

# Halbleiterspektroskopie - Verbesserung

Axel Müller & Marcel Köpke  
Gruppe: 13

03.12.2013

# Inhaltsverzeichnis

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Theorie</b>                                | <b>3</b>  |
| 1.1      | Transmission, Reflexion, Absorption . . . . . | 3         |
| 1.2      | Fabry-Perot-Interferenz . . . . .             | 3         |
| 1.3      | Bändermodell . . . . .                        | 4         |
| 1.4      | Exzitonen . . . . .                           | 5         |
| 1.5      | Zustandsdichte . . . . .                      | 6         |
| 1.6      | Quantentrog und Quantenpunkt . . . . .        | 6         |
| <b>2</b> | <b>Auswertung</b>                             | <b>7</b>  |
| 2.1      | Aufgabe 1 . . . . .                           | 7         |
| 2.2      | Aufgabe 2 . . . . .                           | 9         |
| 2.3      | Aufgabe 3 . . . . .                           | 11        |
| 2.4      | Aufgabe 4 . . . . .                           | 13        |
| <b>3</b> | <b>Fehlerdiskussion</b>                       | <b>16</b> |
| 3.1      | Aufgabe 1 . . . . .                           | 16        |
| 3.2      | Aufgabe 2 . . . . .                           | 17        |

# 1 Theorie

## 1.1 Transmission, Reflexion, Absorption

Für Flusserscheinungen, wie Strahlung, definiert man zumeist folgende Größen:

$$\begin{aligned}\tau &:= \frac{I_T}{I_0} \\ \rho &:= \frac{I_R}{I_0} \\ \alpha &:= \frac{I_A}{I_0}\end{aligned}$$

wobei  $\tau$  als Transmissionsgrad,  $\rho$  als Reflexionsgrad und  $\alpha$  als Absorptionsgrad bezeichnet werden. Dabei sind die  $I_i$  jeweils Transmissions-, Reflexions-, Absorptions- bzw. Ausgangsintensität. Nun gilt:

$$\tau + \rho + \alpha = 1$$

Die Intensität wird also auf Transmission, Reflexion und Absorption aufgeteilt. Wechselwirkt elektromagnetische Strahlung mit einem Halbleiter so kann diese Wechselwirkung zumindest energetisch gut durch einen exponentiellen Zusammenhang dargestellt werden:

$$I(x) \propto \exp(-a \cdot x)$$

Dabei bezeichnen  $a$  den Absorptionskoeffizient und  $x$  die Eindringtiefe.

In Halbleitern kommt es bevorzugt durch Überwinden der Bandlücke zu Absorption. Allerdings kann auch unterhalb dieser Energie Absorption auftreten, da zum Beispiel durch ein Lichtquant sogenannte Exzitonen erzeugt werden können, welche die (Energie-) Quanten eines Elektron-Loch-Paar-Systems darstellen.

## 1.2 Fabry-Perot-Interferenz

Das Fabry-Perot-Interferometer kann zum Beispiel gut zur Dickenbestimmung dünner Schichten benutzt werden. Es besteht aus zwei planparallelen, teildurchlässigen Spiegeln. Ein einfallender Strahl wird darin mehrmals reflektiert und es kommt zu Interferenzerscheinungen. Bei festem Spiegelabstand wird ein großer Bereich des einfallenden Spektrums ausgelöscht, während nur ein paar wenige Frequenzen/Wellenlängen zu konstruktiver Interferenz führen und das Interferometer wieder verlassen können. Dabei entspricht der Spiegelabstand dann einem Vielfachen der halben Wellenlänge. Wir haben also

$$2nd = \left(m + \frac{l}{2}\right) \cdot \lambda$$

mit  $m = \text{const.}$ ,  $l \in \mathbb{N}_0$  der Ordnung des Reflexes,  $n$  dem Brechungsindex,  $d$  dem Spiegelabstand und  $\lambda$  der Wellenlänge als Interferenzbedingung für konstruktive oder destruktive Interferenz. Trägt man  $l$  über  $\frac{n}{\lambda}$  auf so erhält man mit

$$l = 4d \cdot \frac{n}{\lambda} - 2m$$

den 4-fachen Spiegelabstand als Steigung aus einem Plot.

### 1.3 Bändermodell

Viele Eigenschaften von Festkörpern lassen sich gut durch das Bändermodell beschreiben: unter anderem elektrische und thermische Leitfähigkeit und, was uns in diesem Versuch besonders interessiert, das Absorptionsverhalten. Die Idee des Bändermodells ist wie folgt:

In einem Festkörper befinden sich die Atome so nah beieinander, dass ihre Elektronen-«Orbitale» überlappen und sich gegenseitig beeinflussen. Eine Folge ist das Aufspalten der sonst überschaubaren Energieniveaus. Die Aufspaltung ist so vielfältig und zahlreich, dass sich Energiebereiche mit erhöhter Aufenthaltswahrscheinlichkeit, die sogenannten Bänder, ausbilden. Die Auffassung von diskreten Niveaus wird also zugunsten der einfacheren Beschreibung aufgegeben. Dennoch bleiben diese Bänder genügend schmal, sodass man auch hier zwischen verschiedenen Bandniveaus unterscheiden kann. Im Folgenden soll das Wort Niveau oder Band im energetischen Kontext mit dem Wort Bandniveau identifiziert sein.

