

P3 Festkörperphysik

6. Januar 2010

Halbleiterspektroskopie

Gruppe 58 - Saskia Meißner, Arnold Seiler

Inhaltsverzeichnis

1	Ziel des Versuchs	3
2	theoretische Grundlagen	3
2.1	Transmission & Absorption	3
2.2	Fabry-Perot-Interferenzen	3
2.2.1	Schichtdicke von CdS für $\vec{E} \perp \vec{c}$	3
2.3	Bandstruktur von Halbleitern	3
2.3.1	freies Elektronengas	3
2.3.2	Elektronen im periodischen Potential	3
2.3.3	Bänder, Energielücke	4
2.4	Zustandsdichte	4
2.5	Excitonen	5
2.6	Quantentrog (quantum well)	6
2.7	Quantenpunkt (quantum dot)	6
3	experimenteller Aufbau	7
4	Durchführung des Versuchs	7
4.1	Transmissionsspektren von CdS / CdSe-Kolloiden	7
4.2	Transmissionsspektren des CdS-Kristalls	7
4.3	60-facher Multi-Quantum-Well	8
4.4	Spektren von Cu_2O	9
5	Auswertung	9
5.1	Kolloidgröße	9
5.2	Schichtdicke von CdS	10
5.3	GaAs Quantenfilme	10
5.4	Cu_2O -Kristalle	11

6	Anhang	11
6.1	Fehlerbetrachtung	11
6.2	Abbildungen	12
6.3	Tabellen	12

1 Ziel des Versuchs

Mit Hilfe der optischen Spektroskopie werden Halbleitermaterialien untersucht. Die Aufnahme von Transmissions- und Absorptionsspektren ermöglicht die Bestimmung der Bandlückenenergie, Bindungsenergie der Exzitonen und die Kolloidgröße von Halbleitern.

2 theoretische Grundlagen

2.1 Transmission & Absorption

Materialien, die bei einer bestimmten Wellenlänge teilweise transparent sind, lassen sich mit Hilfe des Transmissionsgrads $T = \frac{I}{I_0}$ und des Absorptionsvermögens beschreiben. Die Eindringtiefe von Strahlung in ein absorbierendes Medium hat folgenden Zusammenhang mit der Intensität: $I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$ mit dem Absorptionskoeffizienten α . I_0 ist dabei die eingestrahle Intensität.

2.2 Fabry-Perot-Interferenzen

Strahlt man Licht durch zwei planparallele, stark reflektierenden Flächen, so werden nur Wellenlängen λ transmittiert, für die $n \cdot \lambda = 2 \cdot d$ mit dem Abstand der Flächen d und einer ganzen Zahl $n \in \mathbb{N}$ ist. Man zählt die Transmissionsmaxima mit p durch, wobei man irgendwo mit q beginnt $(p + q) \cdot \lambda = 2 \cdot d$. Trägt man p über $1/\lambda$ auf, so kann man aus der Steigung die Dicke d der Schicht bestimmen: $p(\lambda) = \frac{1}{\lambda} \cdot 2d - q$.

2.2.1 Schichtdicke von CdS für $\vec{E} \perp \vec{c}$

Die Dicke einer dünnen Schicht aus CdS soll mit Hilfe der Interferenz von Licht untersucht werden. Die dünne Schicht wirkt wie ein Fabry-Perot-Interferometer, so dass wir die Formel aus 2.2 verwenden können, um auf die Schichtdicke zu schließen: $2d = (p + q)\lambda$ mit $p, q \in \mathbb{N}$.

Es ist jedoch zu beachten, dass die Interferenzen durch die Wellenlänge im Medium (also in CdS) entstehen, wir jedoch die Wellenlänge in Vakuum gemessen haben. Daher muss man die

Wellenlänge noch durch die Brechzahl $n_{\perp} = AA \sqrt{1 + \frac{\frac{BB}{2 \cdot \pi \cdot c_0}}{(\frac{1}{CC})^2 + (\frac{1}{\lambda})^2}}$ mit $AA=1,94$; $BB=4696$; $CC=390$, $c_0 = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ teilen. Es ergibt sich $\lambda_{medium} = \frac{c_{medium}}{f} = \frac{c_0}{n \cdot f} = \frac{\lambda_0}{n_{\perp}}$ und damit $p(\lambda) = \frac{n_{\perp}}{\lambda_0} \cdot 2d - q$.

