

Protokoll: Lumineszenz

Versuchstag: 08.12.2008

Kathrin Ender, Michael Walz

Gruppe 101

Inhaltsverzeichnis

A Grundlagen	3
1 Halbleiter und das Bändermodell	3
2 Dotierung	3
3 pn-Übergang und Dioden	4
3.1 Diode in Flussrichtung	4
3.2 Diode in Sperrrichtung	4
3.3 schematischer Bandverlauf und Fermi-niveau	5
4 Halbleiterstrahlungsquellen	5
4.1 Leuchtdioden	5
4.2 Laserdiode	5
B Aufbau	6
C Experiment	6
5 Zur Auswertung	7
6 Integraler Photonenstrom	7
6.1 Strom-Spannungs-Kennlinien	7
6.1.1 Laserdiode	7
6.1.2 Leuchtdiode	9
6.2 Photonenstromdichte	9

6.2.1	Lasertiode	9
6.2.2	Leuchtliode	11
6.3	Quantenwirkungsgrad	11
6.3.1	Lasertiode	12
6.3.2	Leuchtliode	12
7	Spektraler Photonenstrom	13
7.1	Lasertiode oberhalb Laserschwelle	13
7.1.1	Messung bei 2,108 V	13
7.2	Lasertiode unterhalb Laserschwelle	13
7.2.1	Messung bei 1,875 V	13
7.3	Leuchtliode	14
7.3.1	Messung bei 1,801 V	14
8	Durchlassigkeit des optischen Systems	15
8.1	Lasertiode oberhalb Laserschwelle	15
8.1.1	Messung bei 2,108 V	15
8.2	Lasertiode unterhalb Laserschwelle	16
8.2.1	Messung bei 1,875 V	16
8.3	Leuchtliode	17
8.3.1	Messung bei 1,801 V	17
9	Fazit	18

Teil A

Grundlagen

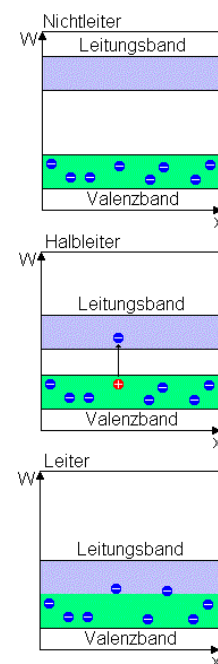
Im Versuch werden die Strahlungseigenschaften einer Leuchtdiode und einer Laserdiode (über und unter der Laserschwelle) untersucht. Da das theoretische Verständnis von Halbleitern und dem pn-Übergang nötig ist um das Phänomen der Lumineszenz zu verstehen werden wir zunächst auf diese eingehen und dann die Funktionsweise einer Leucht- und einer Laserdiode erläutern.

1 Halbleiter und das Bändermodell

Um die Leitfähigkeit von Halbleitern erklären zu können muss man auf das sogenannte Bändermodell zurückgreifen. Betrachtet man nur ein einzelnes Atom, so kann diesem quantenmechanisch ein Energiespektrum mit diskreten Niveaus zugeordnet werden. Halbleiter sind jedoch Kristalle, bestehen also aus vielen in einer periodischen Struktur angeordneten Atomen. Durch die Wechselwirkung zwischen diesen Atomen werden die diskreten Energieniveaus der einzelnen Atome aufgespalten. Dadurch liegen die diskreten Energieniveaus so nah beieinander, dass sie zu einem kontinuierlichen Energieband „verschmieren“.

Es gibt das sogenannte Valenzband, welches bei $T = 0\text{ K}$ das höchste voll besetzte ist und das Leitungsband, welches das nächste drüber liegende ist. Im Gegensatz zu Leitern gibt es bei Halbleiter und Isolatoren eine Energielücke zwischen Valenzband und Leitungsband. Bei Isolatoren ist diese Lücke so groß, dass es die Elektronen aus dem Valenzband nicht ins Leitungsband angeregt werden können. Und da volle und leere Bänder beide nicht zum Ladungstransport beitragen leiten solche Materialien nicht.

Die Energielücke bei Halbleitern liegt bei etwa $0 < E_g < 4\text{ eV}$ und die Elektronen können durch die Absorption von Photonen in das Leitungsband angeregt werden, womit das Material leitend wird. Im Valenzband bleibt dann ein sogenanntes Loch zurück. Im Prinzip handelt es sich dabei um ein Quasiteilchen, das man betrachtet, da sich die Bewegung dieses einen Loches einfacher beschreiben lässt als die der vielen Elektronen drumherum. Das Loch hat im Vergleich zum Elektron entgegengesetzten Spin, Wellenvektor und Ladung.



Quelle:
de.wikipedia.org
 Artikel:
 Bändermodell

2 Dotierung

Um die Ladungsträgerkonzentration bzw. die Leitfähigkeit im Halbleiter zu erhöhen können Fremdatome in den Halbleiterkristall eingebracht werden. Dieses gezielte Einbringen von Fremdatomen nennt man Dotierung. Man unterscheidet zwei Arten von Dotierung, abhängig davon welche Ladungsträgerzahl erhöht wird. Es gibt zum einen die p-Dotierung, bei welcher die Anzahl der positiven freien Ladungsträger im Halbleiterkristall erhöht wird und zum anderen die n-Dotierung, die die Zahl der negativen freien Ladungsträger erhöht. Für die n-Dotierung braucht man ein Fremdatom mit einem nur schwach gebundenen Elektron. Da das Elektron nur schwach gebunden ist, kann es leicht aus dem Valenzband in das Leitungsband

angeregt werden. Das Energieniveau des sogenannten Donators¹ liegt kurz unter dem des Leitungsbandes. Bei der p-Dotierung fungieren Fremdatome als Akzeptoren, das heißt sie nehmen Elektronen auf. Das Energieniveau der Akzeptoren liegt knapp über dem Valenzband, so dass Elektronen aus diesem leicht in diesen Zustand übergehen können, wobei ein Loch im Valenzband zurück bleibt, was die Leitfähigkeit des Halbleiters erhöht. Natürlich kann jeweils nur eine Dotierung vorgenommen werden, da es andernfalls zu einer Rekombination von Löchern und Elektronen käme, anstatt zu der gewünschten Erhöhung der Leitfähigkeit.

3 pn-Übergang und Dioden

Ein wichtiges Halbleiterbauelement sind Dioden. Eine Diode zeichnet sich dadurch aus, dass sie je nach Richtung der angelegten Spannung leitet oder sperrt. Eine Möglichkeit eine Diode zu realisieren ist einen p-dotierten und einen n-dotierten Halbleiter in Kontakt zu bringen. Am sogenannte pn-Übergang bildet sich eine Ladungsträger freie Zone aus, da an der Grenzschicht die freien Elektronen aus dem n-dotierten Halbleiter mit den Löchern des p-dotieren rekombinieren. Durch den Übergang der freien Elektronen in den p-dotierten Halbleiter, ist dieser an der Grenzschicht negativ geladen, während der n-dotierte positiv geladen ist. Das sich daraufhin ausbildende elektrische Feld verhindert, dass weitere Elektronen mit den Löchern rekombinieren, da diese die Potentialstufe nicht überwinden können.