Eine erste, grobe Einteilung der Bänder liefert die Einteilung in Valenzbereich und Leitungsbereich. Der Valenzbereich besteht aus den energetisch niedrigsten Bändern, welche bei einer bestimmten Temperatur durch Elektronen voll, d.h. gemäß dem Pauli-Prinzip, aufgefüllt sind. Der Temperaturpunkt wird dabei je nach Zweck, zumeist jedoch auf den Temperaturnullpunkt, festgelegt. «Energetisch niedrig» soll hierbei weiterhin «vom Ionisationspotential weit entfernt» heißen. Der Leitungsbereich besteht dann aus allen anderen, nur teilweise besetzten oder leeren Bändern. Das energetisch höchste Band im Valenzbereich wird als Valenzband bezeichnet. Das energetisch niedrigste Band im Leitungsbereich wird als Leitungsband bezeichnet. Zwischen Valenz- und Leitungsband besteht eine für den Festkörper charakteristische Energielücke, die sogenannte Bandlücke  $E_g$  welche für Halbleiter zwischen 0eV und 4eV liegt.

Durch äußere (z.B. Strahlungs-) oder innere (z.B. Temperatur-) Anregung kann ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband angehoben werden. Dadurch entsteht im Valenzband sozusagen ein Loch, welches als Einteilchensystem, mit entgegengesetzter Ladung und Spin, angesehen werden kann. Außerdem kann das Valenzband in zwei Subbänder aufgespalten sein: das heavy-hole (hh) und light-hole Band. Dies wird durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung bedingt. Die Namensgebung bezieht sich auf die effektiven Massen.

Eine weitere Folge der Bänderbildung ist die sogenannte Delokalisierung der Elektronen im Festkörperkristall. Damit ist gemeint, dass meist eine direkte Zuordnung eines schwach gebundenen Elektrons zu einem Atom nicht mehr möglich wird. Verursacht wird dies

durch die im Kristall mehr oder weniger gut periodisch angeordneten Atome und die dadurch überall gleichartig vorhandenen Bänderstrukturen. Mathematisch wird dieser Sachverhalt im sogenannten «beinahe-freie Elektronen»-Modell mit einem periodischen (einfachen) Potential beschrieben. Die sich draus ergebenden Lösungen werden Bloch-Wellen genannt und können als ebene, stehende Wellen interpretiert werden. Aus dieser Betrachtung folgt dann auch zum Beispiel die Energiedispersionrelation

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

, Gruppengeschwindigkeit

$$\vec{v}_g = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} E$$

und effektive Masse

$$\bar{m}_{e,h} = \left( \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial E}{\partial k^2} \right)^{-1}$$

. Der Index  $h$  soll hier und im weiteren zur Indizierung von Elektronenlöcher-Größen dienen. Die effektive Masse ergibt sich aus Betrachtungen von Feldeinwirkungen auf den Festkörper welche bei freien Teilchen eine Wirkung  $S_{frei}(m)$  hervorrufen sollten, jedoch im Festkörper tatsächlich die Wirkung  $S_{fest}(m)$  hervorrufen. Die effektive Masse  $\bar{m}$  wird nun definiert durch:

$$S_{frei}(\bar{m}) = S_{fest}(m)$$

Damit genügt man komplexeren Zusammenhängen, kann sie jedoch mit nahezu freien Teilchen beschreiben.

## 1.4 Exzitonen

Wie zuvor beschrieben ist es möglich ein Elektron aus einem Band zu lösen und dadurch ein Loch zu erzeugen. Dieses Loch hat bezüglich des Elektrons entgegengesetzte Ladung und Spin. Nun können Elektron und Loch ein Zweiteilchensystem mit reduzierter Masse  $\mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$  und diskreten Energieniveaus (ähnlich wie das Wasserstoffatom) bilden. Die (Energie-)Quanten dieses Systems werden Exzitonen genannt. Die Bindungsenergie des System ist:

$$E_X^b = R_Y \frac{\mu}{m_0} \frac{1}{\epsilon^2}$$

wobei  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstante des Festkörpers und  $R_Y$  die Rydberg-Konstante sind. Die Dispersionsrelation eines Exziton ist (unter der Beachtung, dass das Elektron-Loch-System zuerst erzeugt werden muss) damit:

$$E_X = E_g - E_X^b \frac{1}{n_X^2} + \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2M}$$

wobei  $M = m_e + m_h$  und  $\vec{k} = \vec{k}_e + \vec{k}_h$  und  $n_X$  die Quantenzahl sind. Im Vergleich zur normalen Anregung mit  $E = E_g + \frac{\hbar^2 \vec{k}_e^2}{2m_e}$  durch Anheben eines Elektrons in das Leitungsband kann die Anregung mittels Exzitonen «einfacher», d.h. energetisch günstiger sein.

## 1.5 Zustandsdichte

In der Festkörperphysik hat es sich bei der Behandlung von Elektronen als vorteilhaft erwiesen im  $k$ -Raum eine Zustandsdichte zu definieren, die aufgrund des Pauli-Prinzips in Beziehung zur Elektronendichte  $n_e$  gebracht werden kann.