2.3 Bandstruktur von Halbleitern

2.3.1 freies Elektronengas

In erster Näherung lassen sich die Elektronen in einem Metall als Teilchen in einem Kasten beschreiben. Das Kastenpotential ist die erste Näherung des Potentials, das durch die Rumpfladungen der Atome erzeugt wird. Die Kerne werden hier zu einer kontinuierlichen Hintergrundladung verschmiert (Jellium-Modell). Dieses Potential ergibt für die Elektronen, die sich in dem Kasten frei bewegen können, eine quadratische Dispersion $E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}$.

2.3.2 Elektronen im periodischen Potential

Da die Atomkerne jedoch keine homogene Ladungsverteilung darstellen, kann man in einer besseren Näherung ein schwaches, periodisches Potential einführen. Die Ausdehnung eines Materials

¹Quelle: Vorbereitung zum Versuch „Halbleiterspektroskopie“ an der Uni Karlsruhe, Stand 05.05.04

wird immer noch durch den Kasten beschrieben, am Ort jedes Kerns ist nun jedoch eine Potentialsenke. Das Potential kann daher als Fourier-Reihe entwickelt werden, die Wellenfunktion der Elektronen ebenfalls. Die mit der Schrödingergleichung $H\Psi = E\Psi$ entstehenden Gleichungen sind wegen der Orthogonalität der Fourier-Basiskomponenten unabhängig voneinander. Die allgemeine Lösung ist dennoch schwierig, da i.A. unendlich viele Komponenten auftreten.

Als Beispiel kann man ein eindimensionales Potential $V(x) = -V_0 \cos(\frac{2\pi x}{a})$ ansetzen, wodurch für Wellenzahlen am Rand der Brillouinzone $k = \frac{\pi}{a}$ zwei zueinander um $\frac{a}{2}$ verschobene stehende Wellen Lösungen sind. Die Lösung $\Psi_+ \propto \cos(\frac{\pi x}{a})$ hat immer am Kernort eine hohe Aufenthaltswahrscheinlichkeit, die Lösung $\Psi_- \propto \sin(\frac{\pi x}{a})$ immer genau zwischen den Kernen. Die Energielücke im 1-D Modell mit Abstand a zwischen den Atomen ist dann $E_g = \frac{1}{a} \int_0^a V(x) (|\Psi_-|^2 - |\Psi_+|^2) dx = -\frac{V_0}{a} \int_0^a \cos(\frac{2\pi x}{a}) (1 - \cos(\frac{2\pi x}{a}) - 1 - \cos(\frac{2\pi x}{a})) dx = \frac{U_0}{2}$.

2.3.3 Bänder, Energielücke

Die so aus der kontinuierlichen Energiedispersion $E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}$ entstandenen, getrennten Energiebereiche kann man nun zu Bändern zusammenfassen, die die möglichen Energien der Elektronen im Festkörper markieren. Zwischen diesen Bändern kann es zu Bereichen kommen, in denen zu einer bestimmten Energie kein Zustand vorhanden ist. Da kein Elektron diese Energie annehmen kann, spricht man von einem verbotenen Bereich. Liegt die Fermi-Energie gerade in einer solchen Lücke, so lassen sich Elektronen nur bewegen, wenn man ihnen eine Energie größer als die Lücke zur Verfügung stellt. Bei der normalen elektrischen Leitung (Strom) sind die Energien jedoch sehr klein. Daher sind alle Materialien, bei denen die Fermi-Energie in einer Bandlücke liegt, zunächst Isolatoren (bei $T=0$). Ist die Lücke klein, können Elektronen auch schon thermisch in das Band über der Fermi-Energie (Leitungsband) angehoben werden. Diese Elektronen lassen sich dann wieder leicht bewegen, so dass ein Strom fließen kann.

Man unterteilt daher die Materialien anhand ihrer Bandlücke in folgende Klassen:

- Metalle: sie haben keine Bandlücke bei der Fermi-Energie, daher lassen sich Elektronen auch bei $T=0$ schon durch geringe Potentialänderungen bewegen
- Halbmetalle: sie haben eine so kleine Bandlücke, dass sie bei normalen Temperaturen fast keinen Einfluss hat ($E_g < 100 meV$)
- Halbleiter: die Bandlücke ist größer wie bei Metallen und liegt im Bereich $0 < E_g \leq 4 eV$
 - schmallückige HL: $0 < E_g \leq 0,5 eV$ (ähnlich wie Halbmetall)
 - normale HL: $0,5 eV \leq E_g \leq 2 eV$
 - breitlückige HL: $E_g > 2 eV$
- Isolatoren: $E_g > 4 eV$