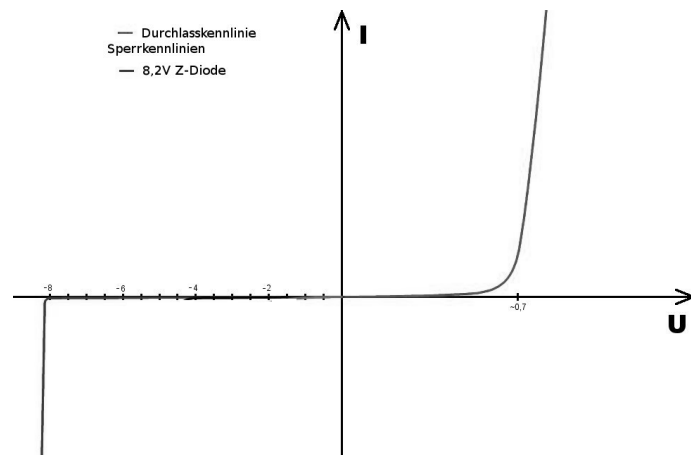
3.1 Diode in Flussrichtung

Wird die Diode in Flussrichtung angeschlossen, das heißt der Minuspol muss am n-dotierten Halbleiter angelegt werden, so wird das elektrische Feld zwischen den Halbleitern geschwächt, bis schließlich ein Stromfluss einsetzt.

3.2 Diode in Sperrrichtung

Legt man an eine Diode eine Spannung so an, dass der Minuspol am p-dotierten Halbleiter anliegt. So wird das elektrische Feld, das sich zwischen den beiden Halbleitern ausgebildet hat noch verstärkt. Dies ist die Sperrrichtung der Diode. Durch Erhöhen der Spannung in Sperrrichtung wird zwar die Potentialstufe höher, gleichzeitig wird sie allerdings auch dünner, so dass die Elektronen ab einer gewissen Spannung durch die Barriere hindurchtunneln können und somit ein Stromfluss entsteht.

Die meisten Dioden werden thermisch zerstört, wenn es zu einem Durchschlag kommt; so auch die Laserdiode, weswegen wir nur in Durchlassrichtung messen. Im Gegensatz dazu lässt sich eine s.g. Zenerdiode auch in Sperrrichtung und über der Durchschlagsspannung betreiben. Die charakteristische Strom-Spannungskennlinie einer idealen Diode ist nebenstehend abgebildet.



¹Donator: von lat. donare=geben, da es ein Elektron abgibt

3.3 schematischer Bandverlauf und Fermienergie

Beim unbelasteten pn-Übergang bildet sich wie beschrieben eine raumladungsfreie Zone und ein elektrisches Feld aus. Dies entspricht einer Potentialstufe. Da der pn-Übergang sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, ist das Fermienergie konstant und für Elektronen und Löcher gleich. Wird der pn-Übergang nun belastet, so verändert sich die Größe der raumladungsfreien Zone und damit die Höhe der Potentialstufe. Die Potentialstufe wird durch das Anlegen einer Spannung in Durchlassrichtung niedriger, während eine Spannung in Sperrrichtung sie erhöht. Außerdem spaltet sich das Fermienergie in zwei sogenannte Quasifermienergies auf. Elektronen und Löcher haben nun ihre eigenen Niveaus. Für eine Spannung in Durchlassrichtung liegt das Fermienergie der Elektronen nah am Leitungsband und das der Löcher nah am Valenzband. Während bei einer Spannung in Sperrrichtung das Fermienergie der Löcher über dem der Elektronen liegt, womit die jeweiligen Niveaus weiter vom Valenzband bzw Leitungsband entfernt liegen.

4 Halbleiterstrahlungsquellen

Halbleiter können auch als Strahlungsquellen verwendet werden. Dabei macht man sich die sogenannte Lumineszenzstrahlung zunutze. Lumineszenzstrahlung ist wesentlich intensiver als die eines schwarzen Körpers bei gleicher Temperatur im gleichen Wellenlängenbereich. Lumineszenz entsteht durch Anregung von Atomen oder Molekülen. Im Versuch verwenden wir Halbleiterdioden, die Lumineszenzstrahlung aussenden.

4.1 Leuchtdioden

Bei Leuchtdioden handelt es sich im Prinzip um nichts anderes als einen sehr hoch dotierten pn-Übergang. Ist diese Halbleiterdiode in Flussrichtung gepolt (Minuspol am n-Gebiet und Pluspol am p-Gebiet), so können Minoritätsladungen durch die Sperrschicht in das jeweils andere Gebiet kommen. Man spricht von injizierten Ladungsträgern. Sind die injizierten Ladungsträger so angeregt, dass sie in der Sperrschicht bzw. teilweise auch in den angrenzenden Bahngebieten rekombinieren unter Aussendung eines Photons, so wird eine inkohärente Strahlung erzeugt. Leuchtdioden sind sogenannte Selektivstrahler, da die Wellenlänge der ausgesandten Strahlung von der Bandlückenenergie abhängt:

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E_g}$$

Da die injizierten Ladungsträger in einem bestimmten Bereich rekombinieren (nämlich in der Sperrschicht und den angrenzenden Bereichen), ist auch das Strahlungsvolumen der Leuchtdiode bestimmt. Es hängt von der Diffusionslänge der Minoritätsladungen ab. Für Anwendungen ist das Strahlungsvolumen häufig zu breit. Dieses Problem kann man lösen, indem man Halbleitermaterialien mit verschiedenen Energielücken für den pn-Übergang verwendet. Außerdem muss der pn-Übergang möglichst an der Oberfläche des Halbleiters liegen, da sonst ein Großteil der am pn-Übergang emittierten Strahlung vom Halbleiter wieder absorbiert werden würde.

4.2 Laserdiode

Die mit einer Leuchtdiode erzeugte Strahlung hat jedoch noch den Nachteil, dass sie eine relativ große spektrale Bandbreite aufweist. Daher ist sie auf Grund der auftretenden Dispersion ungeeignet zur Informationsübertragung. Die Leuchtdiode kann allerdings modifiziert werden.

Durch stimulierte Emission kann die spektrale Bandbreite reduziert werden. Die stimulierte Emission ist uns von der Funktionsweise des Lasers schon bekannt. Stößt ein Elektron im Leitungsband mit einem Photon, so kann es unter Aussendung eines weiteren Photons in den Grundzustand zurückfallen (also wieder mit „zugehörigen“ Loch im Valenzband rekombinieren). Dieses Photon ist in Phase mit dem ersten und kann selbst ebenfalls stimulierte Emission hervorrufen. Um die Stoßwahrscheinlichkeit von Elektronen und Photon zu erhöhen befindet sich die Leuchtdiode zwischen zwei Resonatorspiegeln, die nur einen geringen Prozentsatz der Strahlung durchlassen und das meiste reflektieren. Zwischen den Spiegeln bildet sich also eine stehende Welle aus.

Bei den bisherigen Überlegungen wurde jedoch noch nicht beachtet, dass parallel zur Emission auch fortwährend eine Absorption der Strahlung stattfindet. Eine Verstärkung der Strahlung kann also nur stattfinden, wenn eine Besetzungsinversion vorliegt, das heißt es müssen sich mehr Elektronen im angeregten als im Grundzustand befinden. Diese Besetzungsinversion (auch Entartung des Halbleiters genannt) wird durch sehr hohe Dotierung erreicht. Der Halbleiter ist entartet, wenn sich das Quasiferminiveau der Elektronen im Leitungsband und das der Löcher im Valenzband liegt. Die Besetzungsinversion ist von der am pn-Übergang anliegenden Spannung abhängig und tritt erst ab einer bestimmten Schwellspannung auf. Unterhalb der Schwellspannung kann es also zu keiner stimulierten Emission kommen und die Laserdiode sendet die inkohärente Strahlung einer Leuchtdiode aus. Erst bei einem Betrieb über der Schwellspannung wird kohärente schmalbandige Strahlung erzeugt.

Teil B

Aufbau

Der Versuch wurde mit LabView-Unterstützung durchgeführt. Bei allen Versuchsteilen wurden die Messungen jeweils für die Laserdiode überhalb und unterhalb der Laserschwelle, sowie für die Leuchtdiode durchgeführt. Um einen Lichtstrahl zu erhalten, war kurz hinter der Leuchtdiode eine Platte mit kleinem Loch angebracht.

