

Photoluminezenz (PL)

Praktikum-Festkörperphysik

Julia Jacob
julia.jacob@udo.edu

Mario Alex Hollberg
mario-alex.hollberg@udo.edu

18. August 2020

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung	3
2	Theorie	3
3	Durchführung	6
3.1	Aufbau	6
3.2	Experiment	6
4	Auswertung	8
4.1	Photolumineszenz-Eigenschaften der kolloidalen Nanokristalle	8
4.1.1	Größe der Nanokristalle	8
4.1.2	Polarisation der Photolumineszenz	10
4.1.3	Leistungsabhängige Peak-Energie	10
4.2	Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Laserwellenlänge	11
4.3	Linearer Polarisationsgrad von Flüssigkeiten (Bonus-Aufgabe)	14
5	Diskussion	17
5.1	Photolumineszenz-Eigenschaften der kolloidalen Nanokristalle	17
5.1.1	Größe der Nanokristalle	17
5.1.2	Polarisation der Photolumineszenz	17
5.1.3	Leistungsabhängige Peak-Energie	17
5.2	Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Laserwellenlänge	17
5.3	Linearer Polarisationsgrad von Flüssigkeiten (Bonus-Aufgabe)	17
	Literatur	17

1 Einleitung und Zielsetzung

In diesem Versuch werden halbleiter Nanokristall-Quantenpunkte, welche mit Methoden aus der kolloidalen Chemie herstellt werden, untersucht. Entdeckt wurden sie erstmals im Jahre 1980 [6]. Wie der Name bereits verrät, handelt es sich hier um Kristalle mit einem Durchmesser in der Größenordnung von 1 nm bis 100 nm (etwa 5-500 Atome). Aufgrund ihrer geringen Größe treten quantenmechanische Eigenschaften zum vorschein, welche in der Medizin als bildgebendes Verfahren [1], in der Informationsübertragung für die Kryptografie [4] und als Qubits für Quantencomputer [10], in der Displayindustrie als QLED [2] und in weiteren Gebieten genutzt werden kann.

Im folgendem werden für drei verschiedene Proben die Größe der Nanokristalle aus der Emissionenergie abgeschätzt, die Polarisation der Photolumineszenz untersucht und die Photolumineszenz-Spektren in Abhängigkeit der einstrahlenden Laserleistung und -wellenlänge gemessen. Zuletzt wird das Photolumineszenz-Spektrum einer Wein-Probe untersucht.

2 Theorie

Die kolloidale Synthese erlaubt es II-VI-Halbleiter Nanokristalle herzustellen. Dazu werden unter einer Schutzgasatmosphäre (z.B. Argon) Cadmium und Selen in eine um mehr als 200 °C aufgeheiztes Dispersionsmedium gelöst. Bei diesem Prozess bilden sich in dem Dispersionsmedium Nanokristalle aus CdSe und können kontrolliert bis zu einer gewünschten Kristallgröße wachsen. Im nächsten Schritt werden die Nanokristalle mit einem weiteren II-VI-Halbleiter mit größerer Bandlücke ummantel, indem Zinksulfid (ZnS) in die Lösung gegeben wird. Damit isoliert die ZnS-Schale den CdSe-Kern von der Umwelt (siehe Abbildung 1). Da der Nanokristall nahezu kugelförmig ist, handelt es sich hier um einen null dimensional Nanokristall. Zuletzt werden die Nanokristalle aus dem Dispersionsmedium ausgefällt [9].

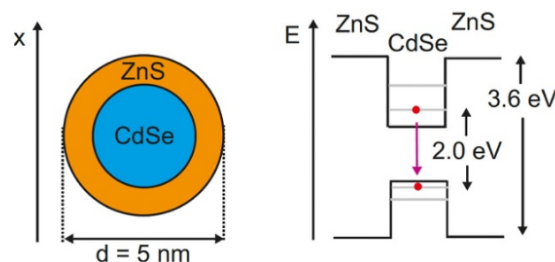


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines kolloidalen Typ-I CdSe/ZnS Quantenpunkts und seiner Energiestruktur [5].

Wird einem Nanokristall Energie in Form von Laserlicht zugeführt, so kann ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben werden. Dabei hinterlässt das Elektron ein Defekt, welches eine positive Ladung zugeschrieben werden kann. Sowohl

das Elektron als auch das Defektelektron relaxieren in einen energetisch günstigeren Zustand nah der Bandlücke. Die überschüssige Energie wird dabei in strahlungsloser Form an Phononen, Defekten, Störstellen oder anderen Ladungsträger abgegeben. Da die Bandlücke zu groß ist, entsteht durch die Bindung von Elektron und Defektelektron ein Exziton. Nach hinreichender Zeit kann es zu Rekombination von Elektron und dem Defektelektron kommen, wodurch ein Photon mit der Rekombinationsenergie abzüglich der Exzitonenebildungsenergie emittiert wird. Es kommt zur Photolumineszenz. Ist die Energie des Laserlichtes größer als die des CdSe-Kerns (2,0 eV) und kleiner als die der ZnS-Schale (3,6 eV), so entsteht in der ZnS-Schale zunächst ein Elektron-Loch-Paar. Da es sich hier um einen Quantenpunkt Typ-I handelt, kann das Elektron und das Defektelektron an die Bandlücke des CdSe-Kerns relaxieren. In Abbildung 2(a) ist illustriert, wie der Quantenpunkt das so entstandene Exziton einfängt. Befindet sich ein Elektron bereits im ZnS-Leitungsband, wie in Abbildung 2(b) dargestellt, so ist von einem geladenen Exziton die Rede. Ist die Laserleistung hoch, können sich auch Exzitonen auf höheren Energieniveaus befinden, da eine Relaxation in ein tieferes Niveau nicht mehr möglich ist (siehe dazu Abbildung 2(c)). Allerdings kann es bei zu hohen Laserleistungen, und damit zu vermehrte Coulomb-Anziehung zwischen den Elektron-Loch-Paaren, zur Veränderung der Bandstruktur kommen.