Die Zustandsdichte  $N(k)$  gibt an wie viele Zustände in einem bestimmten Volumen  $V$  pro Einheitslänge im  $k$ -Raum vorhanden sind, d.h.

$$Z = 4\pi \int_{k_1}^{k_2} N(k) dk$$

gibt die Zahl  $Z$  der Zustände, welche in einer Kugelschale mit innerem Radius  $k_1$  und äußerem Radius  $k_2$  existieren können, an. Meistens interessiert man sich nur für das Volumen einer Einheitszelle, wobei Zustandsdichte für den gesamten Festkörper und Zustandsdichte für die Einheitszelle gleich sind. Die Zustandsdichte lässt sich auf beliebige Dimensionen verallgemeinern. Man erhält so:

$$N(k)dk \propto V \cdot k^{d-1} dk$$

wobei  $V$  das  $d$ -dimensionale Volumen des betrachteten «Körpers» ist. Ist die Dispersionsrelation bekannt so lässt sich eine Variablentransformation durchführen

$$D(E)dE = N(k(E)) \frac{\partial k}{\partial E} dE$$

um die Zustandsdichte pro Einheits-Energieintervall zu erhalten. Damit findet man:

$$D(E)dE \propto E^{\frac{d}{2}-1} dE$$

## 1.6 Quantentrog und Quantenpunkt

Heutzutage ist es möglich quasi einlagige Atomschichten von Festkörpern herzustellen bzw. auf einen anderen Festkörper aufzubringen. Schließt man eine Festkörperschicht durch zwei andere Festkörperschichten mit größerer Bandlücke ein, so erhält man einen in einer Dimension verringerten Festkörper. Die Zustände (z.B. Elektronen) sind quasi aufgrund der geringeren Bandlücke, darin eingeschlossen, da sie sich bevorzugt in das Leitungsband mit der niedrigeren Bandlücke anheben lassen werden (solange die Anregung nicht zu groß ist). Treibt man dieses Prinzip auf die Spitze, so erhält man Quantenpunkte, welche idealerweise einzelne Zustände (z.B. Elektronen) einschließen.

In Richtung der verringerten Dimension setzt man zumeist einen unendlich hohen Potential-Topf an. Ein zweidimensionaler Trog erhält damit zum Beispiel die folgenden Energieterme:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\pi^2}{l^2} n^2 + k_x^2 + k_y^2 \right)$$

mit  $l$  der Größe des Potential-Topfs (also  $\sim$  der Schichtdicke) und  $n$  der Quantenzahl.

## 2 Auswertung

### 2.1 Aufgabe 1

In einem sphärischen Potentialtopf haben wir:

$$E_s = -\frac{\hbar^2\pi^2}{2mR^2}$$

wobei die Bindungsenergie in einem Potentialtopf mit steigender Größe die Energie der Teilchen wachsen muss. Daher das negative Vorzeichen. Die Energie welche also überwunden werden muss ist:

$$E_b = |E_g| + E_s = |E_g| - \frac{\hbar^2\pi^2}{2mR^2}$$

mit  $R$  dem Radius des Kolloids und  $m = 0,2 \cdot m_e$  der effektiven Masse. Für große  $R$  gilt:

$$E_b \approx |E_g|$$

Dies deckt sich mit der Annahme, «dass die Bandlücke von CdS/CdSe etwa mit der gemessenen Absorptionskante der größten Kolloide im Stab übereinstimmt» (vgl. Praktikumsvorbereitung). Damit haben wir also:

$$\begin{aligned} E &= E_2 - E_1 = hc \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \\ &= \frac{\hbar^2\pi^2}{2mR^2} \end{aligned}$$

mit  $E_1$  bzw.  $E_2$  den Energien der rot- bzw. blau verschobenen Absorptionskante. Damit finden wir dann also:

$$R = \sqrt{\frac{h}{8mc} \cdot \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}}$$

Wir vermaßen den Glasstab und bestimmten so die am weitesten rot (größte Kolloide) verschobene Absorptionskante und die am weitesten blau (kleinste Kolloide) verschobene Absorptionskante:

