



FRIEDRICH-SCHILLER-
UNIVERSITÄT
JENA

Emissionscharakteristik von
ZnO-Nanodrähten unter externen
Magnetfeldern

Masterthesis
im Studiengang Physik
angefertigt am Institut für Festkörperphysik
der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von B.Sc. Christian Zietlow, geb. am 15. Mai 1992 in Bad Oldesloe

Betreuer und 1. Prüfer : Prof. Dr. Carsten Ronning, Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Prüfer : Dr. Claudia Schnohr, Friedrich-Schiller-Universität Jena

Jena, den 01. August 2018

Abstract

Semiconductor nanowires (NW) are one of the smallest lasing sources and thus gained a lot of attention in order to achieve the required future miniaturization of optoelectronic devices. Light-matter interaction in NWs and their angular emission distribution are determined by the operating transverse laser mode which defines the polarization of the propagating light. Since single zinc oxid NWs provide gain material combined with a Fabry-Pérot-Cavity, coherent laser emission can be achieved by optical pumping. The laser emission is most pronounced at the endfacets such that both interfere similar to a Young's double-slit experiment. The emerging pattern is analysed via Fourier optics in angular-resolved Microphotoluminescence. In addition to this, Stokes parameters of the emitted light can be determined spectrally resolved for individual modes, giving an insight into the field distribution in the NW. Using external magnetic fields, changes in laser and emission characteristics are analysed. Thus, nanowires were transferred to a magnetizable substrate and with a Helmholtz coil allowing to change the direction of magnetization *in situ*, spin polarization was striven for using spontaneous spin coherence caused by proximity effects.

Kurzzusammenfassung

Halbleiternanodrähte gehören zu den kleinsten bekannten Lasern und sind somit interessant, um in Zukunft die erforderliche Miniaturisierung von optoelektronischen Anwendungen voranzutreiben. Die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie in Nanodrähten und die Winkelverteilung der Emission werden maßgeblich durch die transversale Lasermode determiniert und damit auch die Polarisierung des Lichtes festgelegt. Da Zinkoxid Nanodrähte ein aktives optisches Medium darstellen und gleichzeitig als Fabry-Pérot-Kavität fungieren, kann kohärente Laseremission durch optisches Pumpen erreicht werden. Hierbei konzentriert sich die Laseremission hauptsächlich auf die Endfacetten, die, ähnlich dem Young'schen Doppelspaltexperiment, interferieren. Dieses Interferenzmuster wird via Fourieroptik in winkelaufgelöster Mikrophotolumineszenz analysiert. Hierüber hinaus werden die Stokes-Parameter der Emission spektral aufgespalten für einzelne Longitudinalmoden betrachtet und erlauben somit einen Einblick in die Feldverteilungen im Nanodraht. Unter angelegten externen Magnetfeldern wurden Veränderungen der Laser- und Emissionscharakteristika untersucht. Hierzu wurden die Nanodrähte auf ein magnetisierbares Substrat aufgebracht und die Magnetisierungsrichtung mit einer Helmholtzspule *in situ* verändert. Hierbei soll der "Proximity-Effekt" für eine spontane Spinkohärenz sorgen, die zu einer Spinpolarisation führt.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Das Materialsystem Zinkoxid (ZnO)	3
2.2 Lumineszenz in II ^b -VI Halbleitern	4
2.2.1 Exzitonen	4
2.2.2 Mehr-Exziton-Prozesse	7
2.2.3 Elektron-Loch-Plasma	8
2.3 Plasmonik	9
2.4 Lasing in II ^b -IV Halbleiternanodrähten	10
2.4.1 Halbleiterlaser	10
2.4.2 Lasing in Nanodrähten	11
2.5 Polarisation und Stokes-Parameter	17
2.5.1 Polarisationsrichtung von elektromagnetischen Wellen	17
2.5.2 Stokes-Parameter	18
2.6 Magnetismus und Spinpolarisation	19
2.6.1 Larmorpräzession und Zeeman-Aufspaltung	20
2.6.2 Auswahlregeln und Spinpolarisation	20
2.6.3 Spinrelaxation und Spindphasierung	21
3 Experimentelle Methodik	27
3.1 Synthese und Präparation der Nanodrähte	27
3.1.1 Nanodrahtsynthese via VLS-Mechanismus	27
3.1.2 Imprint	28
3.1.3 Magnetisierung der Probe	29
3.2 Charakterisierung der Proben	31
3.2.1 Mikro-Photolumineszenz Aufbau	31
3.2.2 Messablauf	40
4 Fourierabbildung der Emission von ZnO-Nanodrähten	43
4.1 ZnO-Nanodraht auf einem SiO ₂ -Substrat	43
4.1.1 Fourierabbildung der Nanodrahtemission	44
4.1.2 Polarisations-eigenschaften der Nanodrahtemission	48
4.2 ZnO-Nanodrähte auf einem MgO/Co/SiO ₂ -Substrat	56
4.2.1 Fourierabbildung der Nanodrahtemission	61
4.2.2 Polarisations-eigenschaften der Nanodrahtemission	62

5 Einfluss eines externen Magnetfeldes auf die Emissionscharakteristik	65
5.1 Spektrum und Laserschwellwert	66
5.2 Polarisationsgrad und Stokes-Parameter	68
6 Zusammenfassung und Ausblick	75
A Anhang	79
A.1 Anleitungen zur Justage der μ PL	79
A.2 Leistungsmessung	81
A.3 Herleitung Korrektur der Abbildung	82
A.4 Einmessung der Fourieroptik	86
A.5 Fehlerabschätzung und Hintergrundrauschen	87
A.5.1 Fehler der Fourierkoeffizienten	87
A.5.2 Ausrichtung der optischen Elemente und Phasenverschiebung . .	88
A.5.3 Kosmische Strahlung und Hintergrundrauschen	91
A.6 Ergänzungen zur Berechnung der Stokes-Parameter	92
A.7 Spin Injektion	92
Literaturverzeichnis	95

Kapitel 1

Einleitung

In der heutigen Hochtechnologiegesellschaft besteht auch weiterhin ein ungebremstes Interesse daran, immer schnellere, kleinere und effizientere Prozessoren zu entwickeln. Bisher konnte die Halbleiterindustrie diesem weitestgehend nachkommen, dennoch zeichnen sich Grenzen dieser Miniaturisierung ab, die unüberwindbar scheinen. Grundlegende physikalische Begebenheiten wie Quanteneffekte führen dazu, dass funktionale Strukturen nicht weiter verkleinert werden können, ohne sie massiv zu beeinträchtigen und damit unbrauchbar werden zu lassen [1].

Um den technischen Fortschritt auch in Zukunft vorantreiben zu können, bedarf es, ob der Unumgänglichkeit dieser Effekte, neuer Denkansätze. Einer dieser Ansätze umfasst die Verwendung optischer Schaltkreise. Diese bieten den Vorteil eines Informationstransportes in Lichtgeschwindigkeit, im Gegensatz zu der deutlich langsameren Geschwindigkeit der Elektronen in konventionellen Schaltkreisen. Auch die Schaltzeiten sind gegenüber den herkömmlichen elektronischen Bauteilen stark reduziert [2, 3], denn bei elektronischen Bauteilen ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ein limitierender Faktor – dieser entfällt bei optischen Bauteilen. Durch beide Begebenheiten, der schnelleren Transportgeschwindigkeit und den kürzeren Schaltzeiten, erhöht sich der Datentransfer gegenüber herkömmlichen elektronischen Prozessoren drastisch. Die Integrierte Optik (IO) als Technik der nächsten Generation steckt aber noch in den Kinderschuhen und es wird ausgiebig an der Verwirklichung geforscht [4], in Erwartung, dass der Markt in den nächsten Jahren stark wachsen wird [5].

Für diese neue Art des Rechnens wird eine gerichtete kohärente Lichtquelle benötigt – ein Laser. Halbleiternanodrähte bilden eine solche Klasse miniaturisierter Laser und könnten in Zukunft diese Lücke füllen. Sie besitzen einen Durchmesser von wenigen hundert Nanometern, bei einer Länge von wenigen Mikrometern. Aufgrund eines Brechungsindex größer eins, können sie Licht einer Wellenlänge führen, die größer ist als ihr eigener Durchmesser [6]. Damit setzen Nanodrähte eine untere Grenze für die gerichtete Laseremission, gleichzeitig fungieren sie aufgrund ihrer Struktur als natürliche Resonatoren [7]. Sie besitzen Schaltzeiten im Bereich weniger Pikosekunden, drei Größenordnungen unter den Schaltzeiten moderner Transistoren [8, 9]. Damit erfüllen Nanodrähte die Anforderungen, die die Gesellschaft an ein solches System stellt – sie sind schnell, sie sind klein und sie sind effizient.

Für eine letztendliche Anwendung bedarf es jedoch hinreichender Kenntnis über die Betriebsparameter und über die Emissionseigenschaften, denn selbige müssen für die Anwendung reproduzierbar sein, um einen stabilen Betrieb zu ermöglichen – hier setzt diese Masterthesis an. Kenntnis über die Abstrahlcharakteristik der Nanodrähte ist notwendig, um das Licht weiterverarbeiten zu können. Hierbei spielt die Polarisation des Lichtes eine entscheidende Rolle, denn diese lässt sich leicht manipulieren und eignet sich somit gut für optische Rechenprozesse [10].

In dieser Masterthesis wird die Abstrahlcharakteristik von Zinkoxid (ZnO)-Nanodrähten untersucht. Zinkoxid ist ein Materialsystem mit einer Lichtemission im nahen UV-Bereich bei ca. 3.3 eV [11]. Es eignet sich also wegen der Wellenlänge $\lambda \approx 390$ nm für die Herstellung besonders dünner Drähte, die trotzdem noch das Licht ihrer Lasermode führen können. Einer der großen Vorteile liegt in der Herstellung solcher Strukturen unter Ausnutzung von Selbstorganisationsmechanismen. Mithilfe des Vapor-Liquid-Solid-Verfahrens (VLS) können unzählige dieser Nanostrukturen mit verschiedensten Durchmessern und Längen sowie hoher Kristallinität gleichzeitig gewachsen und damit technisch aufwendige Produktionsschritte wie Lithographieverfahren einfach umgangen werden [12].

Zur Messung der Emissionseigenschaften wird in der “Top-View”-Geometrie, einer Sichtperspektive von oben auf den flach auf dem Substrat liegenden Nanodraht herab, die Polarisation winkelaufgelöst analysiert und mittels Stokes-Parametern charakterisiert. Zu diesem Zweck wurden die Methode der rotierenden $\lambda/4$ -Platte und eine Fourieroptik eingesetzt. Um weitere Erkenntnisse über das Verhalten der Emission bei externen (Stör-)Feldern zu gewinnen, werden die ZnO -Nanodrähte zudem einem Magnetfeld ausgesetzt. Dazu werden die Nanodrähte auf ein magnetisierbares Substrat aufgebracht. Durch Ausnutzung von “Proximity-Effekten” soll eine spontane Gleichrichtung der Elektronen- und Lochspins mit den Spins des magnetisierten Substrats stattfinden und so eine Spinpolarisation induziert [13], deren Auswirkungen auf die Emissionscharakteristik untersucht werden.

Hierzu wurde im Rahmen dieser Masterthesis ein Fourieraufbau in den bestehenden Mikro-Photolumineszenz (μ -PL)-Aufbau integriert. Es wurde ein drehbares Helmholtz-spulenpaar dimensioniert, das es erlaubt, die Magnetisierungsrichtung des Substrates während der Messung *in situ* zu verändern. Weiterhin wurde ein Matlab-Auswertungs-skript zur Berechnung der Stokes-Parameter in großen Teilen neu geschrieben, verbessert und auf die Messgeometrie zugeschnitten.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Das Materialsystem Zinkoxid (ZnO)

Zinkoxid (ZnO) ist ein II^b-VI Verbindungshalbleiter mit einer direkten Bandlücke von $E_g = (3.37 \pm 0.01)$ eV bei Raumtemperatur am Γ -Punkt [14]. Durch das Kristallfeld und die Spin-Bahn-Wechselwirkung wird das Valenzband (kurz VB) in drei Subbänder aufgespalten (A, B und C, bzw. *heavy hole (HH)*, *light hole (LH)* und *split off (SO)*) – die Energiedifferenzen betragen $\Delta E_{AB} = 4.9$ meV und $\Delta E_{BC} = 43.7$ meV [14]. Hierbei wird dem B-Valenzband die Symmetrie Γ_9 , den anderen beiden Valenzbändern A und B sowie dem Leitungsband die Symmetrie Γ_7 zugeordnet. Dies führt dazu, dass einige Dipolübergänge stark unterdrückt sind, je nachdem ob der Vektor des elektrischen Feldes \vec{E} parallel oder senkrecht zur c-Achse des Kristalls ausgerichtet ist. Die verschiedenen Übergänge sind in Tab. 2.1 zusammengefasst.

Zinkoxid kristallisiert unter Normalbedingungen bevorzugt in der hexagonalen Wurzit-Struktur (s. Abb. 2.1 a)) mit den Gitterkonstanten $a = b = 3.25$ Å und $c = 5.20$ Å [14]. Jedes Zinkatom ist dabei von vier Sauerstoffatomen umgeben und andersherum. Die tetraedrale Bindungsstruktur wird von sp^3 -Hybridorbitalen geformt und besitzt einen kovalenten Bindungscharakter, wobei die komplett gefüllten 2p-Orbitale des Sauerstoffs (O) das Valenzband, die leeren 4s-Orbitale des Zink (Zn) das Leitungsband formen. Durch den hohen Elektronegativitätsunterschied von Sauerstoff und Zink ($\Delta\chi \approx 1.8$) hat die Bindung einen hohen ionischen Bindungsanteil. Die Stärke dieser ionischen Bindung beträgt 0.62 auf der Phillips-Skala [15] und liegt somit auf der Grenze zwischen ionischer und kovalenter Bindung. Zinkoxid ist ein optisch anisotropes Medium mit den Brechungsindizes $n_o = 2.38$ (parallel zur c-Achse) und $n_{ao} = 2.36$ (orthogonal zur c-Achse) in der Nähe der Energie der Bandlücke für $\lambda = 382$ nm ($E_{\text{Photon}} = 3.25$ eV) bei 4 K [16]. Die Dispersion bei $\lambda = 385$ nm beträgt $\frac{dn}{d\lambda} \approx -0.012$ nm⁻¹ [6].

Exxitonenzustand	Dipolübergang	Spin-Flip	Übergangswahrscheinlichkeit
A Γ_1	erlaubt (für $\vec{E} \parallel \vec{c}$)	ja	klein
A Γ_2	verboten	ja	sehr klein
A Γ_5	erlaubt (für $\vec{E} \perp \vec{c}$)	nein	groß
B Γ_6	verboten	ja	sehr klein
B Γ_5	erlaubt (für $\vec{E} \perp \vec{c}$)	nein	groß
C Γ_1	erlaubt (für $\vec{E} \parallel \vec{c}$)	nein	groß
C Γ_2	verboten	ja	sehr klein
C Γ_5	erlaubt (für $\vec{E} \perp \vec{c}$)	ja	klein

Tab. 2.1: Die Auswahlregeln für Übergänge der A-, B- und C-Exxitonen von ZnO für $n_B = 1$ ins Leitungsband mit ihren relativen Häufigkeiten (aus [14]).

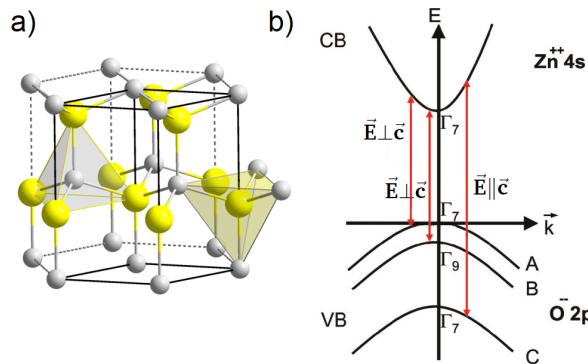


Abb. 2.1: Darstellung der a) hexagonalen Wurzit-Struktur von ZnO mit Zn (gelb) und O (grau) (aus [17]) sowie der b) Bandstruktur von ZnO um den Γ -Punkt mit den verschiedenen Subbändern (nach [14]).

2.2 Lumineszenz in II^b-VI Halbleitern

Dieser Abschnitt soll eine Übersicht über die wichtigsten exxitonischen Prozesse im Material geben. Diese sind notwendig, um ein Verständnis für das optische Verhalten von Halbleitern unter Anregung zu schaffen und ihre Emissionseigenschaften zu verstehen.

2.2.1 Exxitonen

Trifft ein Photon mit einer Energie größer oder gleich der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband $E_{\text{Photon}} \geq E_g$ auf ein Medium, so kann es absorbiert werden. Im Falle der Absorption wird ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband

angehoben, zurück bleibt eine geladene Fehlstelle (*Loch*). Um die Energie zu minimieren relaxieren beide Ladungen materialabhängig im Piko- bis Femtosekundenbereich an die jeweilige Bandkante (Unterkante des Leitung- bzw. Oberkante des Valenzbandes). Die überschüssige Energie wird in Form von Gitterschwingungen (*Phononen*) an den Festkörper abgegeben. Ein solches Elektron-Loch-Paar kann in seiner Beschreibung als Quasiteilchen betrachtet werden, man spricht von einem *Exziton*. Dieses Exziton wird durch die Coulombkraft zwischen Elektron und Loch räumlich zusammengehalten und kann sich im Falle des *freien Exzitons* (*FX*) im Kristall bewegen. Ähnlich dem Wasserstoffatom kann man auch für das Exziton einen Bohr'schen Radius a_b definieren, der die Ausdehnung des Exzitons beschreibt:

$$a_b = \frac{\epsilon \hbar^2}{e^2 \mu_{FX}} \quad \text{mit} \quad \mu_{FX} = \frac{(m_e^* \cdot m_h^*)}{(m_e^* + m_h^*)} = \frac{(m_e^* \cdot m_h^*)}{M}, \quad (2.1)$$

mit der Permittivität ϵ , der Elementarladung e , dem reduzierten Planschen Wirkungsquantum \hbar , der reduzierten Masse des Exzitons μ_{FX} sowie der effektiven Massen der Elektronen und Löcher $m_{e,h}^*$.

Die Näherung der effektiven Masse besitzt jedoch nur dann Gültigkeit, wenn die Ausdehnungen des Exzitons größer als die Elementarzelle des Materialsystems ist [18]. Für ZnO ($a_b = 1.8$ nm [19] gegen $c = 0.52$ nm) ist dies erfüllt. Solch schwach gebundene Exzitonen werden auch als *Mott-Wannier-Exzitonen* bezeichnet. Die Energie des freien Exzitons beträgt

$$E_X(\vec{k}, n_B) = E_g - R_y \frac{\mu_{FX}}{m_0 \epsilon^2} \frac{1}{n_B^2} + \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2 M}, \quad (2.2)$$

mit der Rydbergkonstante R_y , der Ruhemasse des Elektrons m_0 , der Hauptquantenzahl des Exzitons $n_B = 1, 2, \dots$ sowie dem Wellenvektor des Exzitons $\vec{k} = \vec{k}_e + \vec{k}_h$. Hierbei wird der zweite Term oft als Exziton-Bindungsenergie bezeichnet, der dritte Term enthält die kinetische Energie des Exzitons. Die Ausprägung der Bindungsenergie ist dabei maßgeblich von der Abschirmung durch die Valenzelektronen des Materialsystems bestimmt. Je lokalisierte diese sind, desto geringer ist die Abschirmung [20]. Für ZnO ergeben sich Bindungsenergien zu $E_{X,ZnO} = 49 \dots 63$ meV [21] bei $n_B = 1$ für die drei Subbänder A, B und C; die Lebensdauer dieser Exzitonen liegt typischerweise im Bereich von einigen hundert Pikosekunden [22]. Da die Bindungsenergien höher als die thermische Energie ($k_b T \approx 25$ meV) sind, bleiben die Exzitonen des Materialsystems bei Raumtemperatur stabil. Für thermische Energien größer der Bindungsenergie der Exzitonen dissoziieren diese.

Bei den meisten Halbleiter, so auch in ZnO, kann die exzitonische Anregung des Kristalls nicht unabhängig vom Lichtfeld betrachtet werden, da hier eine starke Kopplung auftritt. Ein Photon bringt eine Polarisation in Form eines Exzitons in den Kristall ein. Das Exziton rekombiniert und emittiert ein Photon usw. Dieses Quasiteilchen aus Exziton und Photon wird als *Exziton-Polariton* bezeichnet [23]. Die dazugehörige Dispersion ergibt sich aus der exakten Diagonalisierung des Hamilton-Operators für das gekoppelte System aus Exziton und Photon und wird in Abb. 2.2 dargestellt. Hierbei stellt der obere Ast (engl. *upper polariton branch*, kurz *UPB*) die Dispersion der longitudinalen exzitonischen Polarisation (die nicht mit dem Lichtfeld koppelt), der untere Ast (eng. *lower polariton branch*, kurz *LPB*) die transversale exzitonische Polarisation dar. Oberhalb der Exziton-Resonanz E_0 erfährt das Lichtfeld die Hintergrunds-Dielektrizitätskonstante $\epsilon_b = \epsilon(\infty)$, für Energien darunter die statische Dielektrizitätskonstante $\epsilon_s = \epsilon(0)$. Somit folgt im UPB die Dispersion für kleine Werte \vec{k} zunächst der exzitonischen Dispersion und nähert sich für größere Werte der photonischen Dispersion mit der Steigung $c/\sqrt{\epsilon_b}$ an. Im LPB ist es genau andersherum mit der entsprechenden Steigung der photonischen Dispersion $c/\sqrt{\epsilon_s}$. Polaritonen mit Energien sehr viel größer E_L , respektive Energien sehr viel kleiner E_0 , besitzen folglich einen photonischen Charakter. Anregungen, wie sie in dieser Arbeit Anwendung finden, geschehen im UPB und können über akustische oder optische Phononenzweige ins LPB relaxieren [18].

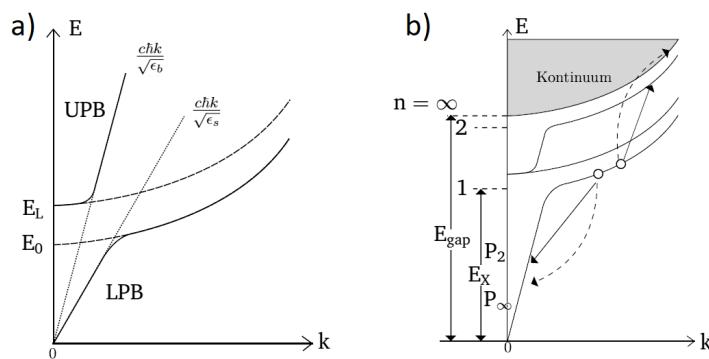


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der a) Dispersion des Exziton-Polaritons im UPB und LPB. Ebenfalls eingezeichnet, die Dispersion für Exzitonen (gestrichelt) und Photonen (gepunktet), sowie der b) inelastischen X-X-Streuung mit P_2 (→) und P_∞ (↔) (beide aus [24]).

2.2.2 Mehr-Exziton-Prozesse

Treffen nun ausreichend viele Photonen passender Energie pro Zeit und Volumenelement auf ein Material, so erhöht sich die Zahl der erzeugten Exzitonen und die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Exzitonen kann nicht mehr vernachlässigt werden (s. Abb. 2.3) – man spricht vom Bereich mittlerer Anregungsdichte. Es kommt vermehrt zu elastischen und inelastischen Streuprozessen von Exzitonen an Exzitonen (*X-X-Streuung*) und an Ladungsträgern (*X-e- bzw. X-h-Streuung*). Es können sich Bi-Exzitonen (X_2), bestehend aus zwei Exzitonen analog zum H_2 -Molekül, sowie höhere Anregungszustände ausbilden [25]. Die elastische Streuung der Exzitonen aneinander sorgt hierbei für eine Erweiterung der Resonanz der Exzitonen, reduziert aber gleichsam ihre Lebensdauer. Bei inelastischer Streuung wird ein Exziton in einen höheren exzitonischen Zustand gehoben, während das andere auf den photonischen Ast der Exziton-Polaritondispersion gestreut wird. Die hierbei entstehende P-Bande wird, je nach erreichtem Endanregungszustand des in den höheren Zustand gestreuten Exzitons, mit $P_2, P_3, \dots, P_\infty$ bezeichnet (s. Abb. 2.2). Das so gestreute Exziton relaxiert über Phononen-Streuung wieder in den Grundzustand zurück [26]. Da an diesem Streuprozess zwei Exzitonen teilnehmen, steigt die Intensität der P-Bande quadratisch mit der Anregungsdichte an [27]. Die strahlende Rekombination für Biexzitonen erzeugt die sogenannte M-Bande, die für ZnO ca. 12...20 meV unterhalb der Energie des freien Exzitons angesiedelt ist. Hierbei findet ein Zwei-Polariton-Zerfall statt, bei dem zumeist ein exzitonähnliches und ein photonähnliches Polariton entsteht, die Entstehung zweier photonähnlicher Polaritonen ist jedoch auch möglich [28].

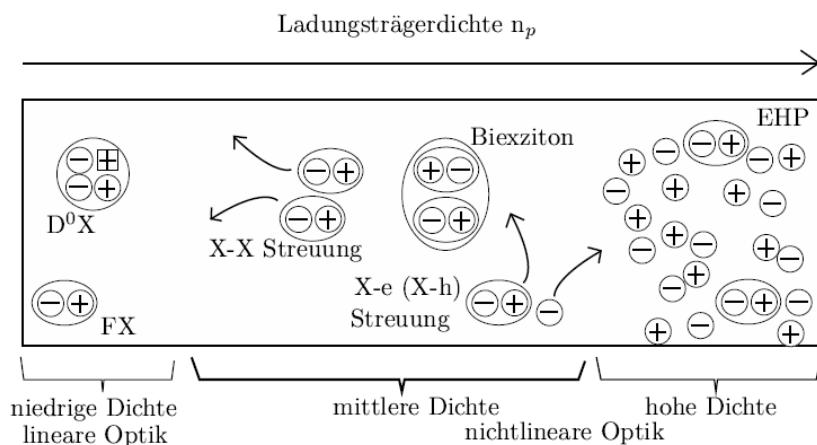


Abb. 2.3: Schematische Übersicht möglicher Quasiteilchen und deren Wechselwirkung unter verschiedenen Anregungsdichten (aus [24]).

2.2.3 Elektron-Loch-Plasma

Bei noch höheren Anregungsdichten geht das Gesamtsystem in ein sogenanntes Elektron-Loch-Plasma (engl. *electron-hole-plasma*, kurz *EHP*) über. Das EHP bezeichnet das Regime hoher Anregungsdichten und beginnt, sobald der mittlere Abstand der Exzitonen in etwa ihrem Bohr-Radius a_B entspricht. Daraus folgt für die kritische Anregungsdichte $n_p^c \approx a_B^{-3}$ [18]. Ab dieser Anregungsdichte ist die Abschirmung der Teilchen untereinander so groß, dass nicht mehr unterschieden werden kann, welches Elektron an welches Loch gebunden ist. Die Definiertheit der Exzitonen verschwimmt, sodass nicht mehr von einem Quasipartikel, sondern vielmehr von einem Plasma gesprochen werden muss (s. Abb. 2.3). Durch die starke Abschirmung der Coulombwechselwirkung kommt es zu einer Verminderung der Bandlückenenergie – man spricht von der sogenannten *Bandlückenrenormierung*. Diese folgt aus dem Pauli-Prinzip, das den Aufenthalt zweier Elektronen gleichen Spins im Phasenraum einer Elementarzelle verbietet. Es ist somit wahrscheinlicher, dass sich in unmittelbarer Nähe des Elektrons ein Loch aufhält als ein zweites Elektron. Somit überwiegen die anziehenden Coulombkräfte und die Bandlücke verkleinert sich [18]. Im EHP sind sowohl Valenz- als auch Leitungsband bis zu den Quasiferminiveaus E_F^e und E_F^h gefüllt (s. Abb. 2.4). Die Energiedifferenz beider wird als chemisches Potential μ bezeichnet. Bei steigenden Anregungsdichten laufen die Quasiferminiveaus auseinander, sodass die spektrale Breite des Spektrums bei strahlender Rekombination zunimmt.

$$\Delta E = \mu - E_g \quad \text{mit} \quad \mu = E_F^e - E_F^h \quad (2.3)$$

zunimmt.

