Photonenstromdichte mit der Stromstärke, die in Abbildung 15 auf Seite 20 sehr gut zu erkennen ist. Die erwartete exponentielle Abhängigkeit der Photonenstromdichte zur äußeren Spannung ist in Abbildung 16 auf Seite 20 und in Abbildung 17 auf Seite 21 sehr gut zu sehen. Für hohe Spannungen kann man bei der logarithmischen Auftragung eine gute Regressionsgerade durch die Messwerte legen.

Alles in allem konnten unsere Erwartungen mit den Messwerten erfüllt werden.

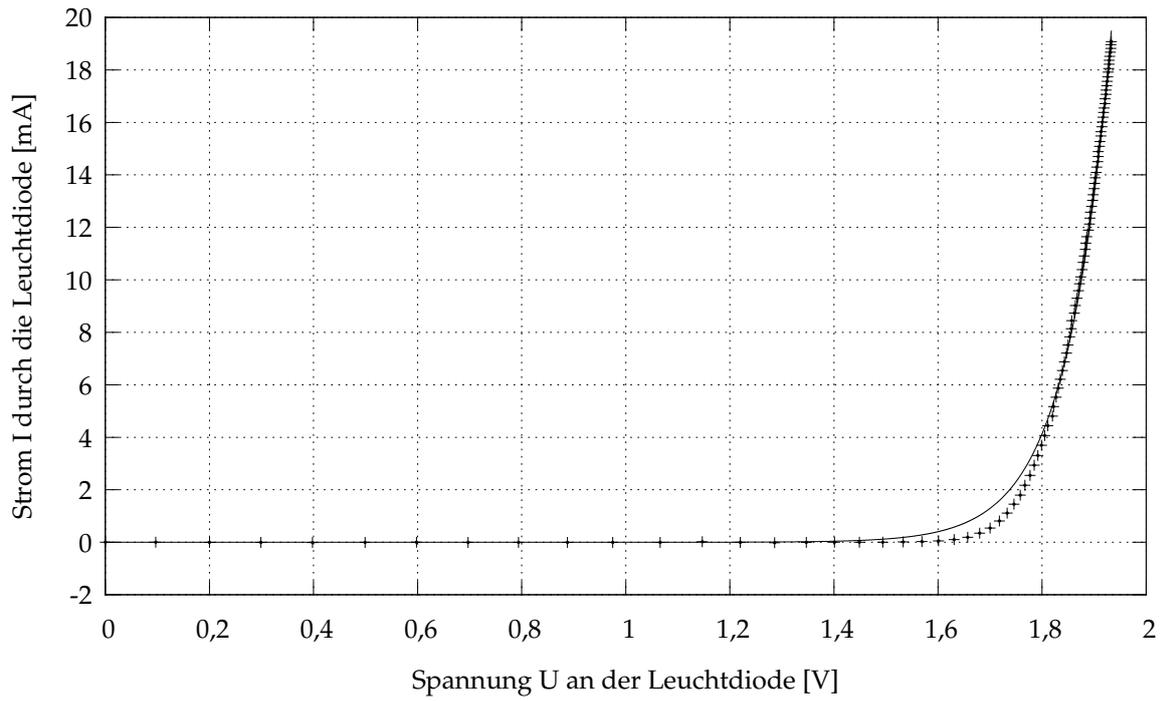


Abbildung 13: Strom-Spannungs-Kennlinie der Leuchtdiode

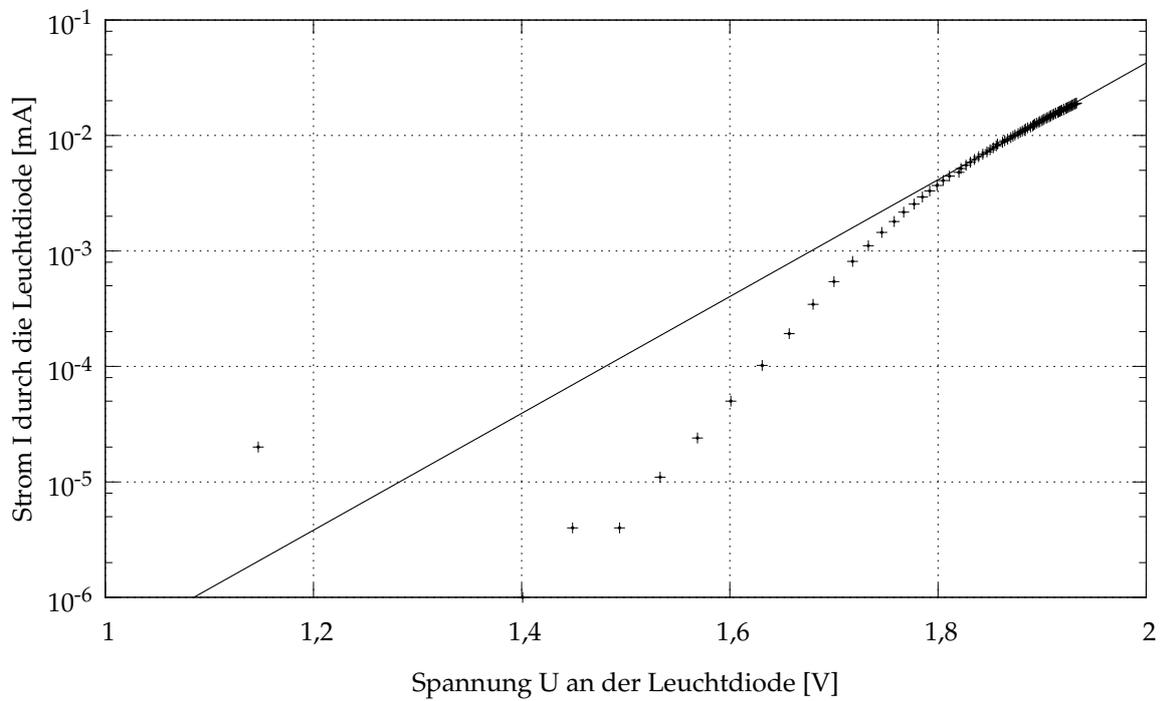


Abbildung 14: Strom-Spannungs-Kennlinie der Leuchtdiode

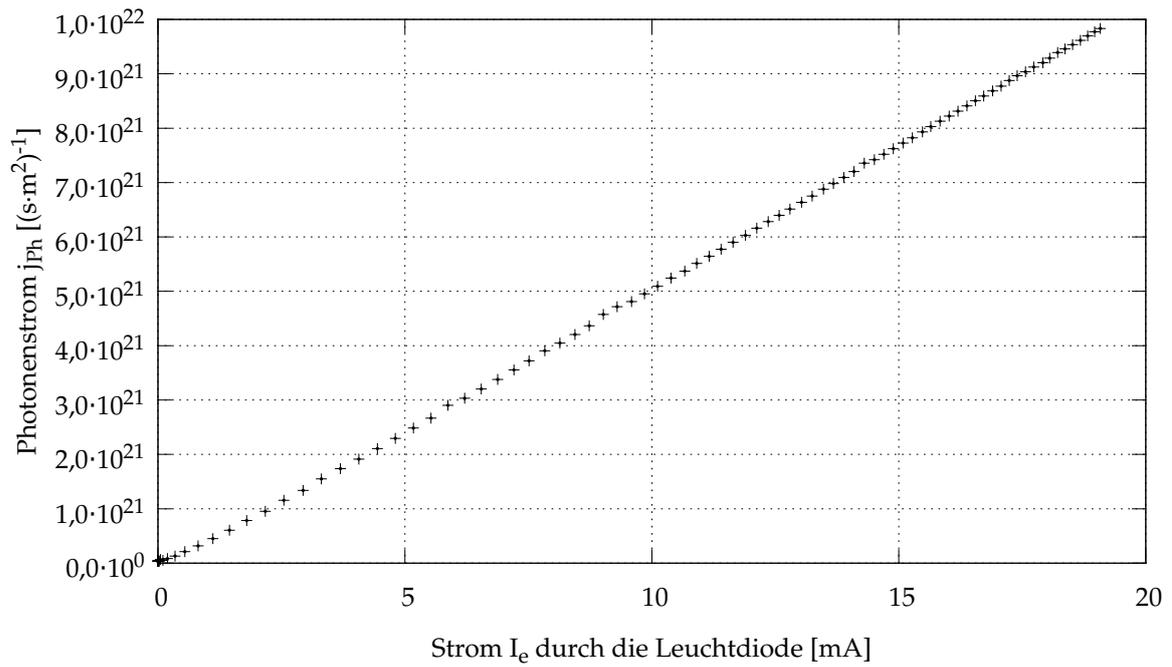


Abbildung 15: Photonenstromdichte der Leuchtdiode in Abhängigkeit der Stromstärke