Bandlücke von CdS Energie der Bandlücke (Photonenenergie = Bandlückenenergie): $E_g = h \frac{c}{\lambda}$

2.4 Zustandsdichte

Die Zustandsdichte $D(E) = \frac{1}{V} \sum_n \delta(E - E_n)$ mit den Energieeigenwerten des Systems $E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m}$ und $k_n = \frac{n\pi}{V}$, ist eine wichtige Eigenschaft von Halbleitern, sie enthält Informationen über die Bandstruktur. n-Dimensionen entsprechen n-Bewegungsrichtungen. Die Zahl der Zustände in einem Energie oder k Intervall ist gegeben durch: $Z = \int_E^{E+\delta E} D(E) dE$ oder $Z = \int_k^{k+\delta k} D(k) dk$

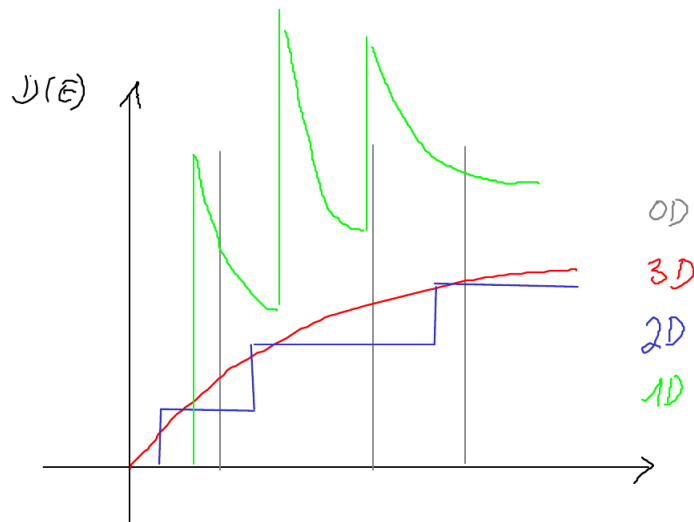


Abbildung 1: Zustandsdichte

- 3D: Die Komponenten des \vec{k} -Vektors k_x, k_y und k_z sind kontinuierlich

$$D_3(E) = \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^2} \sqrt{E} \text{ im Bulk}$$

- 2D: k_x nimmt diskrete Werte an, k_y und k_z sind kontinuierlich.

$$D_2(E) = \frac{m}{\sqrt{\pi}\hbar^2} \sum_n \Theta(E - E_n) \text{ im Quantentopf } V = L_x$$

- 1D: k_x und k_y nehmen diskrete Werte an, k_z ist kontinuierlich.

$$D_1(E) = \frac{(2m)^{1/2}}{\sqrt{\pi}\hbar} \sum_n \frac{1}{\sqrt{E - E_n}} \text{ im Quantendraht } V = L_x L_y$$

- 0D: Es gibt nur diskrete Werte für \vec{k}

$$D_0(E) = \frac{2}{V} \sum_n \delta(E - E_n) \text{ im Quantenpunkt } V = L_x L_y L_z$$

2.5 Excitonen

Bekommt ein Elektron im Valenzband genügend Energie, um in das Leitungsband zu wechseln, kann es mit dem Loch im Valenzband einen gebundenen Zustand eingehen. Da dieser energetisch um E_{exc} etwas tiefer liegt, als ein freies Elektron im Valenzband, kann dieses auch schon mit einer Energie kleiner als der Bandlücke angeregt werden.

Werden die Elektronen durch Photonen ins Valenzband gehoben, so werden die Photonen dabei absorbiert. Normalerweise würde man erwarten, dass diese Absorption einsetzt, sobald die Photonen eine Energie E_γ größer als die Bandlücke E_g haben. Die Absorption setzt also bereits bei Energien $E_\gamma = E_g - E_{exc}$ ein. Da die Bindungsenergien der Excitonen diskret sind, ist auch die Absorption unterhalb der Bandlückenenergie $E_\gamma < E_g$ nur für diskrete Energien möglich.