Im ersten Aufgabenteil befand sich direkt hinter dieser Platte die Siliziumphotodiode. Über den Kurzschlussstrom der Photodiode, die über einen Verstärker an den Computer angeschlossen war, können wir den integralen Photonenstrom bestimmen. Die Strom- und Spannungswerte an der zu untersuchenden Laser-/Leuchtdiode wurden direkt von LabView aufgenommen.

Für den zweiten Aufgabenteil wird der Strahl mit Hilfe einer Linse auf den Spalt eines Monochromators fokussiert. Die verschiedenen Wellenlängenintervalle fährt der Monochromator mit einem Schrittmotor ab. Hinter dem Monochromator befindet sich wieder die Photodiode, deren Kurzschlussstrom gemessen wird.

Teil C

Experiment

5 Zur Auswertung

Die Messwerte wurde im Versuch am Computer über LabView aufgenommen und werden hier aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht nochmals abgedruckt.

Die meisten Messwerte mussten aufgrund der Ablesekalen (oder aus sonstigen Gründen) noch umgerechnet werden. Aufgrund des massiven Rechenaufwandes erledigten wir dies direkt am Computer entweder mit GNPLOT oder mit einer Tabellenkalkulation. Unter GNPLOT geschah dies mittels der Option „using“² und zwar sowohl bei der Regression (über „fit“) wie auch beim Erstellen der Graphen (über „plot“).

6 Integraler Photonenstrom

Im ersten Aufgabenteil soll für die Laserdiode unter- und überhalb der Laserschwelle sowie für die Leuchtdiode, jeweils die Strom-Spannungs-Kennlinie, die integrale Photonenstromdichte und der externe Quantenwirkungsgrad bestimmt werden.

6.1 Strom-Spannungs-Kennlinien

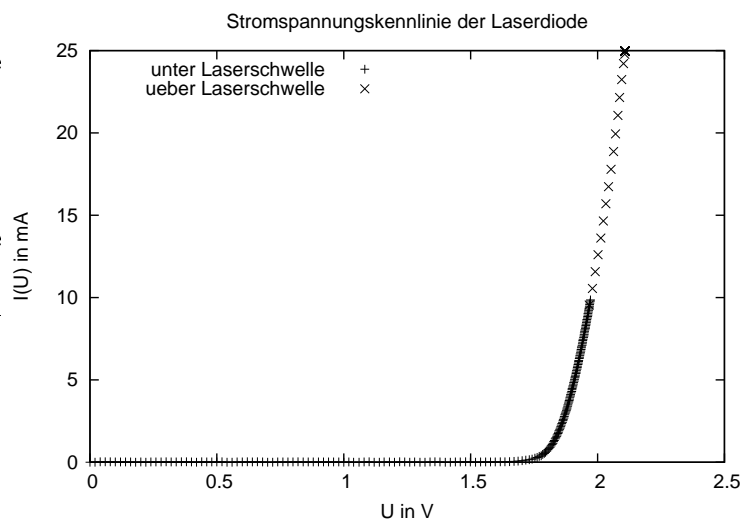
Zuerst misst man die Strom-Spannungs-Kennlinie in einem charakteristischen Spannungsbereich in 0,01 V-Schritten. Erwartet wird eine exponentielle Abhängigkeit gemäß

$$I = I_S \left[\exp \left(\frac{1}{\beta} \cdot \frac{eU}{kT} \right) - 1 \right] \quad (1)$$

Der zunächst unerwartete Faktor β ist bei strahlenden Übergängen nötig, um zu beschreiben, ob die Ladungsträger in den Bahngebiete, in der Sperrschicht oder in beiden rekombinieren. Deshalb gilt (laut Vorbereitungshilfe) $1 \leq \beta \leq 2$.

6.1.1 Laserdiode

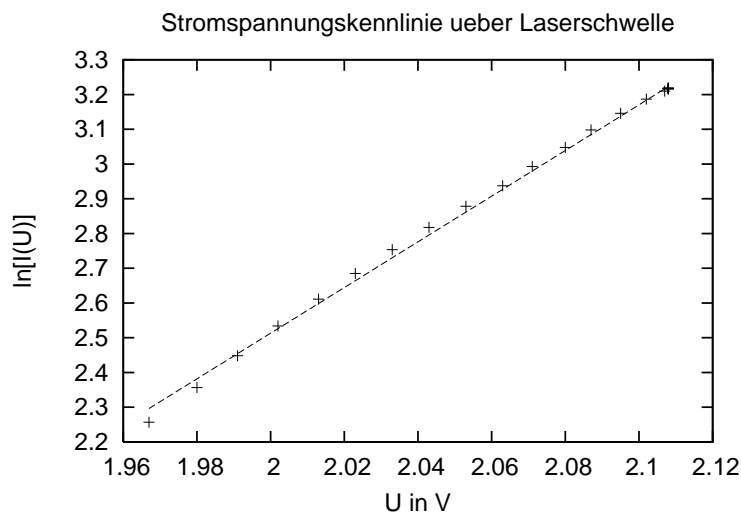
Das nebenstehende Bild zeigt die Strom-Spannungskennlinie für beide Bereiche (unter und über Laserschwelle). Der erwartete exponentielle Verlauf ist grob zu erkennen. Um diesen jedoch genauer zu verdeutlichen, kann man den Logarithmus des Stroms über der Spannung auftragen.



²<http://www.gnuplot.info/docs/node133.html>

Für Ströme sehr viel größer als der Sperrstrom ist ein linearer Verlauf zu erwarten.

$$\frac{1}{\beta} \cdot \frac{eU}{kT} = \ln\left(\frac{I}{I_S} + 1\right) \approx \ln\left(\frac{I}{I_S}\right)$$

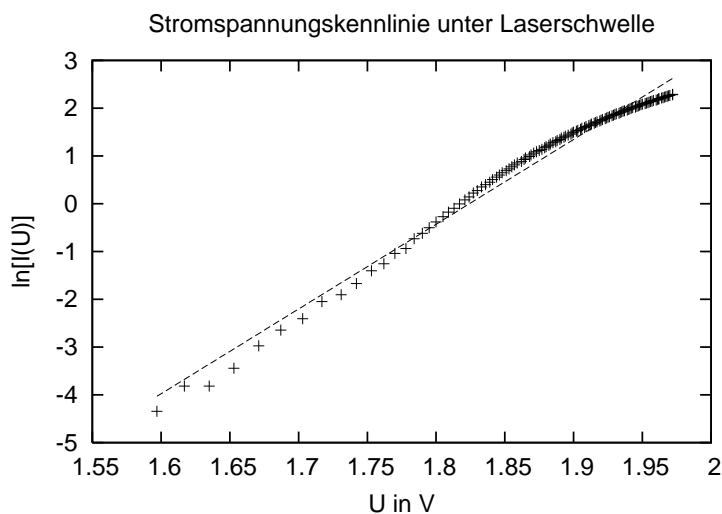


Für die Messwerte über der Laserschwelle ist der lineare Verlauf bei logarithmischer Auftragung gut zu erkennen. Für die Steigung der Regressionsgeraden erhalten wir:

$$\frac{1}{\beta} \cdot \frac{e}{kT} = (6,57196 \pm 0,8256\%) \frac{1}{V}$$

Da β laut Vorbereitungsmappe allerdings zwischen 1 und 2 liegen muss, entspricht diese Steigung einer Temperatur von 880K-1760K! Der erwartete Zusammenhang kann also nur qualitativ nicht jedoch quantitativ belegt werden. Es scheint noch weitere Korrekturfaktoren im Exponenten zu geben, die in der Theorie nicht beachtet wurden.