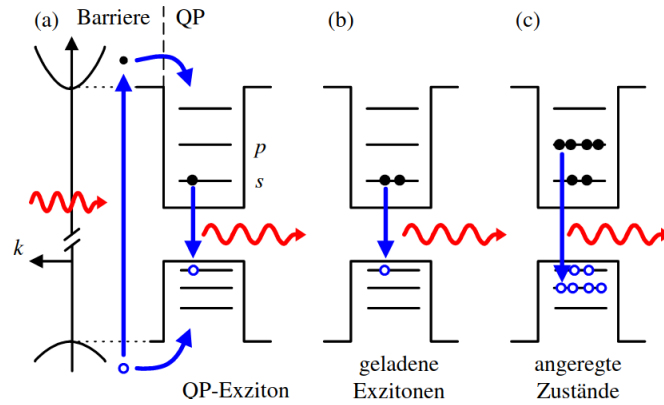


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Einfangprozesses eines Exzitons in einen Quantenpunkt (a), eines geladenen Exzitons (b) und einer Relaxation aus höheren Energieniveaus bedingt durch vermehrter Anzahl von Exzitonen (c) [8].

Wie oben erwähnt, kann das Wachstum der Nanokristalle kontrolliert werden und somit unterschiedlich große Bandlücken erzeugt werden. Dementsprechend lässt sich auch die Energie des beim Rekombinieren entstehenden Photons nach der Brus-Formel

$$E_{\gamma} = \frac{h^2}{8R^2} \cdot \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_d} \right) - \frac{1,8e^2}{4\pi\epsilon_0 R}, \quad (1)$$

und damit auch nach $E = \frac{hc}{\lambda}$ die Wellenlänge λ der Photolumineszenz wählen. Hierbei definiert R die Partikelgröße und $m_{e,d}$ die effektive Masse des Elektrons bzw. des Defektelektrons. Dieses Verhalten ist in Abbildung 3 schematisch dargestellt.

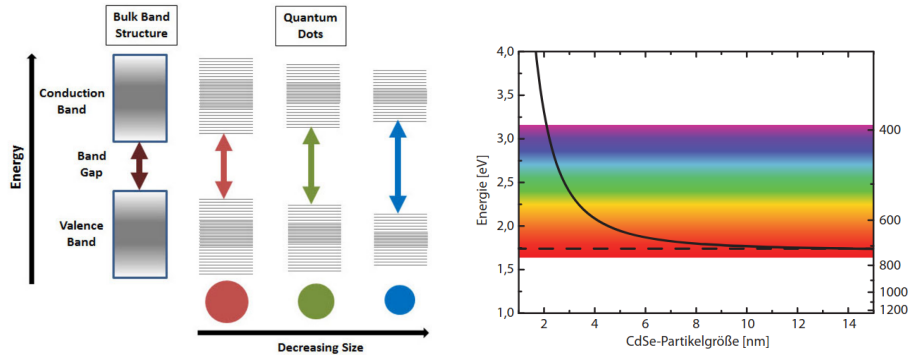


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Verhalten zwischen Nanokristallgröße und Wellenlänge λ der Photolumineszenz[11][3].

Beim aussende von Licht kann es zu Intensitätsschwankungen kommen, welche als Blinken wahrgenommen werden. Eine sehr unwahrscheinliche Ursache dafür kann die Auger Autoionisation sein, bei der sich zwei Exzitonen (ein sogenanntes Biexziton) in einem Quantenpunkt befinden und eins davon rekombiniert. Die freigesetzte Energie kann das übrige Elektron aus dem Quantenpunkt heben (Abbildung 4(a₁)). Auch können thermische Ionisierungen (Abbildung 4(a₂)) und direktes Tunnel (Abbildung 4(a₃)) Ursache für die Intensitätsschwankungen sein. Ein Defektelektron bleibt zurück und damit löscht die statistisch bevorzugte nichtstrahlende Auger-Rekombination (Abbildung 4(b)) die Photolumineszenz aus, indem die freigesetzte Energie in Form von Wärme abgegeben wird.

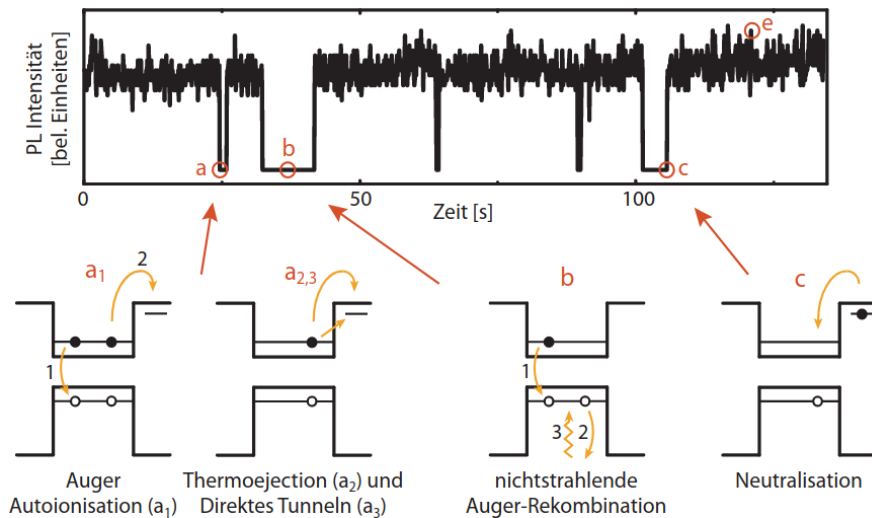


Abbildung 4: Schematische Darstellung der Intensitätsschwankungen. Dabei sind die in (a) beschriebenen ionisierenden Vorgänge nichtstrahlend. In (b) wird ein nichtstrahlende Rekombination und in (c) eine Neutralisation in den Ausgangszustand illustriert. Der bereits beschriebene Photolumineszenz-Vorgang ist (e) zu finden [3].