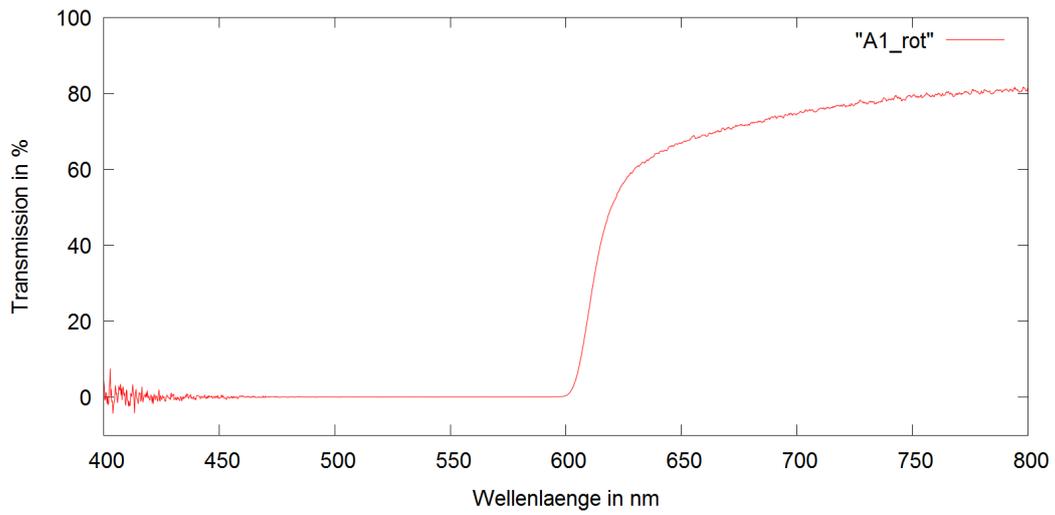


Abbildung 2.1: rot verschoben

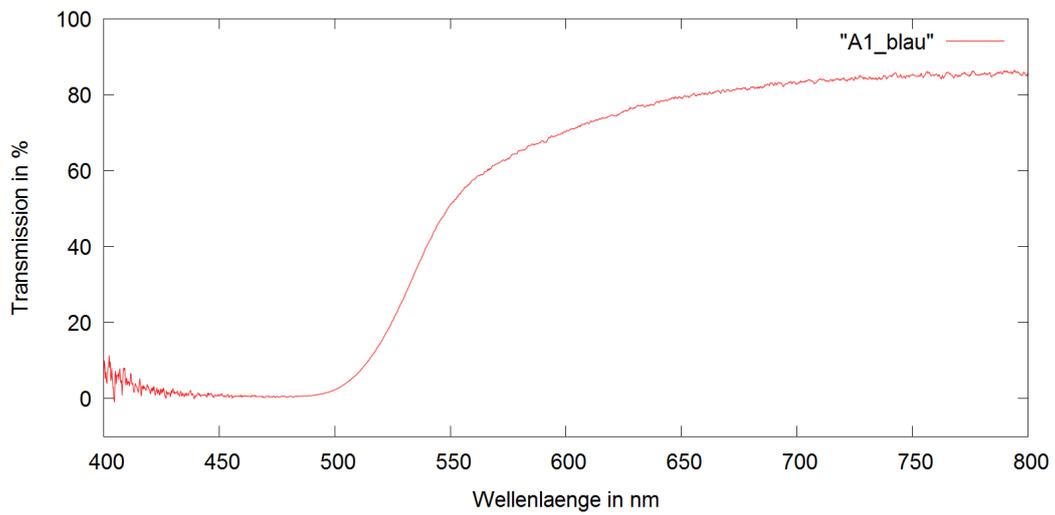


Abbildung 2.2: blau verschoben

$$\lambda_1 = 612\text{nm}$$

$$\lambda_2 = 531\text{nm}$$

Damit folgt für den Radius der kleinsten Kolloide:

$$R = 2,47\text{nm}$$

Diese Größenordnung für  $R$  scheint für einen Quantenpunkt vernünftig.

## 2.2 Aufgabe 2

Mit der Analogie des Fabry-Perot-Interferometers lässt sich die Schichtdicke aus der Steigung von

$$l = 4d \frac{n}{\lambda} - 2m$$

berechnen. Wobei

$$n(\lambda) = AA \sqrt{1 + \frac{\frac{BB}{2\pi c_0}}{\left(\frac{1}{CC}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2}}$$

aus der Vorbereitungshilfe übernommen wurde. Die Maxima lesen wir an den aufgenommenen Spektren ab:

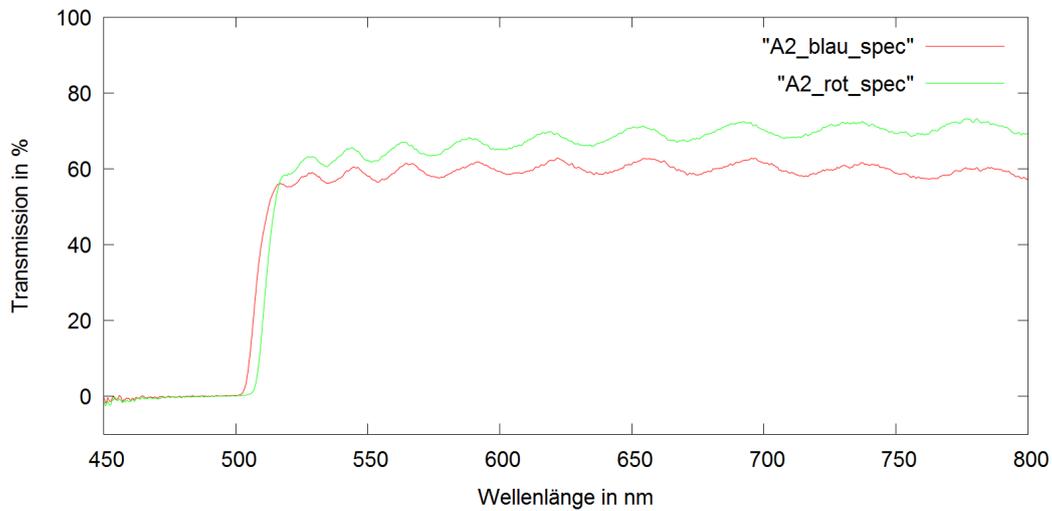


Abbildung 2.3: Spektren

Wobei dem «blauen» Spektrum das Licht mit senkrechter Polarisation bezüglich der optischen Achse zugeordnet ist (entsprechend das «rote» Spektrum der parallel Polarisation). Damit findet man für die Maxima der senkrechten Polarisation:

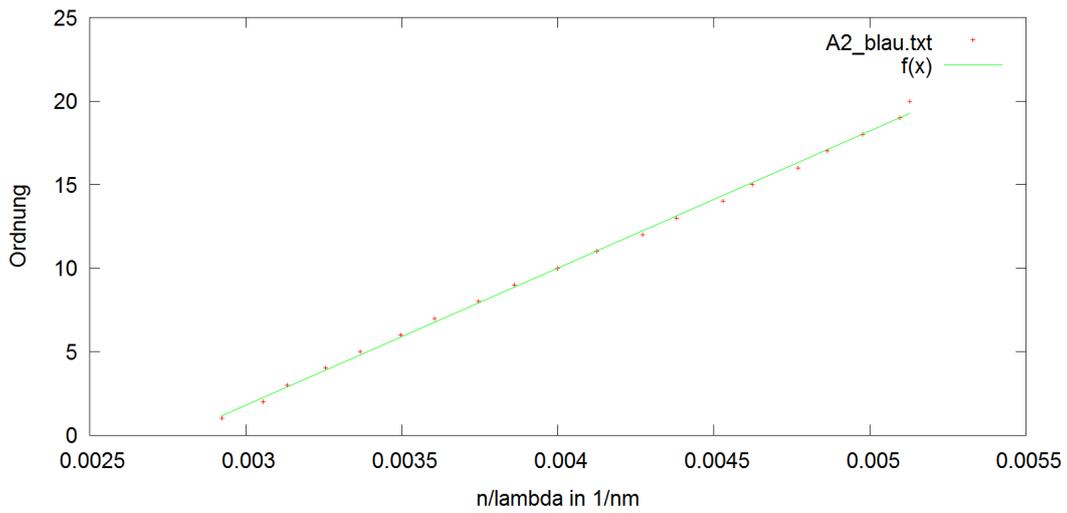


Abbildung 2.4: senkrechte Polarisation

$$d_{\perp} = 2052,7\text{nm} \pm 19,9\text{nm}$$

und für die Maxima der parallelen Polarisation unter der Annahme des gleichen Gesetzes für den Brechungsindex:

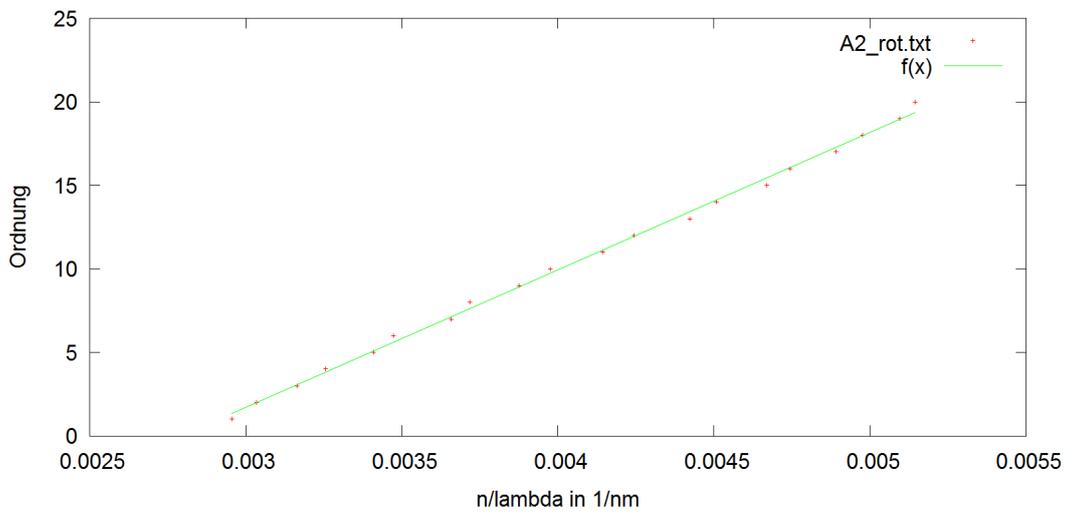


Abbildung 2.5: parallele Polarisation

$$d_{\parallel} = 2057,4\text{nm} \pm 22,8\text{nm}$$

Die Absorptionskanten verraten uns die Energien der Bandlücken. Aus dem Spektrum erhalten wir:

$$\begin{aligned}\lambda_{\perp} &= 508\text{nm} \\ \lambda_{\parallel} &= 511\text{nm}\end{aligned}$$

Damit erhalten wir für die Bandlücken:

$$\begin{aligned}E_{g,\perp} &= \frac{hc}{\lambda_{\perp}} = 2,44\text{eV} \\ E_{g,\parallel} &= \frac{hc}{\lambda_{\parallel}} = 2,43\text{eV}\end{aligned}$$

Im Kristall gibt es eine Vorzugsrichtung, sodass parallel und senkrecht dazu schwingende EM-Wellen verschieden stark absorbiert werden. Im allgemeinen ist der Brechungsindex eine komplexe Größe:

$$n = n_r + i \cdot n_i$$

Damit gilt zum Beispiel für eindimensionale ebene Lichtwellen:

$$\begin{aligned}E(x) &= E_0 \cdot \exp\left(i\omega\left(\frac{x}{v} - t\right)\right) \\ &= E_0 \cdot \exp\left(i\omega\left(n\frac{x}{c_0} - t\right)\right) \\ &= E_0 \exp\left(i\omega\left(n_r\frac{x}{c_0} - t\right)\right) \cdot \exp\left(-n_i\frac{\omega}{c_0}x\right)\end{aligned}$$

Und damit folgt für die Intensität:

$$\begin{aligned}I &= |E(x)|^2 = E_0^2 \exp\left(-2n_i\frac{\omega}{c_0}x\right) \\ &= E_0^2 \exp(-\alpha x)\end{aligned}$$

wobei

$$\alpha = 2n_i\frac{\omega}{c_0}$$

der Absorptionskoeffizient ist. Somit ist gezeigt, dass ein Zusammenhang zwischen Absorption und Brechzahl besteht.