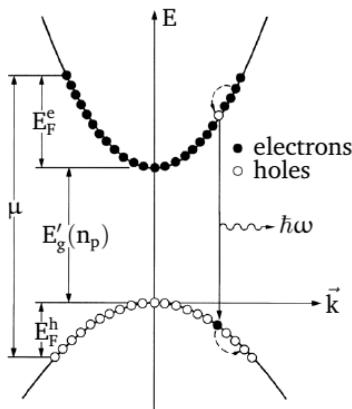


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Besetzung in einem EHP mit Rekombinationsprozess (nach [18]).

Da es sich bei ZnO um ein n-leitendes Material handelt, wird bei zunehmender Anregungsdichte das Donatorniveau immer weiter aufgefüllt, sodass sich das Ferminiveau nach oben zur Leitungsbandunterkante verschieben kann. Die daraus resultierende Vergrößerung der Bandlücke ist als *Burstein-Moss-Effekt* bekannt [29]. Ein weiterer wichtiger Effekt, der insbesondere bei hohen Temperaturen und geringen Wärmeleitfähigkeiten zum Tragen kommt, ist die temperaturbedingte Vergrößerung der Gitterkonstanten, die zu einer Verringerung der Bandlücke führt, welche quantitativ durch die *Varshni-Formel* beschrieben wird [30].

2.3 Plasmonik

Volumenplasmonen

Ein Metall lässt sich im Modell des freien Elektronengases als Plasma, bestehend aus den positiven Atomrümpfen und den negativen freien Elektronen, beschreiben. Die schweren Atomrümpfe können hochfrequenten elektrischen Feldern aufgrund ihrer Trägheit nicht mehr folgen, wohl aber die um einige Größenordnungen leichteren Elektronen – es kommt zu einer Ladungstrennung. Diese quantisierte Schwankung der Ladungsträgerdichte im Festkörper wird gemeinhin als *Plasmon* bezeichnet [31]. Durch innere Streuprozesse der Elektronen an den Gitterrümpfen und anderen Elektronen wird die Schwingung der Plasmonen gedämpft. Nach dem Drude-Model ergibt sich die Bewegungsgleichung der Elektronen zu

$$m_e^* \cdot \ddot{\vec{x}} + m_e^* \cdot \gamma \cdot \dot{\vec{x}} = -e \cdot \vec{E}, \quad (2.4)$$

mit der effektiven Elektronenmasse m_e^* , der Ladung e des Elektrons, sowie dem Dämpfungskoeffizienten γ der Elektronenoszillation. Es ergibt sich eine Schwingung mit der Plasmafrequenz ω_p [32]. Plasmonen besitzen entsprechend näherungsweise die Energie

$$E = \hbar \cdot \omega_p = \hbar \cdot \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e^* \cdot \varepsilon}}, \quad (2.5)$$

mit der Elektronendichte n_e und der Permittivität ε . Die Energie solcher Volumenplasmonen liegt in der Größenordnung von etwa 10 meV [31].

Oberflächenplasmon-Polariton

Oberflächenplasmon-Polaritonen (engl. *surface plasmon polaritons*, kurz *SPP*) sind Plasmonen, die sich an der Grenzschicht zwischen dielektrischem und leitendem Material fortbewegen. Hierbei verweist der Begriff Polariton auf die enge Kopplung einer sich im dielektrischen Material bewegenden elektromagnetischen Welle an die sich im leitenden Material bewegenden Ladungen des Elektronengases. Um SSPs anzuregen, muss der elektrische Feldvektor orthogonal zur Oberfläche ausgerichtet sein. Die Welle ist somit stark an die Oberfläche gebunden und evanesziert in beide Materialien [12]. Verglichen mit den Volumenplasmonen besitzen sie eine niedrigere Energie, sodass sie optisch angeregt werden können [32]. Mithilfe der Maxwell-Gleichungen und unter Berücksichtigung der Kontinuitätsbedingung an der Grenzfläche, nämlich dass die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes \vec{E} und die Normalkomponente der elektrischen Flussdichte \vec{D} stetig sein müssen, ergibt sich die Dispersionsrelation für SSPs zu

$$\beta = \left(\frac{\omega}{c} \right) \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} , \quad (2.6)$$

mit der Propagationskonstante β , den Dielektrizitätskonstanten ϵ_1 des Metalls und ϵ_2 des Dielektrikums sowie der Bedingung, dass $\epsilon_2 < -\epsilon_1$. Dies wird von den meisten Grenzflächen zwischen Metall und Dielektrikum erfüllt. Da fast alle Metalle über komplexwertige Brechungsindizes $\epsilon_1 = \epsilon'_1 + \epsilon''_1$ verfügen, ist automatisch auch die Propagationskonstante komplex.

2.4 Lasing in II^b-IV Halbleiternanodrähten

2.4.1 Halbleiterlaser

Laser sind Lichtquellen, die sich durch eine hohe räumliche und zeitliche Kohärenz der emittierten Strahlung auszeichnen. So haben Laser eine geringe Strahldivergenz bei einer schmalen Frequenzbreite und einen definierten Polarisationszustand. Diese Eigenschaften beruhen auf dem Erzeugungsprozess des Lichtes, der stimulierten Emission. Hierfür benötigt der Laser drei Bestandteile. Zunächst wird ein aktives Medium benötigt, das einen strahlenden Übergang bei der gewünschten Energie ermöglicht. Diesem Medium muss zweitens durch einen Pumpprozess genügend Energie zugeführt werden.

Für Halbleiterlaser muss so eine *Besetzungsinversion* (s. Kapitel 2.2.3) erzeugt werden [33]. Hierbei sind mehr Elektronen des Valenzbandes in das Leitungsband angeregt als im Valenzband verbleiben. Dort entsteht ein Überschuss an Löchern – das System ist also gegenüber dem Grundzustand invertiert [33]. Damit dies möglich wird, benötigt das aktive Medium mindestens drei Energieniveaus [7]. Um im oberen Laserniveau eine Überpopulation aufbauen zu können, muss gelten, dass der Übergang des obersten Niveaus E_3 zum oberen Laserniveau E_2 schneller als der Übergang vom oberen Laserniveau in das untere Laserniveau E_1 (hier der Grundzustand) vonstatten geht [33]. Für ein Vier-Niveau-System (s. Abb. 2.5) kommt, verglichen mit dem Drei-Niveau-System, ein weiteres Energieniveau E_0 unter dem unteren Laserniveau E_1 hinzu. Auch hier gilt, dass der Übergang vom unteren Laserniveau E_1 zum Grundniveau E_0 sehr schnell abläuft. Dies hat den Vorteil, das Füllen des unteren Laserniveaus zu verhindern und so eine Überpopulation im oberen Laserniveau E_3 zu erleichtern. Das Pumpen kann hierbei optisch oder elektrisch erfolgen. Um stimulierte Emission zu erhalten, wird als letztes ein optischer Resonator benötigt, der resonante Moden auswählt und diese in das aktive Medium zurückkoppelt. Die restlichen Moden werden unterdrückt [33].

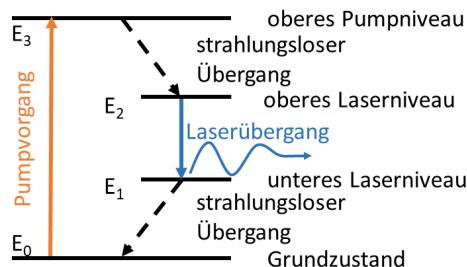


Abb. 2.5: Laserübergang eines Vier-Niveau-Systems.

2.4.2 Lasing in Nanodrähten

Nanodrähte aus ZnO sind aufgrund ihrer Materialeigenschaften ein aktives Medium und stellen gleichzeitig mit ihren Wellenleitereigenschaften sowie ihrer durch die hohe Brechzahl bedingten Reflexion an den Endfacetten einen Resonator dar. Dabei spielen die jeweils reflektierten Mode und der Durchmesser des Drahtes eine große Rolle, da sich diese auf den effektiven Brechungsindex auswirken [34]. Im EHP-Zustand bilden Energiezustände mit hohem \vec{k} -Vektor im Valenz- und Leitungsband, bei einer Absorption von Photonen mit $E_{\text{Photon}} > E_g$, die Pumpniveaus. Die so entstandenen Ladungsträger relaxieren durch die in Kapitel 2.2 beschriebenen Streuprozesse innerhalb von hundert

Femtosekunden zu den jeweiligen Bandkanten nahe $\vec{k} = 0$, wo der eigentliche strahlende Lasingübergang mit höheren Lebensdauern stattfindet [33]. Dieses System lässt sich als Vier-Niveau-System beschreiben [35].

Optische Verstärkung

Bei der Bewegung durch einen Nanodraht verliert eine elektromagnetische Welle durch Wellenleitung, Absorption, Streuverluste sowie bei der Reflexion an den Endfacetten an Intensität. Die Schwächung der Intensität innerhalb des Materials wird durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschrieben

$$I(\lambda, L) = I_0 \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot L}, \quad (2.7)$$

mit der Ausgangsintensität I_0 , dem wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ und der vom Licht im Material zurückgelegten Strecke L [7]. Bei zunehmenden Anregungsdichten verringert sich der Absorptionskoeffizient $\alpha(\lambda)$ für die betreffenden Wellenlängen der Anregung und kann im Zustand des EHP sogar negative Werte annehmen; es findet eine Verstärkung statt, die als verstärkte spontane Emission (engl. *amplified spontaneous emission*, kurz ASE) bekannt ist. Es gilt dann

$$g(\lambda) = -\alpha(\lambda) \quad \text{und} \quad I(\lambda, L) = I_0 \cdot e^{g(\lambda) \cdot L}, \quad (2.8)$$

mit der Materialverstärkung $g(\lambda)$, deren spektraler Verlauf in der Abb. 2.6 dargestellt wird. Statt nun mit zunehmender Strecke an Intensität zu verlieren, steigt die Intensität exponentiell an. Für Photonen mit Energien $E_{\text{Photon}} < E_g$ bleibt das Material transparent, es findet weder Absorption noch Verstärkung statt. Mit Erreichen der Bandlückenenergie wächst die Verstärkung an. Der Verlauf ist durch die Fermifunktionen der Elektronen $f_e(E)$ und Löcher $f_h(E)$ sowie der kombinierten Zustandsdichte der Bänder $D_{\text{CDOS}}(E)$ (engl. *combined desity of states*, kurz *CDOS*) gegeben [18]:

$$g(E) \sim (f_e(E) + f_h(E) - 1) \cdot D_{\text{CDOS}}(E). \quad (2.9)$$

Am sogenannten Transparenzpunkt wird die Verstärkung $g(E_{\text{transp.}}) = 0$, er markiert die Energie des höchsten angeregten Zustandes μ . Alle Photonen höherer Energie unterliegen einer starken Absorption. Ein typischer Wert für die maximale Verstärkung von ZnO ist $g = 7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ [36]. Die Materialverstärkung $g(E)$ ist experimentell nicht direkt zugänglich, sondern nur die *modale Verstärkung* $g_{\text{mod}}(E)$. Die modale Verstärkung

beschreibt die Verstärkung, die das Licht einer bestimmten Mode erfährt, während sie durch das Material propagiert. Sie ist das Produkt der Materialverstärkung mit einem Einschlussfaktor Γ [38], der den räumlichen Überlapp zwischen Lichtwelle und Material beschreibt.

$$g_{mod}(E) = \Gamma \cdot g(E) \quad \text{mit} \quad \Gamma \in [0, 1] . \quad (2.10)$$

Die modale Verstärkung ist also in der Regel kleiner als die eigentliche Materialverstärkung. Für größere Durchmesser von Nanodrähten kann jedoch $\Gamma \approx 1.2$ annehmen [24], da das Licht in Moden höherer Ordnungen propagieren kann, die nicht parallel zur Längsachse liegen. Durch diesen "Zickzackkurs" legt das Licht einen effektiven Weg im Nanodraht zurück, der größer als seine eigentliche Länge ist [39]. Nach der Definition des Einschlussfaktors für planare Wellen ergibt sich so der höhere Wert.

Laseremission kann stattfinden, sobald die modale Verstärkung im Material die auftretenden Verluste ausgleicht oder überkompensiert, sprich der Schwellwert $g_{th}(E)$ (engl. *threshold*)

$$g_{mod}(E) \leq g_{thres.} = \alpha(E) + \alpha_R(E) + \alpha_W(E) , \quad (2.11)$$

mit den Absorptions- und Reflexionsverlusten $\alpha(E)$, den Wellenleitungsverlusten $\alpha_W(E)$ und den Streuverlusten $\alpha_{Str}(E)$ erreicht ist, wobei der Verlust durch Reflexion an den Endfacetten durch

$$\alpha(E) = \frac{1}{2L} \cdot \ln \left(\frac{1}{R_1(E) \cdot R_2(E)} \right) , \quad (2.12)$$

mit der Länge L des Resonators und den Reflexivitäten $R_{1,2}$ gegeben ist.

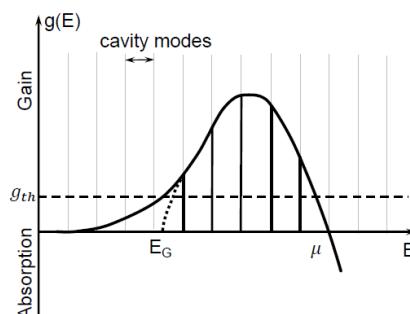


Abb. 2.6: Verstärkungsspektrum eines Halbleiters zwischen E_g und μ . Schwarz dargestellt sind die Resonatormoden, deren optische Verstärkung ausreicht, um Lasing oberhalb einer Schwelle g_{th} zu erreichen (aus [37]).

Nanodrähte als Lichtwellenleiter

Halbleiternanodrähte fungieren, ob ihres hohen Brechungsindex ($n_{\text{NW}} \gtrsim 2.5$) verglichen mit ihrer Umgebung ($n_{\text{sur.}} \approx 1 \dots 1.5$), als Stufenindexfaser, die die vollständige Wellenleitung der Lichtwelle innerhalb der Faser gestattet und somit das Austreten von Licht orthogonal zur Längsachse des Nanodrahtes unterdrückt [40]. Hierbei dient der Nanodraht als eigentlicher Kern, das umgebende Medium (Vakuum, Luft, Substrat, ...) als Mantel; dieses System lässt sich als Lichtwellenleiter beschreiben [41]. Eine große Rolle hierbei spielt der Einschlussfaktor Γ . Dieser ist generell für Nanodrähte höher als für konventionelle, makroskopische Glasfasern ($\Gamma_{\text{NW}} \approx 1$). Nanodrähte, deren Durchmesser einen Wert $d_{\min} \lesssim \lambda/n_{\text{NW}}$ unterschreitet, schließen das Licht nicht mehr vollständig ein, sodass sich ein Teil der Welle außerhalb des Drahtes als evaneszente Welle fortsetzt [42]. Dieser Verlauf geht mit starken Verlusten in der Lichtwellenleitung einher. Vor allem für Nanodrähte, die auf einem Substrat aufgebracht sind, spielt dies eine große Rolle. Durch den vergleichsweise hohen Brechungsindex $n_{\text{Substr.}} \approx 1.5$ wird der Einschlussfaktor gegenüber dem Substrat stark vermindert, sodass die Moden zunehmend in das Substrat propagieren. So spielt das Substrat für größere Durchmesser $d \geq d_{\min}$ eine kleine Rolle, verglichen mit den Auswirkungen des Substrats auf kleinere Durchmesser der Nanodrähte. So findet sich unter $d \approx 175 \text{ nm}$ nur noch die Grundmode, die für $d < 125 \text{ nm}$ dann auch verschwindet (s. Abb. 2.7) [12].

Man unterscheidet bei der Lichtwellenleitung in Halbleiternanodrähten zwischen aktivem und passivem Transport. Der aktive Transport bezieht sich auf Wellenlängen größer als die Bandlücke, die durch Exziton-Polaritonen weitertransportiert werden und dadurch einer wegstreckenabhängigen Rotverschiebung im Material unterliegen [41]. Der passive Transport bezieht sich auf Wellenlängen unterhalb der Bandlücke und der Urbach-Ausläufer, bei denen – konventionell, wie in Glasfasern – das Licht entkoppelt von der Exziton-Polariton Wechselwirkung durch den Lichtwellenleiter propagiert [18].

Fabry-Pérot-Moden

Aufgrund seiner stabförmigen Geometrie mit den reflektierenden Endfacetten, können Nanodrähte als *Fabry-Pérot-Resonator* (kurz. *FP*) dienen [43]. Durch die Reflexion an den Endfacetten entsteht im Material eine Interferenz der einlaufenden mit der reflektierten Welle, sodass es zu stehenden Wellen mit definierten Frequenzen, entsprechend

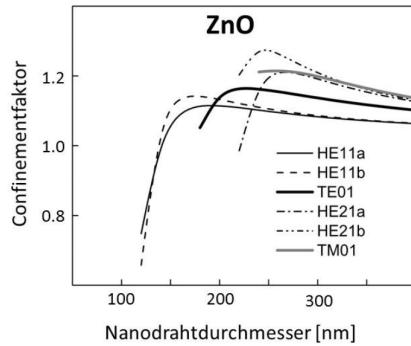


Abb. 2.7: Simulierter Verlauf der Abhängigkeit des Einschlussfaktors von der Dicke des Nanodrahtes für ZnO auf einem SiO₂-Substrat (aus [6]).

der Resonanzbedingung

$$\lambda_N = \frac{2 L \cdot n(\lambda)}{N} \quad \text{und} \quad \Delta\lambda = \frac{1}{L} \left[\frac{\lambda^2}{2} \left(n(\lambda) - \lambda \cdot \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \right)^{-1} \right], \quad (2.13)$$

mit der Wellenlänge λ_N , der Länge des Resonators L , der Dispersion $\frac{dn}{d\lambda}$, dem Brechungsindex $n(\lambda)$ sowie der Modennummer $N \in \mathbb{N}$, kommt; alle weiteren Frequenzen interferieren destruktiv. Da jedoch nicht alle Moden eine Verstärkung erfahren (s. Abb. 2.6) ist N auf die Bereiche $g(E) > g_{\text{thres.}}$ begrenzt. Der Modenabstand $\Delta\lambda$ ergibt sich unter Berücksichtigung der Dispersion, die miteinbezogen werden muss, da sich der Brechungsindex von Mode zu Mode verändert.

Feldverteilung transversaler Moden

Neben den longitudinalen FP-Lasing-Moden, spielt die Feldverteilung in der Ebene senkrecht zur Nanodrahtachse eine ebenso herausgehobene Rolle. Sie ist durch die Transversalmoden gegeben. Diese gliedern sich in transversal-elektrische (TE_{pl}), transversalmagnetische (TM_{pl}) sowie ihre hybridisierten Moden (HE_{mpl} bzw. EH_{pl}). In der TE_{pl} -Mode existiert nur die elektrische Feldkomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes \vec{k} , während die magnetische Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung zeigt; bei der TM_{pl} -Mode ist es umgekehrt. Die Hybridmoden enthalten sowohl elektrische als auch magnetische Komponenten und zeigen in Ausbreitungsrichtung \vec{k} [33]. Simulierte Feldverteilungen dieser Moden sind in Abb. 2.8 abgebildet. Die Indizes p, l bezeichnen hierbei die Modenzahl bezüglich der Radial- und der Winkel-Komponenten des Feldes. Für Nanodrähte auf plasmonisch aktiven Substraten erscheinen zusätzlich zu

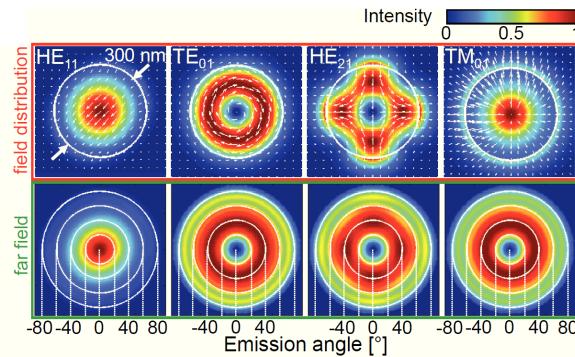


Abb. 2.8: Simulierte Feldverteilungen der vier niedrigsten Moden eines zylindrischen ZnO-Nanodrahtes mit 300 nm Durchmesser ohne Substrat. Oben die Verteilung im Nanodraht, unten die Emission ins Fernfeld. Jeweils aus Sicht in die Endfacette (aus [12]).

den photonischen Moden plasmonische Hybridmoden (engl. *hybrid surface plasmonic mode* kurz *HSP*). Da der elektrische Feldvektor orthogonal zur Oberfläche eine Grundvoraussetzung für das Entstehen der SSPs ist, können diese nicht als TE-Mode, sondern ausschließlich in TM Polarisation vorliegen [32].

Leistungscharakteristik

Um Lasingverhalten von ASE (s. Kapitel 2.4.2) zu unterscheiden, muss ein Vergleich mit einem theoretischen Modell gezogen werden. Da beim Lasing in Nanodrähten verschiedene Moden gleichzeitig auftreten und um Verstärkung konkurrieren, können die Moden nicht einzeln, sondern nur als Gesamtheit betrachtet werden. Etabliert hat sich hierbei das Multimoden-Laser-Modell nach Caspelson (1975) [44]. Es zeigt analytisch die Abhängigkeit der gesamten emittierten Strahlungsleistung x_t vom Verstärkungs-Verlust-Verhältnis r pro Resonatorumlauf. Die auf einen Resonatorspiegel auftreffende Gesamtintensität aller konkurrierender Lasingmoden ist durch

$$x_t = \frac{r(1+x)^{-1}x_0}{\sqrt{1-r(1+x)^{-1}}} \quad \text{mit} \quad x_0 = x \left[\sqrt{\frac{1+x}{1+x-r}} - 1 \right] \quad (2.14)$$

gegeben. Hierbei stellt x_0 ein Maß für den Anteil spontaner Emission in den Lasingmoden dar. Für jedes r wird der Parameter x aus der impliziten Gleichung bestimmt. Obige Gleichungen gelten für die Näherung kleiner Frequenzabstände der longitudinalen Moden gegenüber der Linienbreite des Verstärkungsprofils. An der Laserschwelle gilt $r = 1$. Bei einer doppellogarithmischen Darstellung ergibt sich ein S-förmiger Verlauf. Unterhalb der Lasingschwelle nimmt die spontane Emission als Funktion der

Pumpleistung bzw. des Verstärkungs-Verlust-Verhältnisses linear zu. Im Bereich um den Laserschwellwert ist ein starkes nicht-lineares Verhalten der spontanen Emission durch das Einsetzen der Verstärkung gegeben. Im Lasingbereich ist der Zusammenhang zwischen gepumpter und emittierter Leistung dann wieder linear.

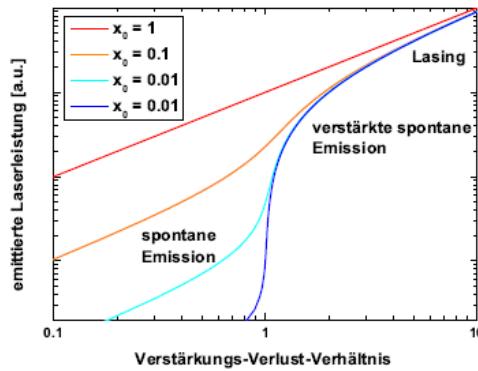


Abb. 2.9: Doppellogarithmische Darstellung der Abhängigkeit der emittierten Strahlungsleistung als Funktion der Pumpleistung bzw. des Verstärkungs-Verlust-Verhältnisses (nach [44]).

2.5 Polarisation und Stokes-Parameter

2.5.1 Polarisationsrichtung von elektromagnetischen Wellen

Neben der Intensität und der Wellenlänge trägt eine elektromagnetische Welle eine weitere, nicht direkt messbare Information – die Polarisation. Aus der Lösung der Maxwell-Gleichungen ergibt sich für den elektrischen Feldanteil im Vakuum

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \vec{e}_r , \quad (2.15)$$

mit der Ausbreitungsrichtung z folgt daher für die x - und y -Komponente des Feldes

$$E_x(\vec{z}, t) = E_{0,x} \cos(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t) , \quad (2.16)$$

$$E_y(\vec{z}, t) = E_{0,y} \cos(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t + \delta) , \quad (2.17)$$

mit der Phasenverschiebung δ zwischen den beiden Komponenten. Für $\delta = n\pi$ ($n \in \mathbb{Z}$) erfolgt eine lineare Polarisation in Ausbreitungsrichtung, für $\delta \neq n\pi$ ergibt sich unter

Anwendung des Additionstheorems des Kosinus eine Polarisationsellipse

$$\left(\frac{E_x(\vec{z}, t)}{E_{0,x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y(\vec{z}, t)}{E_{0,y}}\right)^2 - 2 \frac{E_x(\vec{z}, t) E_y(\vec{z}, t)}{E_{0,x} E_{0,y}} \cos(\delta) = \sin^2(\delta) \quad (2.18)$$

einschließlich des Spezialfalles $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$ mit $E_{0,x} = E_{0,y}$, in dem sich zirkular polarisiertes Licht ergibt. Die Hauptachsen der Ellipse müssen dabei nicht auf denen des Koordinatensystems liegen, sondern können um einen Winkel ψ verschoben sein. Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei Collett (1993) [45]. Unpolarisiertes Licht besitzt im Gegensatz zu polarisiertem, weder ein zeitlich konstantes Phasen- noch Amplitudenverhältnis und kann somit als Überlagerung vieler linear polarisierter Wellen aufgefasst werden.

2.5.2 Stokes-Parameter

Die Polarisation einer elektromagnetischen Wellen ist nicht direkt messbar, sie kann aber unter anderem mithilfe eines linearen Polarisators und eines $\lambda/4$ -Plättchens über die Intensität rekonstruiert werden (s. Kapitel 3.2.1). Die Intensität ist als zeitliche Mittellung der quadrierten Feldelemente darstellbar, sodass

$$I(\theta) = \underbrace{(E_{0,x}^2 + E_{0,y}^2)^2}_{=S_0^2} = \underbrace{(E_{0,x}^2 - E_{0,y}^2)^2}_{=S_1^2} + \underbrace{(2 E_{0,x} E_{0,y} \cos(\delta))^2}_{=S_2^2} + \underbrace{(2 E_{0,x} E_{0,y} \sin(\delta))^2}_{=S_3^2} \quad (2.19)$$

gilt. Die Parameter $S_{0\dots 3}$ werden nach dem Entwickler dieses Formalismus *Stokes-Parameter* genannt [46]. S_0 beschreibt hierbei die Gesamtintensität, die sich aufgliedert:

- S_1 , die Differenz zwischen linear horizontal und vertikal polarisiertem Licht;
- S_2 , die Differenz zwischen linear $+45^\circ$ und -45° polarisiertem Licht;
- sowie in S_3 , die Differenz aus rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht.