3 Durchführung

3.1 Aufbau

In Abbildung 5 ist zunächst eine Aufnahme des Versuchsaufbaus zu sehen. Dabei befindet sich oben links eine Halbleiter-Laserdiode (405 nm). Das emittierte Licht fällt zunächst in einen optischen Isolator/Diode, welche unerwünschte Rückreflexionen unterbindet und damit den Laser vor Störungen schützt. Bei dem optischen Isolator wird der Faraday-Effekt genutzt, indem ein Faraday-Rotator, welcher auf die Wellenlänge von 405 nm eingestellt ist, zwischen zwei um 45° zueinander verdrehte Polarisationsfilter geschaltet wird. Licht aus dem Laser wird nun durch den Faraday-Rotator um 45° gedreht und passiert den dahinter geschalteten Polarisationsfilter. Licht aus der anderen Richtung wird hingegen so gedreht, dass es den Filter nicht mehr passieren kann. Der dem optischen Isolator hintergeschaltete Gradientenfilter hat die Aufgabe, die Laserleistung zu regulieren, damit darauffolgende Bauteile nicht übersteuert werden. Dabei lässt sich die ausgehende Intensität über Änderung des Polarwinkels regulieren. Dem Gradientenfilter folgen eine $\lambda/2$ -Platte und ein Glan-Taylor-Prisma, welche beide auf dem Effekt der Doppelbrechung basieren. Bei der Doppelbrechung wird das Licht in einen außerordentlichen und einem ordentlichen Strahlanteil zerlegt, wobei beide Anteile nun linear polarisiert sind und deren Polarisation senkrecht zueinander steht. Der ordentliche Anteil folgt dem Snelliusschen Brechungsgesetz, wohingegen der außerordentliche Anteil diesem eben nicht folgt. Beide Strahlanteile haben damit unterschiedliche Brechzahlen. Die $\lambda/2$ -Platte nutzt den Unterschied in der Brechzahlen, um die Phase zwischen den beiden Anteilen um $\lambda/2$ zu drehen.

Ist die Polarisation nun richtig eingestellt, lässt sich der ordentliche Strahlanteil rausfiltern und nur der außerordentliche Strahl kann das Prisma passieren. Im letzten Schritt durchläuft das Licht durch den dichroischen Spiegel, welcher nur Licht einer bestimmten Wellenlänge passieren lässt. Sinnvoll hintereinander geschaltete Medien mit unterschiedlichen Brechzahlen lassen Wellenlängen unterhalb von 435 nm destruktiv und Wellenlänge oberhalb konstruktiv interferieren. Nun trifft das linear polarisierte Licht der Wellenlänge größer als 435 nm auf die Probe und es kommt zu den in der Theorie 2 benannten Effekten, welche mittels des Detektionpfades gemessen werden. Dazu wird die emittierte Photolumineszenz zunächst mit einer Sammellinse (Brennweite 60 mm) gebündelt. Dann durchläuft das Licht wieder die Kombination aus $\lambda/2$ -Platte und dem Glan-Taylor-Prisma und wird schließlich durch einen Glasfaserkoppler in das CCD Spektrometer geleitet. Im weiteren Verlauf des Versuches wird ein weiterer Anregungspfad aufgebaut. Dabei wird anstelle der in Abbildung 5 dargestellten Weißlicht-LED-Quelle jeweils ein Laser der Wellenlänge 448, 518 und 636 nm aufgestellt. Der Silberspiegel erlaubt es dann, das Licht auf den dichroischen Spiegel und damit auf die Probe zu leiten.

3.2 Experiment

Im ersten Versuchsteil wird die Nanokristallgröße der drei Proben anhand der Emissionsenergie abgeschätzt und ihre Polarisation untersucht. Dazu wird mittels des Gradientenfilters