- Bindungsenergie zwischen Elektron & Loch (Exciton): $E_{ex,n} = \frac{\mu q_e^4}{8\hbar^2 \epsilon_0^2} \frac{1}{n^2}$ mit reduzierter Masse von Loch und Elektron $\mu = \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}\right)^{-1}$, Ladung des Elektrons (bzw. Loch) q_e , der Planckschen Konstanten \hbar , der Vakuumpermittivität ϵ_0 und der Ordnung der Energie n

- Energieniveaus eines Teilchens mit Masse m im Kasten mit Breite L : $E_{z,n} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n_z^2$ wegen $k_z = \frac{\pi}{L} n_z$ (der Kasten ist hier in z-Richtung)
- kinetische Energie eines Teilchens: $E_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2\mu} = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2\mu}$ mit der reduzierten Masse μ

Ein Photon, das nun ein Exciton anregt, muss die Energie $E_\gamma = E_g - E_{ex,n} + E_{z,n} + E_{\vec{k}}$ aufbringen, um ein Exciton im Festkörper mit Bandlücke E_g anzuregen. Das Exciton hat dann eine Bindungsenergie $E_{ex,n}$, einen Energieanteil $E_{z,n}$ in z-Richtung (stehende Welle im Topf) und eine kinetische Energie $E_{\vec{k}}$ in der x-y-Ebene.

Um die Schichtdicke des Topfes in z-Richtung berechnen zu können, nimmt man an, dass $\vec{k} = 0$ ist, das Exciton also keine kinetische Energie besitzt. Für die Anregung in z-Richtung wählt man den Grundzustand, also $n_z = 1$, ebenso für die Bindungsenergie zwischen Elektron und Loch. Man erhält so eine vereinfachte Form für die Energie $E_\gamma = E_g - E_{ex,1} + E_{z,1} = E_g - \frac{\mu \cdot e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu \cdot L^2}$, woraus sich L berechnen lässt:
$$L^2 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu \left(E_\gamma - E_g + \frac{\mu \cdot e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \right)}$$

2.6 Quantentrog (quantum well)

Bringt man zwischen zwei Materialschichten mit großer Energielücke eine dünne Schicht mit kleiner Bandlücke, so können in der dünnen Schicht Elektronen eingefangen werden. Sie können sich dann nur noch in der Ebene der dünnen Schicht (x-y Ebene) frei bewegen. In die z-Richtung können die Elektronen nur diskrete Energiezustände wie im Potentialtopf einnehmen. In der x-y Ebene kann man so z.B. ein 2 dimensionales Elektronengas (2DEG) mit Zustandsdichte $D(E) = \frac{m}{\pi \hbar^2} = const.$ und Dispersion $E(n_z, \vec{k}_\perp) = E_{nz} + \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m}$ erzeugen.

2.7 Quantenpunkt (quantum dot)

Erzeugt man auf einer Oberfläche kleine Inseln aus Metall, so ist die Bewegung der Teilchen (Elektron Loch Paare) in einer solchen Insel in allen Raumrichtungen eingeschränkt. Die Teilchen können nur noch diskrete Energien einnehmen. Für eine quaderförmige Insel sind diese dann $E(n_x, n_y, n_z) = E_{nx} + E_{ny} + E_{nz}$.

Für einen kugelsymmetrischen Potentialtopf gilt:

- Energieeigenwerte $E_{ni}(n_i, m, l) = \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2}{\mu \cdot R^2} \cdot n_i^2$ mit der reduzierten Masse μ
- Grundzustandsenergie $E = \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2}{2 \cdot \mu \cdot R^2}$ mit dem Radius des Quantenpunktes R

Kolloidegröße/Quantenpunkte In einen Glasstab (SiO_2) sind kleine Inseln aus CdS / CdSe eingeschmolzen, deren Größe bestimmt werden soll.

Mit dem Transmissionsspektrum lässt sich bestimmen, ab welcher Energie die Probe das Licht absorbiert. Da die Quantenpunkte in Glas eingeschmolzen sind, das eine Bandlücke von $E_g \approx 9eV$ hat, kann für das verwendete Licht eine Absorption durch das Trägermaterial vernachlässigt werden. Die Bandlückenenergie E_g entspricht der Energie der Bandkante, die am weitesten ins rote verschoben ist d.h. man nimmt an, dass $R \rightarrow \infty$ geht bzw. die Energie der Kolloide zu vernachlässigen ist. Aus der Bandkante die am weitesten ins blaue verschoben ist und der Übergangsenergie der Kolloide folgt:

$$E_{blau} = E_g + \frac{\hbar^2 \cdot \pi^2}{2\mu \cdot R^2} \text{ somit ist } R = \hbar \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{1}{2\mu \cdot (E_{blau} - E_g)}} \text{ mit } \mu = 0,2 \cdot m_0$$