Da ein linearer Verlauf bei logarithmischer Auftragung wie oben bereits erwähnt erst bei ausreichend großen Strömen/Spannungen zu erwarten ist, ist es sinnvoll für die Laserdiode unter der Laserschwelle nur den Teil zu betrachten, in dem bereits ein deutlicher Anstieg der Stromstärke zu erkennen ist.



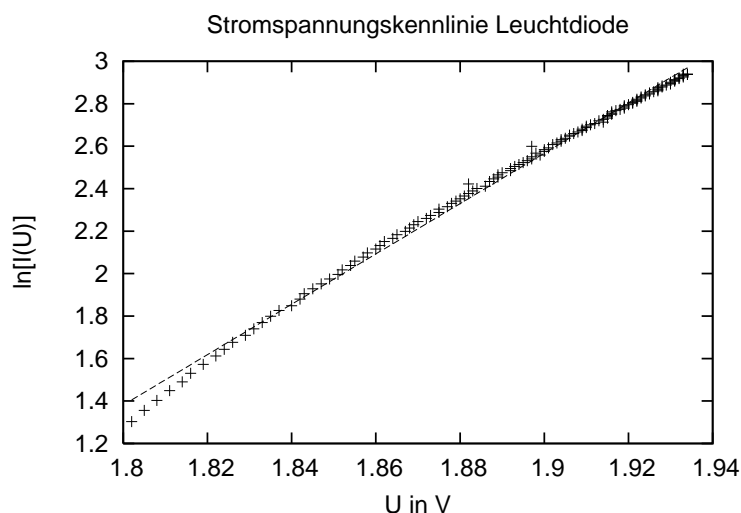
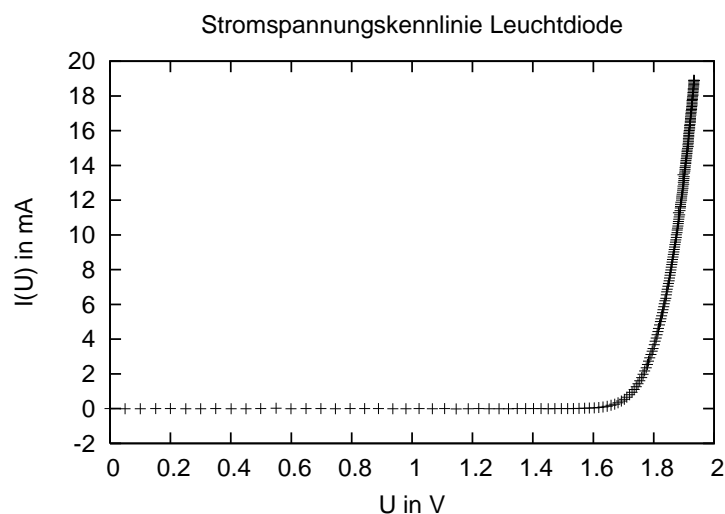
Die lineare Regression liefert eine Steigung von:

$$\frac{1}{\beta} \cdot \frac{e}{kT} = (17,745 \pm 1,17\%) \frac{1}{V}$$

Dies entspricht einer Temperatur von 325K-650K (für $1 < \beta < 2$).

6.1.2 Leuchtdiode

Auch für die Leuchtdiode erhalten wir die typische Dioden Strom-Spannungskennlinie. Ebenso wie bei der Laserdiode tragen wir nun auch für die Leuchtdiode die Stromstärke logarithmisch über der Spannung auf. Es ergibt sich untenstehendes Bild.



Die lineare Regression liefert eine Steigung von:

$$\frac{1}{\beta} \cdot \frac{e}{kT} = (11,8553 \pm 0,5325\%) \frac{1}{V}$$

Dies entspricht einer Temperatur von 490K-980K (für $1 < \beta < 2$)

6.2 Photonenstromdichte

Außerdem soll mit Hilfe einer Silizium-Photodiode in jedem Punkt der integrale Photonenstrom gemessen werden. Integral bedeutet hier, dass die Messung gleichzeitig über alle Wellenlängen ausgeführt wird.

Generell würde man für die Photonenstromdichte j_{Ph} ein Verhalten erwarten, das durch den Boltzmannfaktor bestimmt ist.

$$j_{Ph} \propto \exp\left(\frac{eU(I)}{kT}\right) \propto \frac{I}{I_S} - 1 \approx \frac{I}{I_S} \quad I \gg I_S$$

Die Photonenstromdichte sollte also linear vom Strom abhängen.

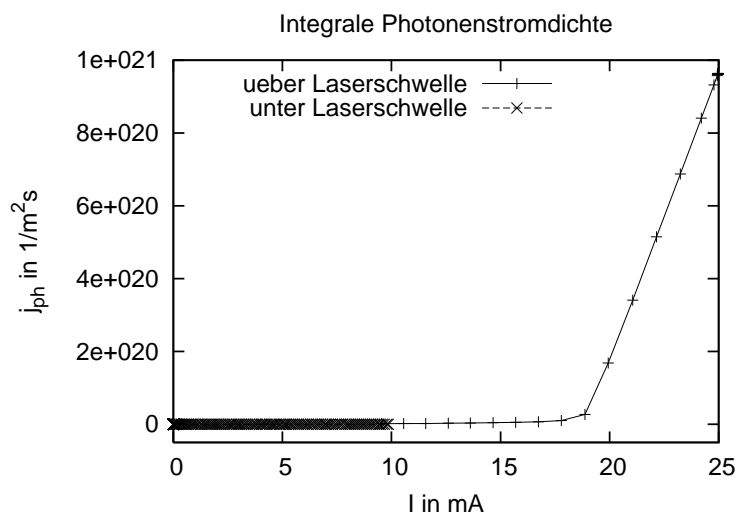
6.2.1 Laserdiode

Den Integralen Photonenstrom der Laserdiode erhält man gemäß Vorbereitungshilfe über:

$$I_K = \eta_{ext,Sol} \cdot p \cdot j_{Ph} \cdot e \cdot A_{emitt,LD}$$

Dabei bezeichnet j_{Ph} die gesuchte Photonenstromdichte, I_K den Kurzschlussstrom der Silizium-Photodiode, $\eta_{\text{ext,Sol}} = 0,68$ den Quantenwirkungsgrad der Silizium-Photodiode, $p = 0,85$ den Abstrahlkoeffizient, $e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ die Elementarladung und $A_{\text{emitt,LD}} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$ die Fläche der emittierenden Laserdiode. Für die Laserdiode ergibt sich also:

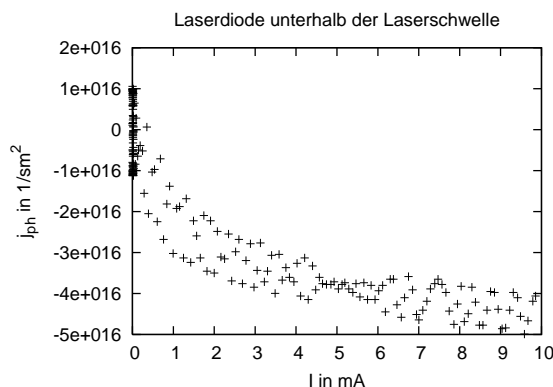
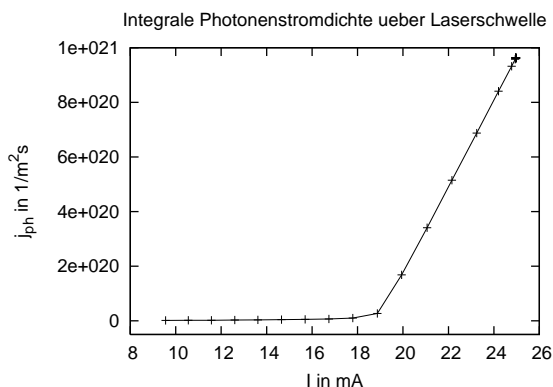
$$j_{\text{Ph}} = \frac{I_K}{\eta_{\text{ext,Sol}} \cdot p \cdot e \cdot A_{\text{emitt,LD}}} = \frac{I_K}{\text{A}} \cdot 2,160 \cdot 10^{27} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \quad (2)$$



Der erwartete lineare Verlauf ist gut zu erkennen, wobei allerdings zwischen den beiden Bereichen unter und über der Laserschwelle unterschieden werden muss. Unterhalb der Laserschwelle ist der integrale Photonenstrom nahezu Null. Über der Laserschwelle ist dann ein linearer Anstieg zu erkennen.