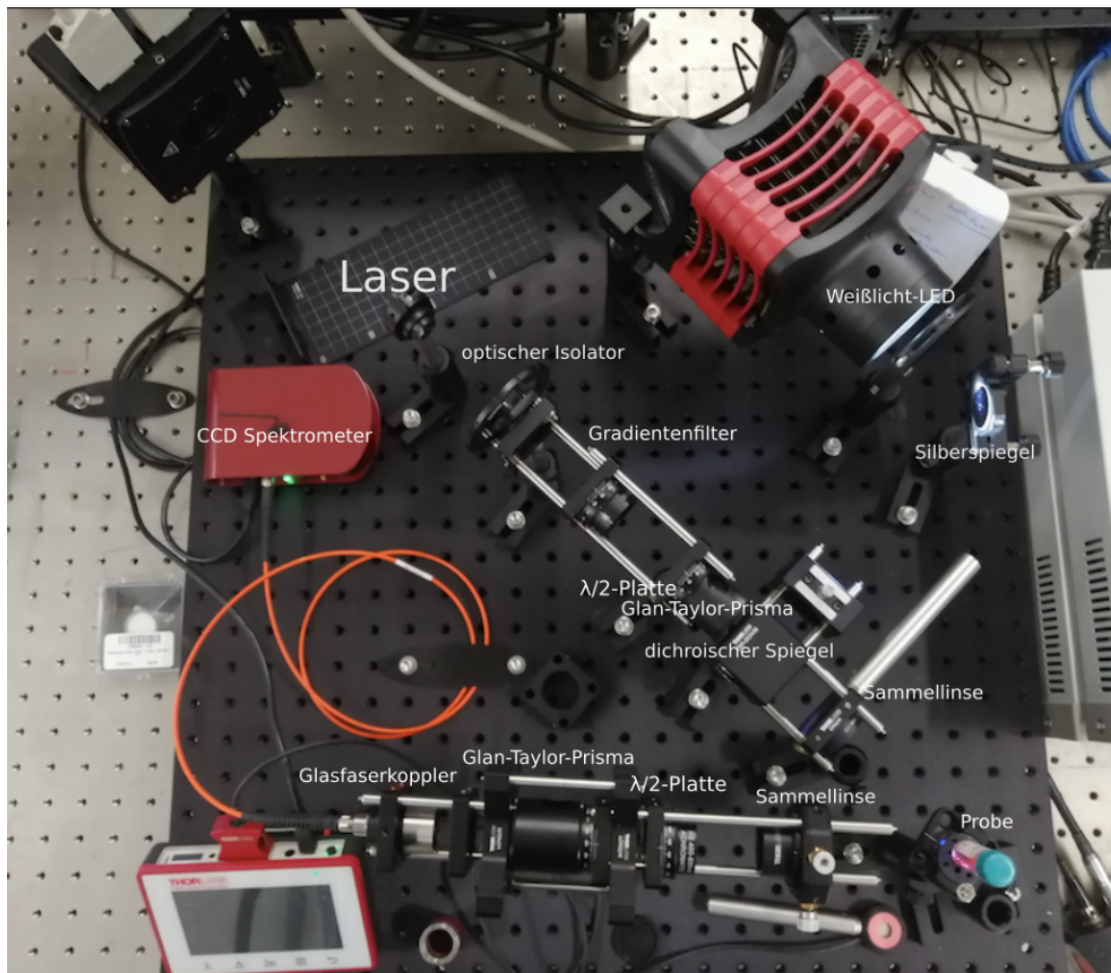


Abbildung 5: Versuchsaufbau [7] zur Untersuchung der Photolumineszenz. Die hier dargestellte Weißlicht-LED-Quelle wird in diesem Versuch jeweils durch einen 448, 518 und einem 636 nm Laser ausgetauscht. Ebenso wird in diesem Versuch auf die Sammellinse im Strahlengang verzichtet.

und einem PM400-Laserleistungsmessgerät die Laserleistung auf etwa 1 mW eingestellt. Nachdem die Emissionsspektren aufgenommen sind, wird die Polarisations im Detektionpfades auf 50°, 90° und 180° geändert. Zuletzt wird für eine gewählte Probe die Abhängigkeit zwischen Anregungsleistung (von 0,1 bis 20 mW) und dem Verhalten des Emissionsspektrums untersucht.

Im nächsten Versuchsteil wird der zweite Anregungspfad aufgebaut und nacheinander die drei oben benannten Laser eingebaut. Für den jeweiligen Laser wird dann erneuert das Emissionsspektrum für jede einzelne Probe aufgenommen.

Als letztes wird die Polarisation einer Weinprobe untersucht, indem Emissionsspektren für vier Filtereinstellungen aus Kombinationen von 0° und 90° im Anregungs- und Detektionspfad vorgenommen werden. Dabei ist drauf zu achten, dass eine Drehung an der $\lambda/2$ -Platte von 45° einer Polarisation von 90° entspricht.

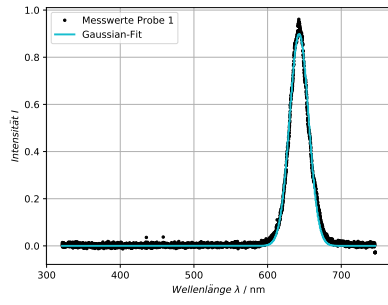
4 Auswertung

4.1 Photolumineszenz-Eigenschaften der kolloidalen Nanokristalle

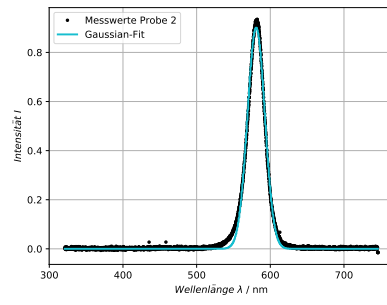
Die erste Aufgabe ist es, einige Eigenschaften der kolloidalen Nanokristalle anhand von Photolumineszenzspektren zu untersuchen.

4.1.1 Größe der Nanokristalle

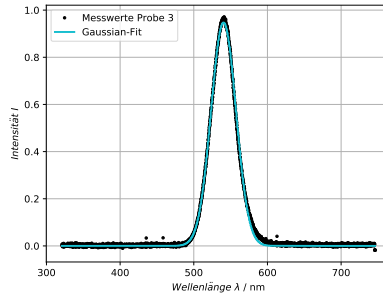
Zunächst soll die Größe der kolloidalen Nanokristalle jeder Probe bestimmt werden. Hierfür wird jede Probe einzelne mit einem Laser der Wellenlänge 405 nm angeregt und ein Photolumineszenzspektrum (PL-Spektrum) von ca 320 - 747 nm wird aufgenommen. Diese PL-Spektren sind in Abbildung (6) zu sehen.