Für Licht mit Anteilen von polarisiertem und unpolarisiertem Licht geht die obige Gleichung in eine Ungleichung über:

$$S_0^2 \leq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.20)$$

$$S_0^2 \cdot DOP^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.21)$$

$$\Rightarrow DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad DOP \in [0, 1] . \quad (2.22)$$

Es wird ein Korrekturfaktor eingefügt, der die Ungleichung zurück in eine Gleichung überführt. Dieser Faktor DOP wird *Polarisationsgrad* (engl. *degree of polarization*, kurz *DOP*) genannt. Oftmals werden die Stokes-Parameter aus praktischen Gründen als Vektor dargestellt. Unvollständig polarisiertes Licht findet also folgende Darstellung:

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = (1 - DOP) \begin{pmatrix} S_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{UP} + DOP \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}_P , \quad (2.23)$$

mit der Aufspaltung in die unpolarisierten und vollständig polarisierten Anteile [47].

2.6 Magnetismus und Spinpolarisation

Elektronen besitzen, wie alle Fermionen, einen halbzahligen Spin $s = \frac{1}{2}$, sowie ein magnetisches Dipolmoment $\vec{\mu}_s = g_e \mu_B \frac{\vec{s}}{\hbar}$. Es ist also möglich, den Spin mithilfe eines Magnetfeldes auszurichten [31]. Die Ausrichtung des Elektronenspins ist bei der Rekombination mit einem Loch und der daraus resultierenden Emission eines Photons mitbestimmend für dessen Polarisationsrichtung (s. Kapitel 2.6.2). Sie spielt folglich eine wichtige Rolle im Verständnis der Polarisierbarkeit der Licht- und Laseremission und soll im Folgenden kurz erläutert werden.

2.6.1 Larmorpräzession und Zeeman-Aufspaltung

Entsprechend seines magnetischen Dipolmoments $\vec{\mu}$ erfährt ein Atom oder Elektron in einem Magnetfeld \vec{B} ein Drehmoment

$$\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad \text{und} \quad \vec{\mu} = g_j \frac{q}{2m} \vec{j}, \quad (2.24)$$

mit dem Landé-Faktor g_j , der Ladung q und der Masse m des Teilchens [31]. Dieses Drehmoment bewirkt, dass der Dipol parallel zum Feld ausgerichtet wird. Als Folge der Drehimpulserhaltung wird dem Teilchen eine Präzessionsbewegung aufgezwungen. Die Frequenz dieser Bewegung wird als *Larmor-Frequenz* ω_L bezeichnet und gibt die zeitliche Änderung des Drehimpulses wieder

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{\omega}_L \times \vec{J} \quad \text{und} \quad \vec{\omega}_L = g_j \frac{q}{2m} \vec{B}. \quad (2.25)$$

Da es bei Elektronen im quantenmechanischen Sinne nur zwei Ausrichtung des Spins gibt, kann diese Präzessionsbewegung nicht als kontinuierliche Drehung verstanden werden, sondern als Zeit- oder Ensemblemittel der Superposition vieler teilnehmender Elektronen. Im Fall der LS-Kopplung führt dieser zusätzliche Energieterm zu einer Aufspaltung der entarteten Energieniveaus nach der Quantenzahl m_j in $2J+1$ äquidistante Energieniveaus. Dieser Effekt ist als *anormaler Zeeman-Effekt* bekannt, der wiederum als Spezialfall $m_j = m_l$ bei $\vec{S} = 0$ den *normalen Zeeman-Effekt* beinhaltet [31]. Die Energieaufspaltung beträgt

$$\Delta E = g_j m_j \frac{q\hbar}{2m} B. \quad (2.26)$$

2.6.2 Auswahlregeln und Spinpolarisation

Die Emission oder Absorption von Photonen folgt strengen Regeln; die Übergangswahrscheinlichkeiten sind durch *Fermis Goldene Regel* gegeben [48]. Für den optischen Dipolübergang zur Erzeugung oder Vernichtung eines Exzitons gilt die Erhaltung des Gesamtdrehimpulses $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Da das Photon selbst einen Spin \vec{s} und somit einen Gesamtdrehimpuls von $|\vec{j}| = |\vec{s}| = \hbar$ trägt, können nur solche Übergänge mit $|\Delta\vec{J}| = \hbar$ stattfinden. Entsprechend sind auch nur solche Übergänge der Magnetquantenzahl $\Delta m_j = 0, \pm 1$ erlaubt. Hierbei gibt Δm_j die Polarisierungsrichtung des Lichtes an: $\Delta m_j = 0$ für linear polarisiertes (π), $\Delta m_j = \pm 1$ für rechts- (σ^+) bzw. linkszirkulär (σ^-)

polarisiertes Licht. Diese Regeln gilt es nun in Relation zu der Bandstruktur zu setzen. Das Leitungsband in Zinkoxid hat den Drehimpuls $j = s = \frac{\hbar}{2}$ bei $l = 0$. Das Valenzband ($l = 1$) mit dem Spin $s = \frac{1}{2}$ ist in drei Subbänder aufgespalten (s. Kapitel 2.1). Das HH-Band besitzt hierbei einen Bahndrehimpuls von $j = \frac{3}{2}$ mit der Magnetquantenzahl $m_j = \frac{3}{2}$, das LH-Band $j = \frac{3}{2}$ bei $m_j = \frac{1}{2}$ und das SO-Band $j = \frac{1}{2}$ bei $m_j = \frac{1}{2}$. Diese vier Bänder sind zusätzlich wegen $s_z = \pm \frac{1}{2}$ jeweils doppelt entartet. So ergeben sich die in Abb. 2.10 dargestellten möglichen Übergänge mit verschiedenen polarisiertem Licht. Um nun eine Spinpolarisation zu generieren, muss einer der beiden Leitungsbandzustände bevorzugt bevölkert werden. Die Spinpolarisation ist also eine Abweichung aus der Gleichverteilung und berechnet sich wie folgt

$$P = 100\% \cdot \frac{|N_\uparrow - N_\downarrow|}{N_\uparrow + N_\downarrow}, \quad (2.27)$$

mit der Anzahl N der jeweils Spin-Up und Spin-Down ausgerichteten Elektronen.

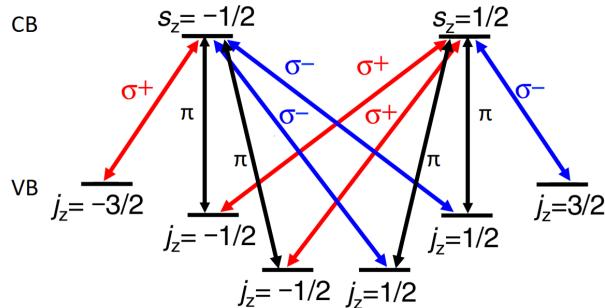


Abb. 2.10: Mögliche Übergänge von den Valenzbändern in das Leitungsband unter Berücksichtigung der Auswahlregeln.

2.6.3 Spinrelaxation und Spindephasierung

Injiziert man eine Spinpolarisation in ein angeregtes Elektronensystem, so kann diese nur dann Einfluss auf die Emissionscharakteristik haben, wenn der Spin länger als die Rekombinationszeit erhalten bleibt. Es gilt

$$P = \frac{P_0}{1 + \frac{\tau}{\tau_{SR}}}, \quad (2.28)$$

mit der Rekombinationszeit der Elektronen τ und deren Spinrelaxationszeit τ_{SR} [49]. Die wichtigsten Mechanismen, die zur Relaxation dieser Spinpolarisation führen, sollen im Folgenden betrachtet werden.

Spinrelaxationszeit T_1

Die Spinrelaxationszeit T_1 charakterisiert die Rate, in der ein ausgerichtetes Spinensemble wieder das thermische Gleichgewicht mit der Umgebung erreicht. Es gilt:

$$M_z(t) = M_{z,eq} - [M_{z,eq} - M_z(0)] \cdot e^{t/T_1}, \quad (2.29)$$

mit der Magnetisierung in z-Richtung M_z , der Magnetisierung im thermischen Gleichgewicht $M_{z,eq}$ und der verstrichenen Zeit t . T_1 wird auch als longitudinale Relaxationszeit oder, entsprechend der maßgeblichen Wechselwirkung, als Spin-Gitter-Relaxation bezeichnet [50].

Spindekohärenzzeit T_2

Die Spindekohärenzzeit oder transversale Relaxationszeit T_2 beschreibt die Rate, in der ein mit Larmorfrequenz um ein Magnetfeld präzedierender Spin seine Phase verliert und wird maßgeblich von der Spin-Spin-Wechselwirkung verursacht [51]. Übertragen auf ein Spinensemble findet also eine zunehmende Dephasierung statt. Es gilt:

$$M_{xy}(t) = M_{xy}(0) \cdot e^{-t/T_2}, \quad (2.30)$$

mit der Magnetisierung in der xy-Ebene M_{xy} . Obwohl beide Relaxationsmechanismen nicht in direkter Verbindung stehen, gilt für die meisten nichtkubischen Gitter die Näherung [51]

$$T_1 = T_2. \quad (2.31)$$

Je mehr Spins an einem solchen Spinsystem beteiligt sind, desto mehr Möglichkeiten bestehen, diese außer Phase zu bringen. Dies wird durch die Spindephasierungszeit T_2^* ausgedrückt. Solche zusätzlichen Dephasierungsmechanismen können beispielsweise durch Variationen des g-Faktors durch mikroskopische Unregelmäßigkeiten des Kristallfeldes o.ä. entstehen und verursachen eine inhomogene Linienverbreiterung [51]. Durch diese Mechanismen verkürzt sich die Zeit, in der ein Ensemble kohärent bleibt.

Der Elliott-Yafet-Mechanismus

Der Elliott-Yafet-Mechanismus (kurz EYM) [52, 53] beschreibt das Zusammenspiel der Spin-Bahn-Wechselwirkung mit einem beliebigen Streuprozess, so z.B. an anderen Elektronen [54], Phononen oder an Gitterdefekten. Es kommt im Leitungsband zu einer Mischung von Spin-Up $|\uparrow\rangle$ und Spin-Down $|\downarrow\rangle$ Zuständen

$$\Psi_{\vec{k},n,\uparrow}(\vec{r}) = (a_{\vec{k},n}(\vec{r}) |\uparrow\rangle + b_{\vec{k},n}(\vec{r}) |\downarrow\rangle) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}, \quad (2.32)$$

$$\Psi_{\vec{k},n,\downarrow}(\vec{r}) = (a_{\vec{k},n}(\vec{r}) |\downarrow\rangle + b_{\vec{k},n}(\vec{r}) |\uparrow\rangle) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}, \quad (2.33)$$

mit dem Bandindex n und $|b_{\vec{k},n}| \ll |a_{\vec{k},n}|$. Bei solchen Mischzuständen bleibt der vorhandene Spin bis zu einem Streuereignis konserviert. Erst ein solches Streuereignis kann den Übergang induzieren – man spricht von einem *Spinflip*. Die Effektivität des EYM ist also eng mit der Spinrelaxationszeit τ_{SR} verknüpft. Es gilt:

$$\tau_{SR} \propto \tau_p. \quad (2.34)$$

Diese Beziehung ist charakteristisch für den EYM. Der EY-Mechanismus ist vor allem für Halbleiter mit kleinen Bandlücken und großen Spin-Bahn-Aufspaltungen des Valenzbandes effektiv, denn es gilt:

$$\frac{1}{\tau_{SR}} = A \cdot \left(\frac{\Delta_{SO}}{E_g + \Delta_{SO}} \right)^2 \left(\frac{E_k}{E_g} \right)^2 \frac{1}{\tau_p}, \quad (2.35)$$

mit einem vom Streuprozess abhängigen numerischen Faktor A , der Bandlücke E_g , der Spin-Bahn-Aufspaltung des Valenzbandes Δ_{SO} , sowie der kinetischen Energie des Elektrons vor dem Stoß E_k . Obgleich ZnO eine vergleichsweise große Bandlücke bei kleiner Aufspaltung des Valenzbandes besitzt, ist der EYM dominierend für sehr kleine Temperaturen $T \leq 5$ K [55, 56].

Der D'yakonov-Perel'-Mechanismus

Der D'yakonov-Perel'-Mechanismus (kurz DPM) [57] tritt in Materialien ohne Inversionsymmetrie auf, zu denen u.a. auch ZnO zählt. Hierdurch wird die Entartung der Spinzustände aufgehoben, es resultiert ein richtungsabhängiges internes Magnetfeld $\vec{B}(\vec{k})$, in dem der Elektronenspin zu präzidieren beginnt. Wird nun das Elektron nach einer Zeit τ_p gestreut, verändert sich der \vec{k} -Vektor und somit die Richtung und die

Stärke des effektiven Magnetfeldes, um das der Spin des Elektrons präzidiert[50]. Man spricht in diesem Zusammenhang von der Korrelationszeit τ_c , innerhalb derer das fluktuierende Magnetfeld sich mittelt und als konstant betrachtet werden kann. Es lassen sich hierbei zwei Fälle unterscheiden: Die Elektronenspins können mindestens einen vollständigen Präzessionszyklus innerhalb der Korrelationszeit durchlaufen oder eben nicht. Für den ersten Fall gilt

$$\tau_c \Omega \gg 1 , \quad (2.36)$$

mit der über \vec{k} gemittelten Präzessionsfrequenz Ω . Hierdurch dephasieren die Elektronenspins aufgrund der Inhomogenitäten des effektiven Magnetfeldes. Die Spinrelaxationszeit τ_{SR} ist proportional zur Breite der Verteilung des effektiven Magnetfeldes und somit zur Korrelationszeit τ_c , es gilt $\tau_{SR} \approx \tau_c$.

Für den zweiten Fall gilt

$$\tau_c \Omega \ll 1 . \quad (2.37)$$

Dieser als “*motional narrowing*” bekannte Fall wird vom DPM beschrieben und ähnelt viel mehr der Präzession in einem inhomogenen Magnetfeld. Die Spinrelaxationszeit lässt sich mit dem Modell eines *Random-Walk* abschätzen. Zwischen zwei Streuprozessen präzidiert der Spin um den Winkel $\varphi = \tau_c \Omega$. Nach einer Zeit t ist der Erwartungswert des quadrierten Drehwinkels $\langle \Delta\varphi^2 \rangle$ proportional zur Anzahl der Random-Walk-Schritte t/τ_c multipliziert mit der quadrierten Schrittweite $(\Omega \tau_c)^2$

$$\langle \Delta\varphi^2 \rangle \sim \Omega^2 \tau_c t . \quad (2.38)$$

Die Spinrelaxationszeit τ_{SR} ist hierbei über die Bedingung $\langle \Delta\varphi^2 \rangle \sim 1$ bei $t = \tau_{SR}$ gegeben, sodass

$$\frac{1}{\tau_{SR}} \sim \Omega^2 \tau_c \quad (2.39)$$

folgt. Dieser Zusammenhang ist charakteristisch für den DPM. Die Spinrelaxationszeit steigt also mit der Häufigkeit der Streuprozesse. Generell gilt also $\tau_{SR} \gg \tau_c$. Anschaulich können die Spins dem Wechsel des Magnetfeldes nicht mehr folgen und behalten somit ihre ursprüngliche Orientierung.

Der DPM ist für Halbleiter ohne Inversionssymmetrie für Temperaturen $T > 5$ K der dominierende Prozess. Er dominiert in undotierten und n-dotierten Systemen, die die

Bedingung des “*motional narrowing*” erfüllen [50]. Zudem wurde von Whittaker et al. (1996) [56] theoretisch gezeigt, dass “*motional narrowing*” in qualitativ hochwertigen Halbleiter-Mikrokavitäten zu erwarten ist.

Einfluss eines externen Magnetfeldes auf den D'yakonov-Perel'-Mechanismus

Legt man nun zusätzlich ein homogenes externes Magnetfeld an, präzidieren die Spins mit der Larmor-Frequenz $\omega_L = g_j \frac{q}{2m} \vec{B}$ um das Magnetfeld \vec{B} . Für den Fall eines homogenen internen Feldes, bleibt der Spinvektor konstant – Relaxation kann nur über die Inhomogenitäten erfolgen. Liegen die Inhomogenitäten des inneren Magnetfeldes in Richtung des externen Magnetfeldes, so spielt das Vorhandensein des externen Feldes keine Rolle für die transversale Spinrelaxationszeit T_2 , da sich das Feld durch Rotation nicht ändert. Es bleibt bei der charakteristischen Zeit $T_2 \approx \tau_{SR}$.

Für die senkrecht zum externen Magnetfeld stehenden Fluktuationen ergibt sich ein anderes Bild; in diesem Fall rotiert der Spinvektor mit der Larmor-Frequenz durch die Inhomogenitäten. Sie beeinflussen die Spinrelaxation in Richtung des externen Feldes und somit die longitudinale Spinrelaxationszeit T_1 , die damit von der Stärke des externen Magnetfeldes abhängig wird.

Für $\tau_c \omega_L \ll 1$ spielt diese Präzessionsbewegung eine untergeordnete Rolle, da sich das Feld schon zuvor in der Zeit τ_c geändert hat. Für den Fall das $\tau_c \omega_L \gg 1$ rotiert der Spinvektor hingegen so schnell, dass sich die Inhomogenitäten des inneren Feldes effektiv herausmitteln. Die longitudinale Spinrelaxationszeit T_1 steigt mit:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{\tau_{SR}} \frac{1}{1 + (\omega_L \tau_c)^2} = \frac{\Omega^2 \tau_c}{1 + (\omega_L \tau_c)^2}. \quad (2.40)$$

Quantenmechanisch gesprochen kann der Spin nur longitudinal relaxieren, wenn sich die Spinprojektion auf \vec{B} umdreht. Dies erfordert die Energie $E = \hbar \omega_L$. Da das fluktuiierende interne Feld eine Energie von $E = \hbar / \tau_c$ bereitstellen kann, wird der Prozess bei $\omega_L \gg 1 / \tau_c$ oder äquivalent $\omega_L \tau_c \gg 1$ ineffektiv, der Spinvektor bleibt über lange Zeiträume unverändert. Durch Anlegen eines ausreichend starken externen Magnetfeldes ändert sich also der proportionale Zusammenhang zwischen der longitudinalen Spinrelaxationszeit T_1 und der Korrelationszeit τ_c zu einem antiproportionalen [49]. Mit steigendem Magnetfeld wird also die Relaxationszeit T_1 vermindert und sättigt bei einem Wert ab, der durch den EYM vorgegeben ist [58].

Der Hanle-Effekt

Der Hanle-Effekt [59] beschreibt die Depolarisation von Spins in einem Materialsystem, das einem externen transversalen Magnetfeld ausgesetzt ist. Hierbei liegt der Ursprung dieses Effektes in der Präzession der Elektronenspins um das Magnetfeld. Dieses führt unter kontinuierlicher Anregung zu einer Verminderung der durchschnittlichen Projektion der Elektronenspins auf die Richtung der Observablen, die den Polarisationsgrad der Lumineszenz bestimmt. Die Bewegung des gemittelten Spinvektors ist gegeben durch

$$\frac{d\vec{\mathbf{S}}}{dt} = \vec{\omega}_L \times \vec{\mathbf{S}} - \frac{\vec{\mathbf{S}}}{\tau_{SR}} - \frac{\vec{\mathbf{S}} - \vec{\mathbf{S}}_0}{\tau}, \quad (2.41)$$

mit der Spinpräzession im Magnetfeld als erstem Term, der Spinrelaxation im zweiten Term mit der Spinerzeugung der optischen Anregung ($\vec{\mathbf{S}}_0/\tau$) sowie der Rekombination der spinpolarisierten Elektronen ($-\vec{\mathbf{S}}/\tau$) im dritten Term. Die Projektion auf die z-Achse ergibt sich somit zu

$$S_z(B) = \frac{S_0}{1 + (\omega_L \tau^*)^2} \quad \text{mit} \quad \frac{1}{\tau^*} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{SR}}, \quad (2.42)$$

mit der effektiven Polarisationszeit τ^* , die die Breite der Depolarisationskurve angibt. Die Spinprojektion nimmt also als Funktion des transversalen Magnetfeldes ab [49].

Kapitel 3

Experimentelle Methodik

3.1 Synthese und Präparation der Nanodrähte

3.1.1 Nanodrahtsynthese via VLS-Mechanismus

Die im Rahmen dieser Masterthesis untersuchten ZnO-Nanodrähte wurden im Hochtemperaturofen (kurz *HTJ*) nach dem von Wagner und Ellis (1964) beschriebenen Vapor-Liquid-Solid Mechanismus (kurz *VLS*) [60] gewachsen. Auf ein phosphordotiertes n-Typ Si-[100] Substrat wurde eine 10nm dicke Goldschicht aufgesputtert. Das Quellmaterial war ein Pulver bestehend aus Zinkoxid (ZnO) und Kohlenstoff (C) zu gleichen Stoffmengenanteilen. Letzterer dient zur Reduktion der Sublimationstemperatur. Sowohl Substrat als auch Quellmaterial wurden in kleine Keramikschiffchen gegeben und in einem Rohr im Innern des HTJ positioniert. Dabei wurde das Schiffchen mit dem Quellmaterial an der Position der höchsten Temperatur T_{\max} platziert, das des Substrates an einer Position geringerer Temperatur (s. Abb. 3.1). Der Wachstumsdruck p wurde eingestellt und Argongas (Ar) eingeleitet, das während der Erhitzung und letztendlich der Verdampfung des Quellmaterials einen Volumenfluss Q_{Ar} bereitstellte, der das verdampfte Quellmaterial eine Wachstumszeit t_w lang zum Substrat transportierte. Diese Parameter sind übersichtlich in Tab. 3.1 zusammengestellt. ZnO adsorbiert vorzugsweise an der Oberfläche der bei dieser Temperatur flüssigen Goldtropfen. Mit fortschreitender Adsorption erreicht das Wachstumsmaterial in den Goldtropfen eine Übersättigung, in deren Folge es an der Grenzfläche zum Substrat auskristallisiert, da die hier aufzuwendende Oberflächenenergie am geringsten ist. Es entstehen einkristalline Nanodrähte mit einer Länge von ca. 10 - 50 μm und einem Durchmesser von ca. 100 - 500 nm. Zeitgleich hierzu findet ein als Vapor-Solid (kurz *VS*) benannter Ablagerungsprozess statt. Dieser sorgt dafür, dass sich das Wachstumsmaterial auch an die Seitenflächen der Nanodrähte anlagert; es können daher segelförmige Auswüchse an den Nanodrähten entstehen. Dennoch wird der Durchmesser der Drähte weiterhin primär vom Durchmesser der Goldtropfen bestimmt, da der VS-Prozess verglichen mit dem VLS-Prozess um Größenordnungen langsamer verläuft [35].

Wachstumsdruck p	Temperatur T_{\max}	Wachstumszeit t_w	Ar-Volumenfluss q_{Ar}
100 mbar	1350 °C	60 min	50 sccm

Tab. 3.1: Übersicht über die verwendeten Wachstumsparameter der VLS-Drahtsynthese.

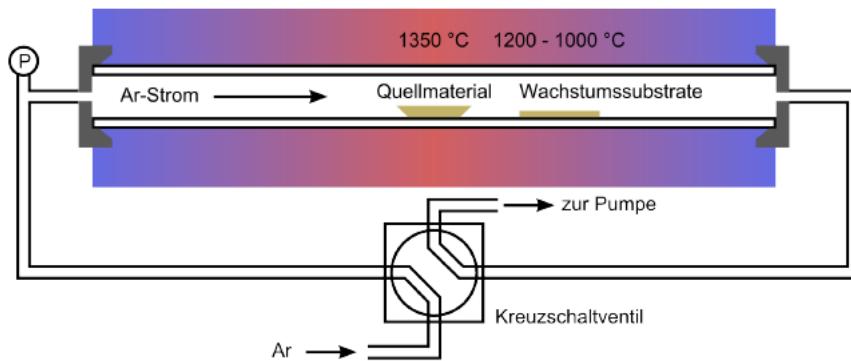


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau des HTJ-Ofens mit den Temperaturzonen und der Positionierung des Quellmaterials sowie der Wachstumssubstrate (aus [61]).

3.1.2 Imprint

Auf den via VLS-Mechanismus gewachsenen Nanodrahtproben stehen die Drähte sehr eng beieinander. Um einzelne Drähte anzuregen, muss die Anzahl der Nanodrähte pro Flächeneinheit reduziert werden. Dies wird durch das sogenannte *Imprimenten* der Probe erreicht. Hierbei wird die Wachstumsprobe mit geringem Druck über ein sauberes Substrat gezogen. Es brechen einige Drähte ab und bleiben durch Van-der-Waals-Kräfte an dem Substrat haften.

Diese “Imprints” wurden im Rahmen dieser Masterthesis sowohl mit Siliziumdioxid (SiO_2), als auch mit Magnesiumoxid-Cobalt-Siliziumdioxid ($\text{MgO}/\text{Co}/\text{SiO}_2$) als Substrat angefertigt. Das $\text{MgO}/\text{Co}/\text{SiO}_2$ -Substrat gliedert sich in mehrere übereinanderliegende Schichten auf. Unter einer 3 nm dünne Schicht MgO liegt eine magnetisierbare, 20 nm dicke Cobaltschicht (Co) auf einem SiO_2 -Bulk-Material. Das $\text{MgO}/\text{Co}/\text{SiO}_2$ -Substrat wurde am Forschungszentrum Jülich hergestellt und von der Arbeitsgruppe um Prof. Jia Grace Lu von der University of Southern California mit einer Vierpunktmeßung auf den anisotropen magnetoresistiven Effekt untersucht.

3.1.3 Magnetisierung der Probe

Um die Weiß'schen Bezirke der Cobaltschicht auszurichten, wird ein Magnetfeld von ca. 10 mT benötigt. Dieser Wert ergibt sich aus der Magnetowiderstandsmessung (s. Abb. 3.2) des Substrates. Hierbei wurde der elektrische Widerstand des Substrates in Abhängigkeit von einem externen Magnetfeld gemessen, das im Verlauf der Messung umgepolt wurde. Es zeigt sich bei der Koerzitivfeldstärke eine kleine Abnahme des Widerstandes, die aus der Unordnung der Spins resultiert, gefolgt von einer steilen Flanke, die in einen Sättigungsbereich mündet. Hier werden zunehmend alle Spins der Weiß'schen Bezirke ausgerichtet, das Substrat ist maximal magnetisiert. Genau diese Sättigung der Magnetisierung soll erreicht werden. Um sicherzugehen, dass dieser Bereich definitiv erreicht wird, wurde das Magnetfeld um den Faktor fünf höher dimensioniert, als theoretisch nötig wäre. Um gleichzeitig eine möglichst hohe Vergleichbarkeit der Magnetfeldstärke über das Substrat zu gewährleisten, soll eine Spulenanordnung nach Helmholtz verwendet werden. Die Besonderheit an dieser Spulenanordnung ist, dass beide Spulen mit dem gleichen Radius R im Abstand ihres Radius platziert werden. Zwischen den Spulen entsteht ein homogenes Magnetfeld, dass sich zu

$$B = \mu_0 \cdot \frac{8}{\sqrt{128}} \cdot \frac{I \cdot N}{R} \quad (3.1)$$

berechnet [63].