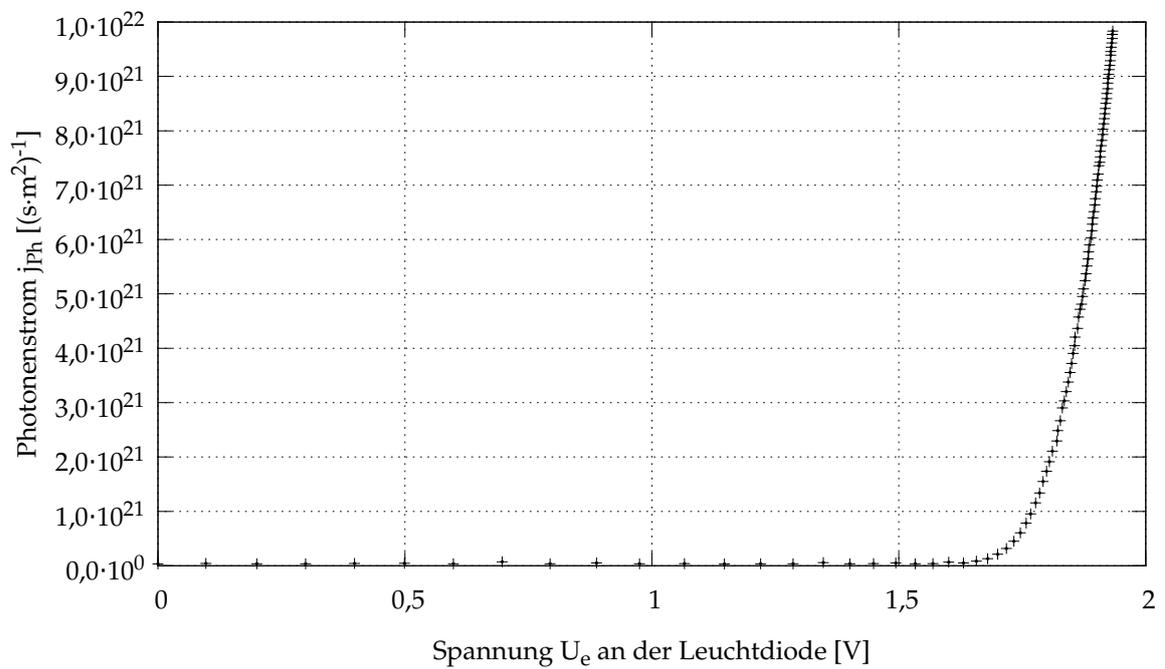


Abbildung 16: Photonenstromdichte der Leuchtdiode in Abhängigkeit der Spannung

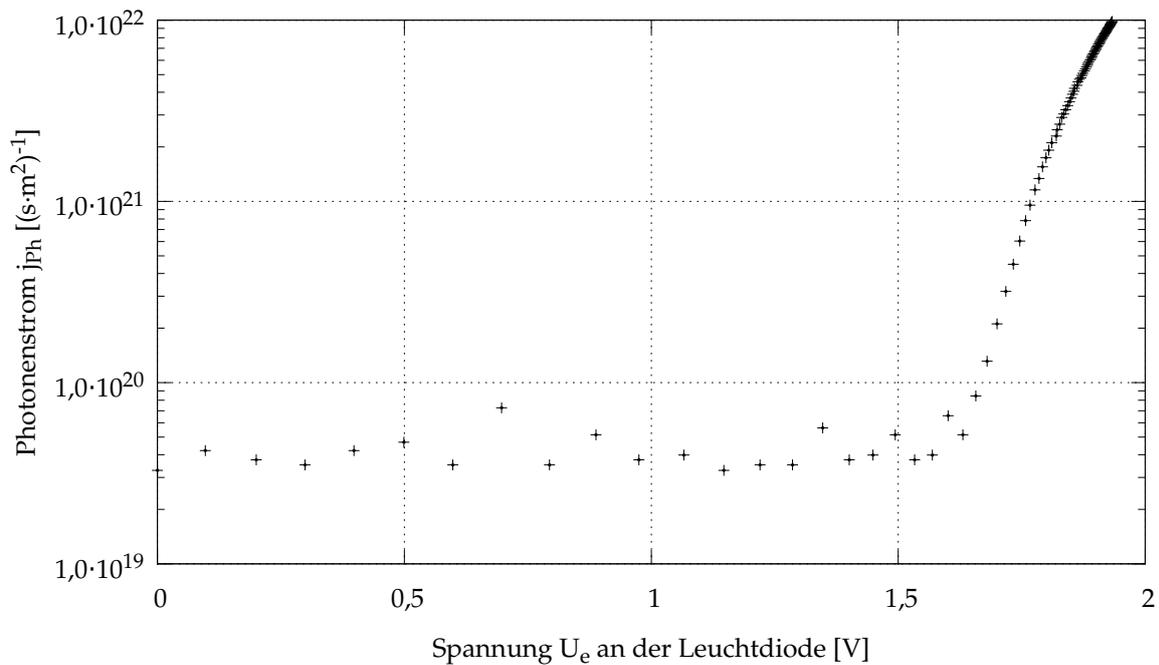


Abbildung 17: Photonenstromdichte der Leuchtdiode in Abhängigkeit von der Spannung, logarithmische Auftragung

### 3.3 Externer Quantenwirkungsgrad

Den externen Quantenwirkungsgrad berechneten wir wie bei der Laserdiode mit der Gleichung, nur mit der Fläche  $A_{LED}$  statt  $A_{pn,LD}$ :

$$\eta_{ext} = \frac{j_{Ph}}{j_e} = \frac{j_{Ph}}{\frac{I_e}{e \cdot A_{LED}}} = 4,7 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \frac{j_{Ph} \cdot e}{I_e} \quad (3.4)$$

In Abbildung 18 auf der nächsten Seite ist der Quantenwirkungsgrad der Leuchtdiode in Abhängigkeit der äußeren Spannung aufgetragen.

Je höher die Spannung ist, desto höher ist der Quantenwirkungsgrad. Dies kann man dadurch erklären, dass erst ab Überwindung der Diffusionsspannung des p-n-Übergangs richtig Strom fließt, also auch Photonen erzeugt werden. Da bei der Leuchtdiode keine Besetzungsinversion möglich ist, geht der Quantenwirkungsgrad gegen eine Sättigung, anstatt wie bei der Laserdiode nochmals stark anzusteigen.

Bemerkenswert ist, dass der Quantenwirkungsgrad der Leuchtdiode viel höher als der der Laserdiode ist. Dies liegt wahrscheinlich daran, dass keine Spiegel an der Leuchtdiode angebracht sind, die die ausgelösten Photonen immer hin und her schicken. Bei der Laserdiode dienen sie dazu, um stimulierte Emission zu erzeugen. Bei jedem Durchgang durch die Diode wird aber auch immer ein Anteil absorbiert, sodass auch hohe Verluste auftreten. Diese treten hier nicht auf.

### 3.4 Spektrale Photonenstromdichte

Nun untersuchten wir die spektrale Verteilung der ausgestrahlten Photonen der Leuchtdiode. Dazu maßen wir wie auch bei der Laserdiode von 400 nm bis 800 nm in 5 nm-Intervallen die Photo-