(a) Messung der Probe 1 mit Messdauer 1 s.



(b) Messung der Probe 2 mit Messdauer 0,5 s.



(c) Messung der Probe 3 mit Messdauer 0,65 s.

Abbildung 6: Photolumineszenzspektren der drei vorliegenden Proben mit einer Anregungswellenlänge von 405 nm.

Alle drei Spektren weisen nur geringfügige Abweichungen auf. Mit Hilfe von Magicplots und Python werden durch die Messwerte aller drei PL-Spektren gaußförmige Ausgleichskurven gelegt. Diese besitzen die in Formel (2) beschriebene Form.

$$y = a \cdot \exp\left(-\ln(2) \cdot \frac{(x - x_0)^2}{dx^2}\right) \quad (2)$$

Hierbei gibt a die Amplitude und dx die Linienbreite der Gaußkurve an. Die Variable x_0 gibt die Wellenlänge λ_i der Probe an. Mittels der Formeln (3) und (4) lassen sich nun die Größe der Nanopartikel berechnen.

$$\Delta E_{r,i} = h \frac{c}{\lambda_i} \quad (3)$$

$$\Delta E_{r,i} = E_g + \frac{h^2}{8r_{NP,i}^2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (4)$$

Alle Ergebnisse sind in Tabelle (1) aufgelistet.

Tabelle 1: Ergebnisse aus den Fit-Kurven der drei Messungen.

Probe	Wellenlänge λ_i / nm		Energie $E_{r,i}$ / eV	Radius r_{NP} / nm
	Theorie	experimentell		
1	644	642,819	1,9289	7,717
2	580	580,832	2,1348	5,338
3	542	540,287	2,2949	4,502

4.1.2 Polarisation der Photolumineszenz

Im nächsten Schritt wird an einer Probe beispielhaft untersucht, ob die Photolumineszenz polarisiert ist. In Abbildung (7) sind die drei verschiedenen PL-Spektren der Probe drei zu sehen. Hier ist zu erkennen, dass für verschiedene Polarisationswinkel in der Detektion

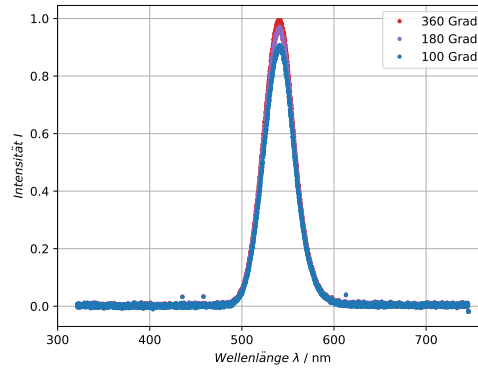


Abbildung 7: PL-Spektren der Probe 3 mit einer Anregungswellenlänge von 405 nm für drei unterschiedliche Polarisationswinkel im Detektionspfad.

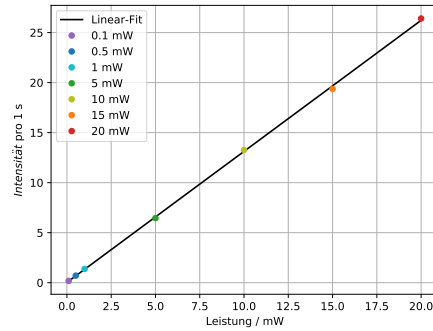
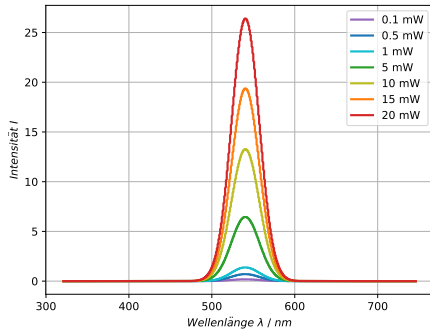
das Spektrum der Photolumineszenz die selbe Form aufweist. Lediglich die Intensität des Peaks variiert ein wenig. Doch die Photolumineszenz der Nanokristalle ist unpolarisiert.

4.1.3 Leistungsabhängige Peak-Energie

Als letzte Eigenschaft wird die Peak-Energie in Abhängigkeit der Leistung untersucht. Auch diese Messung wird wieder an der Probe 3 durchgeführt. Für sieben verschiedenen Laserleistungen wird das PL-Spektrum aufgenommen. Um keine Sättigung des Detektors zu erreichen, wird die Messzeit für jede Laserleistung variiert. In Tabelle (2) sind die Messwerte zu den Spektren notiert. Die aufgenommenen PL-Spektren werden mit Formel (2) gefittet. Um sie untereinander besser vergleichen zu können werden die PL-Spektren für eine Messzeit von 1 s umgerechnet. In Abbildung (8a) sind diese Kurven zu sehen.

Tabelle 2: Aufgenommene Werte der Messungen zur Leistungsabhängige Peak-Energie.

Laserleistung / mW	Intensiät	Zeitintervall Δt / ms
0,1	0,3311	1800
0,5	0,8477	1200
1	0,9658	700
5	0,9684	150
10	0,9286	70
15	0,9687	50
20	0,7922	30



(a) Die Fit-Kurven zu den aufgenommenen PL-Spektren für verschiedenen Laserleistungen mit einer Messzeit von 1 s. (b) Die Peak-Energien der PL-Spektren mit linearem Fit.

Abbildung 8: Messung der Peak-Energie der Probe 3 mit einer Anregungswellenlänge von 405 nm für unterschiedliche Laserleistungen.