Das im Rahmen dieser Masterthesis angefertigte Spulenpaar erlaubt *in situ* die Spulenanordnung 90° um die ortsfeste Probe im PL-Aufbau in die horizontale (Feldlini-

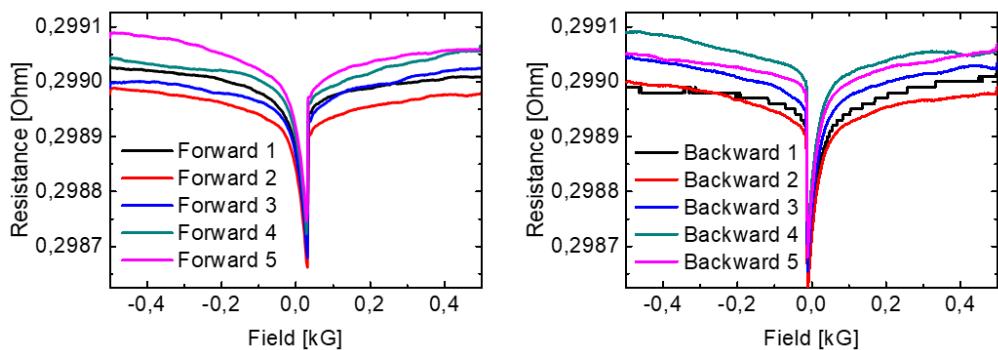


Abb. 3.2: Magnetowiderstandsmessung des MgO/Co/SiO₂-Substrates ([62]). Es wird ersichtlich, dass ein Magnetfeld von 10mT (0.1 kG) bereits ausreichen, um die Weiß'schen Bezirke auszurichten.

en orthogonal zur Nanodrahtachse) bzw. vertikale Position (Feldlinien parallel zur Nanodrahtachse) zu drehen und somit eine Veränderung der Emissionscharakteristik zu bestimmen (s. Abb. 3.4). Da sich eine Anordnung der Spulen streng nach dem Helmholtz-Aufbau nicht in den Versuchsaufbau inkludieren lässt, wurde ein höherer mittlerer Spulenabstand als der Radius der Spulen gewählt. Die Maße der Spule sind in Tab. 3.2 zusammengefasst. Die resultierenden Inhomogenitäten des Magnetfeldes mit entsprechenden Feldstärken wurden mittels der Finiten-Elemente-Methode (FEM) simuliert (s. Abb. 3.3 a)) und variierten um 5% über die Ausdehnung der 2 cm breiten Probe (s. Abb. 3.3 b) und c)). Referenzmessungen mithilfe eines Magnetometers (Koschava 5 K102304) bei 10.5 A, mit einem Digitalmultimeter (Peaktech 3325) in der Mitte der Helmholtzspule gemessen, ergaben eine maximale Magnetfeldstärke von (49 ± 2) mT und sind somit einen guten Anhaltspunkt für die Übereinstimmung des simulierten mit dem gemessenen Magnetfeld. Die Spulenanordnung wurde so in den optischen Aufbau eingesetzt, dass das Substrat mittig zwischen den Spulen lag.

Windungszahl N	mittl. Radius r	mittl. Spulenabstand d	Widerstand R	Stromstärke I
325	45 mm	65 mm	2.1 Ω	10.5 A

Tab. 3.2: Übersicht über die Parameter der Helmholtzspule.

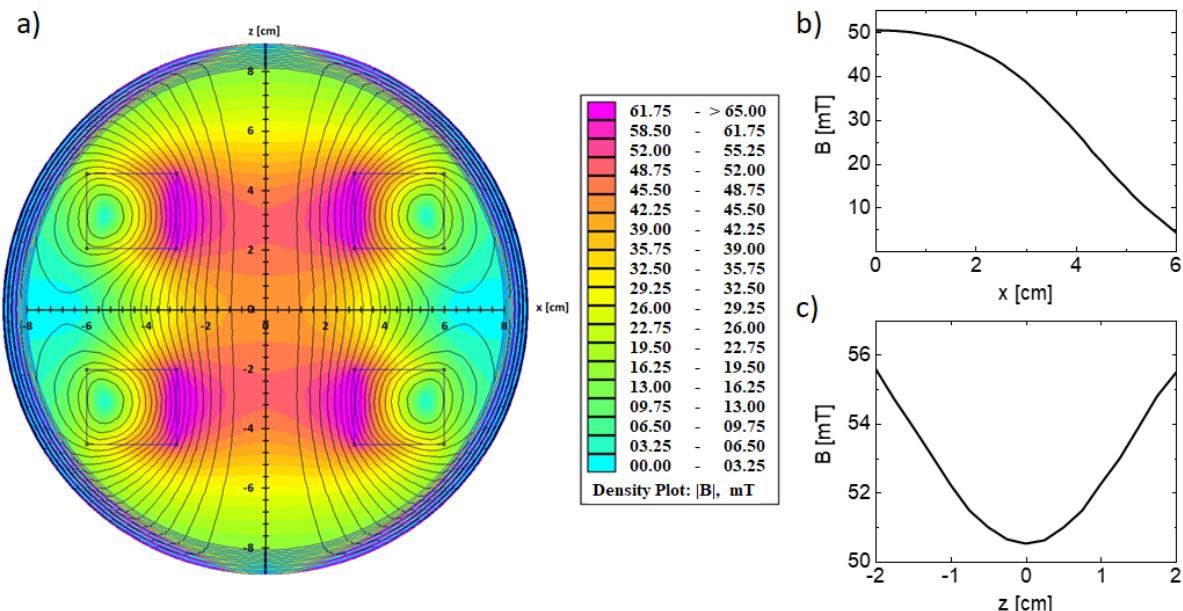


Abb. 3.3: a) Simulation der Feldstärke B des Magnetfeldes nach der FEM mit Profilen in der b) x-Achse bzw. c) z-Achse der Helmholtzspule.

3.2 Charakterisierung der Proben

3.2.1 Mikro-Photolumineszenz Aufbau

Um die Lasercharakteristik der Nanodrähte zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Masterthesis auf den Mikro-Photolumineszenzaufbau (kurz μ -PL) zurückgegriffen (s. Abb. 3.4). Als Anregungslichtquelle wurde ein Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat (kurz Nd:YAG)-Laser der Firma Innolas (Model: SL Compact DPSS100) verwendet. Hierbei handelt es sich um einen Festkörperlaser, der bei einer Grundwellenlänge von 1064 nm Licht emittiert. Diese Wellenlänge kann mithilfe nichtlinearer optischer Kristalle gedrittelt werden, sodass für die Experimente Anregungslicht der Wellenlänge $\lambda = 355$ nm zur Verfügung stand. Dabei war der Nd:YAG-Laserstrahl mit nominell 7 ns bei einer Repetitionsrate von 100 Hz gepulst. Mithilfe einer Kombination aus $\lambda/2$ -Platte und Brewsterpolarisator wurde horizontal polarisiertes Licht erzeugt. Anschließend wurde das Laserlicht durch ein *Pellin-Broca-Prisma* gelenkt. Dieses Dispersionsprisma trennt weitere im Strahl vorhandene Spektrallinien von der Anregungsfrequenz. Der Strahl kann durch Neutraldichtefilter stufenlos um dreizehn Größenordnungen abgeschwächt werden und trifft danach auf einen Strahlteiler, der einen Teil des Strahls zwecks Intensitätsmessung auf eine Si-Diode der Firma Thorlabs (Modell: S130VC) abzweigt. Über einen weiteren Strahlteiler wird Weißlicht eingekoppelt. Beide Strahlen werden in das Objektiv (NUV Plan Apo, 50x, infinity corrected, NA=0.42) der Firma OptoSigma geleitet. Eine weitere Linse ($f=300\text{mm}$) im alleinigen Strahlengang des Lasers sorgt für dessen Aufweitung, sodass der Laserspot einen anderen Fokuspunkt als das Weißlicht hat, die Nanostrukturen also gleichzeitig im Weißlichtfokus beobachtbar bleiben, während der Laserspot genügend ausgedehnt bleibt, um den kompletten Draht auszuleuchten. Die zu untersuchende Probe wurde mithilfe eines XYZ-Piezo-Probentischs in den Weißlichtfokus gefahren und ein passender Draht gesucht. Über einen klappbaren Spiegel kann das Bild auf eine TV-Kamera gelenkt werden, die Apparatur fungiert als Lumineszenz-Mikroskop und ermöglicht die Orientierung auf der Probenoberfläche. Für die Messung wurde das Licht durch eine weitere Linse ($f=150\text{mm}$) auf einen Gittermonochromator der Firma Princeton Instruments (Modell: Acton SP2500i) abgebildet. Für winkelauflöste Messungen kann zusätzlich die Linse L2 in den Strahlengang geklappt werden. Mithilfe eines Langpassfilters wird das Photolumineszenzlicht von der Anregungsstrahlung getrennt. Zur Auswahl stehen drei verschiedene Gitter mit verschiedenen Gitterliniendichten von 150, 400 und 1200 mm^{-1} , die eine spektrale Übersicht, bzw. ein hochauflösten Spektrum bieten.

Die Messungen dieser Master-thesis wurden jedoch ausschließlich mit dem dritten Gitter angefertigt, da der Bereich der FP-Moden möglichst genau dargestellt werden soll. Desweiteren kann die Spaltbreite des Eingangsschlitzes variiert werden, um mehr Licht in den Monochromator zu lasten der Auflösung zu lassen. Die Detektion der Photonen erfolgt schlussendlich in einem stickstoffgekühlten CCD-Detektor mit 1024 x 256 Bildpunkten und 26 µm Breite, der einen Wellenlängenbereich von typischerweise 200-1000 nm detektieren kann.

Die Messgeometrie folgt dem klassischen Auflichtmikroskopaufbau in der Anregung und Detektion in einer Achse liegen, der Nanodraht wird in Draufsicht (engl. *top view*) betrachtet.

Da im Rahmen dieser Masterarbeit der μ -PL Aufbau deutlich abgeändert wurde, befindet sich im Anhang eine Justageanleitung (s. Kapitel A.1).

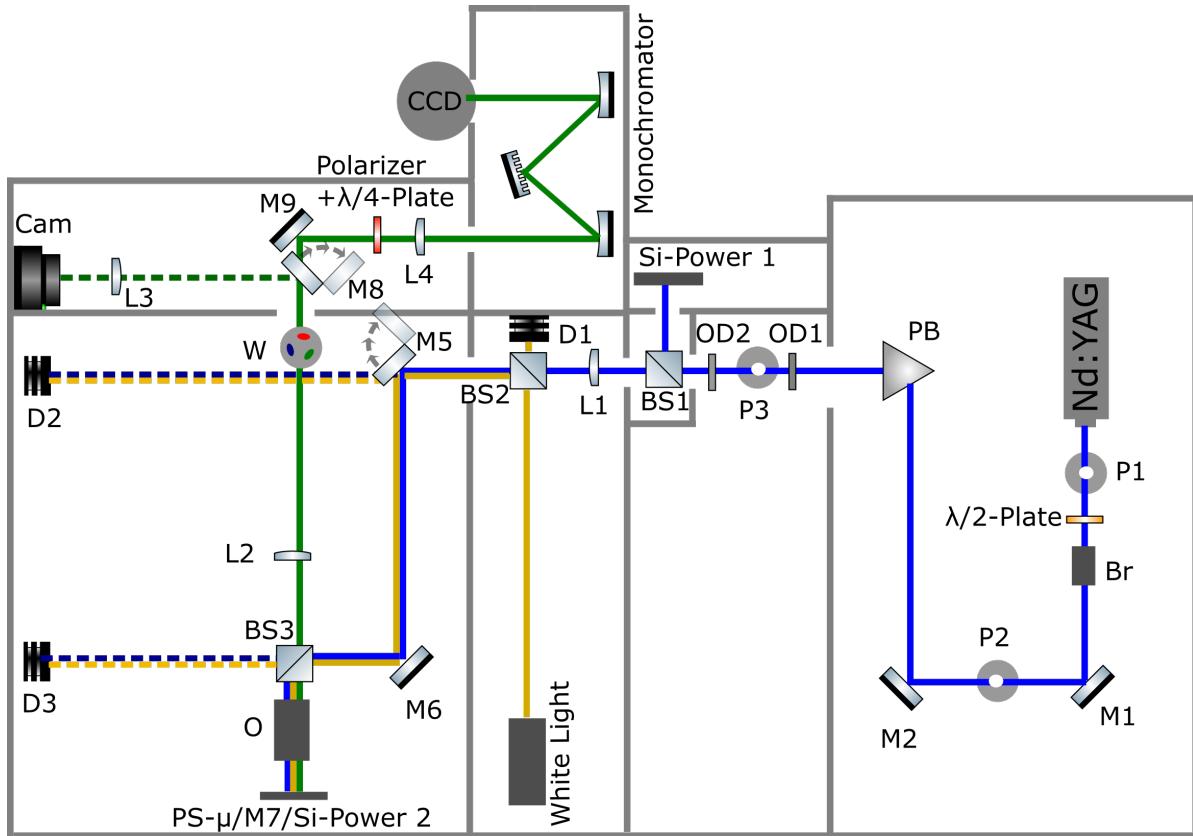


Abb. 3.4: Aufbau der μ -PL, erstellt mit Inkscape und ComponentLibrary [64]. Mit den Komponenten: Spiegel (MX), Lochblende (PX), Linse (LX), Strahlteiler (BSX), Beamdump (DX), Filtrerrad (W), Objektiv (O), Pellin-Broca-Prisma (PB), Neutraldichtefilter (ODX), Brewster Polarisator (BR), μ -PL Probentisch (PS- μ).

Kalibrierung der Leistungsdichte

Zunächst wurde der Laserstrahl mithilfe der Lochblenden und Linsen so eingestellt, dass er eine möglichst homogene Ausleuchtung des Nanodrahtes aufwies. Eine Intensitätskarte des Laserspot findet sich in Abb. 3.5 a). Während der gesamten Messungen dieser Masterthesis wurde der Spot nicht verändert, um die Ergebnisse vergleichbar zu halten.

Die Anregungsintensität am Probenort während der Messung wurde an der Position “Si-Power 1” *in situ* gemessen und mithilfe einer Kalibrierungsmessung angepasst. Hierzu wurden im Vorhinein Laserintensitäten an Position “Si-Power 1” und “Si-Power 2” in Bezug gesetzt. Der Zusammenhang wurde für einzelne Leistungsbereiche näherungsweise als linear angenommen, so ergeben sich für die Einzelbereiche die Zusammenhänge als

$$I(\text{Si-Power 2}) = a \cdot I(\text{Si-Power 1}) + b . \quad (3.2)$$

Diese Anpassungsbereiche sind dargestellt in Abb. 3.5 b). Vor jeder Leistungsmessung wurde mit der Si-Diode an beiden Positionen jeweils neu genullt, der Messbereich der Diode wurde manuell und noch weit vor Ausreizung des Messbereiches umgestellt. Es zeigte sich, dass die voreingestellten Wechsel der Messbereiche die dargestellte Intensität als zu niedrig angaben. Es kommt dabei zu teils drastischen Absättigungseffekten, die durch den manuellen Wechsel umgangen werden konnten. Weitere Anmerkungen hierzu befinden sich im Anhang im Kapitel A.2.

Die Größe des Laserspots wurde vor jeder Messung an den Nanodrähten mit Hilfe der TV-Kamera aufgezeichnet und anhand eines Referenzbildes eines genormten Marker-substrates im Weißlichtfokus bestimmt. Aus der Laserleistung am Probenort sowie der Größe des Laserspots ergibt sich die Leistungsdichte. Der Nanodraht wurde in den Folgemessungen mithilfe des Probentisches in den Weißlichtfokus gerückt, es wurde darauf geachtet, dass der Draht parallel zum Monochromatoreingang ausgerichtet, mittig im Laserspot lag und vollständig ausgeleuchtet war. Im Folgenden wurde die parallele Ausrichtung des Nanodrahtes zur Öffnung des Monochromatoreingangs als “vertikal” bezeichnet. Die Ausrichtung parallel zum optischen Tisch und orthogonal zur Monochromatoröffnung wird als “horizontal” bezeichnet.

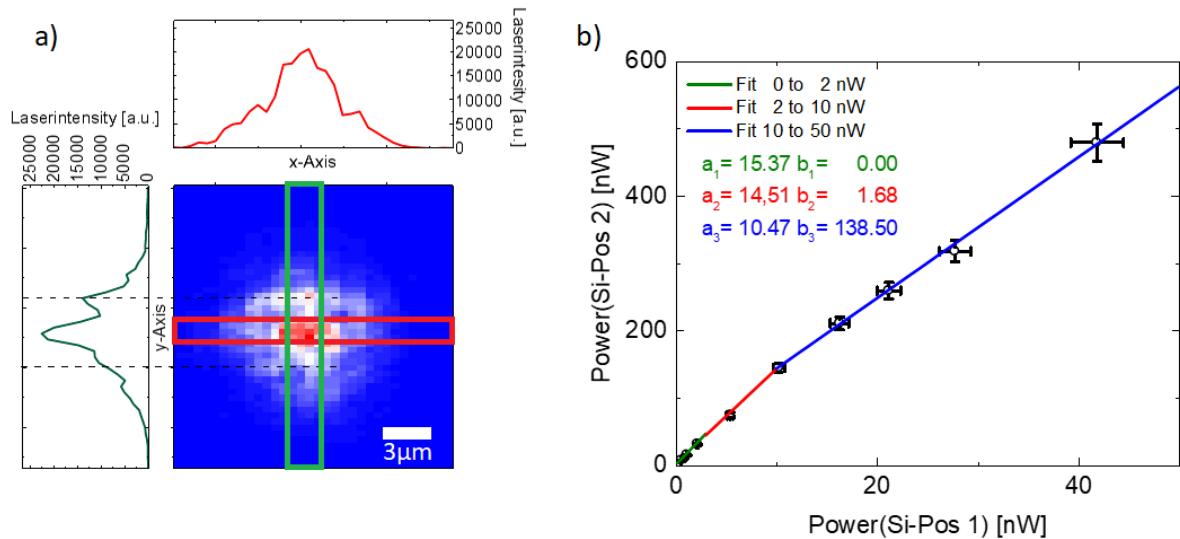


Abb. 3.5: Darstellung der a) Intensitätskarte des Laserspots mit Linioprofilen über 5 Pixel in x-Richtung (parallel zur Lage des Nanodrahtes) und y-Richtung mit Hilfe der CCD-Kamera. Gestrichelt dargestellt wird die Positionierung der Nanodrähte in y-Richtung. Darstellung b) zeigt die Kalibrierungsmessung der Laserleistung an “Si-Pos 1” und “Si-Pos 2”.

Erstellung der Lasingkurven

Um sicher festzustellen, dass sich der Nanodraht im Lasingbereich befindet, wurde nach dem Caspelson Multimoden-Laser-Model (s. Abb. 2.9) eine Anpassung erstellt, aus dem sich die Schwellwert-Leistungsdichte ergab. Hierzu wurde vor den PL-Messungen am Nanodraht zunächst der Strahlungshintergrund auf der CCD-Kamera ermittelt und in den Folgemessungen abgezogen. Die Leistungsdichte wurde schrittweise erhöht und die zugehörige Modenspektra aufgezeichnet. Die Integrationszeiten der CCD-Kamera betrugen 1-10 Sekunden bei einer Spaltbreite des Monochromatoreingangs von 150 μm. Für die Anpassung nach Caspelson wurden diese Spektren zeitlich normiert und der Bereich der FP-Moden spektral integriert. Die so gewonnenen Intensitäten wurden über der Anregungsdichte aufgetragen. Mithilfe eines Matlabskriptes wurden der x_0 -Parameter und die Lasingschwelle angenähert.

Bei allen Messungen wurde darauf geachtet, den Draht nicht in den Degradationsbereich kommen zu lassen [65]. Für weiterfolgende Messungen wurde die Anregungsintensität so gewählt, dass sie zwischen dem 1.2-fachen bis doppelten der Laserschwelle lag; somit wurde sichergestellt, dass der Draht sich im Lasingbereich befand und wenig degradierte.

Fourier Optik

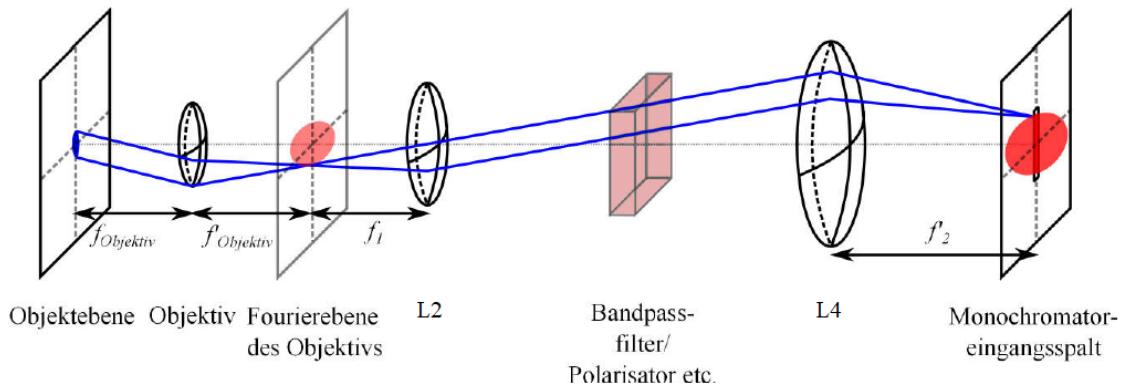


Abb. 3.6: Strahlengang durch den Fourieraufbau. Die Fourierebene des Objektivs wird auf den Monochromatoreingang abgebildet und erlaubt so die Emission des Nanodrahtes winkelabhängig aufzulösen (aus [66]).

Um die Richtungsabhängigkeit der Emissionsintensität des Nanodrahtes aufzuschlüsseln wurde eine weitere Linse L2 im Abstand ihrer Brennweite hinter dem Objektiv platziert. Sie bildet somit die rückseitige Fourierebene des Objektivs (engl. *back focal plane*) mit Linse L4 auf den Eingangsspalt des Monochromators ab. Da die Strahlen aus einem Punkt der Fourierebene parallel zwischen beiden Linsen verlaufen (s. Abb. 3.6) hat der Abstand beider Linsen zueinander keinen Einfluss auf die Skalierung des Bildes, wohl aber das Verhältnis ihrer beiden Brennweiten. Dieser Faktor berechnet sich zu $M_F = \frac{f_2}{f_1}$. Für eine größtmögliche Ausleuchtung des CCD-Detektors unter den räumlichen Gegebenheiten wurden die Linsen zu $f_1 = 125$ mm und $f_2 = 150$ mm gewählt, somit ergibt sich die Vergrößerung zu $M_F = 1.2$. Zwischen den Linsen L2 und L4 wurden alle optischen Bauteile für die Stokes-Messung untergebracht. Der maximal darstellbare Raumwinkel ist gegeben durch die numerische Apertur NA des Objektivs und die optische Dichte $n(\lambda)$ des Mediums zwischen Objektiv und Sample und berechnet sich zu [67]

$$\theta_{max} = \arcsin(n(\lambda) \cdot NA) . \quad (3.3)$$

Mit dem in dieser Masterthesis verwendeten Objektiv ($NA=0.43$) kann somit ein maximaler Raumwinkel von $\theta_{max} \approx 25^\circ$ aufgelöst werden. Da die Fourierabbildung mit einer Abbildungslinse auf die CCD abgebildet wird, ist eine Entzerrung des Bildes bzw. Korrektur der Intensitäten (vgl. [12, 67]) nicht notwendig. Eine ausführliche Herleitung der Korrekturfaktoren, die ohne Abbildungslinse notwendig wären, befindet sich im Anhang (s. Kapitel A.3).

Die vorgenommenen Messungen gliedern sich in zwei Teilbereiche. Zunächst wurde das Fourierbild direkt, also in nullter Beugungsordnung des Monochromators, betrachtet. Die Belichtungsdauer betrug 100 Sekunden, der Eingangsspalt des Monochromators war 6 mm weit geöffnet, um das komplette Bild aufzunehmen. Auch hier wurde zunächst eine Messung des Strahlungshintergrundes vorgenommen, der im Folgenden von den Messbildern abgezogen wurde.

Diese Messart bietet den Vorteil sich eine Übersicht über den maximal auflösbarer Bereich der Raumwinkel zu verschaffen. Jedoch liegen die Charakteristiken der einzelnen FP-Moden und der spontanen Emission in diesem Bild übereinander und können nicht getrennt voneinander betrachtet werden, da in diesem Modus nicht spektral aufgelöst wird.

Um eine spektrale Auflösung zu erreichen, können auch Messungen in erster Beugungsordnung des Monochromators durchgeführt werden und somit die Moden einzeln betrachtet werden. Für die spektrale Aufspaltung ist jedoch eine kleine Öffnung des Monochromatoreingangs nötig, da sonst die spektrale Auflösung zu gering ist, die Moden effektiv zu trennen. Für diese Art der Messung wurde der Monochromatoreingang auf 500 µm geöffnet – bei dieser Öffnungsweite waren die Moden gerade vollständig voneinander getrennt. Da nun aber nur ein kleines Segment der Raumwinkel dargestellt wird, wurde das Fourierbild über den Monochromatoreingang variiert, sodass für verschiedene Kreissegmente eine spektrale Aufspaltung möglich war. Auch hier betrug die Belichtungsdauer 100 Sekunden.

Es war ein Blazegitter im Monochromator verbaut, somit sind die reflektierten Intensitäten in erster Beugungsordnung gegenüber der nullten Beugungsordnung erhöht. Eine Beschreibung der Einmessung der Fourieroptik ist im Anhang detailliert beschrieben (s. Kapitel A.4).