3 experimenteller Aufbau

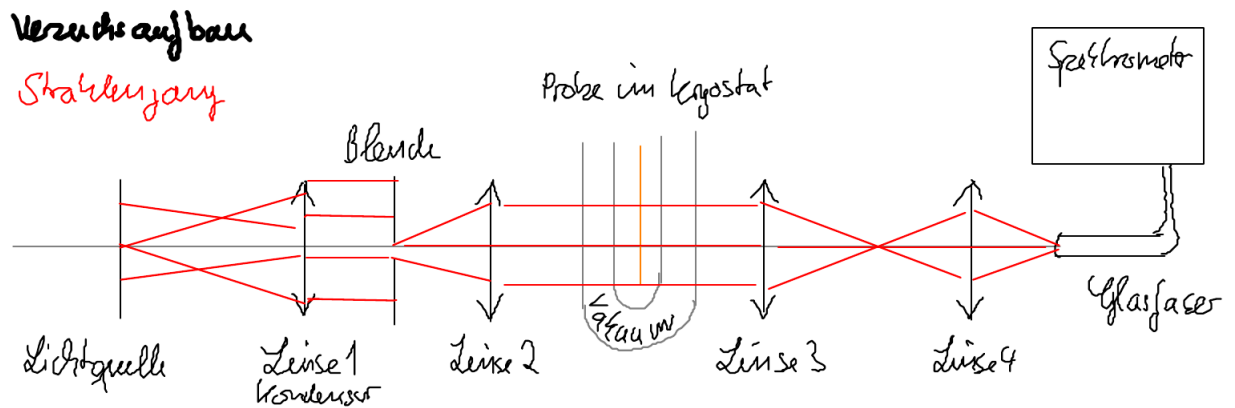


Abbildung 2: Versuchsaufbau

Der Probenhalter für die Proben ist in einem doppelten Glaskolben, wobei der äußere evakuiert ist. Im inneren herrscht Normaldruck. Nur die Probe der CdS / CdSe-Kolloide in einem Glasstab ist auf einem anderen Probenhalter, der zur Messung zwischen Linse 4 und Glasfaser positioniert wird. Um das Licht möglichst gut auf die Faser zu fokussieren muss die Probe möglichst dicht an der Glasfaser sein.

Zur Polarisation des Lichts stellt man einen Polarisationsfilter zwischen Blende und Linse 2.

4 Durchführung des Versuchs

4.1 Transmissionsspektren von CdS / CdSe-Kolloiden

Im Bereich von 400-800nm Wellenlänge nehmen wir das Spektrum für die Absorptionskante, die am weitesten ins blaue verschoben ist (kleine Kolloide) und für die Absorptionskante die am weitesten ins rote verschoben ist (große Kolloide) auf. Wir erhalten: $\lambda_{rot} = 612nm$ und $\lambda_{blau} = 453nm$

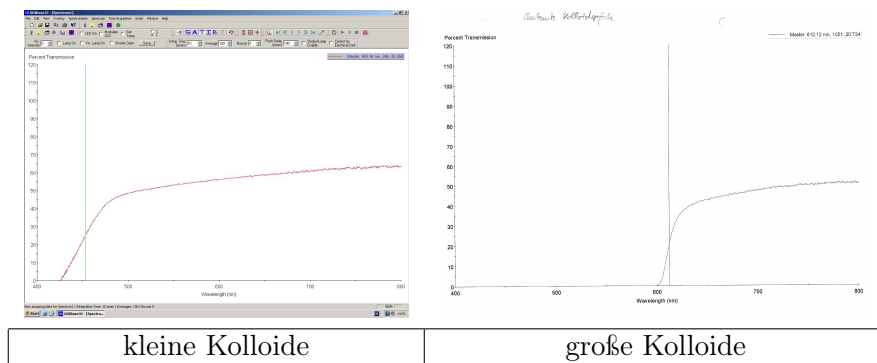


Abbildung 3: CdS / CdSe-Kolloide

4.2 Transmissionsspektren des CdS-Kristalls

Bei Raumtemperatur nehmen wir das Spektrum im Bereich von 400nm-800nm des Kristalls auf. Mit dem Polarisationsfilter erhalten wir ein Spektrum bei senkrechter Polarisation zur kristal-

lografischen Achse (maximal ins blaue verschoben) und ein weiteres bei paralleler Polarisation (maximal ins rote verschoben).