Die Leistung der Peakmaxima sind in Abbildung (8b) gegen die Intensität aufgetragen. Der lineare Fit besitzt die Form:

$$I_{Peak} = (1,30995 \pm 0,00932) \cdot P_{Laser} + (0,02559 \pm 0,09654)$$

Aus dem Fit lassen sich Linienbreite und Amplitude der Peaks ablesen. Mittels Formel (3) lassen sich die Emissionsenergien der Peaks bestimmen. Die Messergebnisse sind in Tabelle (3) aufgelistet. In Abbildung (9) sind Linienbreite und Emissionsenergie gegen die angelegte Laserleistung aufgetragen. Zu sehen ist, dass die Linienbreite mit steigender Laserleistung erst stark und dann immer flacher abfällt. Im Gegensatz dazu steigt die Emissionsenergie kurz an, bevor diese mit steigenden Laserleistung sinkt, um bei der letzten Messung wieder etwas zu steigen.

4.2 Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Laserwellenlänge

In der zweiten Messreihe werden wieder alle drei Probe untersucht. Diesmal werden die Proben mit unterschiedlichen Wellenlängen angeregt. Verwendet werden Laser mit

Tabelle 3: Ergebnisse der Messung zur Leistungsabhängige Peak-Energie und ihrer Linienbreite für eine Messzeit von 1 s.

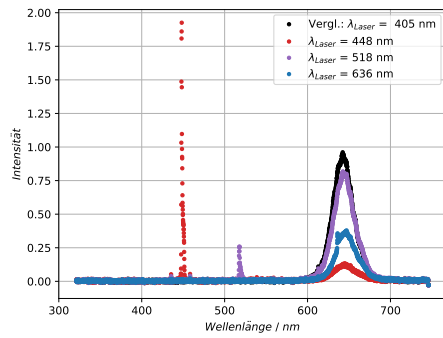
Laserleistung / mW	Emissionsenergie / eV	Linienbreite / meV	Amplitude
0,1	2,2943037	20,2138	0,18394
0,5	2,2942871	19,9469	0,70642
1	2,2944082	19,8745	1,37971
5	2,2943158	19,7709	6,45600
10	2,2940935	19,7519	13,26570
15	2,2939390	19,7476	19,37400
20	2,2939810	19,6778	26,40667



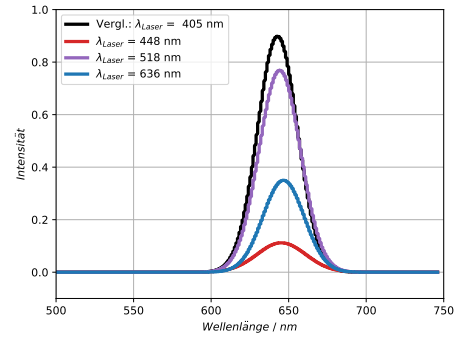
Abbildung 9: Die Emissionsenergie der Probe 3 mit Wellenlänge 540,287 nm in Abhängigkeit der Laserleistung.

den Wellenlängen 448 nm, 518 nm und 636 nm. Zum Vergleich sind in den folgenden PL-Spektren auch immer das PL-Spektrum der jeweiligen Probe aus dem ersten Aufgabenteil dargestellt, siehe Abbildung (6). In den Graphen (10a), (11a) und (12a) sind die Messwerte dargestellt. Auch hier wurden, wie zuvor auch schon, die Messwerte für eine Messzeit von 1 s hochgerechnet, um die Spektren besser miteinander vergleichen zu können. Zu sehen sind dabei jeweils in jedem Spektrum ein sehr schmaler Peak und ein breitere. Ersterer ist der Reflexions-Peak und stammt von dem Laser, mit dem die Probe angeregt wird. Der breitere PL-Peak wird mit der Formel (2) gefittet und ist jeweils in dem Graphen rechts daneben dargestellt.

In Abbildung (10b) ist zu sehen, dass die Nanokristalle der Probe 1 mit allen vier Wellenlängen angeregt werden können. Die Messwerte, die aus den Fits abgelesen werden,



(a) PL-Spektren der Probe 1 mit unterschiedlicher Anregungswellenlänge.



(b) Darstellung der Fits der PL-Peaks.

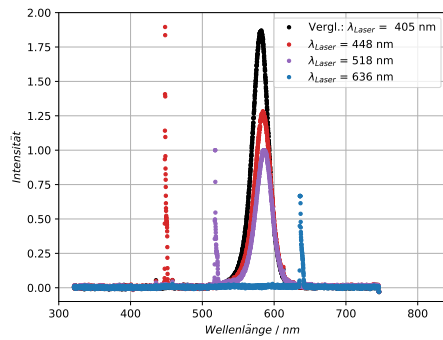
Abbildung 10: Messungen und Ergebnisse zur Probe 1.

sind in Tabelle (4) notiert. Hierbei steht die Abkürzung Ref. für Reflexion und Emission wird mit Emi. bezeichnet. Da sich der Reflexionspeak bei der Anregungswellenlänge von 636 nm mit dem PL-Peak der Emission überschneidet, konnte der Reflexionspeak hier nicht gefittet werden.