Messung der Stokes-Parameter

Die Messung der Stokes-Parameter erfolgt nach der Methode der rotierenden $\lambda/4$ -Platte. Hierzu wird in den Aufbau ein Linearpolarisator (Thorlabs Model: LPUV050) und eine $\lambda/4$ -Platte (Thorlabs Model: WPQ05M-405) vor die Abbildungslinse L4 eingesetzt (s. Abb. 3.6). Die Transmissionsachse des Linearpolarisators wurde horizontal fixiert, die schnelle optische Achse der $\lambda/4$ -Platte zunächst parallel dazu ausgerichtet. Hinter dem Polarisator wurde eine weitere $\lambda/4$ -Platte angebracht, deren schnelle optische Achse um 45° zur Transmissionsachse des Linearpolarisators verkippt war. Das durch den Polarisator erzeugte linear polarisierte Licht wurde somit in zirkular polarisierte

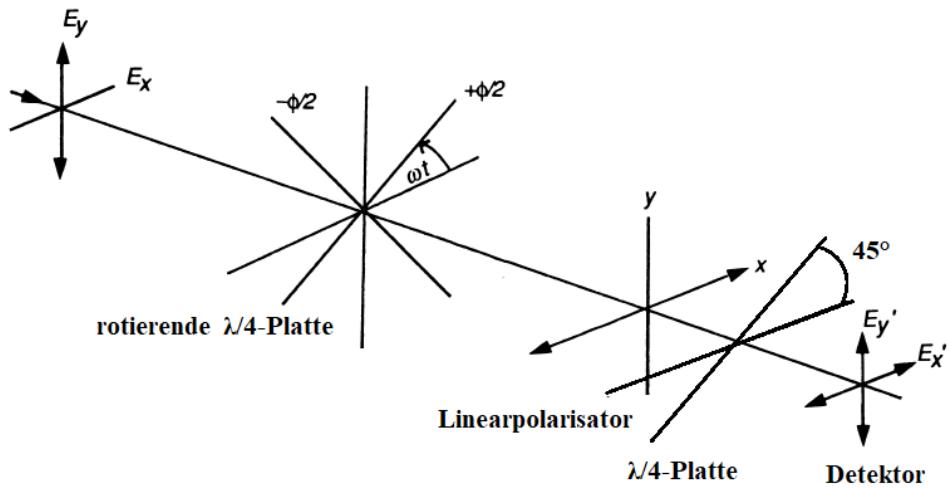


Abb. 3.7: Aufbau nach der Methode der rotierenden $\lambda/4$ -Platte mit der Transmissionsachse des Polarisators. Die schnelle optischen Achse der $\lambda/4$ -Platte in horizontaler Ausrichtung und einer Drehung der $\lambda/4$ -Platte entgegen des Uhrzeigersinnes aus Sicht des Detektors (nach [68]).

tes Licht umgewandelt, um polarisationsabhängige Unterschiede in Reflexionen am Monochromatorgitter sowie Absorption im CCD-Detektor zu umgehen. Mithilfe der Winkelabhängigkeit der Transmission durch diesen Aufbau ergibt sich die detektierte Intensität zu

$$I(\theta) = \frac{1}{2} (S_0 + S_1 \cos^2(2\theta) + S_2 \cos(2\theta) \sin(2\theta) + S_3 \sin(2\theta)) . \quad (3.4)$$

Unter Verwendung trigonometrischer Beziehungen kann diese Formel in:

$$I(\theta) = \frac{1}{2} (A - B \sin(2\theta) + C \cos(4\theta) + D \sin(4\theta)) \quad (3.5)$$

umgeschrieben werden, wobei die Parameter A, B, C und D von den Stokes Parametern abhängig sind [47]

$$A = S_0 + \frac{S_1}{2} , \quad B = S_3 , \quad C = \frac{S_1}{2} , \quad D = \frac{S_2}{2} . \quad (3.6)$$

Die Gl. 3.5 hat die Form einer abgebrochenen Fourierreihe mit einem konstanten, einem zweiten harmonischen Term und zweier vierter harmonischer Terme. Nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem [69, 70] kann ein kontinuierliches Signal rekonstruiert werden. Hierzu muss das Signal mit einer Abtastrate, die mindestens dem doppelten der höchsten Frequenzkomponente entspricht, äquidistant analysiert werden. Da die größte Frequenzkomponente für die Intensitätsmodulation aus Gl. 3.5 4θ beträgt, wurde die

$\lambda/4$ -Platte im Verlauf der Messungen in 22.5° -Schritten von $\theta = 0^\circ \dots 157.5^\circ$ verdreht. Aus den Intensitäten dieser acht Bilder können die Stokes-Parameter mit Hilfe der Fourier-Analyse bestimmt werden [68]

$$\begin{aligned} A &= \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N I_n , & B &= \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N I_n \sin(2\theta) , \\ C &= \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N I_n \cos(4\theta) , & D &= \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N I_n \sin(4\theta) . \end{aligned} \quad (3.7)$$

Mit Gl. 3.6 können so die Stokes-Parameter zu

$$S_0 = A - C , \quad S_1 = 2C , \quad S_2 = 2D , \quad S_3 = B , \quad (3.8)$$

bestimmt werden [68]. Die $\lambda/4$ -Platte wird abseits ihres Optimums bei der Designwellenlänge von $\lambda = 405$ nm verwendet und weist für den typischen Wellenlängenbereich der Fabry-Pérot-Moden in ZnO eine leicht erhöhte Phasenverschiebung von $\delta(\lambda = 386.7\text{nm}) \approx 47.4^\circ$ auf [71]. Die Stokes-Parameter müssen an diese Gegebenheit angepasst werden [72]:

$$S_0 = A - \frac{C}{\tan^2(\delta/2)} , \quad S_1 = \frac{2C}{1 - \cos(\delta)} , \quad S_2 = \frac{2D}{1 - \cos(\delta)} , \quad S_3 = \frac{B}{\sin(\delta)} . \quad (3.9)$$

Nach Gl. 2.19 lassen sich außerdem die Feldanteile in x- und y-Richtung anhand der Stokes-Parameter rekonstruieren:

$$I_{\text{horizontal}} = \frac{1}{2} (S_0 + S_1) = \langle E_{0,x} \rangle^2 , \quad (3.10)$$

$$I_{\text{vertikal}} = \frac{1}{2} (S_0 - S_1) = \langle E_{0,y} \rangle^2 . \quad (3.11)$$

Die Berechnung der Stokes-Parameter folgte dem Matlabskript von Max Riediger [67], dass im Rahmen dieser Masterthesis grundlegend überarbeitet, weiterentwickelt und an die veränderten Rahmenbedingungen angepasst wurde. Da der Nd:YAG-Laser in seiner emittierten Leistung schwankte, ergeben sich für alle Einzelmessungen leicht unterschiedlichen Anregungsleistungen. Daraus resultiert eine Schwankung der PL-Emission. Um eine sinnvolle Auswertung der Stokes-Parameter zu ermöglichen, wurden alle acht Bilder einer Messreihe anhand der Multimoden-Anpassung auf die PL-Intensität ihrer mittleren Anregungsdichte sowie auf die Belichtungsdauer normiert. Auch hier wurde von jedem Bild der Strahlenhintergrund abgezogen. Nach diesem Muster können die Stokes-Parameter für die Fourierabbildungen bestimmt werden.

Ausrichtung der optischen Elemente

Für die Messung der Stokes-Parameter ist es wichtig zu wissen, wie die Transmissionsachse des Polarisators und die schnelle optische Achse der $\lambda/4$ -Platte stehen. Die Lage Transmissionsachse wurde mithilfe des horizontal polarisierte Nd:YAG-Lasers untersucht und der Polarisator von $0 \dots 360^\circ$ gedreht, das Ergebnis ist in Abb. 3.8 dargestellt. Eine Anpassung mit $I_{\text{trans}} = \sin^2(\theta + \beta)$ ergab eine Verschiebung der Transmissionsachse um $\beta = (-1.6 \pm 1.8)^\circ$ zur Achsenkennzeichnung des Herstellers. Für die Vermessung der $\lambda/4$ -Platte wurde ein zweiter Polarisator mit gekreuzter Transmissionsachse eingebaut. Zwischen beide Polarisatoren wurde die $\lambda/4$ -Platte von $0 \dots 180^\circ$ rotiert. Die Verschiebung der schnellen optischen Achse betrug $\alpha = (-53.83 \pm 1.18)^\circ$ zur Achsenkennzeichnung des Herstellers. In Ermangelung einer stabilen Laserquelle im Frequenzbereich der Nanodrahtemission wurde auf eine Vermessung der Phasenverschiebung verzichtet und auf die Referenzwerte des Herstellers zurückgegriffen. Durch die o.g. Messungen müssen die Rechnungen der Stokes-Parameter korrigiert werden. Zunächst die Verschiebung der Transmissionsachse: Unter Rotation der Transmissionsachse um β müssen sowohl die Gesamtintensität als auch der Polarisationsgrad der Strahlung erhalten bleiben. Da es sich um eine rotationssymmetrische Transformation handelt, muss auch der S_3 -Parameter inklusive des Drehsinn erhalten bleiben. Für

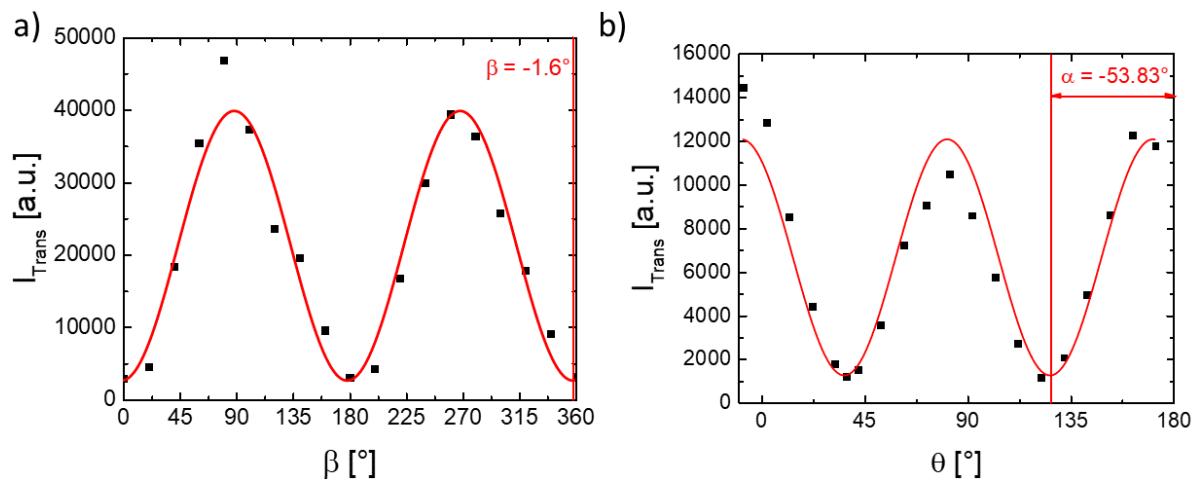


Abb. 3.8: Darstellung a) der Transmissionskurve des Polarisators unter Verwendung horizontal polarisierten Lichtes bei ursprünglich vertikal ausgerichteter Transmissionsachse und b) der Transmissionskurve zweier gekreuzter Polarisatoren mit $\lambda/4$ -Platte dazwischen. Beide Kurven wurden mit einer quadratischen Sinusfunktion angepasst.

die Stokes-Parameter gilt also:

$$S_0 = A - \frac{1 + \cos(\delta)}{1 - \cos(\delta)} C , \quad (3.12)$$

$$S_1 = \frac{2}{1 - \cos(\delta)} [C \cos(2\beta) + D \sin(2\beta)] , \quad (3.13)$$

$$S_2 = \frac{2}{1 - \cos(\delta)} [D \cos(2\beta) + C \sin(2\beta)] , \quad (3.14)$$

$$S_3 = \frac{1}{\sin(\delta)} B , \quad (3.15)$$

die für den Fall $\beta = 0^\circ$ und $\delta = 90^\circ$ in die Gl. 3.8 übergehen.

Die Verschiebung der $\lambda/4$ -Platte wird durch eine Umsortierung der Einzelbilder um 67.5° korrigiert. Die verbleibende Verdrehung kann auf θ addiert werden, sodass die Messung bei 8° statt bei 0° startet. Dies ist aufgrund des Nyquist-Shannon-Abtasttheorems problemlos möglich.

In der Literatur finden sich vereinzelt abweichende Berechnungen des S_3 -Parameters über einen Sinus-Term [73, 74]. Dies soll im Anhang kurz diskutiert und falsifiziert werden (s. Kapitel A.6).

3.2.2 Messablauf

Für einen möglichst vollständigen Datensatz der einzelnen Nanodrahtes wurde die PL-Emission für jeden Draht zunächst spektral vermessen und eine Multimoden-Anpassung erstellt. Mithilfe des so ermittelten Laserschwellwertes wurde der Anregungsbereich für die Folgemessungen auf das 1.2 - bis 2-fache festgelegt. Anschließend wurden die Fourierabbildungen in nullter und erster Beugungsordnung vermessen. Zunächst wurde die Gesamtintensität ohne Polarisator und $\lambda/4$ -Platte ermittelt. Danach wurden die Messungen mit dem Polarisator in vertikaler und horizontaler Ausrichtung wiederholt. Zum Schluss wurde die $\lambda/4$ -Platte eingebaut und die Stokes-Parameter für beide Fourier-Methoden vermessen. Die Messungen ohne und mit Polarisator dienen zur Überprüfung der Messmethode der Stokes-Parameter, denn aus der Messung dieser lassen sich die anderen drei Direktmessungen rekonstruieren – ergibt sich ein konsistentes Bild, so wurde die Stokes-Messung korrekt ausgeführt.

Für die magnetfeldabhängigen Messungen wurde das o.g. Schema in dieser Reihenfolge jeweils ohne Magnetisierung und mit Magnetisierung orthogonal wie parallel zur Nanodrahtachse hintereinander durchgeführt. Zusätzlich wurden die Stokes-Parameter

anhand des PL-Spektrums vermessen. Für die magnetfeldabhängige Messung wurde das Spulenpaar für drei Sekunden mit 10.5 A betrieben und wieder ausgeschaltet. Der Stromfluss wurde mit einem Digitalmultimeter (Peaktech 3325) überprüft.

Es wurde während der gesamten Messungen streng darauf geachtet, die Positionierung des Nanodrahtes nicht zu verändern und möglichst wenig mit dem optischen Aufbau in Kontakt zu kommen. Da jedoch Polarisator und $\lambda/4$ -Platte manuell ein- und ausgebaut sowie gedreht werden mussten, war dies nur in begrenztem Rahmen möglich. So verschob sich in allen Messungen das Substrat unter dem Laserspot und musste teils neu positioniert werden. Zusätzlich verschiebt das Ein- und Ausschalten des Magnetfeldes die Position geringfügig. Da sich mit der Verschiebung des Substrates Anregungsdichte und Verstärkungsprofil des Drahtes verändern, war ein konsistentes Gesamtbild also nur bedingt möglich. Innerhalb der Messungen einer Messmethode kann jedoch das Bild als schlüssig betrachtet werden, da sich der Gesamtzyklus aller Messungen und damit der Verschiebung über Stunden hinzieht. Nach Vermessung der optischen Eigenschaften der Drähte wurden Länge und Durchmesser im Rasterelektronenmikroskop (engl. *scanning electron microscope*, kurz *SEM*) bestimmt.

Test der Methode

Um zu demonstrieren, dass sich die Messmethode eignet, die Stokes-Parameter zu ermitteln, soll im Folgenden exemplarisch die nulle Beugungsordnung eines Nanodrahtes überprüft werden. Hierzu wurden sowohl die (rekonstruierten) Gesamtintensitäten, als auch die aus Gl. 3.10 und Gl. 3.11 rekonstruierten Intensitäten I_x und I_y mit Direktmessungen des Polarisators mit horizontal bzw. vertikal orientierter Transmissionsachse verglichen. Aus Abb. 3.9 wird ersichtlich, dass die Gesamtintensitäten durch den Einbau des Polarisators reduziert werden, die Charakteristika der Bilder stehen jedoch in sehr guter Übereinstimmung zueinander. Zwischen den Bildern jeweils vertikaler und horizontaler Feldelemente in Abb. 3.10 gibt es nahezu keine Unterschiede. Insbesondere wird dies durch Betrachtung der Differenzen zu Abb. 3.11 deutlich, die zwar um den Nullpunkt schwanken, was zu großen Teilen durch eine leichte Verschiebung der Bilder gegenüber einander (durch das Fehlen der $\lambda/4$ -Platte, bzw. der Drehung des Polarisators) und aus Fluktuationen der Hintergrundstrahlung zu erklären ist. Folglich kann die Messung der Stokes-Parameter als konsistent betrachtet werden. Selbige Tests wurden mit allen Messungen dieser Masterthesis vollzogen.

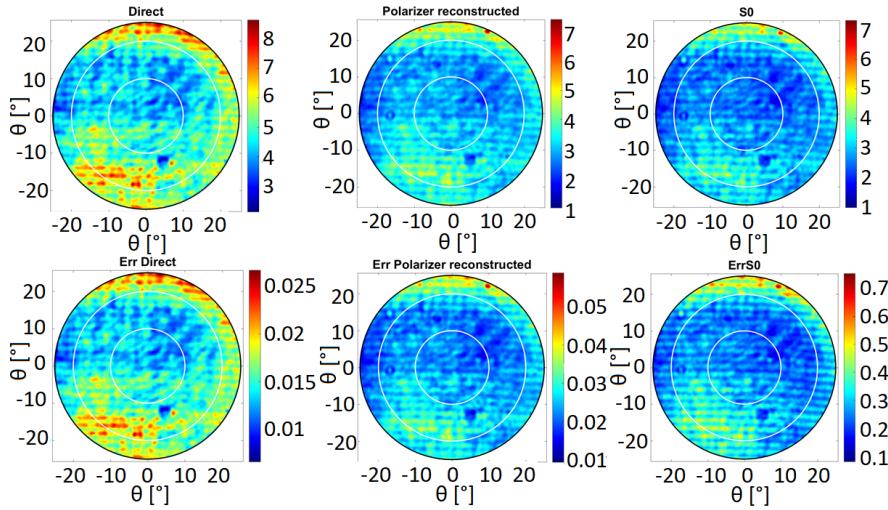


Abb. 3.9: Obere Reihe: Messung der Gesamtintensität des Fourierbildes, direkt und als Rekonstruktion der Intensitäten des Polarisators mit horizontal und vertikal ausgerichteter Transmissionsachse sowie als Rekonstruktion S_0 der Stokes Parameter; jeweils in nullter Beugungsordnung. Untere Reihe: Die jeweiligen absoluten Fehler (s. Kapitel A.5).

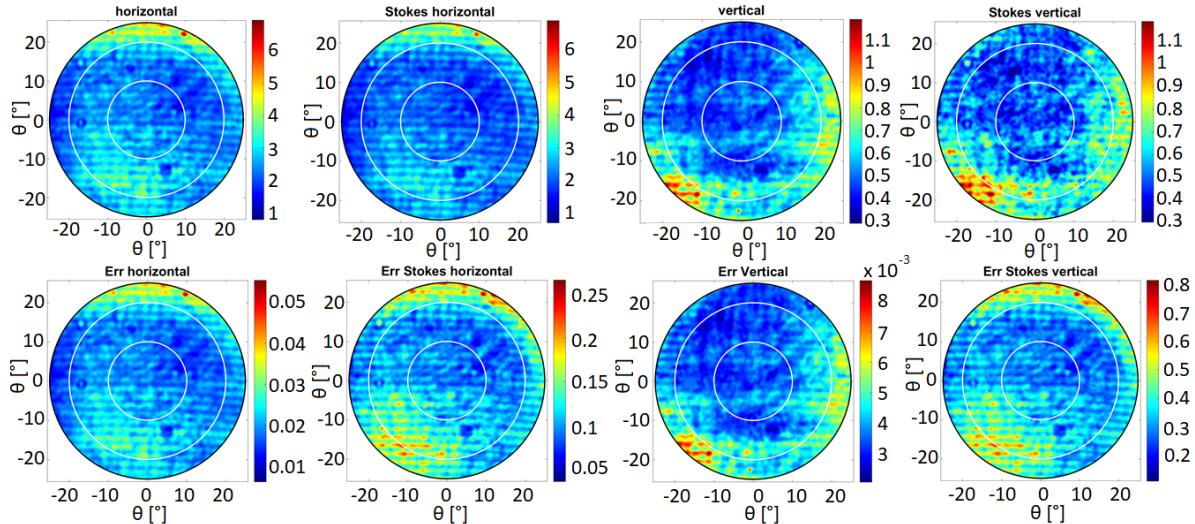


Abb. 3.10: Obere Reihe: Messung der horizontalen und vertikalen Feldelemente des Fourierbildes, mittels Polarisator sowie als Rekonstruktion der Stokes-Parameter; jeweils in nullter Beugungsordnung. Untere Reihe: Die jeweiligen absoluten Fehler.

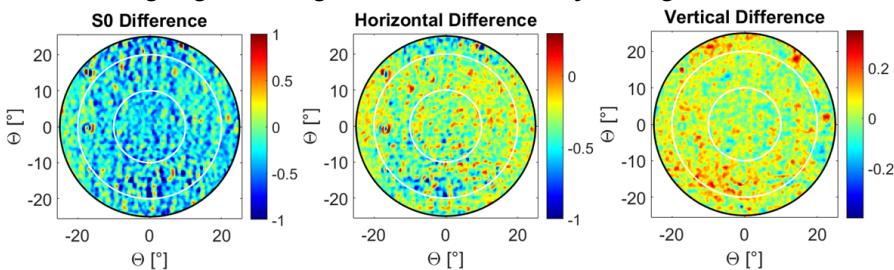


Abb. 3.11: Darstellung der Differenzen zwischen der über die Stokes-Parameter rekonstruierten Intensitäten und der Polarisatormessungen aus Abb. 3.9 und Abb. 3.10.

Kapitel 4

Fourierabbildung der Emission von ZnO-Nanodrähten

4.1 ZnO-Nanodraht auf einem SiO₂-Substrat

Im Folgenden soll die Emission eines Nanodrahtes auf einem SiO₂-Substrat exemplarisch aufgearbeitet werden. Der untersuchte Draht “SiO₂ 1” war etwa 11 μm lang, bei einem Durchmesser von etwa 395 nm (s. Abb. 4.1). Er zeigte einen Laserschwellwert bei $\approx 130 \text{ kW/cm}^2$ und wurde bei etwa 1.3-fachem Laserschwellwert untersucht (s. Abb. 4.2 a)). Es zeigen sich vier Fabry-Pérot-Moden, von denen die zweite Mode dominant gegenüber den anderen erscheint. Die erste und letzte Mode sind klein und in ihrer Intensität ungefähr gleich stark ausgeprägt (s. Abb. 4.2 b)). Aus dem

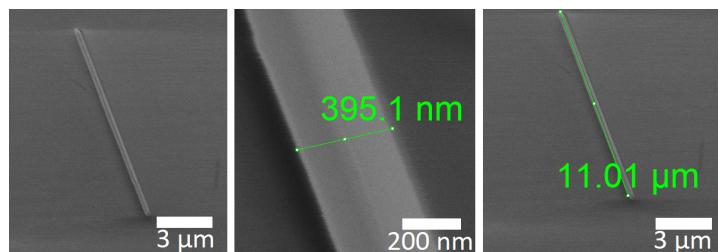


Abb. 4.1: REM-Bilder des Nanodrahtes mit der Länge $l \approx 11 \mu\text{m}$ und dem Durchmesser $d \approx 395 \text{ nm}$ bei verschiedenen Vergrößerungen.

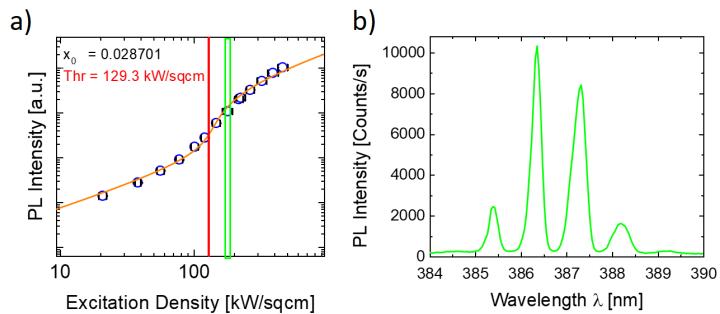


Abb. 4.2: a) Integrierte PL-Intensität des Nanodrahtes “SiO₂ 1” aus Abb. 4.1 als Funktion der Anregungsleistung. Die durchgezogene Linie zeigt die Multimoden-Anpassung des Nanodrahtes mit eingezeichneter Schwellwert-Intensitätsdichte (rot) und Anregungsbereich der Fouriermessungen (grün). b) Spektrum bei 1.3- fachem Laserschwellwert (175 kW/cm^2) und Spaltbreite von $200 \mu\text{m}$.

gemittelten Modenabstand der Fabry-Pérot-Moden lässt sich, nach Umstellung der Resonanzbedingung Gl. 2.13, die Dispersion $\frac{dn}{d\lambda}$ zu

$$\frac{dn}{d\lambda} = \frac{\left(n - \frac{\lambda^2}{2L\Delta\lambda}\right)}{\lambda} = -(13.26 \pm 0.75)\mu m^{-1}, \quad (4.1)$$

mit dem Modenabstand $\Delta\lambda = 0.94$ nm, der zentralen Wellenlänge $\lambda = 386.8$ nm und dem Brechungsindex $n = 2.1$ für ZnO bei Hochanregung [75] errechnen. Dieser Wert liegt zwischen den Literaturwerten von $\frac{dn}{d\lambda} = -15 \mu m^{-1}$ [76] und $\frac{dn}{d\lambda} = -12 \mu m^{-1}$ [6] und erscheint plausibel. Die Dispersion wird für weiterführende Rechnungen auf dem MgO/Co/SiO₂ - Substrat benötigt und soll hier näherungsweise als konstant für alle ZnO-Nanodrähte bei Hochanregung gelten, denn nur für das SiO₂-Substrat konnte ein passender Brechungsindex gefunden werden.

4.1.1 Fourierabbildung der Nanodrahtemission

Fourierabbildung in nullter Beugungsordnung

Das Fourierbild der Laseremission des Nanodrahtes in Abb. 4.3 a) zeigt die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Abstrahlwinkel, b) zeigt den dazugehörigen absoluten Fehler. Eine ausführliche Fehlerbetrachtung findet sich im Anhang in Kapitel A.5. Es lässt sich erkennen, dass die Emission für größere vertikale Raumwinkel und somit in Richtung der Endfacetten zunimmt. Deutlich sind horizontale Streifenmuster ausgebildet, die durch die Young'sche Interferenz der beiden Facettenenden des Nanodrahtes entstehen und am Rand der Abbildung leicht "abknicken". Ein Blick in die Linienprofile

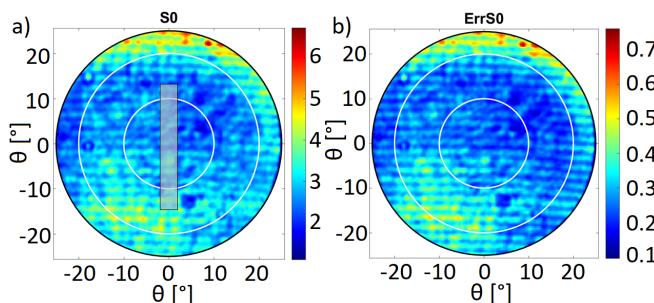


Abb. 4.3: a) Darstellung des S_0 -Paramters des Drahtes "SiO₂ 1" aus Abb. 4.1 in nullter Beugungsordnung bei 1.3-facher Schwellintensitätsdichte. Der graue Balken repräsentiert die Orientierung des Nanodrahtes orthogonal zum Interferenzmuster. b) Der absolute Fehler des S_0 -Parameters.

in Abb. 4.4 a) und b) bei verschiedenen horizontalen Raumwinkeln verdeutlicht diese Beobachtung. Bei den Linienprofilen wurden die Basislinien subtrahiert, um die Phasenbeziehungen der Linienprofile deutlicher darzustellen. Sie zeigen also nicht die direkte Intensitätsverteilung, sondern nur die Intensität des Interferenzmusters über dem Hintergrund. Die Linienprofile in Abb. 4.4 a) zeigen, dass die Maxima und Minima bei den gleichen vertikalen Raumwinkeln phasengleich liegen, die horizontalen Raumwinkel ab 16° hingegen sind leicht verschoben, wie der Vergleich in Abb. 4.4 b) verdeutlicht. Das Abknicken der Moden am Rand könnte einen Hinweis auf das Vorliegen einer transversalen HE-Mode sein [77]. Die Fouriertransformation (engl. *fast fourier transformation*, kurz *FFT*) in Abb. 4.5 a) zeigt jedoch bei allen vertikalen Raumwinkeln eine gleiche dominierende Frequenz. Über die ermittelte Frequenz des Musters lässt sich bestätigen, dass es sich hierbei um eine Interferenz nach dem Young'schen Doppelspaltexperiment handelt, bei der die Emissionen aus den Endfacetten des Nanodrahtes interferieren, denn es ergibt sich rechnerisch für die Nanodrahtlänge d :

$$d = \frac{\lambda}{\tan(1/f)} = (10.7 \pm 0.5) \mu\text{m} , \quad (4.2)$$

mit der mittleren Wellenlänge der Fabry-Pérot-Moden $\lambda = 386.7 \text{ nm}$ und der Frequenz von 0.48 1/s . Ein Vergleich mit der Bestimmung der Länge aus den elektronenmikroskopischen Aufnahmen (s. Abb. 4.1) des Nanodrahtes von $d \approx 11 \mu\text{m}$ steht somit in guter Übereinstimmung zur Rechnung. Das Vorhandensein eines Interferenzmusters bedingt, dass es sich bei der Modenemission um kohärentes Licht handelt. Eine FFT-Analyse von

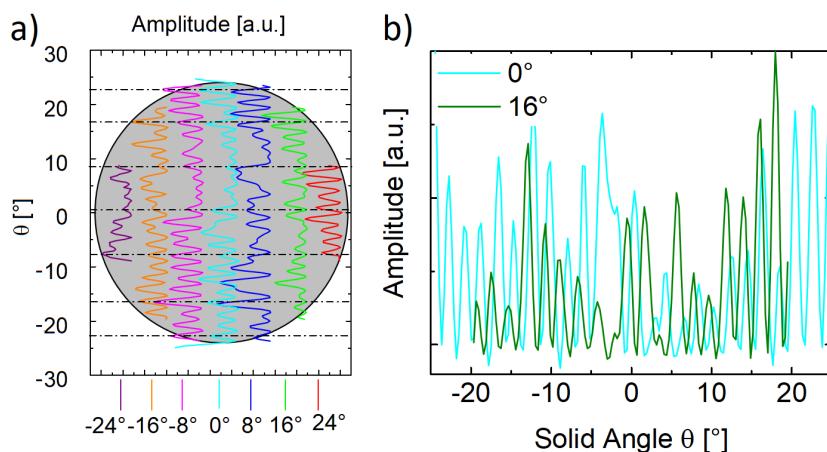


Abb. 4.4: Darstellung der a) vertikalen Linienscans über 5 Pixel von $-24^\circ \dots 24^\circ$ aus der Zweidimensionalen Messung, die in Abb. 4.3 dargestellt ist, abzüglich der Basislinie und b) die gegeneinander verschobenen Phasen der vertikalen Linienprofile bei 0° und 16° .