## 2.3 Aufgabe 3

Wir hatten:

$$\begin{aligned}E_X &= E_g - E_X^b \frac{1}{n_X^2} + \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2M} \\ &= E_g - R_Y \frac{\mu}{m_0} \frac{1}{\epsilon^2} \frac{1}{n_X^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu l^2}\end{aligned}$$

mit  $l$  der Schichtdicke. Durch Messung der  $hh$ - und  $lh$ -Energien erhalten wir damit Auflösen nach  $\epsilon$  und Einsetzen:

$$l = \sqrt{-\frac{\hbar^2}{8} \cdot \frac{\mu_{lh}/\mu_{hh} - \mu_{hh}/\mu_{lh}}{(E_{X,lh} - E_g)\mu_{hh} - (E_{X,hh} - E_g)\mu_{lh}}}$$

wobei

$$\begin{aligned} E_g &= 1,511\text{eV} \\ \mu_{lh} &= 0,087 \cdot m_e = 0,79 \cdot 10^{-31}\text{kg} \\ \mu_{hh} &= 0,48 \cdot m_e = 4,37 \cdot 10^{-31}\text{kg} \end{aligned}$$

aus der Vorbereitungsmappe bekannt sind. Aus dem Spektrum lassen sich die Wellenlängen für  $lh$  und  $hh$  Exzitonen bestimmen:

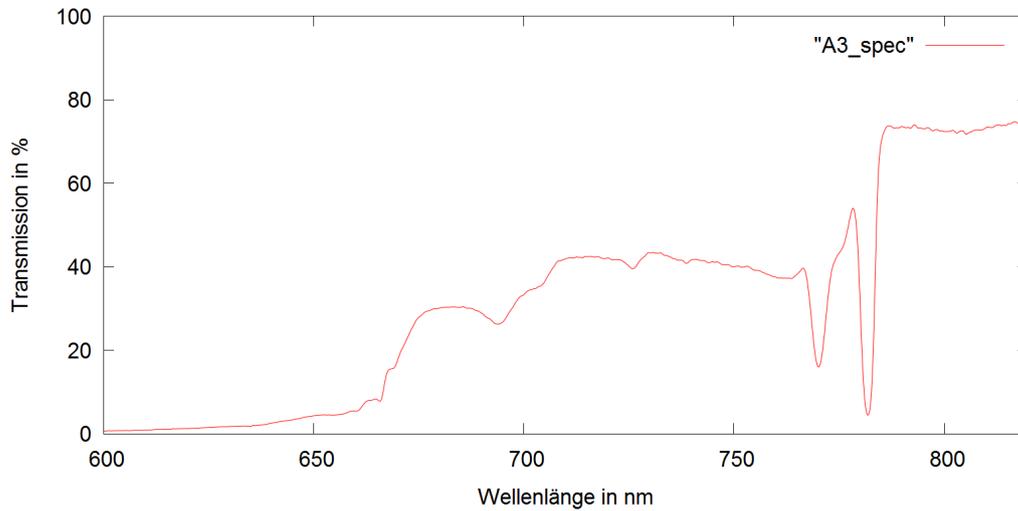


Abbildung 2.6: Spektrum

$$\begin{aligned} \lambda_{lh} &= 770\text{nm} \\ \lambda_{hh} &= 782\text{nm} \end{aligned}$$

Also erhalten wir damit:

$$l = 6,94\text{nm}$$

Bevor das Spektrum aufgenommen wurde, musste die Probe mit flüssig Stickstoff gekühlt werden, da sonst thermische Überlagerungen das Erkennen der Exzitonenergien verhindert hätten. Während des Abkühlens bildeten sich die zwei Dips, die wir den Exzitonen zuordnen, immer besser aus. D.h. sie wurden tiefer und schärfer. Außerdem konnte

man eine stetige Blauverschiebung mit fallender Temperatur erkennen. Folgendes Bild zeigt, das obige Spektrum im Vergleich mit dem während des Abkühlvorgangs:

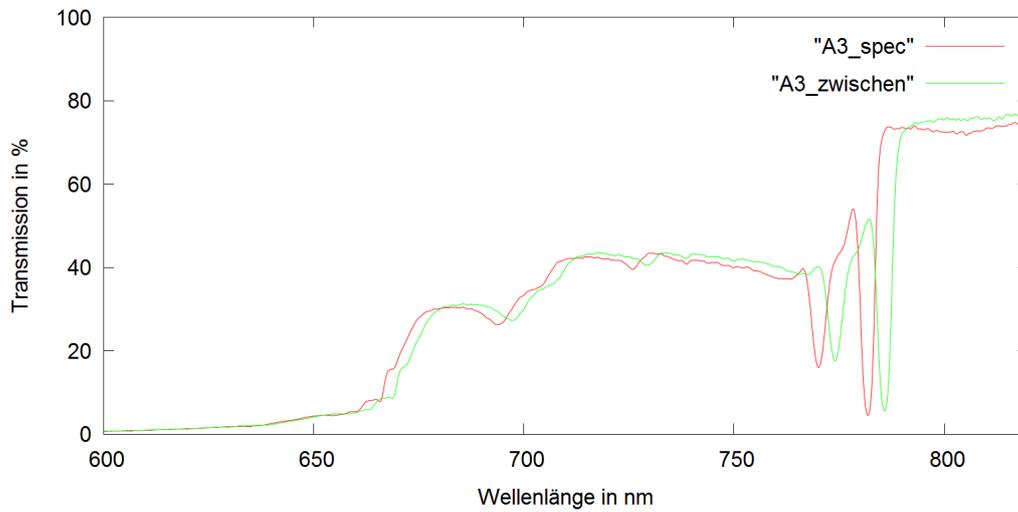


Abbildung 2.7: Vergleich

Außerdem zeigt sich näherungsweise wie erwartet die Stufenform des Quantentrogs.

## 2.4 Aufgabe 4

Aus

$$E_X = E_g - E_X^b \frac{1}{n_X^2}$$

erhalten wir in Verbindung mit zwei Messpunkten die Bandlückenenergie  $E_g$  sowie die Exzitonenbindungsenergie  $E_X^b$ .

Im Spektrum der dünnen Probe konnten wir gut den 2p und 3p Zustand anhand von Peaks identifizieren:

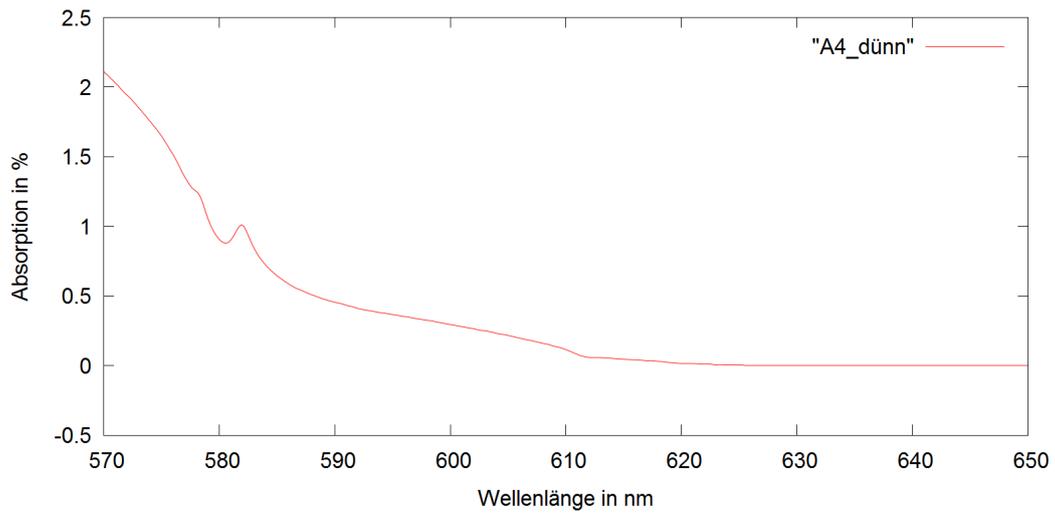


Abbildung 2.8: dünne Probe

$$\lambda_{2p} = 582\text{nm}$$

$$\lambda_{3p} = 578\text{nm}$$

Zudem erkennt man bei etwas höheren Wellenlängen den 1s-Zustand, welcher sich hier durch zwei Knicke äußert. Die Mittelung ergibt:

$$\lambda_{1s} = 616\text{nm}$$

Für die dicke Probe konnten wir den 3p Zustand nicht erkennen:

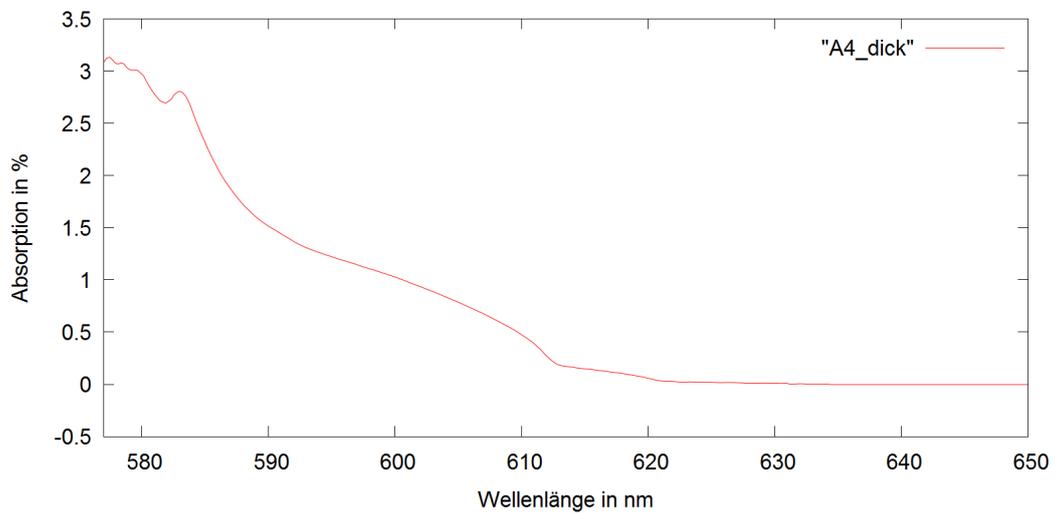


Abbildung 2.9: dicke Probe

$$\lambda_{2p} = 583\text{nm}$$

Auch hier ergibt sich wieder:

$$\lambda_{1s} = 616\text{nm}$$

Damit können wir jetzt in beiden Fällen die Bandlückenenergie und Bindungsenergie bestimmen. Für die dünne Probe benutzen wir den 2p und 3p Zustand:

$$\begin{aligned} E_{3p} - E_{2p} &= E_X^b \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \\ &= 0,015\text{eV} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow E_X^b &= 0,106\text{eV} \\ E_g &= 2,159\text{eV} \end{aligned}$$