Bei genauerem Betrachten der Messwerte über der Laserschwelle fällt auf, dass LabView nicht wirklich die geforderte Anzahl an verschiedenen Messwerten aufgenommen hat, sondern stattdessen den Stromwert bei der Spannung $U = 2,108 \text{ V}$ mehrfach gemessen hat. Die Messung begann bereits bei $U = 1,97 \text{ V}$ (laut Aufgabenstellung sollten wir von $2,0 \text{ V}$ aus messen), lief dann in $0,01 \text{ V}$ Schritten (also wie vorgesehen) weiter und blieb allerdings beim oben angegebenen Spannungswert hängen, anstatt bis zu $2,3 \text{ V}$ zu messen. Wie genau das passiert ist können wir nicht sagen, da das LabView-Programm sowieso nicht sehr intuitiv aufgebaut war. So wies die Aufgabenstellung zum Beispiel dazu an ganz andere Grenzwerte und Schrittweiten anzugeben um die gewünschten Werte zu erhalten. Die von uns eingegebenen Werte wurden also scheinbar intern passend umgerechnet.

Bei den Messwerten unterhalb der Laserschwelle fällt auf, dass sie sehr stark streuen. Daher kann der erwartete lineare Verlauf des integralen Photonenstroms nicht wirklich bestätigt werden. Es ist jedoch zu erkennen, dass es sich durchaus um einen linearen Verlauf handeln kann.



6.2.2 Leuchtdiode

Für eine normale Leuchtdiode ergibt sich:

$$I_K = \eta_{\text{ext,Sol}} \cdot \frac{\Omega}{\pi} \cdot j_{\text{Ph}} \cdot e \cdot A_{\text{LED}}$$

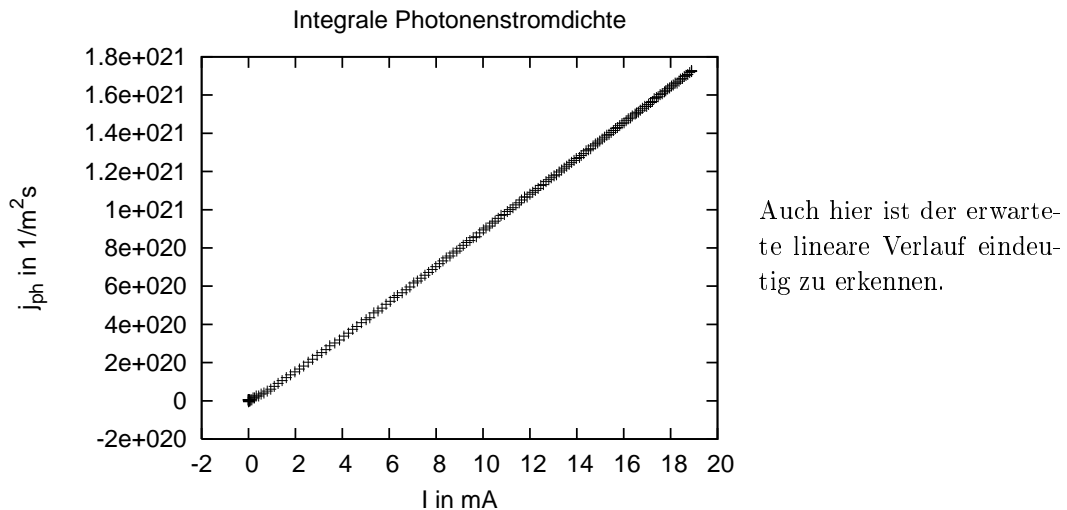
Hier bezeichnet $A_{\text{LED}} = 4,7 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ die Fläche der Leuchtdiode. Den Faktor $\frac{\Omega}{\pi}$ erhält man, da die Diode wegen ihrer planaren Bauweise ein winkelabhängiger Strahler ist: $I = I_0 \cdot \cos \alpha$. Dabei führt die $\cos \alpha$ -Abhängigkeit dazu, dass der emittierte Energiestrom in den Halbraum gerade so groß ist, als würde er senkrecht zur Platte ($\alpha = 0$) mit einem effektiven Raumwinkel $\Omega_{\text{eff}} = \pi$ abgestrahlt.

Um den Raumwinkel Ω zu bestimmen, maßen wir den Durchmesser d des Loches in der Platte, und den Abstand der Leuchtdiode zur Platte x .

$$\text{Mit } d = 5\text{mm und } x = 2,0\text{cm ergibt sich: } \quad \Omega = 0,01214$$

Aufgelöst nach j_{Ph} ergibt sich:

$$j_{\text{Ph}} = \frac{I_K}{\eta_{\text{ext,Sol}} \cdot \frac{\Omega}{\pi} \cdot e \cdot A_{\text{LED}}} = \frac{I_K}{\text{A}} \cdot 5,0535 \cdot 10^{28} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \quad (3)$$



6.3 Quantenwirkungsgrad

Als letztes soll noch der externe Quantenwirkungsgrad berechnet werden. Er gibt an, wieviele Photonen pro geflossenen Elektronen emittiert wurden. Er berechnet sich zu:

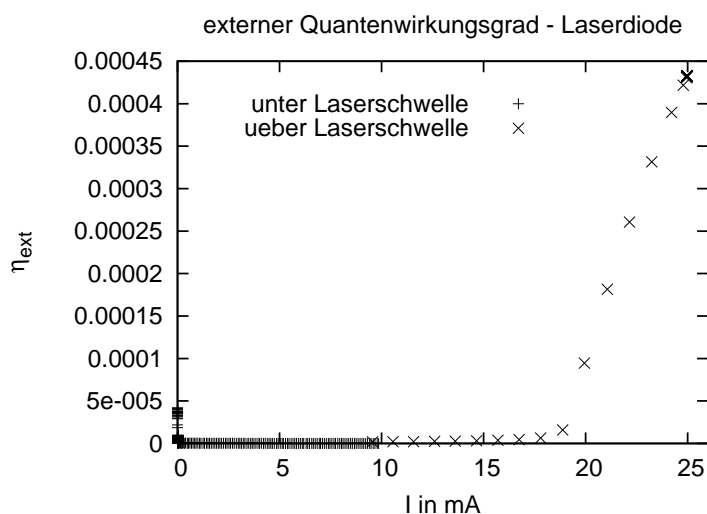
$$\eta_{\text{ext}} = \frac{j_{\text{Ph}}}{j_{\text{el}}} = \frac{j_{\text{Ph}}}{\frac{I}{e \cdot A}} = \frac{j_{\text{Ph}} \cdot e \cdot A}{I} \quad (4)$$

Dabei ist A die Querschnittsfläche des pn-Übergangs:

$$A_{\text{pn,LD}} = 7 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \quad A_{\text{pn,LED}} = 4,7 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$$