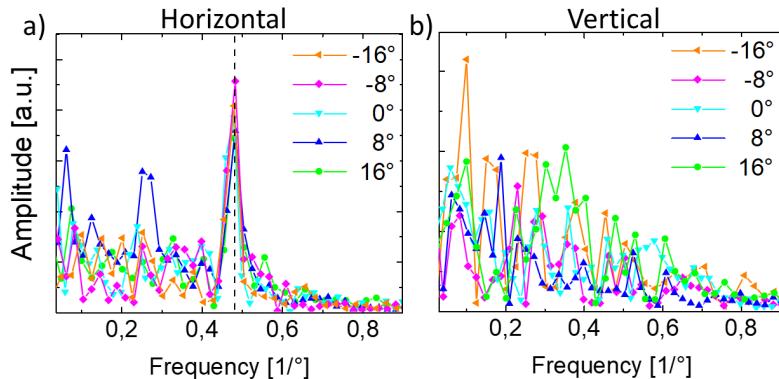


Abb. 4.5: Fouriertransformation der Profile a) der vertikalen Profile aus Abb. 4.4, mit einer dominierenden Frequenz von $0.48 \text{ } 1/\circ$, sowie b) der horizontalen Profile, ohne eine ausgezeichnete Frequenz.

Linienprofilen in horizontaler Richtung nach gleichem Muster (s. Abb. 4.5 b)) zeigt keine dominante Frequenz für verschiedene vertikale Raumwinkel. Die horizontalen Modulationen der Intensität sind folglich nicht periodischer Natur, sondern liegen in Abbildungsfehlern und Rauschen begründet.

Spektral aufgelöste Fourierabbildung

Da das Signal-Rausch-Verhältnis in den vorangegangen integralen Untersuchungen relativ klein ist, wurden die Fouriermessungen der Emissioncharakteristik des Nanodrahtes zusätzlich spektral aufgelöst untersucht. Hierbei werden die einzelnen Longitudinalmoden separiert und lassen sich getrennt voneinander betrachten. Dies wurde für den in Abb. 4.1 gezeigten Nanodraht "SiO₂ 1" für drei Abschnitte der vertikalen Raumwinkel wiederholt (s. Abb. 4.6). Wie erwartet steigt das Signal-Rausch-Verhältnis und nahezu die komplette Intensität befindet sich hierbei in den Maxima des Interferenzmusters der Moden; außerhalb der Moden erscheint die Intensität gering. Im Folgenden wurde die Nummerierung der Moden nach Tab. 4.1 gewählt. Vergleicht man benachbarte Moden, so zeigt sich eine Verschiebung des Interferenzmusters um π (s. Abb. 4.7 a)). Dies ist eine direkte Konsequenz der Resonatorstruktur des Nanodrahtes. Damit eine Mode resonant verstärkt werden kann, muss sie stehende Wellen ausbilden, folglich die Resonanzbedingung Gl. 2.13 erfüllen. Die Länge der Kavität muss also ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge der Modenemission sein. Eine benachbarte rezonante Mode muss also um π in der Periode verschoben sein. Summiert man die vertikalen Raumwinkel zu einem Spektrum auf (s. Abb. 4.7 c)), so zeigen sich im Vergleich zu Abb. 4.2 b), aufgrund des breiteren Monochromatoreingangsschlitzes, verbreiterte

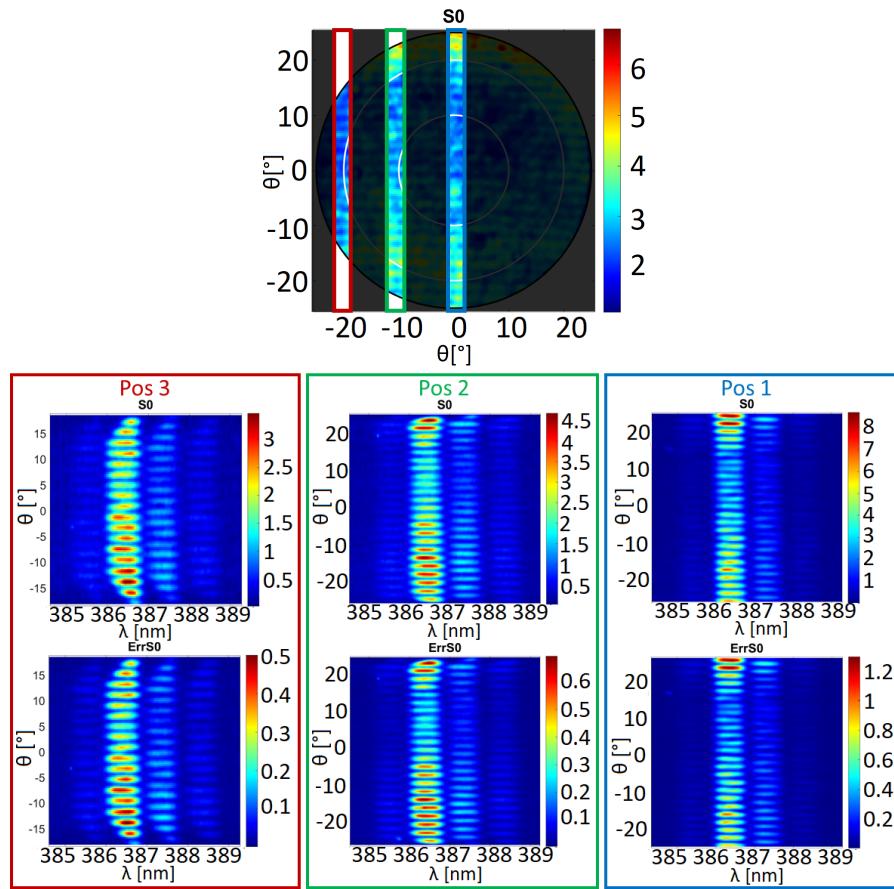


Abb. 4.6: Darstellung der spektral aufgelösten Fourierabbildung des Nanodrahtes “SiO₂ 1” aus Abb. 4.1 an den Positionen 1...3 der vertikalen Raumwinkel mit den dazugehörigen absoluten Fehlern in der unteren Reihe. Um die Verteilungen innerhalb eines Raumwinkels besser darzustellen, sind die Skalierungen der Bilder unterschiedlich.

Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4
385.4 nm	386.4 nm	387.3 nm	388.3 nm

Tab. 4.1: Nummerierung der Moden nach ihrer zentralen Wellenlänge λ .

Moden. Zudem ist die Intensität der dritten Mode im Verhältnis zur zweiten reduziert. Die Intensität fällt bei beiden Messmodi zu größeren horizontalen Raumwinkeln ab (s. Abb. 4.7 d)). Hierbei betrifft der Intensitätsverlust über die horizontalen Raumwinkel innerhalb der Messauflösung alle Moden gleichermaßen, das heißt die Verhältnisse der Moden zueinander bleiben konstant. Die Abstrahlcharakteristik für alle Moden eines Drahtes ist also gleich. Summiert man über alle Wellenlängen, so ergibt sich für die spektral aufgelösten Positionen 1...3 jeweils der gleiche Trend wie für den Bildausschnitt nullter Beugungsordnung (s. Abb. 4.7 b)). Es kann also festgehalten

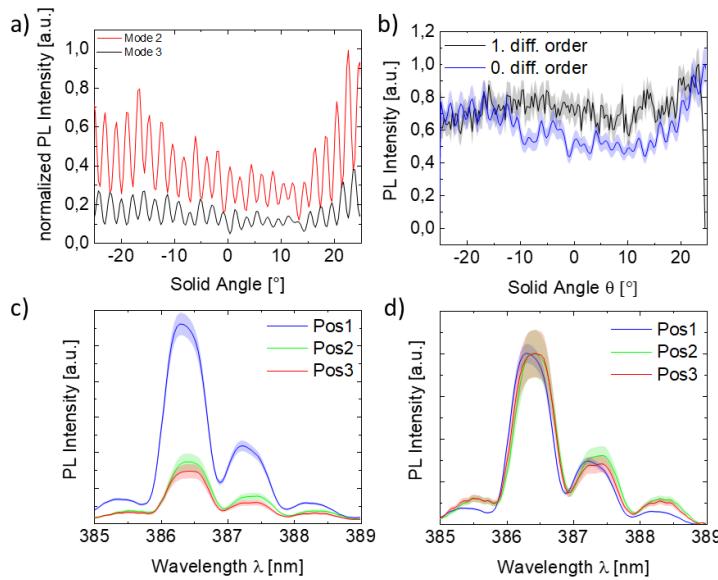


Abb. 4.7: a) Linienprofil über die zweite und dritte Mode der spektral aufgelösten Fourierabbildung an Position 1 (aus Abb. 4.6 extrahiert) sowie b) Vergleich der 0. und 1. Beugungsordnung an der Position 1. Hierbei sind in 0. Beugungsordnung das Linienprofil, sowie in 1. Beugungsordnung die Summe über alle Wellenlängen dargestellt und auf 1 normiert. c) Summe über die vertikalen Raumwinkel von $-12.5^\circ \dots 12.5^\circ$ an den Positionen 1...3 als Absolutwert und d) auf das jeweilige Maximum normiert.

werden, dass der Kontrast des entstandenen Interferenzmuster in nullter Beugungsordnung aus der Differenz zwischen der Summe der ersten und dritten Longitudinalmode und der Summe der zweiten und vierten Longitudinalmode entsteht. Die geraden und ungeraden Moden sind in ihrer Phase um π verschoben und nur wenn ein Modenpaar dominiert, entsteht auch in nullter Beugungsordnung ein Interferenzmuster.

4.1.2 Polarisationseigenschaften der Nanodrahtemission

Polarisationsgrad der Nanodrahtemission

Weitere Charakteristika der Nanodrahtemission sind die Polarisation und der Polarisationsgrad der Strahlung. Der Anteil des polarisierten Lichtes ergibt sich nach $I_{\text{Pol}} = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$ aus der Messung der Stokes-Parameter. In Abb. 4.8 sind die Intensitätsverteilungen der Gesamtintensität S_0 und der Anteil des davon polarisierten Lichtes des Drahtes "SiO₂ 1" aus Abb. 4.1 in nullter Beugungsordnung gegenübergestellt. Beide wurden nach dem Stokes-Formalismus berechnet. Es zeigen sich für die Intensitäten beider Bilder ähnliche Verteilungen. Um eine qualitative Information über

die Polarisation zu erlangen, muss die Gesamtintensität herausgerechnet werden, sodass sich für jeden Pixel eine Aussage über den Anteil der jeweils polarisierten Strahlung an der Gesamtintensität des Pixels treffen lässt – den Polarisationsgrad DOP. Für den Polarisationsgrad wird also der Anteil des polarisierten Lichtes durch die Gesamtintensität S_0 dividiert (s. Gl. 2.22). Es zeigt sich in Abb. 4.9 a), dass der Polarisationsgrad zu den Endfacetten hin zunimmt sowie für größere horizontale Winkel nachlässt. Zudem zeigen die Maxima des Interferenzmusters einen deutlich erhöhten Polarisationsgrad. Löst man den Polarisationsgrad spektral an den Positionen 1...3 auf (s. Abb. 4.9 b)), zeigt sich, dass die Moden mit einem Polarisationsgrad von $DOP \approx (0.9 \pm 0.45)$ fast vollständig polarisiert sind. Polarisationsgrade > 1 sind unphysikalisch und treten hier aufgrund von Messungenauigkeiten auf, liegen aber innerhalb der errechneten Fehlertoleranzen. Die leichten Unterschiede resultieren aus Intensitätsunterschieden der Moden über der spontanen Emission und der ASE. Entsprechend sind die erste und vierte Mode gegenüber den anderen beiden Moden weniger stark polarisiert, sie folgen aber dem selben Verlauf über die vertikalen Raumwinkel. Zusammen mit der erhöhten Intensität und der Kohärenz, ist der hohe Polarisationsgrad der Modenemission eine Bestätigung ihrer Herkunft aus einem Laserprozess.

Bei einem weiter gewählten Spektralbereich (s. Abb. 4.10) wird deutlich, dass außerhalb der Moden, im Bereich der NBE, der Polarisationsgrad $DOP \approx (0.5 \pm 0.3)$ deutlich erhöht ist. Es wäre jedoch für spontane Emission zunächst keine Polarisation zu erwarten. Betrachtet man jedoch Tab. 2.1, so zeigt sich, dass für die Exzitonen X_A und X_B der oberen beiden Valenzbänder die Dipolübergänge mit horizontaler elektrischen Feldkomponente $\vec{E} \perp \vec{c}$ dominieren. Das X_C Exziton mit elektrischem Feldvektor $\vec{E} \parallel \vec{c}$ liegt ungefähr 44 meV über der Energie der anderen beiden Exzitonen. Dieser Übergang ist also unwahrscheinlicher, sodass die NBE von den ersten beiden horizontal polarisierten

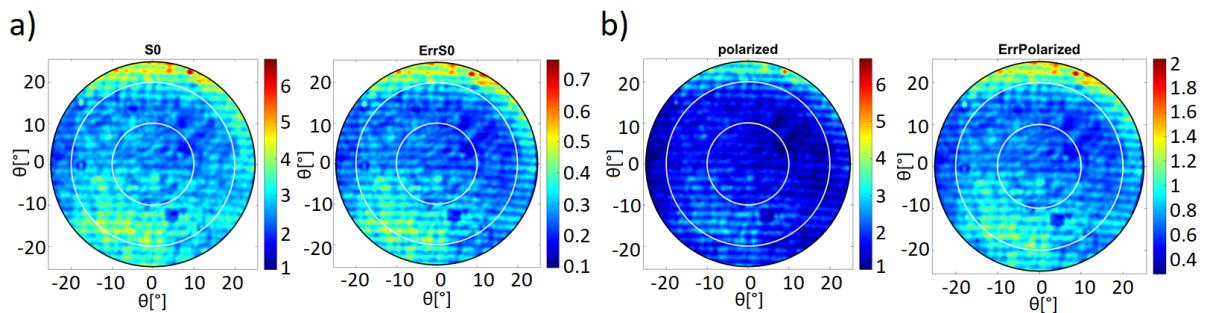


Abb. 4.8: Links: Gegenüberstellung a) der Gesamtintensität mit b) dem polarisierten Anteil der Intensität, beide nach dem Stokes-Formalismus in nullter Beugungsordnung. Rechts: Die jeweiligen absoluten Fehler.

Exzitonenübergängen dominiert wird. Dieses gilt nach Jacopin et al. (2011) [78] auch bei Raumtemperatur; die publizierten Polarisationsgrade der NBE von ungefähr DOP $\approx 63\%$ bei Raumtemperatur decken sich mit denen in dieser Masterthesis gezeigten und auch die horizontale Polarisation der NBE kann an späterer Stelle bestätigt werden. Deutliche Ausschläge einzelner Pixel hin zu sehr hohen Polarisationsgraden sind hier, aufgrund der geringen Statistik, dem Hintergrundrauschen (s. Anhang Kapitel A.5.3) geschuldet.

Zusammen mit Abb. 4.6 wird also klar, warum der Polarisationsgrad in Abb. 4.9 a) zu den Endfacetten zunimmt und zu höheren horizontalen Raumwinkeln abnimmt: Vor dem Hintergrund einer homogen verteilten spontanen Emission entscheidet die Intensität der Moden über den Gesamtpolarisationsgrad. Da diese Modenemission durch die Geometrie des Nanodrahtes vornehmlich zu hohen vertikalen Raumwinkeln zunimmt, hingegen zu hohen horizontalen Raumwinkeln abnimmt (s. Abb. 4.3), folgt der Polarisationsgrad dem Trend der Intensitätsverteilung, da diese maßgeblich von der Intensitätsverteilung der Modenemission herrührt (s. Abb. 4.7 b)).

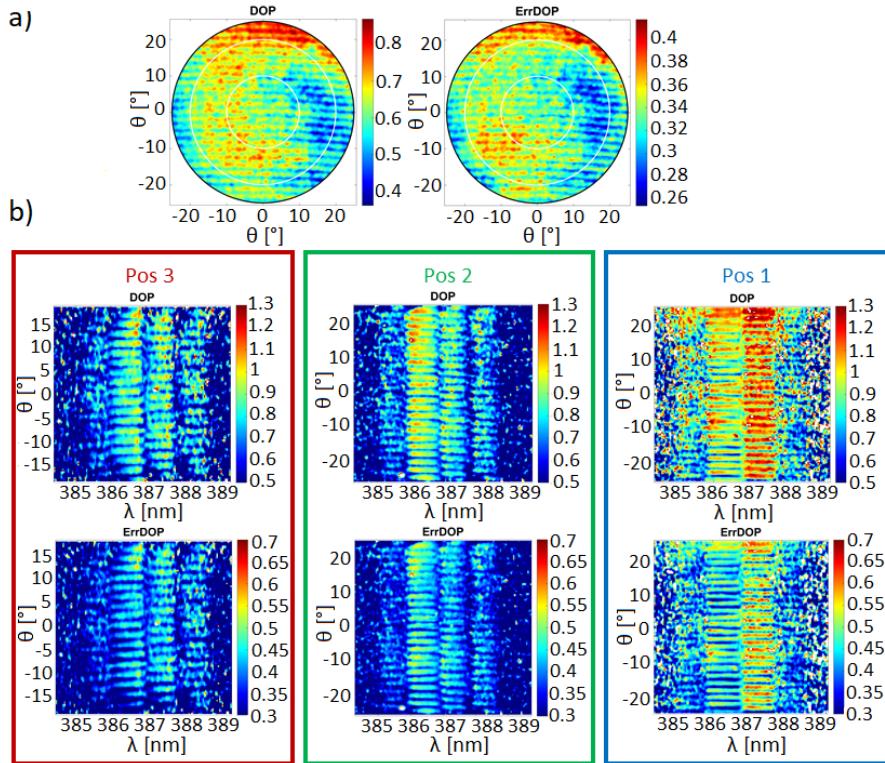


Abb. 4.9: Darstellung des Polarisationsgrades des Nanodrahtes “SiO₂ 1” aus Abb. 4.1 in a) nullter Beugungsordnung und b) Obere Reihe: Darstellung der ersten Beugungsordnung an den Positionen 1...3. Untere Reihe: Die jeweiligen absoluten Fehler.

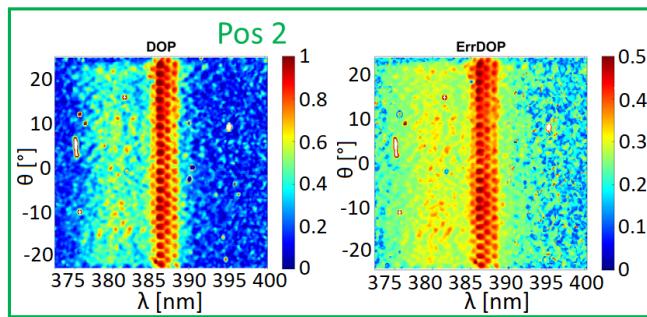


Abb. 4.10: Darstellung der Position 2 aus Abb. 4.9 in einem weiteren Spektralbereich mit absolutem Fehler.

Stokes-Parameter der Polarisation

Neben der Intensitätsverteilung und dem Polarisationsgrad ist vor allem auch die Art der Polarisation von Relevanz. Diese wird durch die Stokes-Parameter $S_{1\dots 3}$ beschrieben (s. Kapitel 2.5.2). Im Folgenden wurden die Stokes-Parameter des Nanodrahtes “SiO₂ 1” aus Abb. 4.1 auf den Anteil des polarisierten Lichtes normiert und sind mit einem “p” hinter dem jeweiligen Parameter gekennzeichnet. Diese Normierung hat den Vorteil, dass sich das Verhältnis der Stokes-Parameter zueinander schneller erfassen lässt. Die Informationen über Intensitätsverteilung sowie Anteil polarisierten Lichtes (samt ihrer Fehler) werden hier also ausgeklammert, da sie bereits in den vorherigen Abschnitten beschrieben wurden, und nur die Verhältnisse der Stokes-Parameter zueinander betrachtet werden sollen. Die Gegenüberstellung der Stokes-Parameter in

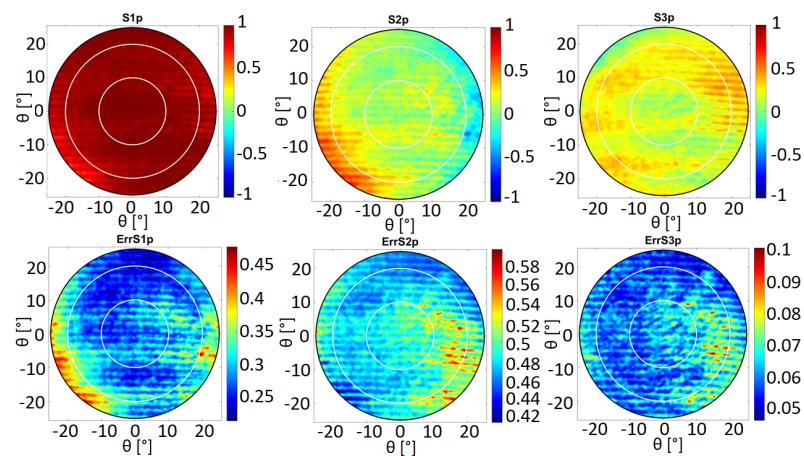


Abb. 4.11: Obere Reihe: Darstellung der auf den polarisierten Anteil der Emission normierten Stokes-Parameter des Nanodrahtes “SiO₂ 1” aus Abb. 4.1 in nullter Beugungsordnung. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Stokes-Parameter gleich skaliert. Untere Reihe: Die jeweiligen absoluten Fehler.

nullter Beugungsordnung in Abb. 4.11 zeigt, dass der $S_{1,p}$ -Parameter, der den Anteil horizontal linear polarisierten Lichtes wiedergibt, für fast alle Raumwinkel dominiert und innerhalb der Fehler für alle Winkel in etwa konstant ist. Für höhere horizontale Raumwinkel nimmt der $S_{1,p}$ -Parameter leicht ab; an diesen Stellen zeigen sich jedoch auch die größten Fehler.

Der Anteil des $S_{2,p}$ -Parameters, der den um 45° gegenüber der Horizontale gekippten Anteil linear polarisierten Lichtes beschreibt, verhält sich genau entgegengesetzt und nimmt betragsmäßig für höhere horizontale Raumwinkel zu, je nach Seite aber mit unterschiedlichem Vorzeichen. Er liegt für große Teile der Raumwinkel unterhalb seiner Fehlertoleranz.

Für höhere Raumwinkel sind zusätzlich auch kleinere, jedoch signifikante Anteile zirkular polarisierten Lichtes vorhanden, die durch den $S_{3,p}$ -Parameter beschrieben werden. Das Vorzeichen gibt hier Auskunft über den Drehsinn.

Löst man die Fourierabbildung spektral auf (s. Abb. 4.12), zeigt sich auch hier ein ähnliches Bild. Der $S_{1,p}$ -Parameter dominiert für alle Raumwinkel. Es zeigen sich jedoch auch für den $S_{2,p}$ - und $S_{3,p}$ -Parameter höhere Polarisationsgrade, diese liegen allerdings in den Minima des Interferenzmusters (s. Abb. 4.14 a)). Betrachtet man den Wert der Stokes-Parameter an den Maxima des Interferenzmusters, so ergeben sich ähnliche Werte wie in Abb. 4.11 an den entsprechenden Positionen. Obwohl die Modenemission deutlich den Polarisationsgrad in nullter Beugungsordnung dominieren sollte, sind die Unterschiede zwischen beiden messbar. Ursächlich hierfür ist wahrscheinlich Polarisation der NBE (s. Abb. 4.13), die sich in nullter Beugungsordnung mit den Stokes-Parametern der Moden überlagert. Anhand des $S_{1,p}$ -Parameters lässt sich zeigen, dass die Polarisationsrichtung aller Moden sich über die vertikalen Raumwinkel gleich verhält (s. Abb. 4.14 b)). Ein gleicher Polarisationsgrad und eine gleiche Intensitätsverteilung aller Moden sind Indizien dafür, dass alle Longitudinalmoden des Nanodrahtes mit der gleichen Transversalmode oder gleicher Überlagerung verschiedener Transversalmoden schwingen. Der geringe Anteil des $S_{2,p}$ -Parameters, der zu höheren Raumwinkeln zunimmt, könnte ein Indiz für Randeffekte des Objektivs sein. Auch Streuprozesse am Substrat könnten hierbei eine Rolle spielen, die sich in einer Erhöhung des Untergrundes hinter dem Interferenzmuster der Moden äußerten, da die Phasenbeziehung verloren ginge. Dies ließe sich mit dieser Messmethode quantitativ jedoch nicht verifizieren. Generell führt auch eine leichte Verkipfung der Nanodrahtachse in der Bildebene zu einer Erhöhung des $S_{2,p}$ -Parameters.

Betrachtet man diese Effekte und den großen Fehler des $S_{2,p}$ -Parameters zusammen mit der Dominanz des $S_{1,p}$ -Parameters, so erscheint es sinnvoll den $S_{1,p}$ - und den $S_{2,p}$ -

Parameter zum linearen Polarisationsgrad (engl. *degree of linear polarization*, kurz *DOLP*) zusammenzufassen (s. Abb. 4.15). Der Anteil linearer Polarisation berechnet sich nach $I_{\text{Lin. Pol}} = \sqrt{S_1^2 + S_2^2}$ und soll im Folgenden wie die Stokes-Parameter auch auf den Gesamtanteil polarisierten Lichtes genormt sein.

Damit zirkular polarisiertes Licht einer Vorzugsrichtung aus Rekombinationsprozessen entstehen kann, muss in das Materialsystem ein Drehimpuls eingebracht werden. Dies kann in Form von Spin-Injektion, bspw. durch das Pumpen eines Energieniveaus (s. Abb. 2.10) durch einen zirkular polarisierten Laser, kann aber auch durch externe Felder erfolgen, die die Entartung des Leitungsbandes und der Valenzbänder aufheben. Ohne diese externen symmetriebrechenden Elemente wären gleichverteilte Anteile links- und rechtszirkular polarisierten Lichtes zu erwarten. Durch die Definition des S_3 -Parameters als Differenz der beiden Drehrichtungen würde dieser Parameter verschwinden und als unpolarisiertes Licht in Erscheinung treten. Anderweitige richtungsabhängige Tren-

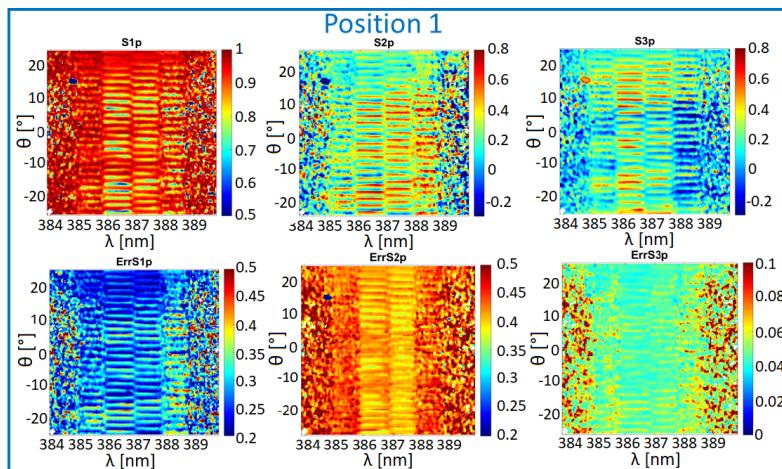


Abb. 4.12: Obere Reihe: Darstellung der spektral aufgelösten und auf den polarisierten Anteil der Emission normierten Stokes-Parameter des Nanodrahtes aus Abb. 4.1 an Position 1. Zur besseren Übersicht über die Verteilung sind die Stokes-Parameter unterschiedlich skaliert. Untere Reihe: Die jeweiligen absoluten Fehler.