Für die dicke Probe mit dem 1s und 2p Zustand analog:

$$\begin{aligned} E_{2p} - E_{1s} &= E_X^b \left( 1 - \frac{1}{2^2} \right) \\ &= 0,114\text{eV} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow E_X^b &= 0,152\text{eV} \\ E_g &= 2,280\text{eV} \end{aligned}$$

Der Literaturwert beträgt:

$$E_g = 2,172\text{eV}$$

Damit liegen wir mit unseren Überlegungen in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert, der sich jedoch auf 0K bezieht. Unsere Messung wurde bei ungefähr 77K durchgeführt.

## 3 Fehlerdiskussion

Wie jedes Experiment sind auch die hier durchgeführten Versuche bestimmten Fehlerquellen unterworfen. Diese wollen wir nun im Folgenden näher beleuchten.

Als erste Unsicherheit ist die Lampe, mit welcher wir die Proben durchleuchtet haben zu nennen. Wie in der Vorbereitungsmappe bereits erwähnt ist diese in Intensität und Spektrum von der Temperatur abhängig, die während des Versuchs nicht als konstant angesehen werden kann. Damit verändert sich ständig das eigentlich zu benutzende Referenzspektrum. Da unsere Messungen jedoch zumeist nur auf qualitative Eigenschaften des Absorptions- bzw. Transmissionsgrads (Kanten, Dips, Peaks) zurückgreifen hält sich der dadurch verursachte Fehler im Vergleich zu quantitativen Messungen in Grenzen. Weiterhin ist im gleichen Sinne die ständig wechselnde Restlichtstrahlung des Raumes (welcher nicht vollständig abgedunkelt war) zu nennen.

Außerdem war bei den ersten zwei Versuchen die Probentemperatur weit oberhalb (Raumtemperatur) des absoluten Nullpunkts, für welchen unsere Überlegungen ausgelegt wurden. Damit sind bereits Elektronen durch thermische Anregung aus dem Valenzband herausgelöst worden, welche das Absorptionsverhalten beeinflussen. Außerdem erhöht diese thermische Energie die Übergangswahrscheinlichkeit für Elektronen während unseres Versuches, da ein Teil dieser Energie statistisch zur Anregung genutzt werden kann. Wir erwarten damit verschmierte Absorptionskanten, Dips/Peaks und eventuell herabgesetzte Bandlückenenergien. Auch bei den gekühlten Versuchen befand sich die Temperatur noch immer um rund 77 K oberhalb des angestrebten Messpunkts.

Zudem führen verunreinigte Proben bzw. nicht-perfekte Gitter zu Nebeneffekten, die schlecht kontrolliert werden können und die Messung beeinflussen. So war zum Beispiel in Aufgabe 3 das Stufenspektrum stark beeinträchtigt.

Das Spektrometer als Messvorrichtung ist natürlich auch immer eine Fehlerquelle. So kann Restlicht im inneren die Messung verfälschen. Das Gitter des Spektrometers kann Fehler aufweisen, die dann zu ungenauen oder rauschigen Ergebnissen führen. So mussten wir zum Beispiel die Mittelungsintervalle relativ hoch auf 100 und die Integrationszeit zwischenzeitlich sogar auf 10 ms einstellen, um «stabile» Spektren zu erhalten.

Abschließend sei natürlich noch auf das ungenaue Ablesen «per Hand» der Wellenlängen hingewiesen. Dies ist zumeist die größte Fehlerquelle innerhalb eines Versuchs.

Im Folgenden gehen wir noch auf aufgabenspezifische Fehlerquellen ein.

### 3.1 Aufgabe 1

Die Annahme, dass die Anregungsenergie für die größten Kolloide mit der Bandlückenenergie übereinstimmt kann mit großer Wahrscheinlichkeit als sehr grob und ungenau

eingestuft werden. Außerdem ist die Suche nach den größten Kolloiden «per Handabgleich» in der Probe unseres Erachtens nach bereits sehr fehleranfällig, da kaum eingeschätzt werden kann wann die Absorptionskanten noch die richtige Form besitzen und nicht vollständig verschmieren. Auch die grundlegende Annahme einer unendlich hohen Potentialwand für Quantendots ist vor allem bei Raumtemperatur und damit statistischen Elektronenübergängen fragwürdig.

## 3.2 Aufgabe 2

Aufgrund der Tatsache, dass die Peaks/Dips nicht deltaförmig waren sind die Interferenzpunkte schwer zu bestimmen. Dies hängt damit zusammen, dass die Breite der Interferenzmuster mit steigendem Reflexionsvermögen der Grenzschichten abnimmt. Da wir an der Grenzschicht Probe-Luft gemessen haben ist das Reflexionsvermögen relativ gering und somit das Muster breiter.