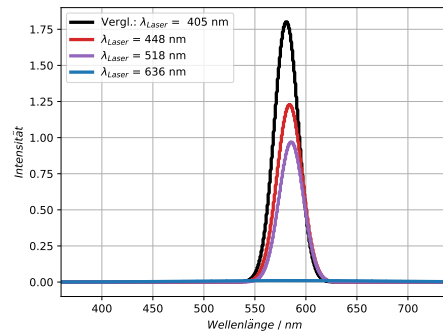
Tabelle 4: Messergebnisse der Probe 1 zu Abbildung (10)

$\lambda_{\text{Ref.}} / \text{nm}$	Linienbreite Ref.	$\lambda_{\text{Emi.}} / \text{nm}$	Linienbreite Emi.
448,32	0,69	645,31	18,47
517,99	0,85	644,23	15,73
-	-	646,68	15,67

Im Vergleich zu Probe 1 sind die PL-Peaks der Probe 2 (siehe Abbildung (11b)) etwas schmaler. Hier ist nun auffällig, dass für eine Anregung mit 636 nm keine Photolumineszenz auszumachen ist. Werden die dazugehörigen Parameter aus Tabelle (5) hinzugezogen ist festzustellen, dass die Linienbreite eine ganze Größenordnungen größer ist, als die der anderen PL-Peaks. Die Messung könnte daher vernachlässigt werden, wird hier jedoch der Vollständigkeit halber mit angegeben.



(a) PL-Spektren der Probe 2 mit unterschiedlicher Anregungswellenlänge.



(b) Darstellung der Fits der PL-Peaks.

Abbildung 11: Messungen und Ergebnisse zur Probe 2.

Tabelle 5: Messergebnisse der Probe 2 zu Abbildung (11)

$\lambda_{\text{Ref.}} / \text{nm}$	Linienbreite Ref.	$\lambda_{\text{Emi.}} / \text{nm}$	Linienbreite Emi.
448,50	0,93	584,02	14,44
518,19	1,05	585,65	14,09
636,97	1,62	589,88	109,10

Zu letzt wird die Probe 3 mit unterschiedlichen Wellenlängen angeregt. Wie schon bei der vorherigen Probe zu sehen, ist auch hier für eine Anregung mit 636 nm keine Photolumineszenz auszumachen. Auch hier ist die Linienbreite wieder eine ganze Größenordnungen größer, als die der anderen PL-Peaks (siehe Abbildung (6)).

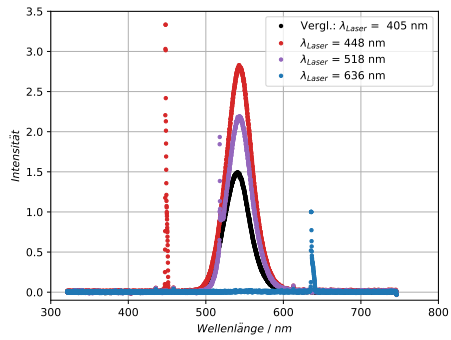
Tabelle 6: Messergebnisse der Probe 3 zu Abbildung (12)

$\lambda_{\text{Ref.}} / \text{nm}$	Linienbreite Ref.	$\lambda_{\text{Emi.}} / \text{nm}$	Linienbreite Emi.
448,36	0,82	543,13	19,79
517,96	0,20	543,34	19,05
636,58	1,42	610,95	100,88

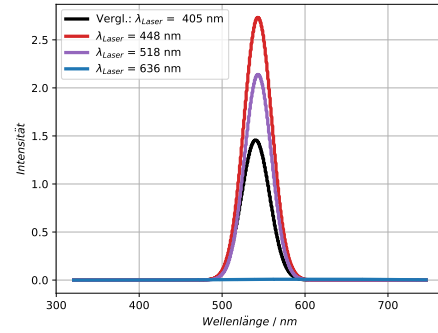
Bei einem Vergleich aller drei Proben ist festzustellen, das die PL-Peaks nur sehr wenig gegeneinander auf der x-Achse verschoben sind und lediglich die Intensitäten stakt unterschiedlich sind.

4.3 Linearer Polarisationsgrad von Flüssigkeiten (Bonus-Aufgabe)

Zu letzt wird der Polarisationsgrad einer Wein-Probe bestimmt. Mit einem Laser der Wellenlänge von 405 nm wird diese angeregt. Sowohl im Anregungspfad also auch im Detektionspfad wird die Polarisation mittels eines Filters variiert. Es werden vier Spektren mit unterschiedlicher Polarisation aufgenommen, diese sind in Abbildung (13) zu sehen. Wie auch schon im vorherigen Aufgabenteil werden die sehr schalen Peaks in



(a) PL-Spektren der Probe 3 mit unterschiedlicher Anregungswellenlänge.



(b) Darstellung der Fits der PL-Peaks.

Abbildung 12: Messungen und Ergebnisse zur Probe 3.

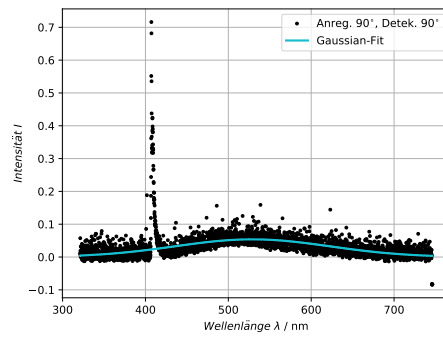
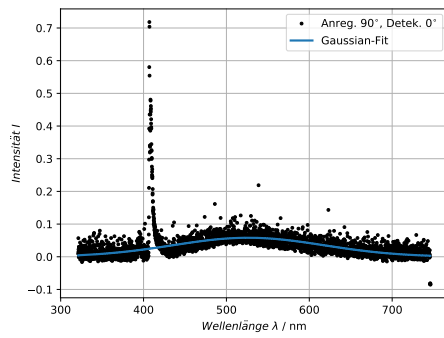
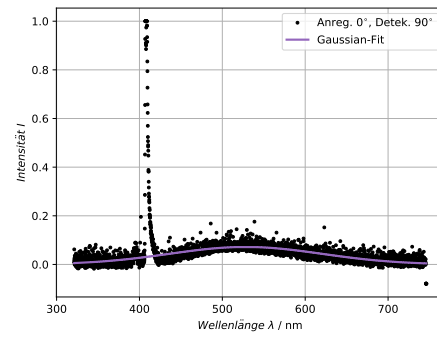
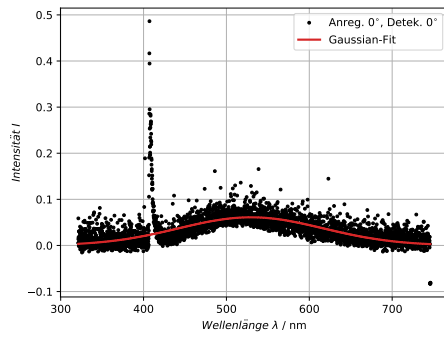