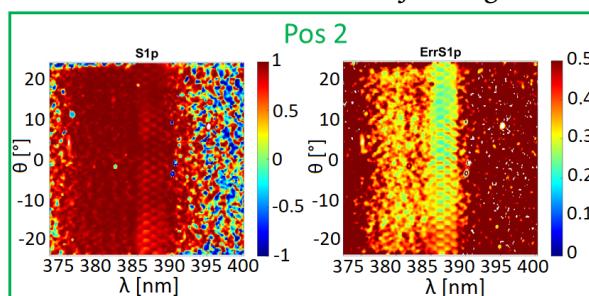


Abb. 4.13: Darstellung des $S_{1,p}$ -Parameter eines weiter gefassten Spektralbereiches an der Position 2 der Abb. 4.6.

nungen der beiden Drehrichtungen in Nah- und Fernfeld müssten durch Simulationen der Finite-Differenzen-Methode (engl. *Finite-Difference-Time-Domaine*, kurz *FDTD*) bestätigt oder ausgeschlossen werden.

Der verwendete Laser erzeugte linear polarisiertes Licht, dennoch kann sich dieses bei der Propagation durch den Versuchsaufbau anteilig in zirkular polarisiertes Lichtes umwandeln. Diese Anteile sind aber als gering zu betrachten und somit zu vernachlässigen. Selbst unter ausschließlicher Verwendung zirkular polarisierten Lichtes wäre nur eine Spinpolarisation von max. 1.5% zu erwarten (s. Anhang Kapitel A.7). Da dieser Laser aber höchstens einen kleinen Teil zirkular polarisierten Lichtes enthält, ist auch dieser Effekt zu vernachlässigen.

Das SiO_2 -Substrat besteht aus diamagnetischem Material und keine externen Felder wurden bewusst angelegt. Es kann ein hintergründiges Störfeld am Probenort durch Stromflüsse in den Instrumenten zwar nicht ausgeschlossen werden, aufgrund anzu-

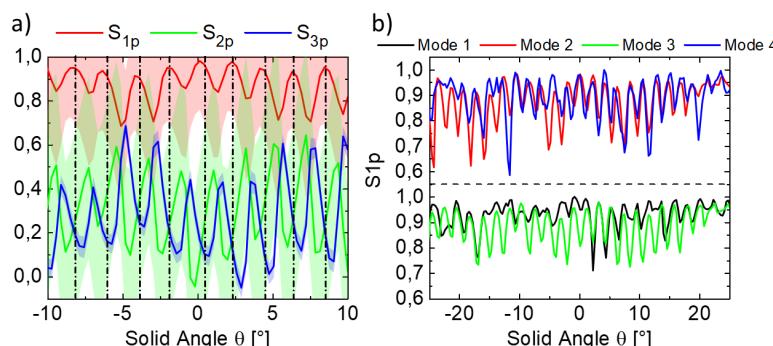


Abb. 4.14: a) Profile der Stokes-Parameter aus Abb. 4.12 der zweiten Mode. Schwarz gestrichelt dargestellt sind die Positionen der Interferenzmaxima der Gesamtintensität aus Abb. 4.6 an gleicher Position und Mode. b) Profile des $S_{1,p}$ -Parameters der vier Moden aus Abb. 4.11. Zusammen dargestellt sind jeweils die geraden und die ungeraden Moden.

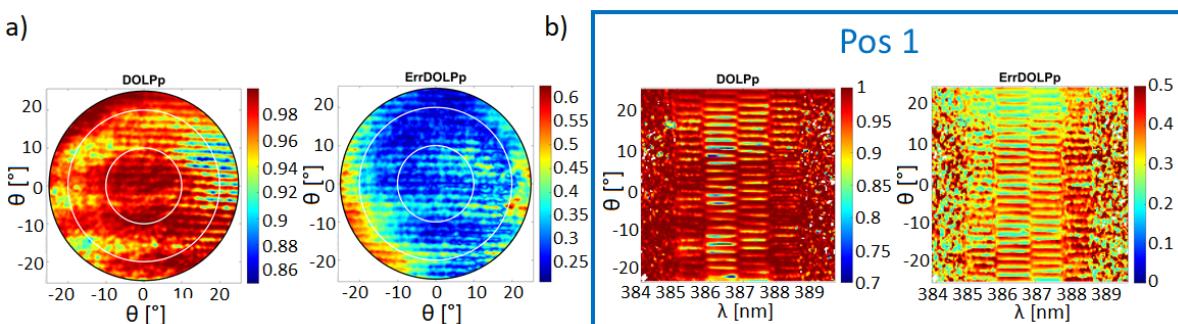


Abb. 4.15: Links: Darstellung des linearen Polarisationsgrades der Nanodrahtemission normiert auf den Gesamtanteil polarisierten Lichtes in a) nullter Beugungsordnung und b) spektral aufgespalten an Position 1. Rechts: Die jeweiligen absoluten Fehler.

nehmender geringer Feldstärken ist dieses aber näherungsweise zu vernachlässigen. Das Entstehen zirkular polarisierten Lichtes einer Vorzugsrichtung als Laserprozess ist folglich unwahrscheinlich, da kein externer Drehimpuls eingebracht wird.

ZnO ist ein doppelbrechendes Materialsystem. Linear polarisiertes Licht könnte von den unterschiedlichen Brechungsindizes parallel und orthogonal zur c-Achse (s. Kapitel 2.1) beeinflusst werden – es entstünde somit ein Anteil zirkular polarisierten Lichtes. Da sich das Materialsystem in Hochanregung befindet, verändern sich die Brechungsindizes [75]. Dieser Anteil sollte also verglichen mit der Dominanz der Transversalmoden keine Rolle mehr spielen.

Weitere Möglichkeiten wären Effekte der optischen Elemente nach der Emission, die zur zirkularen Polarisation führen könnten. Diesbezüglich müsste jede optische Komponente ausgemessen werden. Die Herkunft des $S_{3,p}$ -Parameters kann also an dieser Stelle nicht abschließend geklärt werden und mag aus einer Überlagerung der verschiedenen oben genannten Effekte resultieren.

Die Polarisation der Endfacettenemission des Nanodrahtes wird insgesamt stark von der horizontalen linearen Polarisation dominiert, die Parameter $S_{2,p}$ und $S_{3,p}$ treten dabei in den Hintergrund. Relativ zur Substratoberfläche wird die Polarisationsrichtung zur Veranschaulichung in Abb. 4.16 schematisch dargestellt. Ein Blick in Abb. 2.7 zeigt, dass für ZnO-Nanodrähte bei 395 nm Durchmesser die $HE_{11\text{ a},b}$ - und TM_{01} -Moden am effektivsten eingeschlossen werden. Das Abknicken des Interferenzmuster am Rand der Abbildung (s. Abb. 4.3), verglichen mit der Simulation der $HE_{11\text{ a},b}$ -Mode aus Saxena (2015) [77], zeigt ein ähnliches Verhalten und steht im Kontrast zu den geraden Interferenzmustern der TE-Mode. Trotzdem bleibt dieser Vergleich aufgrund des kleinen auflösbaren Raumwinkels schwierig. Die Polarisationsrichtung hingegen spricht klar für eine TE-Mode. Dies deckt sich auch mit den Ergebnissen von Robert Röder

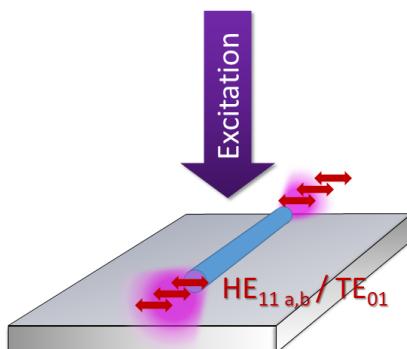


Abb. 4.16: Schematische Darstellung der horizontalen Polarisationsrichtung der Laseremission des Nanodrahtes auf einem SiO_2 -Substrat.

(2016) [79] für Nanodrähte mit Durchmessern $d > 200$ nm. Es kann also nicht mit Sicherheit festgelegt werden, um welche Mode es sich handelt oder ob es sich um eine Überlagerung der verschiedenen Transversalmoden handelt; dies muss durch weiterführende FDTD-Simulationen und Messungen geklärt werden. Es liegt aber nahe, dass alle Fabry-Pérot-Moden den selben Nahfeldern entspringen.

4.2 ZnO-Nanodrähte auf einem MgO/Co/SiO₂-Substrat

Da sich ein SiO₂-Substrat aufgrund seines diamagnetischen Charakters nicht zum magnetisieren eignet, wurde im Zuge dieser Masterthesis auch die Emissionscharakteristik der ZnO-Nanodrähte auf einem MgO/Co/SiO₂-Substrat untersucht (s. Kapitel 3.1.3). Bei den PL-Messungen mit diesem Substrat fiel auf, dass die Anzahl der Nanodrähte, die sich überhaupt in den Laserbereich anregen ließen, verglichen mit dem SiO₂-Substrat, sehr gering war. Auch die Emissionsintensität in den Moden war deutlich reduziert. Im Folgenden werden zwei Nanodrähte analysiert, die Moden zeigten (s. Abb. 4.17). Der erste Draht “MgO 1” a) hatte einen Durchmesser von $d \approx 210$ nm und eine Länge von $l \approx 9.8 \mu\text{m}$, der zweite “MgO 2” b) einen Durchmesser von $d \approx 360$ nm und eine Länge von $l \approx 7.3 \mu\text{m}$. In Abb. 4.18 sind die PL-Intensitäten beider Nanodrähte über die Anregungsdichte aufgetragen. Eine Anpassung nach dem Multimoden-Modell konnte in beiden Fällen nicht vorgenommen werden, da diese aufgrund der geringen Steigung im ASE- und Laserbereich nicht konvergierte. Es zeigten sich bei vielen Drähten Fabry-Pérot-Moden im Bereich um 160 kW/cm², entsprechend wäre hier der ungefähre Laserschwellwert bei 160-190 kW/cm² anzusetzen. Dies entspricht in etwa dem 1.5-fachen bis doppelten des Laserschwellwertes auf SiO₂.

Vergleicht man die Intensitäten der Drähte “MgO 1 und 2” aus Abb. 4.18 mit denen des Drahtes “SiO₂ 1” aus Abb. 4.1, zeigen sich große Unterschiede im Laserschwellwert und in der Intensität höherer Anregungen. Die spontane Emission der NBE ist auch bei hohen Anregungsdichten in Relation zu den Moden deutlich ausgeprägt. In Abb. 4.18 a) zeigt sich im mittleren Spektrum bei 370 kw/cm² bis in den deutlich degradierten Bereich bei 700kW/cm² keine deutliche Zunahme der Moden. Die Ursache hierfür ist im geringeren Brechungsindexunterschied zwischen ZnO und MgO, verglichen mit SiO₂, sowie plasmonischen Verlusten der direkt unterliegenden Co-Schicht zu finden. Der geringere Brechungsindexunterschied führt zu einem geringeren Einschlussfaktor des Nanodrahtes gegenüber dem Substrat und somit dazu, dass die Moden weit in das Substrat eindringen, also evaneszent geführt werden. In Kombination mit der plasmonisch

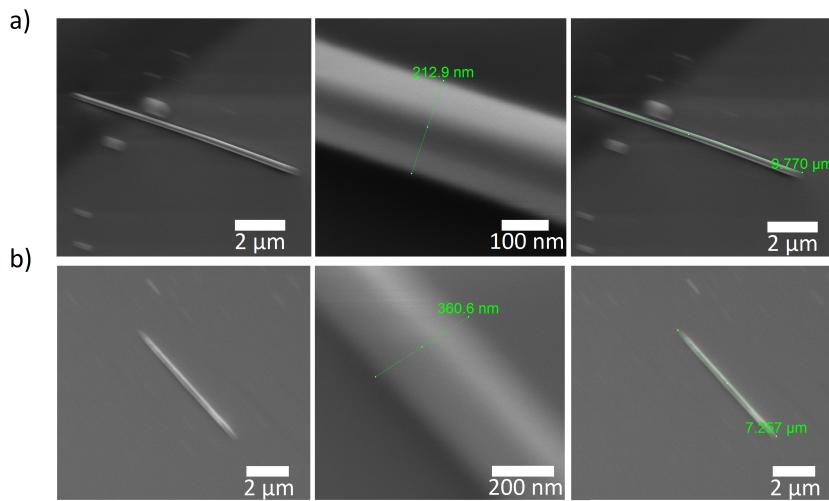


Abb. 4.17: REM-Bilder zweiter Nanodrähte auf dem MgO/Co/SiO₂-Substrat bei unterschiedlicher Vergrößerung. a) Draht "MgO 1" mit einem Durchmesser von $d \approx 210$ nm und eine Länge von $l \approx 9.8$ μm und b) Draht "MgO 2" mit einem Durchmesser von $d \approx 360$ nm und einer Länge von $l \approx 7.3$ μm .

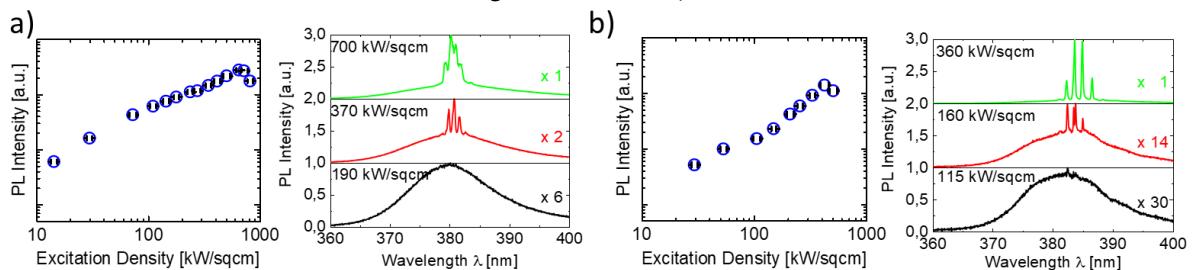


Abb. 4.18: Integrierte PL-Intensitäten aufgetragen über der Anregungsdichte, sowie Spektren bei verschiedenen Anregungsdichten bei einer Spaltbreite von 200 μm der beiden Nanodrähte a) "MgO 1" und b) "MgO 2" aus Abb. 4.17.

aktiven Co-Schicht führt dies zu hohen Verlusten, die nicht nur für das Erreichen des Laserschwellwertes überbrückt werden müssen, sondern sich auch auf den Anstieg der Laserkurve auswirken. Es müssen auf diesem Substrat also möglichst dicke Nanodrähte gefunden werden, um ausreichendes Lasing zu erzielen, denn für den Draht "MgO 2" zeigt sich eine deutliche Verbesserung, wenngleich noch nicht ausreichend für die Fourieruntersuchungen.

Abb. 4.19 zeigt die Intensitäten der Drähte "SiO₂ 1" aus Abb. 4.1 und "MgO 2" Abb. 4.18 b) bei verschiedenen Vielfachen des jeweiligen Laserschwellwertes. Hier fällt auf, dass die Zunahme in der Intensität auf MgO zwar linear verläuft, aber der Anstieg sehr gering ist. Unterschiede der Modenabstände hängen maßgeblich mit der Länge der Drähte zusammen, die sich um einige Mikrometer unterscheiden. Die Moden des Drahtes auf dem MgO/Co/SiO₂-Substrat sind jedoch gegenüber denen auf dem SiO₂-Substrat

blauverschoben – ein Indiz für eine Hybridmode [8].

Der beobachtete Degradationsbereich begann bereits bei etwa 480 kW/cm^2 . Beides, der geringe Anstieg und der erhöhte Laserschwellwert, führte in der Konsequenz dazu, dass für die Fourier-Messungen dieser Drähte keine ausreichende Statistik zur Verfügung stand. Über den Modenabstand der Drähte soll nach Gl. 2.13 der Brechungsindex n für Hochanregung auf dem $\text{MgO}/\text{Co}/\text{SiO}_2$ -Substrat errechnet werden. Hierzu wurden die Abstände der Moden gemittelt. Es gilt:

$$n_{\text{Draht1}} = \frac{\lambda^2}{2L \Delta\lambda} + \frac{dn}{d\lambda} \lambda = (3.1 \pm 0.6) , \quad (4.3)$$

$$n_{\text{Draht2}} = \frac{\lambda^2}{2L \Delta\lambda} + \frac{dn}{d\lambda} \lambda = (2.0 \pm 0.5) , \quad (4.4)$$

mit den zentralen Wellenlängen $\lambda_1 = 381.2\text{ nm}$ bzw. $\lambda_2 = 384.7\text{ nm}$ und dem Modenabstand $\Delta\lambda_1 = 0.92\text{ nm}$ bzw. $\Delta\lambda_2 = 1.44\text{ nm}$ sowie der errechneten Dispersion Gl. 4.1. Beide Brechungsindizes liegen weit auseinander und sind mit hohen Fehlern behaftet. Für dünnerne Nanodrähte ist eigentlich anzunehmen, dass der Brechungsindex niedriger liegt als für dickere Drähte [6]. Da der Draht “MgO 1” jedoch kaum ausgeprägte Moden zeigte ist anzunehmen, dass die Ladungsträgerdichte deutlich geringer war als im Draht “MgO 2”. Entsprechend würde der Brechungsindex zunehmen [75]. Bedenkt man diese Effekte, erscheinen die Brechungsindizes innerhalb ihrer Fehlertoleranz realistisch, wenngleich der Brechungsindex des ersten Drahtes wohl am oberen Ende des Fehlers angesiedelt ist. Für weiterführende Rechnungen im folgenden Abschnitt wird aus diesem Grund der Brechungsindex für Hochanregung des Drahtes “MgO 2” verwendet.

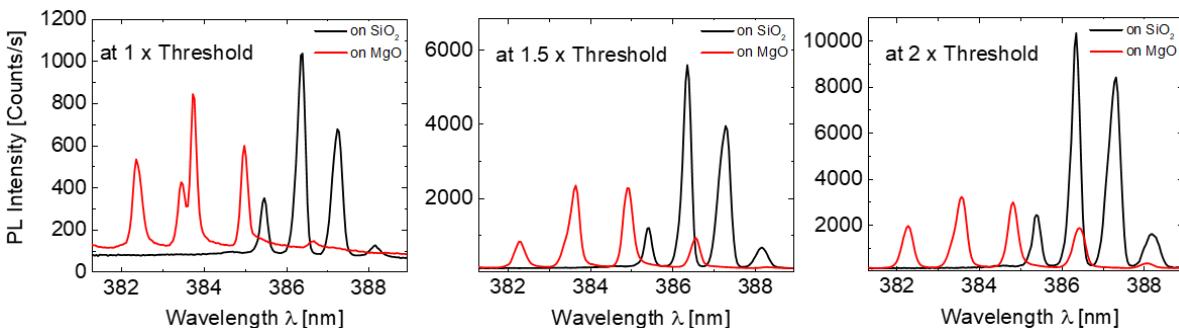


Abb. 4.19: Vergleich der Intensitäten der Drähte aus Abb. 4.1 und Abb. 4.18 b) jeweils ungefähr beim Laserschwellwert, beim 1.5-fachen und 2-fachen Laserschwellwert. Beide Kurven sind jeweils auf die Belichtungsdauer von einer Sekunde normiert.

Drahtkombinationen

Dickere Drähte, die sich später in den SEM-Messungen als Kombination zweier übereinander liegender Drähte herausstellten, zeigten eine ausreichende PL-Intensität für die Fouriermessungen und hatten einen Laserschwellwert ähnlich den Drähten auf SiO₂. Ansonsten waren sie unter dem Mikroskopaufbau der PL optisch nicht von den normalen Drähten unterscheidbar. Einer dieser “kombinierten Drähte” (s. Abb. 4.20), wie sie für die Magnetfeldmessung verwendet wurden, soll hier ausgewertet werden. Der untersuchte “kombinierte Draht” bestand aus einem etwa 7 µm und einem etwa 5 µm langen Draht, bei einem Durchmesser von etwa 325 resp. 200 nm. Er zeigte einen Laserschwellwert bei $\approx 120 \text{ kW/cm}^2$ und wurde bei 1.45-fachem Schwellwert untersucht (s. Abb. 4.21 a)). Eine sehr dominante Fabry-Pérot-Mode zeigte sich bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 385.3 \text{ nm}$ (s. Abb. 4.21 b)), die Moden rechts und links dieser dominanten Mode treten kaum in Erscheinung. Gleichermaßen ist das Verhältnis der Moden zur NBE ist gering. Integriert man die Longitudinalmoden in Abb. 4.21 und vergleicht sie mit der NBE, zeigt sich eine Dominanz der NBE gegenüber den Moden im Verhältnis von $\approx 3:1$, so wie schon zuvor bei den Einzeldrähten beobachtet. Dies wird später bei der Polarisation relevant.

Über den Abstand der Moden zueinander kann nach Gl. 2.13 die Länge der effektiven Kavität der beiden Drähte berechnet werden:

$$L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \left[\frac{1}{2} \left(n(\lambda) - \lambda \cdot \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \right)^{-1} \right]. \quad (4.5)$$

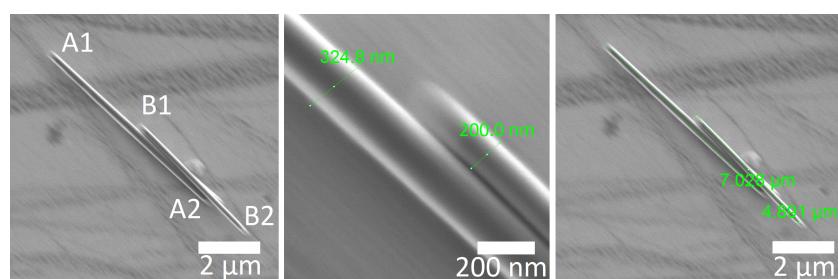


Abb. 4.20: REM-Bild eines “kombinierten Nanodrahtes” mit den Längen $l_A \approx 7 \mu\text{m}$ bzw. $l_B \approx 4.9 \mu\text{m}$ und den Durchmessern $d_A \approx 325 \text{ nm}$ bzw. $d_B \approx 200 \text{ nm}$. Zusammengekommen haben die Drähte eine Gesamtlänge von $l \approx 8.95 \mu\text{m}$ und einen Durchmesser von $d \approx 525 \text{ nm}$. Auf dem linken Bild sind zusätzlich die Endfacetten beider Nanodrähte nummeriert.

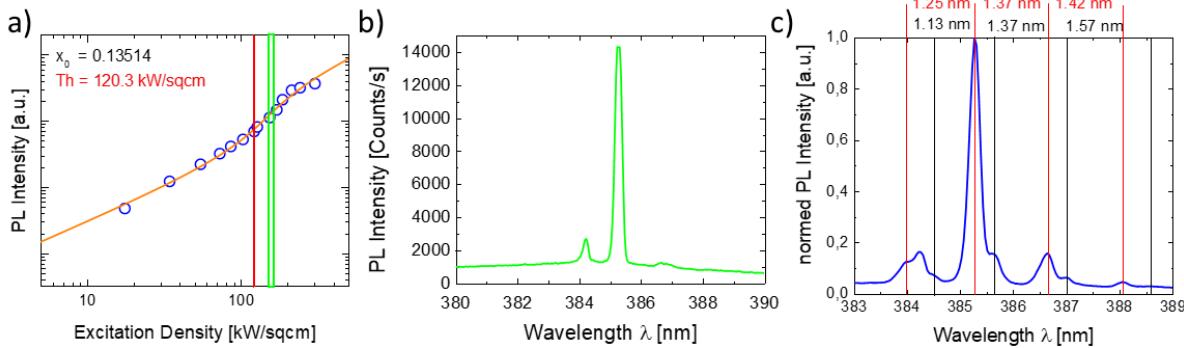


Abb. 4.21: a) Integrierte PL-Intensität des kombinierten Nanodrahtes aus Abb. 4.20 als Funktion der Anregungsleistung. Die durchgezogene Linie zeigt die Multimoden-Anpassung des Nanodrahtes mit eingezeichneter Schwellwert-Intensitätsdichte (rot) und Anregungsbereich der Fouriermessungen (grün). b) Spektrum bei 1.45-fachem Laserschwellwert (155 kW/cm^2) und Spaltbreite von $200 \mu\text{m}$. c) Spektrum bei 2.3-fachem Laserschwellwert mit den schwarzen (der Kaviät L_1) und roten Linien (der Kavität L_2) sind die Moden einer Kavität gekennzeichnet. Die grün umkreiste Mode bei $\lambda = 384 \text{ nm}$ konnte nicht über Modenabstände zugeordnet werden. Die dicken Linien kennzeichnen die mittlere Wellenlänge der jeweiligen Kavität.

Draht A	Draht B	Facetten A1-B2	Facetten A1-B1	Facetten A2-B1	Facette A2-B2
$7.03 \mu\text{m}$	$4.89 \mu\text{m}$	$8.95 \mu\text{m}$	$3.87 \mu\text{m}$	$3.69 \mu\text{m}$	$1.56 \mu\text{m}$

Tab. 4.2: Abstände der Endfacetten beider Drähte aus Abb. 4.20 zueinander, wobei Draht A der dickere unten liegende Draht und Draht B der oben liegende kurze Draht ist. Die Nummerierung 1 bezieht sich auf die jeweils im Bild oben liegende Endfazette und entsprechend 2 auf die untere.

Da die Brechungsindizes und die Dispersion sowohl von der geführten Mode, der Wellenlänge und der Dicke des Nanodrahtes abhängen, ist für eine exakte Berechnung eine FDTD-Simulation notwendig. In diesem Fall soll eine Näherung des Brechungsindex genügen, die aus der bekannten Längen und den Modenabständen des Drahtes "MgO 2" ermittelt wurde, sowie der Dispersion, die auf dem SiO_2 errechnet wurde.

Bei höheren Anregungsdichten zeigte sich im Spektrum eine Überlagerung von FP-Moden, die sich eignen die zugehörigen Kavitäten zu berechnen (s. Abb. 4.21 c)), um herauszufinden welche Kavitäten effektiv am Laserprozess beteiligt sind und die dominante Mode bilden. Es ergeben sich damit die Länge der Kavitäten:

$$L_1 = (8.2 \pm 1.1) \mu\text{m} , \quad (4.6)$$

$$L_2 = (7.7 \pm 1.1) \mu\text{m} , \quad (4.7)$$

mit den zentralen Wellenlänge $\lambda_1 = 386.2$ nm bzw. $\lambda_2 = 386.5$ nm und den mittleren Modenabständen $\Delta\lambda_1 = 1.28$ nm bzw. $\lambda_2 = 1.36$ nm sowie der berechneten Dispersion aus Gl. 4.1 und dem Brechungsindex von Draht 2 (s. Gl. 4.4). Es konnten zwei Modenprofile verschiedener Kavitäten analysiert werden. Diese passen innerhalb ihrer Fehler ausschließlich zum Draht A, sowie zur kombinierten Kavität der Drähte A und B, wobei die kombinierte Kavität wahrscheinlich die dominante Mode bei $\lambda = 385.3$ nm stellt. Eine weitere Mode bei $\lambda = 384.0$ nm konnte aufgrund fehlender weiteren Moden nicht zugeordnet werden, es erscheint aber sinnvoll, diese dem kleineren Nanodraht B zuzuordnen. Mit 200 nm Durchmesser ist dieser Draht ziemlich dünn, es deutet also darauf hin, dass ein Teil der Moden des kleinen Drahtes B in dem anderen Draht A geführt und dort weiter verstärkt werden. Dies deckt sich mit der Beobachtung, dass die Emission primär an äußeren Endfacetten austrat, eine mittige Emission war nicht zu beobachten und wurde wahrscheinlich überstrahlt.