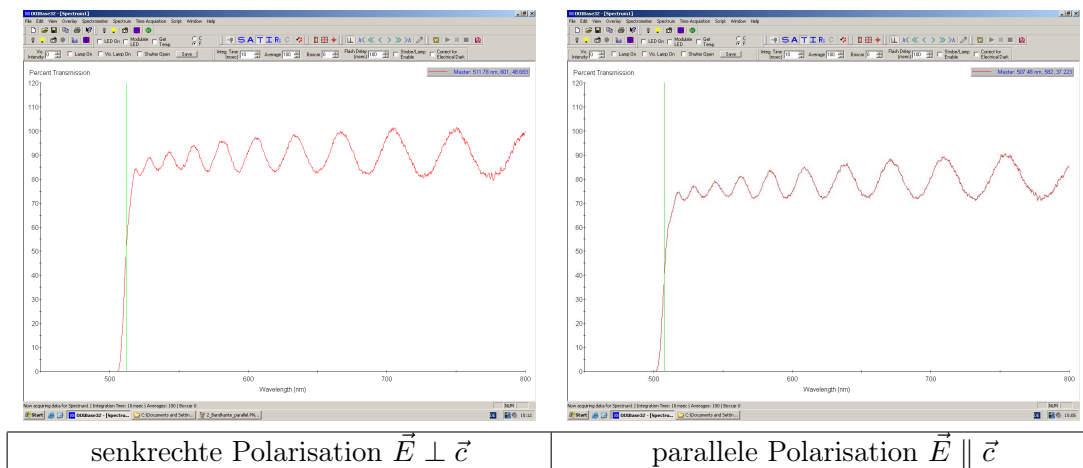


Abbildung 4: CdS-Kristall

4.3 60-facher Multi-Quantum-Well

Bei dieser Probe wird flüssiger Stickstoff in den Kryostaten zur Kühlung gefüllt um bei $T = 77K$ nahezu ∞ hohe Potentialbarrieren zu erhalten. Sobald sich am Spektrum nichts mehr verändert, ist die minimale Temperatur nahe 77K erreicht. Solange die Probe abkühlt muss man einen Lüfter verwenden um zu vermeiden, dass sich am Glaskolben Kondenswasser bildet.

Im Transmissionsspektrum von 600-820nm sind Stufen erkennbar, sowie die Bandkante und zwei Minima. Wir haben das Transmissionsspektrum aufgenommen, da dort die Minima deutlicher erkennbar sind.

$$\lambda_{Kante} = 670nm, \lambda_{min1} = 770nm \text{ und } \lambda_{min2} = 782nm$$

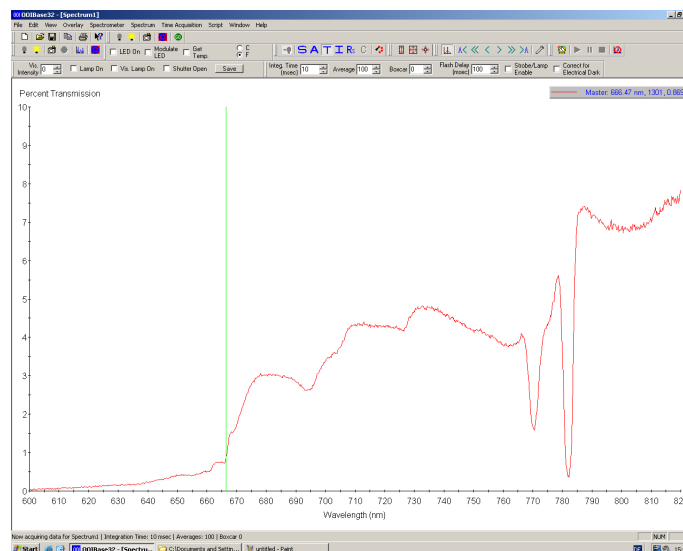
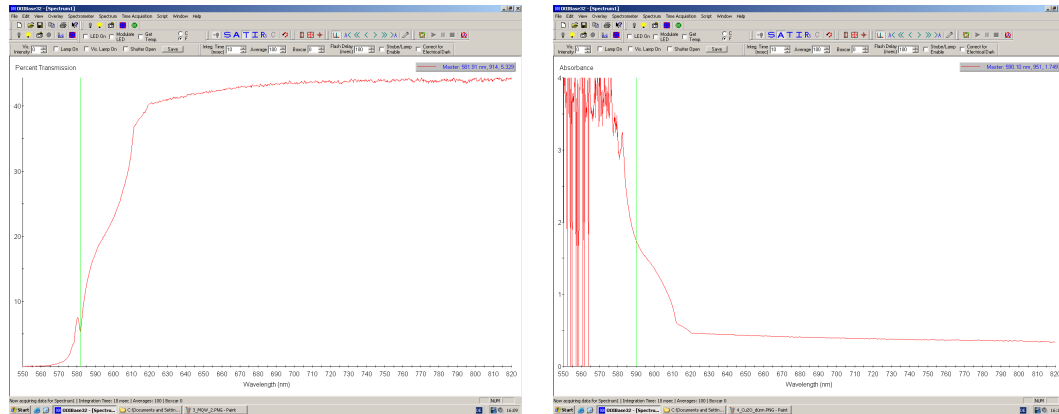