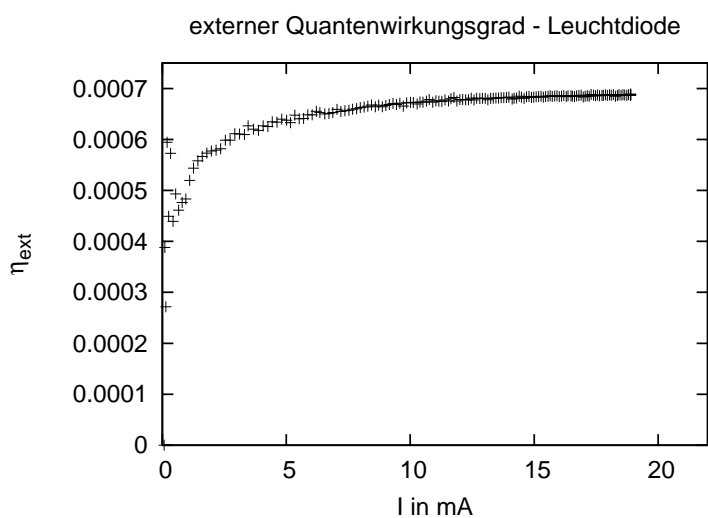
6.3.1 Laserdiode

Der Quantenwirkungsgrad steigt mit steigender Stromstärke an. Unterhalb der Laserschwelle ist dieser Anstieg sehr flach, bzw. praktisch nicht zu erkennen, bis er über Laserschwelle plötzlich stark ansteigt. Wie wir in Abschnitt 6.2 bereits gesehen haben, steigt die Photonstromdichte linear mit der Stromstärke an, somit war der Anstieg des Quantenwirkungsgrades zu erwarten.



6.3.2 Leuchtdiode

Für die Leuchtdiode erhalten wir den folgenden Verlauf des Quantenwirkungsgrades:



Der Quantenwirkungsgrad steigt zunächst mit zunehmender Stromstärke an, flacht dann jedoch ab, so dass es fast so aussieht als näherte er sich einem konstanten Wert an.

7 Spektraler Photonenstrom

Nun soll der spektrale Photonenstrom untersucht werden. Dazu verwendet man wieder die Formeln (2) und (3) aus Abschnitt 6. Zusätzlich wird über einen Monochromator die untersuchte Bandbreite λ_B auf unter 10 nm festgelegt und damit die Messungen im Intervall von 400 nm bis 800 nm in $\Delta\lambda = 5$ nm-Schritte durchgeführt. Die spektrale Stromdichte $\frac{dj_{\text{Ph}}}{d\lambda}(\lambda)$ erhält man, indem man die integrale Stromdichte $j_{\text{Ph}}(\lambda)$ über die Bandbreite λ_B berechnet und anschließend durch λ_B teilt:

$$\frac{dj_{\text{Ph}}}{d\lambda}(\lambda) = \frac{j_{\text{Ph}}(\lambda)}{\lambda_B}$$

Durch Aufsummieren soll aus der spektralen $j_{\text{Ph}}(\lambda)$ die integrale Photonenstromdichte berechnet werden:

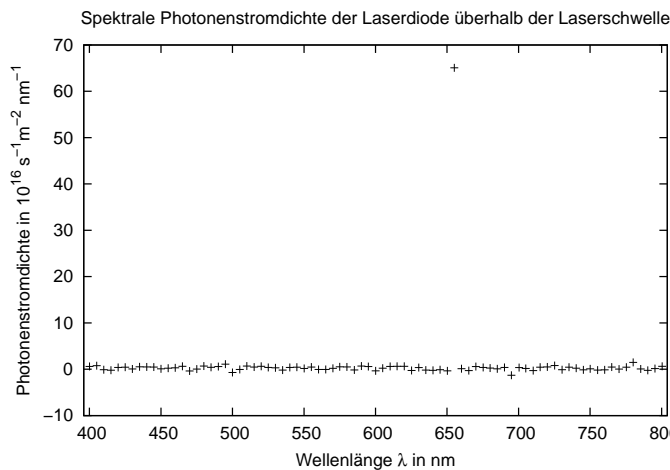
$$j_{\text{Ph}} = \int_{400 \text{ nm}}^{800 \text{ nm}} \frac{dj_{\text{Ph}}}{d\lambda}(\lambda) d\lambda \approx \sum_{\lambda=400 \text{ nm}}^{800 \text{ nm}} \frac{dj_{\text{Ph}}}{d\lambda}(\lambda) \cdot \Delta\lambda = \sum_{\lambda=400 \text{ nm}}^{800 \text{ nm}} j_{\text{Ph}}(\lambda) \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_B} \quad (5)$$

7.1 Laserdiode oberhalb Laserschwelle

7.1.1 Messung bei 2,108 V

Überhalb der Laserschwelle war das Messsignal sehr stark. Damit der Sensor nicht in die Sättigung ging, maßen wir mit einer Spaltbreite von 0,01 mm. Das entspricht $\lambda_B = 0,28$ nm. Als einzigen von 0 verschiedenen Wert erhielten wir:

$$I_K(\lambda = 655 \text{ nm}) = 8,435 \cdot 10^{-11} \text{ A} \quad \Rightarrow \quad j_{\text{Ph}}(655 \text{ nm}) = 1,822 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2}$$



Bei nur diesem einen Wert, ist die Integration natürlich extrem schlecht durch die Summe angenähert. Wir gehen (zwangsläufig) davon aus, dass wir ein Rechteck der Höhe $j_{\text{Ph}}(655 \text{ nm})$ und der Breite λ_B zu berechnen hätten. Allerdings könnte es auch ein Rechteck der Breite $10 \cdot \lambda_B$ sein, ohne dass man mit dieser Methode etwas anderes messen würde!

Es ergibt sich (durch Summation über diesen einen Wert) eine integrale Stromdichte von:

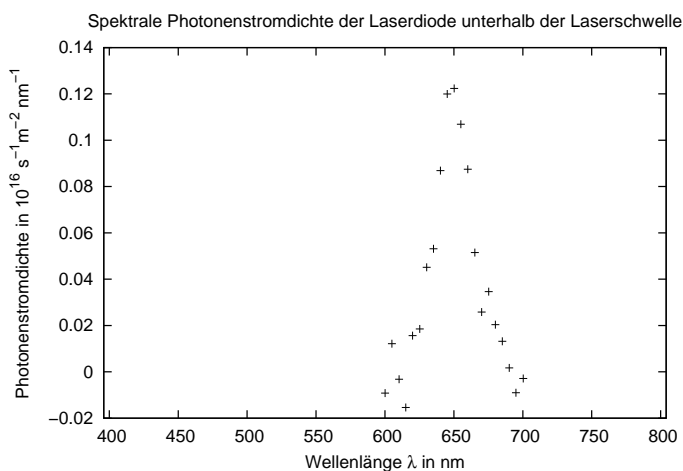
$$j_{\text{Ph}} = j_{\text{Ph}}(655 \text{ nm}) \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_B} = 32,5 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2}$$

7.2 Laserdiode unterhalb Laserschwelle

7.2.1 Messung bei 1,875 V

Für die Messung unterhalb der Laserschwelle war das Messsignal sehr schwach. In mehreren Messungen erhielten wir praktisch nur Rauschen, sodass wir die Spaltbreite in Absprache mit

unserem Betreuer auf den sehr große Wert von 1 mm stellten. Das entspricht $\lambda_B = 28$ nm. Um Zeit zu sparen, reduzierten wir die Messung in Absprache mit dem Betreuer auf das Intervall von 600 nm bis 700 nm.



Bei dieser Kurve macht die Integrationsnäherung über eine Summe mehr Sinn. Allerdings ist auch hier ein deutlicher Fehler zu erwarten.