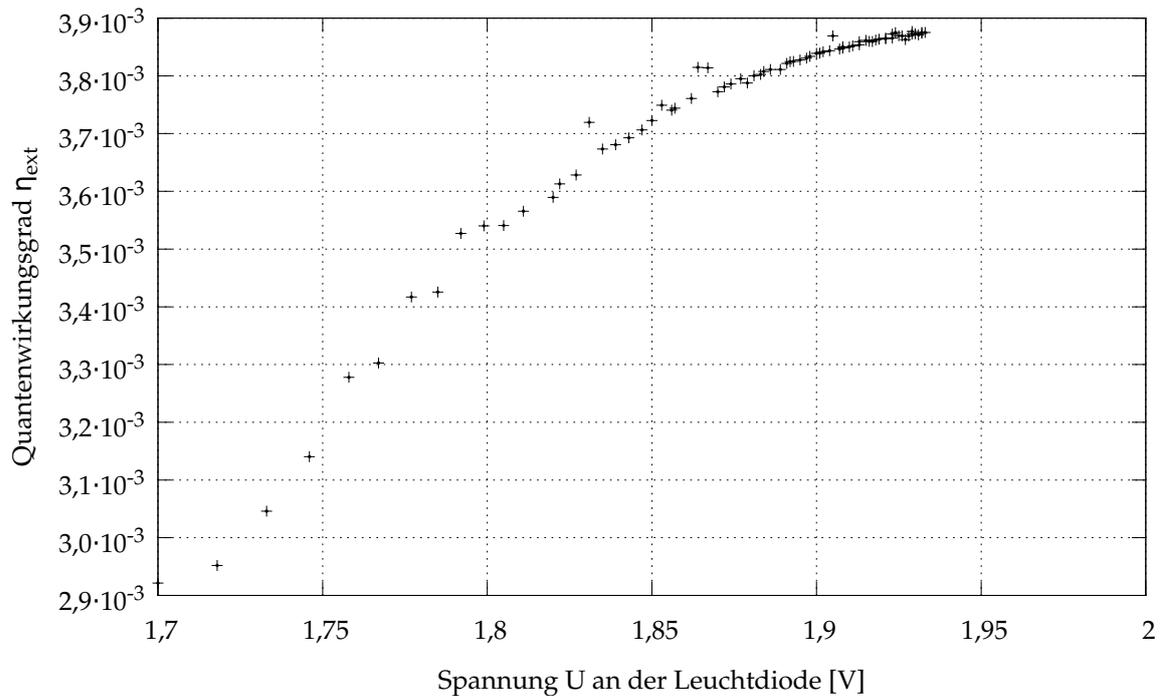


Abbildung 18: Quantenwirkungsgrad der Leuchtdiode

nenstromdichte. Wie auch bei der Laserdiode wurden die entsprechenden Wellenlängen mit dem Monochromator ausgefiltert. Die Messung fand bei einer äußeren Spannung von 1,898 V statt.

In Abbildung 19 auf der nächsten Seite sind die Messergebnisse dargestellt. Erstaunlicherweise ist bei der Leuchtdiode die Wellenlängenverteilung sehr klein. Hauptsächlich werden Photonen zwischen den Wellenlängen 627,5 nm und 657,5 nm abgestrahlt.

### 3.5 Durchlässigkeit des optischen Systems

Auch bei der Leuchtdiode wurden viele Photonen beim Durchgang durch die optischen Instrumente des Monochromators absorbiert. Wir erhalten für die Summe der Kurzschlussstromstärken bei der Messung der spektralen Photonenstromdichten  $\sum I_{K,S} = 4,5866 \cdot 10^{-10}$  A. Für die integrale Photonenstromdichte bei der Spannung 1,898 V maßen wir  $I_{K,I} = 2,881 \cdot 10^{-6}$  A, für den Abschwächungskoeffizient  $\gamma$  folgt also:

$$\gamma = \frac{\sum I_{K,S}}{I_{K,I}} = 1,592 \cdot 10^{-4}$$

Dass nur so wenige Photonen nach dem Monochromator noch die Si-Detektorzelle erreichen rührt wahrscheinlich daher, dass die Leuchtdiode kein paralleles Licht aussendet. Durch die Wegverlängerung im Monochromator wird das Licht weiter aufgespalten, sodass nur noch ein kleiner Teil die Si-Zelle noch erreicht.

In Abbildung 20 auf der nächsten Seite die korrigierte spektrale Photonenstromdichte über die Energie der Photonen  $\left(E = \frac{h \cdot c}{\lambda}\right)$  aufgetragen.