Abbildung 13: Die PL-Spektren der Messungen von der Wein-Probe für verschiedene Polarisationspfade.

den Spektren durch eine Reflektion des Lasers hervorgerufen. Die PL-Peaks werden mit Formel (2) gefittet. Für einen besseren Vergleich der vier Messungen miteinander sind die Fit-Kurven in Abbildung (14) dargestellt. Die Position x_0 des Maximums der Gauß-

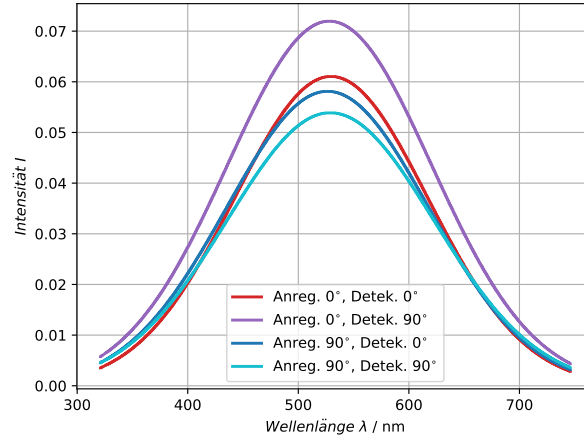


Abbildung 14: Die gefitteten Gauß-Kurven der vier gemessenen PL-Spektren im Vergleich.

Kurven ist untereinander ein wenig verschoben. Auffälliger sind die unterschiedlichen Intensitäten der Maxima, welche in der danebenstehenden Tabelle (7) notiert sind. Aus

Tabelle 7: Messwerte zu den gefitteten Gauß-Kurven.

Anregung	Detektion	Intensitätsmaximum	Wellenlänge λ / nm
0°	0°	0,0611	529,767
0°	90°	0,0719	528,218
90°	0°	0,0581	526,574
90°	90°	0,0539	529,072

den Intensitätsmaxima wird mittels der Formel (5) der Polarisationsgrad berechnet.

$$\text{Polarisationsgrad} = \frac{I_{PL,0^\circ} - I_{PL,90^\circ}}{I_{PL,0^\circ} + I_{PL,90^\circ}} \quad (5)$$

Für 0° beziehungsweise 90° im Anregungspfad ergeben sich damit die folgenden Werte des Polarisationsgrad.

$$P_{0^\circ} = 0,08204$$

$$P_{90^\circ} = 0,03779$$

5 Diskussion

5.1 Photolumineszenz-Eigenschaften der kolloidalen Nanokristalle

5.1.1 Größe der Nanokristalle

Die Messung zeigt, dass die experimentell bestimmte Wellenlänge der Proben nicht weit von der angegebenen abweicht und die bestimmten Radien der Nanopartikel liegen wie erwarten im *nm*-Bereich.

5.1.2 Polarisation der Photolumineszenz

5.1.3 Leistungsabhängige Peak-Energie

5.2 Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Laserwellenlänge

5.3 Linearer Polarisationsgrad von Flüssigkeiten (Bonus-Aufgabe)

Literatur

- [1] M. Bruchez Jr. et. al. „Semiconductor Nanocrystals as Fluorescent Biological Labels“. In: *Science* 281.2013 (1998).
- [2] J. HU. et al. „Linearly Polarized Emission from Colloidal Semiconductor Quantum Rods“. In: *Science* 292.2060 (2001).
- [3] Daniel Braam. „Photolumineszenz-Spektroskopie an einzelnen Nanopartikeln“. In: *Diplomarbeit* (2011).
- [4] W.T. et al. Buttler. „Daylight Quantum Key Distribution over 1.6 km“. In: *Phys. Rev. Lett.* 84.5652 (2000).
- [5] TU Dortmund. *Photolumineszenz von kolloidalen Nanokristallen*. 2020.
- [6] A. I. Ekimov und A. A. Onushchenko. „Quantum size effect in three-dimensional microscopic semiconductor crystals“. In: *JETP Letters* 34.6 (1981), S. 345–349.
- [7] Melina Helfrich und Felix Landmeyer. „Photolumineszenz von kolloidalen Nanokristallen“. In: *FP2, TU Dortmund* (2019).
- [8] Lars Karsten. „Photolumineszenzspektroskopie an Halbleiterquantenpunkten“. In: *Cuvillier Verlag* (2004).
- [9] Kompendium. *Quantenpunkt-Displays*. URL: <https://kompendium.infotip.de/quantenpunkt-displays.html> (besucht am 12.08.2020).
- [10] Daniel Loss und David P. DiVincenzo. „Quantum computation with quantum dots“. In: *Phys. Rev. Lett.* 57.120 (1998).
- [11] sigmaaldrich. *Quantum Dots*. URL: <https://www.sigmaaldrich.com/technical-documents/articles/materials-science/nanomaterials/quantum-dots.html> (besucht am 12.08.2020).