Es ergibt sich durch Summation eine integrale Stromdichte von:

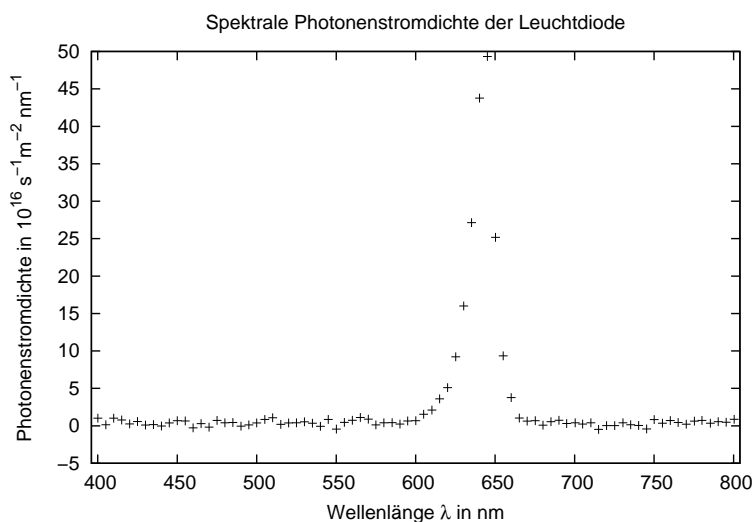
$$j_{\text{Ph}} = 2,173 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_B} = 3,88 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2}$$

Die gemessene spektrale Stromdichte ist also deutlich kleiner als überhalb der Laserschwelle. Dies deckt sich mit der Realität. Unterhalb der Laserschwelle war dieser Diode nämlich nur ein schwaches Glühen zu entlocken.

7.3 Leuchtdiode

7.3.1 Messung bei 1,801 V

Für die Messung der Leuchtdiode wurde die Spaltbreite auf 0,2 mm gestellt. Das entspricht $\lambda_B = 5,628$ nm. Hier erhält man eine relativ glatte Kurve.



Bei dieser Kurve macht die Integrationsnäherung im Vergleich zu dem beiden vorherigen Kurve am meisten Sinn. Der Fehler hält sich hier vermutlich im Rahmen.

Es ergibt sich durch Summation eine integrale Stromdichte von:

$$j_{\text{Ph}} = 126,5 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_B} = 119,8 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2}$$

8 Durchlässigkeit des optischen Systems

Bei der Messung in Abschnitt 7 wurde vernachlässigt, dass ein Teil der Photonen am optischen System bestehend aus Linse, Monochromator etc. verloren geht. Diese Durchlässigkeit γ soll nun bestimmt werden, sie berechnet sich aus:

$$\gamma = \frac{j_{\text{Ph}}^{\text{Monochromator}}}{j_{\text{Ph}}^{\text{direkt}}} \quad (6)$$

Damit kann nun die spektrale Photonenstromdichte aus Abschnitt 7 korrigiert werden:

$$\left[\frac{dj_{\text{Ph}}}{d\lambda}(\lambda) \right]_{\text{korrigiert}} = \frac{1}{\gamma} \cdot \left[\frac{dj_{\text{Ph}}}{d\lambda}(\lambda) \right]_{\text{unkorrigiert}}$$

Möchte man die Photonenstromdichte anstatt auf die Wellenlänge auf die Energie $E = \hbar\omega$ beziehen, so muss man beachten, dass gilt:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \frac{dj_{\text{Ph}}}{d\lambda}(\lambda) d\lambda &= \int_0^{\infty} \frac{dj_{\text{Ph}}}{dE}(E) dE \\ \Rightarrow \frac{dj_{\text{Ph}}}{dE}(E) &= \frac{dj_{\text{Ph}}}{d\lambda}(\lambda) \underbrace{\frac{d\lambda}{dE}}_{-\frac{hc}{E^2}} \quad \text{wegen } \lambda = \frac{hc}{E} \end{aligned}$$

Das Minus tritt auf, da kleine Wellenlängen eine hohe Energie besitzen und fällt bei der Integration weg, da sich hier auch die Integrationsgrenzen drehen.

Insgesamt erhalten wir also für die Photonenstromdichte pro Energie:

$$\left[\frac{dj_{\text{Ph}}}{dE}(E) \right]_{\text{korrigiert}} = \frac{hc}{\gamma E^2} \cdot \left[\frac{dj_{\text{Ph}}}{d\lambda}(\lambda) \right]_{\text{unkorrigiert}} \quad \text{mit } \lambda = \frac{hc}{E} \quad (7)$$

8.1 Laserdiode oberhalb Laserschwelle

8.1.1 Messung bei 2,108 V

Aus dem Abschnitt 6 erhält man die Photonenstromdichte ohne Monochromator. Da am Ende der Messung die Spannung nicht mehr weiter angestiegen ist, haben für $U = 2,108 \text{ V}$ viele Kurzschlussströme gemessen. Der gemittelte Wert für die Photonenstromdichte ist:

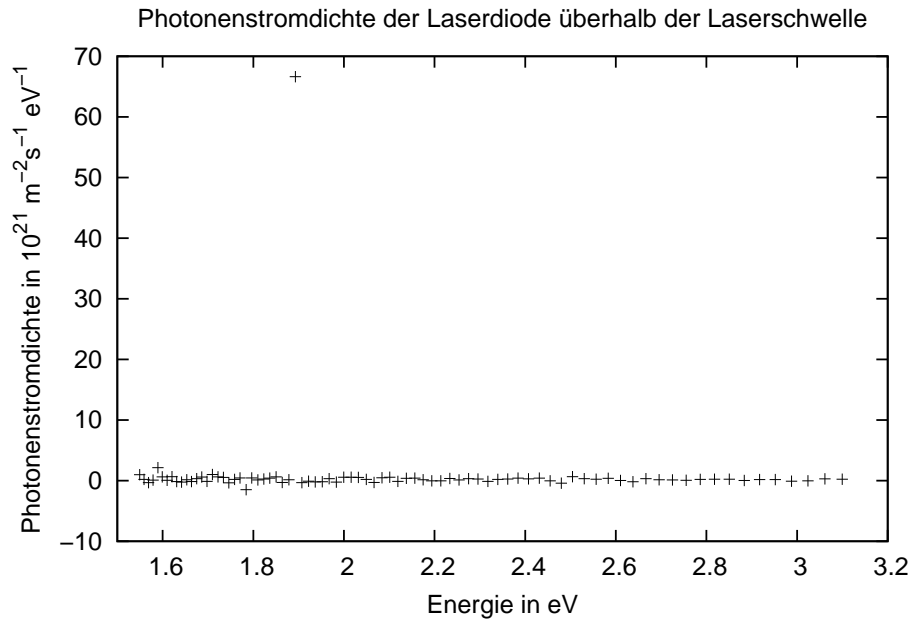
$$j_{\text{Ph}}^{\text{direkt}} = 9,62 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2}$$

Zusammen mit dem Wert aus Abschnitt 7 ergibt sich für die Durchlässigkeit:

$$j_{\text{Ph}}^{\text{Monochromator}} = 3,25 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \quad \gamma = 3,38 \cdot 10^{-3}$$

Dieser Wert erscheint relativ klein. Vermutlich schlägt hier die Berechnung des Integrals als Summe deutlich negativ ein.