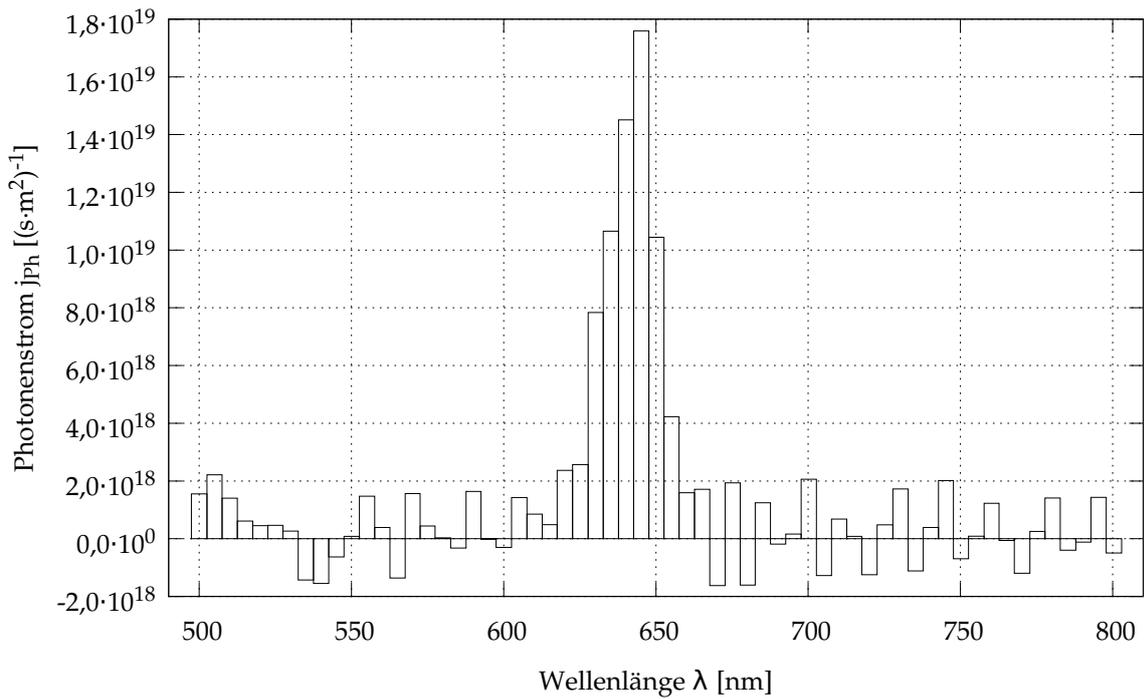


Abbildung 19: Spektrale Photonenstromstärke der Leuchtdiode

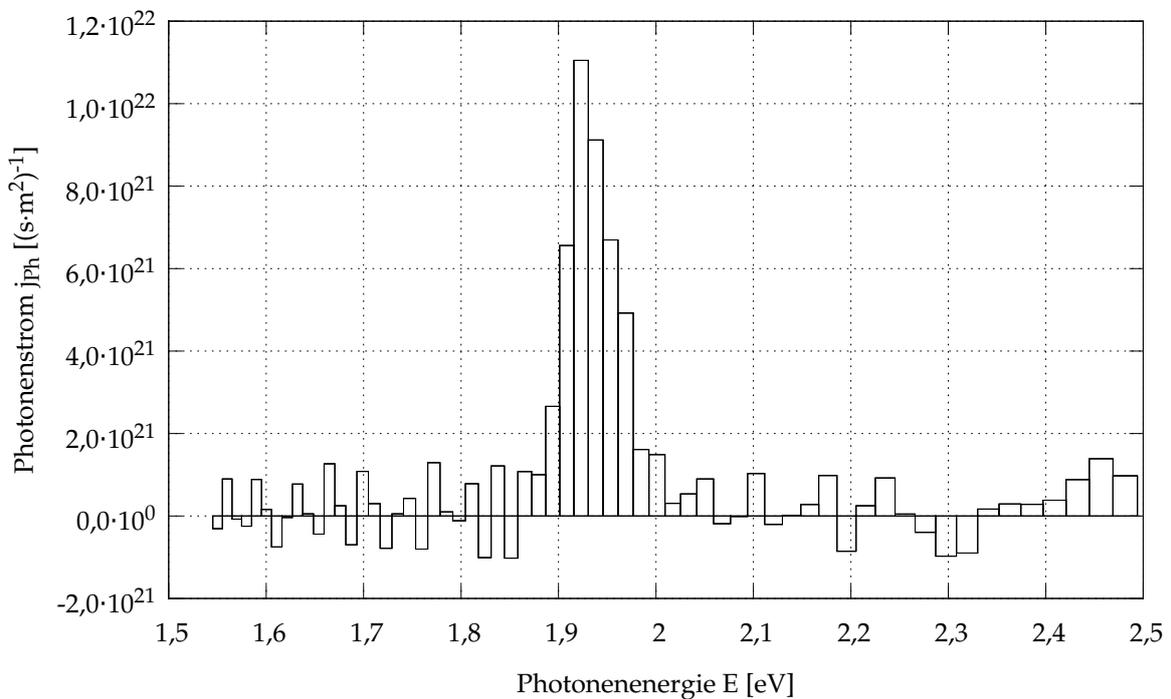


Abbildung 20: Korrigierte spektrale Photonenstromstärke der Leuchtdiode in Abhängigkeit der Energie der Photonen (in eV)

Im Vergleich zur Laserdiode ist die Photonenstromdichte der Leuchtdiode viel höher. Wahrscheinlich rührt dies von den Spiegeln. Dafür ist der Peak der Laserdiode in der spektralen Auftragung wesentlich schmaler, was auch aufgrund der stimulierten Emission zu erwarten war.