Abbildung 5: MQW

4.4 Spektren von Cu_2O

Das Transmissionsspektrum des dünnen Kristalls, wie auch das Absorptionsspektrum des dicken Kristalls haben je eine Extremstelle und drei Knicke im Bereich von 550 bis 820 nm Wellenlänge. Auch hier haben wir uns für das jeweilige Spektrum entschieden, in dem die Extremstelle und die Knicke deutlicher zu sehen sind.



dünnere Kristall	dicker Kristall
$\lambda_{Kante} = 577nm, \lambda_{min} = 582nm$	$\lambda_{Kante} = 580nm, \lambda_{max} = 582nm$
$\lambda_{Knick1} = 593$	$\lambda_{Knick1} = 590nm$
$\lambda_{Knick2} = 612nm, \lambda_{Knick3} = 620nm$	$\lambda_{Knick2} = 612nm, \lambda_{Knick3} = 620nm$

Abbildung 6: Cu_2O -Kristalle

5 Auswertung

5.1 Kolloidgröße

Die gemessenen Absorptionskanten ergeben für den Radius der kleinsten Kolloide $R = 1,6nm$, die größten Kolloide wurden als sehr groß angenommen, um $E_g \approx E_{rot}$ verwenden zu können. Bei einem Atomradius von ca. $r \approx 1$ enthalten die kleinen Kolloide je etwa 5000 Atome.

5.2 Schichtdicke von CdS

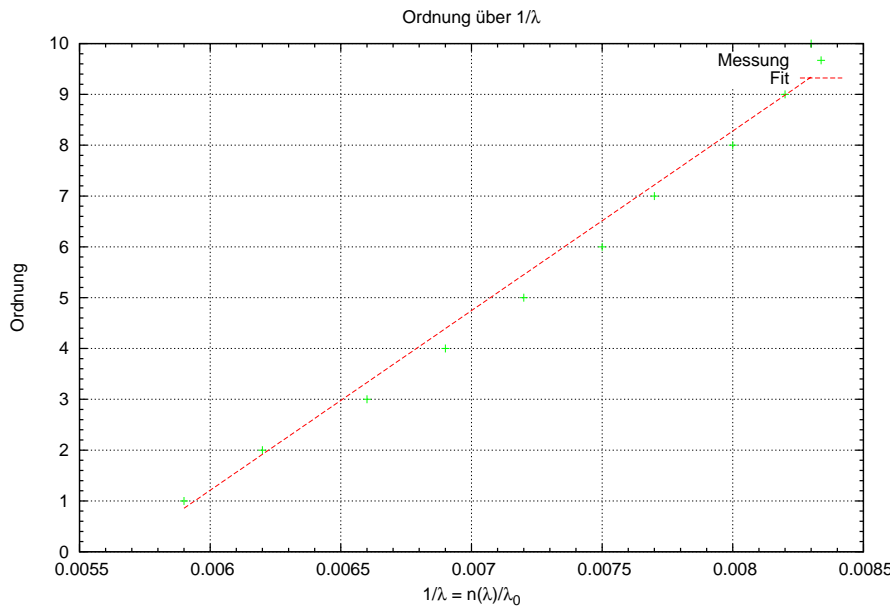


Abbildung 7: Ordnung der Transmissionsmaxima über $\frac{1}{\lambda_{medium}}$

Aus den 10 gemessenen Transmissionsmaxima lässt sich die Schichtdicke zu $d = (3,54 \pm 0,12)\mu\text{m}$ bestimmen. Außerhalb des Messbereiches lagen 20 Ordnungen, wir haben also Ordnung 21 bis 30 gemessen (siehe: Tabelle CdS).