Grafisch ergibt sich für die Photonendichte pro Energie nach Formel 7:



8.2 Laserdiode unterhalb Laserschwelle

8.2.1 Messung bei 1,875 V

Aus dem Abschnitt 6 erhalten wir eine Photonendichte von³:

$$j_{\text{Ph}}^{\text{direkt}} = 3,434 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2}$$

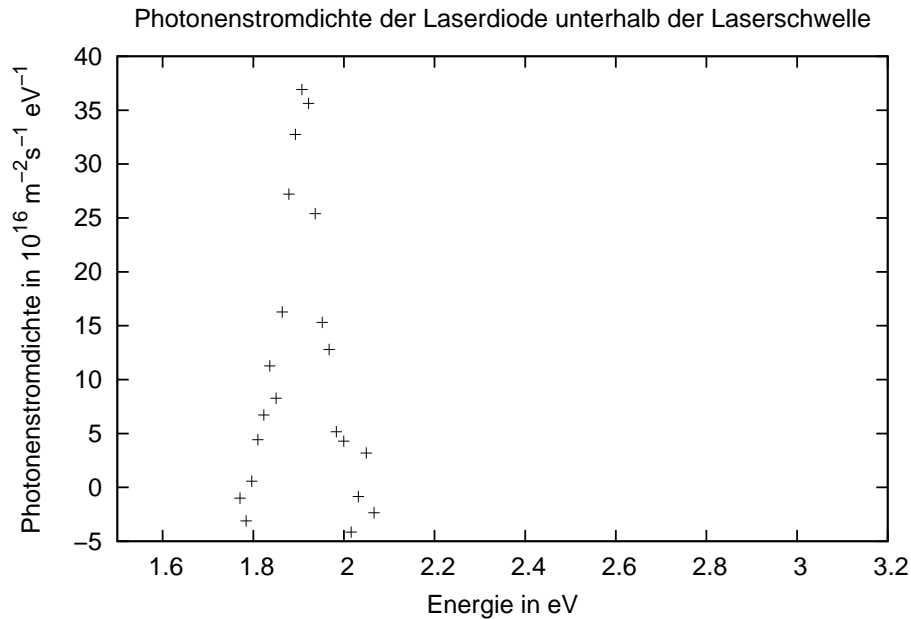
Für die Durchlässigkeit erhält man zusammen mit dem Wert für die Photonendichte mit Monochromator:

$$j_{\text{Ph}}^{\text{Monochromator}} = 3,88 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \quad \gamma = 1,13$$

Der Monochromator absorbiert also keine Photonen, sondern verstärkt die Photonen noch um den Faktor 1,13. Das ist natürlich nicht richtig; leider lassen die Messwerte keine andere Berechnung zu. Spätestens hier sieht man, dass die Genauigkeit der gesamten Messung sehr schlecht ist. Die Ursache ist vermutlich, dass die Intensität der Dioden zeitlich durchaus um mehrere Größenordnungen schwanken kann.

³Im Schaubild aus Abschnitt 6 sieht man, dass die Photonendichte rein rechnerisch negativ sein müsste. Dies liegt vermutlich an einer falschen Polung der Strommessung.

Grafisch ergibt sich für die Photonendichte pro Energie nach Formel 7:



Das die Photonendichte im Vergleich zur Laserdiode überhalb ihre Schwellenspannung so gering ist, liegt zum Teil auch am zu großen Durchlässigkeitsfaktor $\gamma = 1,13$.

8.3 Leuchtdiode

8.3.1 Messung bei 1,801 V

Aus Abschnitt 6 liegen leider nur Photonendichten für $U = 1,802 \text{ V}$ und $U = 1,798 \text{ V}$ vor. Über lineare Interpolation erhält man für $U = 1,801 \text{ V}$:

$$j_{\text{Ph}}^{\text{direkt}} = 3,012 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2}$$

Für die Durchlässigkeit erhält man dann:

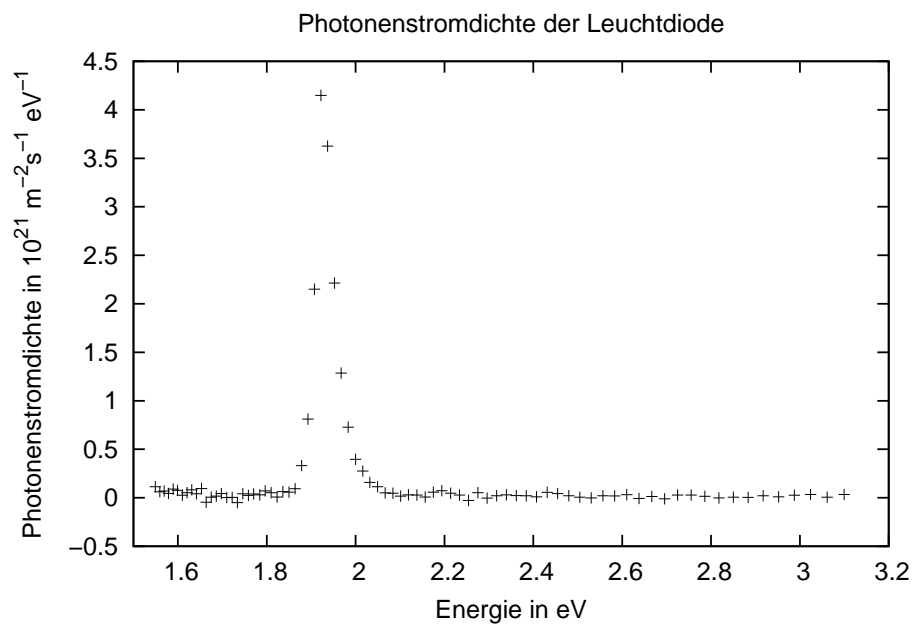
$$j_{\text{Ph}}^{\text{Monochromator}} = 1,198 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \quad \gamma = 3,99 \cdot 10^{-2}$$

Die Werte für die Durchlässigkeit schwanken also um mehr als 3 Zehnerpotenzen. Dies liegt hauptsächlich an den verschiedenen Spaltbreiten. Logischerweise ist die Durchlässigkeit bei kleinerer Spaltbreite geringer.

Betrachtet man beispielsweise den Quotient aus Durchlässigkeit γ und Wellenlängenauflösbarkeit λ_B des Monochromators so erhält man Werte in ähnlicher Größenordnungen, deren Schwankung durch die Schwankung der Intensität der Dioden erklärt werden kann:

$$\begin{aligned} \text{Laserdiode (überhalb):} \quad & \frac{\gamma}{\lambda_B} = 12 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{nm}} \\ \text{Laserdiode (unterhalb):} \quad & \frac{\gamma}{\lambda_B} = 40 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{nm}} \\ \text{Leuchtdiode:} \quad & \frac{\gamma}{\lambda_B} = 7 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{nm}} \end{aligned}$$

Grafisch ergibt sich für die Photonenstromdichte pro Energie nach Formel 7:



9 Fazit

Eine quantitative Aussage über die Größe der verschiedenen Photonenströme ist aus den Messwerte wegen der großen Fehler nur sehr eingeschränkt möglich. Eine ausführliche Fehlerrechnung macht an dieser Stelle keinen Sinn, da man auch ohne Fehlerrechnung sofort sieht, dass die Messwerte teilweise deutlich neben den Sollwerten liegen. (vgl. beispielsweise die Durchlässigkeit $\gamma = 1,13$ der Laserdiode.)

Qualitativ erkennt man zumindest, dass das Spektrum der Laserdiode überhalb der Schwellenspannung nur einen einzelnen Peak mit einer Breite unter 5 nm bei der Wellenlänge 655 nm besitzt und ansonsten praktisch keine Photonen emittiert. Betrachtet man das Spektrum der Laserdiode unterhalb der Schwellenspannung und der Leuchtdiode, so fällt auf dass bei beiden der Peak im Vergleich zu Laserdiode überhalb der Schwellenspannung mit ca. 50 nm bzw. 0,1 eV relativ breit ist. Das Spektrum der Laserdiode unterhalb der Schwellenspannung sieht praktisch wie das der Leuchtdiode aus⁴, womit bestätigt wurde, dass die Laserdiode eine normale Leuchtdiode⁵ ist. Allerdings muss man bei der Betrachtung der Breite der Spektrums der Laserdiode unterhalb der Schwellenspannung sehr vorsichtig sein, da der Spalt der Monochromators dort sehr weit offen stand, um überhalb eine Intensität zu messen. Die Spaltbreite entspricht einer Unsicherheit von 28 nm, was bei einer Gesamtpeakbreite von 50 – 70 nm deutlich ins Gewicht fällt.

⁴allerdings deutlich intensitätsschwächer

⁵mit der zusätzlichen Lasereigenschaft