Aus der Absorptionskante lässt sich die Energie der Bandkante für die beiden Polarisierungen berechnen:

- senkrecht: $\lambda = 507\text{nm}$ und damit $E_g = 2,45\text{eV}$
- parallel: $\lambda = 512\text{nm}$ und damit $E_g = 2,42\text{eV}$

5.3 GaAs Quantenfilme

Aus der Lage und der Aufspaltung der heavy-hole- und light-hole-Exzitonresonanzen im Spektrum kann man mit Hilfe des Modells unendlich hoher Barrieren die Schichtdicke der GaAs Quantenfilme bestimmen. Wie in Abschnitt 2.5 folgt für die Schichtdicke:

- $L = \sqrt{\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu \left(E_\gamma - E_g + \frac{\mu \cdot e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \right)}}$
- mit der Bandlücke (bei 77K): $E_g = 1,511\text{eV}$ und
- der effektiven Massen: $m_e = 0,07 \cdot m_0$; $m_{hh} = 0,48 \cdot m_0$; $m_{lh} = 0,087 \cdot m_0$; (m_0 Elektronenmasse)
 $\implies \mu_h = \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_{hh}} \right)^{-1}$ und $\mu_l = \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_{lh}} \right)^{-1}$

Man erhält mit den light-hole Excitonen eine Schichtdicke von $L \approx 2,1\text{nm}$ und mit den heavy-hole Excitonen eine Dicke von $L \approx 1,3\text{nm}$.²

²Wenn man ein Gleichungssystem für heavy- und light-hole-Excitonen mit den Gleichungen $E_{\gamma_{light}}$ und $E_{\gamma_{heavy}}$ aufstellt um daraus eine Schichtdicke zu bestimmen, so erhält man einen negativen Wert unter der Wurzel.

Verlauf der Absorption Wie erwartet zeigt das Spektrum in Abbildung 5 einen stufenartigen Verlauf der Transmission, in Analogie zu der zweidimensionalen Zustandsdichte. Die Stufen sind zwar nicht sehr gleichmäßig, doch recht deutlich zu erkennen.

5.4 Cu_2O -Kristalle

Aus der Bandkante im Absorptionsspektrum 6 von Cu_2O kann man die Bandlückenenergie bestimmen. Zwischen den Knicken 1 und 2, sowie beim Minimum findet ein np-Übergang statt, daraus lässt sich die Bindungsenergie der np-Excitonen berechnen. Die Bindungsenergie des 1s-Exciton kann man ebenfalls berechnen. Der 1s Übergang findet zwischen Knick 2 und 3 statt. Die Übergänge die optisch nicht erlaubt sind, kann man nicht als Minimum im Spektrum finden, lediglich die Knicke, die durch die Emission und Absorption eines Phonons erzeugt werden. Die Bindungsenergien werden aus dem Mittelwert der Knickstellen links und rechts vom Übergang bestimmt.

- Bandlückenenergie:
dünnere Kristall: $E_g = 2,15eV$
dicker Kristall: $E_g = 2,14eV$
- Bindungsenergie der np-Excitonen
dünnere Kristall: $E_{2p} = 0,09eV$ und $E_{3p} = 0,02eV$
dicker Kristall: $E_{2p} = 0,08eV$ und $E_{3p} = 0,01eV$
- Bindungsenergie des 1s-Exciton
dünnere Kristall: $E_{1s} = 0,14eV$
dicker Kristall: $E_{1s} = 0,13eV$

6 Anhang

6.1 Fehlerbetrachtung

Bei diesem Versuch haben wir keine explizite Fehlerrechnung durchgeführt. Da jedes Spektrum nur einmal aufgenommen wurde, kann kein statistischer Fehler bestimmt werden. Die anderen Fehlerquellen sind quantitativ schwer einzuschätzen. Hier eine Aufstellung der möglichen Fehlerquellen, die relevant sind:

- Die Empfindlichkeit des Spektrometers ändert sich mit der Zeit
- Die Lichtquelle erwärmt sich nach und nach während dem Versuch: deshalb haben wir bei jeder Probe ein neues Hintergrund- und Referenzspektrum aufgenommen. Die Halogenlampe hat eine geringe Intensität im blauen Frequenzbereich - die Spektren haben in diesem Bereich einen großen statistischen Fehler. Dies ist bei Abbildung 6 im Absorptionsspektrum besonders deutlich zu erkennen.
- Fehler beim Ablesen in den Spektren sind z.B. die Interpretation der Minima, Maxima, Knicke und das Abschätzen der Lage der Bandkante
- Die angegebenen Daten sind ebenfalls ohne Fehlerangabe

6.2 Abbildungen

Abbildungsverzeichnis

1	Zustandsdichte	5
2	Versuchsaufbau	7
3	CdS / CdSe-Kolloide	7
4	CdS-Kristall	8
5	MQW	8
6	Cu_2O -Kristalle	9
7	Ordnung der Transmissionsmaxima über $\frac{1}{\lambda_{medium}}$	10

6.3 Tabellen

- Kolloide (Seite 1)
- CdS (Seite 2)
- GaAs (Seite 3)
- Cu_2O (Seite 4)