4.2.1 Fourierabbildung der Nanodrahtemission

Betrachtet man das Fourierbild in nullter Beugungsordnung (s. Abb. 4.22 a), so zeigt sich auch hier ein deutliches Interferenzmuster, das moduliert ist. Im Gegensatz zu Abb. 4.3 ist das Interferenzmuster hier gerade und nicht am Rand gebogen. Gleichzeitig zeigt sich in erster Beugungsordnung (s. Abb. 4.22 b), dass die Mode bei $\lambda = 385.3$ nm die größte Emissionsdichte aufweist. Eine Fourieranalyse des Interferenzmusters aus erster Beugungsordnung ist in Abb. 4.22 c) dargestellt. Über die REM-Aufnahme lassen sich die verschiedenen Abstände der Endfacetten zueinander ermitteln (s. Tab. 4.2) und über Umstellen der Gl. 4.2 zu

$$f = \frac{1}{\arctan\left(\frac{\lambda}{d}\right)} \quad (4.8)$$

in Frequenzen eines Interferenzmusters überführen. Diese Frequenzen sind als gestrichelte Linie mit den jeweiligen Abständen der Facetten in selbiger Abbildung dargestellt. Es zeigt sich im Frequenzspektrum eine gute Übereinstimmung für eine Überlagerung von Interferenzmustern der Endfacetten von Draht A und der Endfacetten von Draht B sowie der Interferenz der beiden Endfacetten von Draht A mit der oberen Endfacette von Draht B. Die beiden restlichen Frequenzen sind gegenüber dem Erwartungswert verschoben, jedoch innerhalb der Messauflösung. Insgesamt passt das Interferenzmuster zu der kombinierten Kavität mit ihren vier Endfacetten.

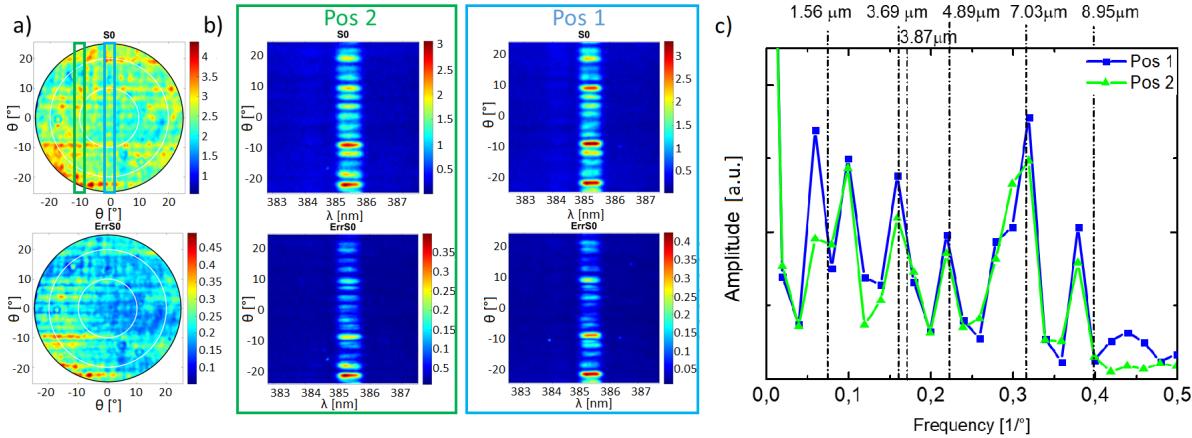


Abb. 4.22: Obere Reihe: Darstellung der rekonstruierten Gesamtintensitäten des Drahtes aus Abb. 4.1 nach Stokes in a) nullter Beugungsordnung mit der blauen Markierung von Position 1 und der grünen von Position 2 sowie b) in erster Beugungsordnung an Position 1 und 2 bei 1.3-fachem Laserschwellwert. Untere Reihe: Die jeweiligen absoluten Fehler und c) Fourieranalyse von Profilen des Interferenzmusters der Mode bei $\lambda = 385.3$ nm aus b) an den Positionen 1 und 2. Gestrichelt dargestellt sind Frequenzen, die die Abstände der Endfacetten beider Nanodrähte zu den jeweils anderen Endfacetten repräsentieren würden.

Der große Draht A wirkt in diesem Fall also eher als haupttreibender Prozess und wirkt gleichermaßen als Abstandhalter für den kleinen Draht zum dämpfenden Substrat. Dieser kleine Draht B kann somit, trotz seiner geringen Dicke, als zusätzliches Verstärkermedium dienen und den Laserprozess weiter verstärken. Hierbei formt sich eine zusätzliche gemeinsame Kavität, die Drähte koppeln.

4.2.2 Polarisationseigenschaften der Nanodrahtemission

In Abb. 4.23 sind die Polarisationsgrade a) in nullter und b) in erster Beugungsordnung dargestellt. In nullter Beugungsordnung zeichnet sich deutlich das Interferenzmuster ab. Hierbei fällt auf, dass der Kontrast höher ist als auf SiO₂ in Abb. 4.9 a), da sich hier nur eine FP-Mode ausprägt. Abb. 4.23 b) zeigt, dass die Longitudinalmode zu hohem Anteil polarisiert ist. Gleichzeitig zeigt sich, dass auch auf dem MgO/Co/SiO₂-Substrat die NBE polarisiert ist. Dies wird vor allem beim Vergleich der Stokes-Parameter in nullter wie erster Beugungsordnung (s. Abb. 4.24 und Abb. 4.25) wichtig. Somit zeigen beide Beugungsordnungen völlig unterschiedliche Trends. Während in nullter Beugungsordnung eindeutig der S_{1,p}-Parameter dominiert und auf eine horizontale Polarisation hindeutet, zeigt sich in erster Beugungsordnung, dass die FP-Mode eher An-

teile vertikal polarisierten Lichtes führt, während die NBE weiter horizontal polarisiert bleibt. Dies könnte auf Anteile einer TM-Mode hindeuten, die auf einem plasmonischen Substrat auch zu erwarten wäre. Multipliziert man den Gesamtanteil der NBE und den der Moden an der Emission mit ihren Polarisationen, ergeben sich entsprechende Verteilungen der Stokes-Parameter wie in Abb. 4.24 beobachtet. Wenn dies auch zunächst dem ersten Eindruck widerspricht, zeigt sich doch bei genauerer Analyse eine gute Übereinstimmung und verdeutlicht die Notwendigkeit der spektralen Aufspaltung.

In den spektral aufgelösten Stokes-Parametern sticht vor allem der $S_{3,p}$ -Parameter heraus. Dies verdeutlicht vor allem ein Profil der Moden, dargestellt in Abb. 4.26 a). Es zeigt sich, dass an den gestrichelt dargestellten Positionen der Maxima des Interferenzmusters der $S_{3,p}$ -Parameter ≈ -1 ist und somit die Mode eindeutig linkszirkular polarisiert

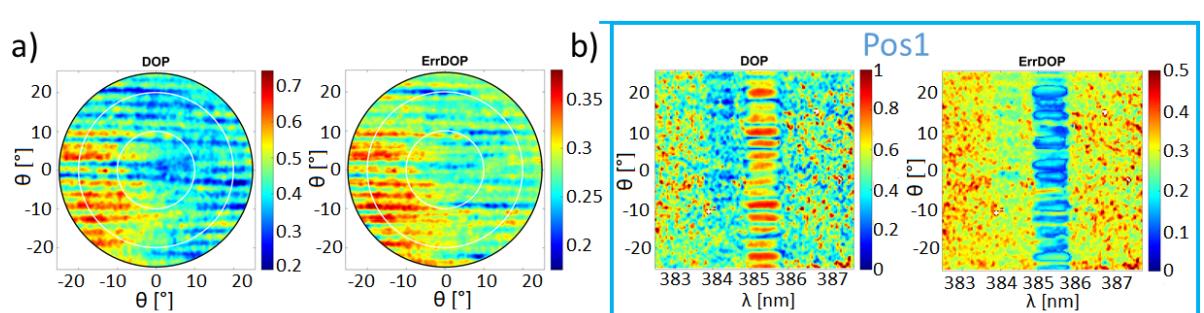


Abb. 4.23: Links: Darstellung des DOP in a) nullter Beugungsordnung und b) in erster Beugungsordnung an Position 1 bei 1.3-fachem Laserschwellwert. Rechts: Die jeweiligen absoluten Fehler.

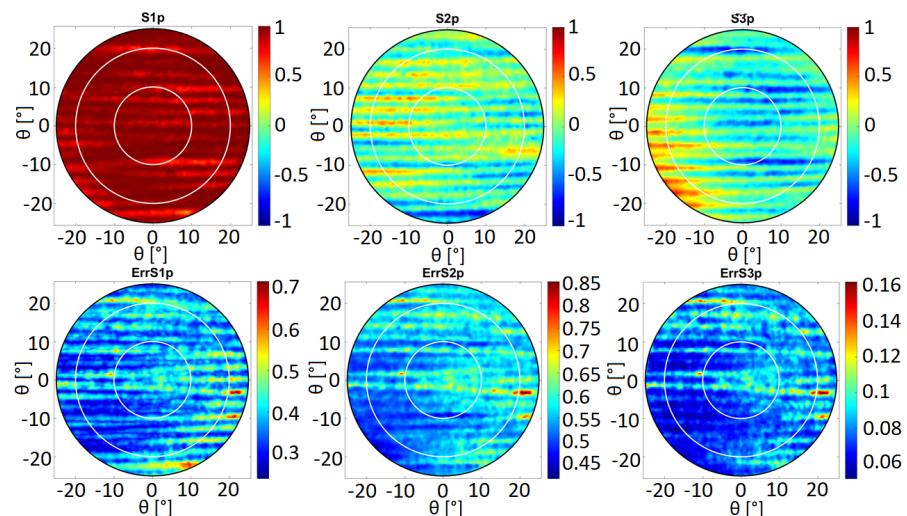


Abb. 4.24: Obere Reihe: Darstellung der auf den polarisierten Anteil der Emission normierten Stokes-Parameter des Nanodrahtes aus Abb. 4.20 in nullter Beugungsordnung. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Stokes-Parameter gleich skaliert. Untere Reihe: Die jeweiligen absoluten Fehler.

ist. Ursächlich hierfür könnte die Vermischung der Transversalmoden beider Drähte sein. Mit dem Versatz des oben liegenden Drahtes könnten die Nahfelder durch eine Phasenverschiebung zueinander in Rotation geraten und somit zirkular polarisiertes Licht entstehen lassen (s. Abb. 4.26 b). Diese Vermutung wird auch von der gemeinsam wirksamen Kavität unterstützt, lässt sich jedoch im Rahmen dieser Masterthesis nicht abschließend klären und bedarf weiterer Experimente und Simulationen.

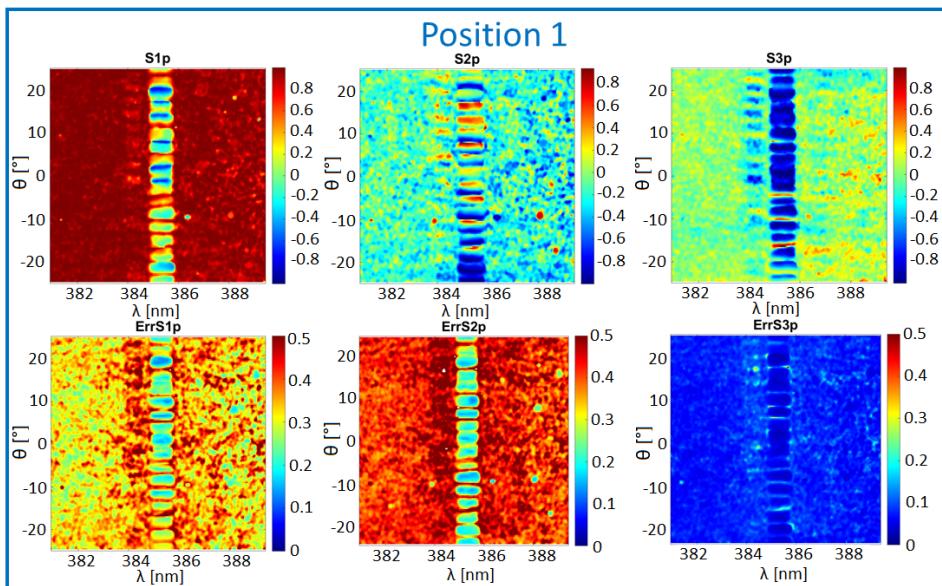


Abb. 4.25: Obere Reihe: Darstellung der spektral aufgelösten und auf den polarisierten Anteil der Emission normierten Stokes-Parameter des Nanodrahtes aus Abb. 4.20 an Position 1. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Stokes-Parameter gleich skaliert. Untere Reihe: Die jeweiligen absoluten Fehler.

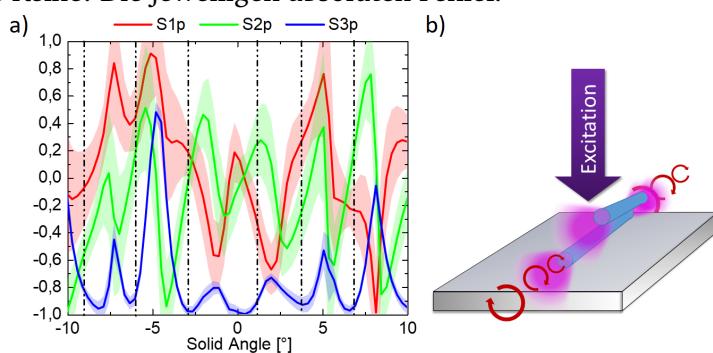


Abb. 4.26: a) Profile der Stokes-Parameter aus Abb. 4.25 der dominanten Mode bei $\lambda = 385.3$ nm. Schwarz gestrichelt dargestellt sind die Positionen der Interferenzmaxima der Gesamtintensität aus Abb. 4.22 b) an Position 1. b) Schematische Darstellung der linkszirkularen Polarisation der Laseremission des kombinierten Nanodrahtes auf einem MgO/Co/SiO₂-Substrat.

Kapitel 5

Einfluss eines externen Magnetfeldes auf die Emissionscharakteristik

In diesem Kapitel soll der Einfluss eines externen Magnetfeldes auf die Emission von Nanodrähten untersucht werden. Hierzu wurden Nanostrukturen auf ein magnetisierbares MgO/Co/SiO₂-Substrat aufgebracht und zwei davon (s. Abb. 5.1 a) und b)) zunächst ohne Magnetfeld untersucht. Danach wurde das Substrat mithilfe der Helmholzspule (s. Abb. 3.3) in orthogonaler bzw. paralleler Ausrichtung zur Nanodrahtachse \vec{c} magnetisiert. Um das Substrat in die Sättigungsmagnetisierung zu bringen, wurde die Spule für wenige Sekunden in Betrieb genommen und vor der PL-Messung wieder ausgeschaltet.

Es sollen hierdurch auftretende Unterschiede im Spektrum und im Laserschwellwert diskutiert werden, um danach auf die Stokes-Parameter einzugehen. Hierbei wurden die Stokes-Parameter der Emission spektral und winkelaufgelöst untersucht, um NBE und die FP-Moden separiert betrachten zu können. Es wurden dabei die Erkenntnisse

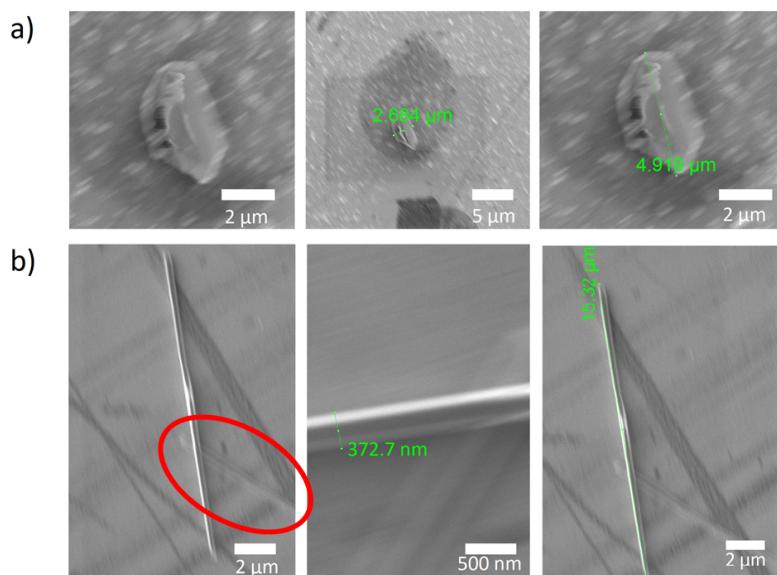


Abb. 5.1: REM-Bilder der Nanodrähte a) "Mag 1" mit einem Durchmesser von $d \approx 2.7 \mu\text{m}$ und der Länge $l \approx 4.9 \mu\text{m}$ sowie b) "Mag 2" mit einem Durchmesser von $d \approx 360.6 \text{ nm}$ und der Länge $l \approx 15.3 \mu\text{m}$. Dabei wird dieser Nanodraht im Bereich des roten Kreises von einem weiteren Nanodraht überlagert, der hier defokussiert erscheint.

des vorherigen Kapitels berücksichtigt. In der Fehlerbetrachtung der Stokes-Messungen werden hier sämtliche systematischen Fehler ausgeblendet, da sie die vergleichenden Messungen in selber Weise verfälschen, aber keine gesonderten Unterschiede erzeugen. Die Fehler dieser Messungen sind hier folglich deutlich reduziert.

Interessant erscheint ein deutliches Laserverhalten des Drahtes "Mag 1" (s. Abb. 5.1 a)), der im REM-Bild eigentlich wenig Ähnlichkeiten mit einem Draht aufwies, aber trotzdem bei Anregung eine Endfacettenemission und Moden- wie Laserverhalten zeigte. Jedoch zeigt eine einfache Rechnung nach Gl. 2.13, dass der Modenabstand für Fabry-Pérot-Moden nicht zu der Kavitätslänge passt:

$$L = 8.2 \pm 1.1 \mu\text{m} , \quad (5.1)$$

mit der zentralen Wellenlänge $\lambda = 386.06 \text{ nm}$, dem mittleren Modenabstand $\Delta\lambda = 1.27 \text{ nm}$, den ermittelten Werten für den Brechungsindex $n = 2$ sowie der Dispersion $\frac{dn}{d\lambda} = 13.26 \mu\text{m}$, verglichen mit der gemessenen Länge von $l = 4.9 \mu\text{m}$. Da jedoch kein weiterer Nanodraht in der Nähe von "Mag 1" lag, muss davon ausgegangen werden, dass es sich um diesen Draht handelt. Der Grund für den zu kleinen Modenabstand konnte nicht geklärt werden, denn der Modenabstand passt auch nicht für *Whispering-Gallery-Moden*.

5.1 Spektrum und Laserschwellwert

In Abb. 5.2 sind die Messungen der beiden Nanodrähte "Mag 1" (oben) und "Mag 2" (unten) zusammengefasst. Dabei befindet sich in Spalte a) die komplette Laserkurve des jeweiligen Drahtes mit einer Multimoden-Anpassung. Der so ermittelte Laserschwellwert wird im ersten Bereich der Graphen in Spalte b) (abgegrenzt durch die erste schwarze Linie) dargestellt. Die Graphen b) zeigen die Schwellwertdichte des jeweiligen Nanodrahtes ohne und mit orthogonal bzw. parallel zur Nanodrahtachse angelegtem externen Magnetfeld. Zwischen den einzelnen Schwellwertmessungen wurden spektral aufgelöste Fouriermessung der Stokes-Parameter bzw. Stokes-Messungen des Spektrums vorgenommen. Während dieser Messungen zeigte sich, dass sich die Probe relativ zum Anregungslaser verschob. Dies wird auch im Ansteigen des Laserschwellwerts mit zunehmender Anzahl Messungen sichtbar. Dass dieser Anstieg nicht von Degradationsprozessen herrührt, zeigt ein Absinken des Laserschwellwerts auf den ungefähren Ursprungswert nach einer Neujustierung (in Abb. 5.2 b) unten). Die Nan-

odrähte rückten also aus der optimalen Position im Laserspot heraus und mussten neu positioniert werden, diese Neujustierungen wurden mit schwarzen vertikalen Linien in den Graphen gekennzeichnet. Innerhalb der Messauflösung kann nicht bestimmt werden, ob und wie sich der Laserschwellwert durch das Anlegen der Magnetfelder verändert hat. In Spalte c) sind die Spektren bei ca. 150 kW/cm^2 dargestellt. Da sich der Laserschwellwert während der Messungen verändert hat, wurden alle drei Spektren bei unterschiedlichen vielfachen ihres Laserschwellwerts gemessen. Durch eine Normierung auf das Maximum des jeweiligen Spektrums zeigen also die anderen Moden unterschiedliche Höhen. Mit gestrichelten Linien wurden die jeweiligen Maxima der FP-Moden gekennzeichnet. Beim Anlegen eines externen Magnetfeldes sieht man einen leichten Versatz der Modenmaxima zueinander. Dieser Versatz liegt aber an der Auflösungsgrenze des Spektrometers. Weiterhin zeigt der Versatz im Vergleich der Drähte

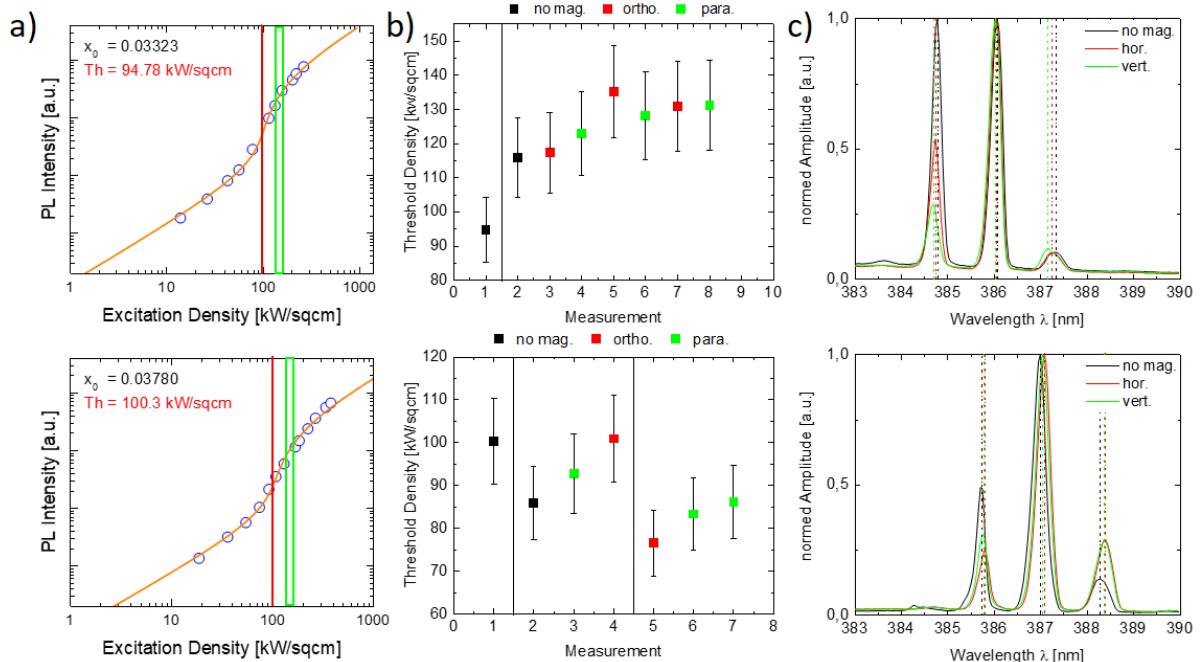


Abb. 5.2: Obere Reihe: Messungen des Nanodrahtes “Mag 1”. Untere Reihe: Messungen des Nanodrahtes “Mag 2”. **Spalte a)** Integrierte PL-Intensität der Nanodrähte aus Abb. 5.1 als Funktion der Anregungsleistung ohne externes Magnetfeld. Die durchgezogene Linie zeigt die Multimoden-Anpassung des Nanodrahtes mit eingezeichneter Schwellwert-Intensitätsdichte (rot) und Anregungsbereich der Fouriermessungen (grün). **Spalte b)** Laserschwellwert des jeweiligen Nanodrahtes ohne sowie mit orthogonaler bzw. paralleler Substratmagnetisierung. Mit schwarzen Linien sind Neuausrichtungen des jeweiligen Nanodrahtes im Laserspot gekennzeichnet. **Spalte c)** Spektren bei ca. 150 kW/cm^2 und Spaltbreite von $200 \mu\text{m}$ für die Messungen ohne, sowie mit horizontalen und vertikalem Magnetfeld. Die Spektren sind jeweils auf ihr Maximum normiert. Gestrichelt dargestellt sind die jeweiligen Maxima der FP-Moden.

(Reihenfolge oben: grün, rot, schwarz; Reihenfolge unten: schwarz, grün, rot) beim Anlegen der verschiedenen Felder keine konsistente Reihenfolge. Diese Verschiebungen resultieren großteils aus den dynamischen Inhomogenitäten in der Pumpleistung und -verteilung des Anregungslasers und zeigten sich auch bei Mehrfachmessungen einer Anregungsdichte ohne Anlegen eines Magnetfeldes. Ein Vergleich der Intensitäten und der Intensitätsverhältnisse der Moden zueinander war, wenngleich interessant, leider nicht möglich, da sich die Nanodrähte zwangsläufig verschoben und sich somit Laserschwellwert und Anregungsprofil veränderten. Dies führt durch Inhomogenitäten des Laserspots in der Konsequenz dazu, dass sich die Intensitätsverhältnisse der Moden zwangsweise verändern mussten – eine Vergleichbarkeit war nicht mehr gegeben. Die Auswertung der Spektren und des Laserschwellwertes gibt also keine signifikant nachweisbaren Änderungen im Lasingverhalten der Nanodrähte durch externe Magnetfelder preis und ist durch die kurzen Belichtungszeiten und großen Schwankungen innerhalb der Spektren stark fehlerbelastet. Diese Methode eignet sich also nicht, um im gewählten Versuchsaufbau effektive Änderungen durch das Anlegen eines Magnetfeldes nachzuweisen.

5.2 Polarisationsgrad und Stokes-Parameter

Da weder Spektrum noch Laserschwellwert hinreichende Änderungen zeigten, sollen nun die Polarisationseigenschaften der Emission untersucht werden. Für den Draht “Mag 1” (aus Abb. 5.1 a)) sind die Polarisationsgrade für die drei Magnetfeldmessungen bei ca. 1.3-fachen Laserschwellwert in Abb. 5.3 dargestellt. Um eine bessere Übersicht über die Polarisationsgrade verschiedener Substratmagnetisierungen zu erlangen, sind diese als Profil über die vertikalen Raumwinkel in Abb. 5.4 dargestellt. Dabei zeigt sich, dass der Polarisationsgrad innerhalb der FP-Moden innerhalb der Fehlertoleranzen konstant bleibt (s. Abb. 5.4 Oben: a)). Für den Nanodraht “Mag 2” bei ca. 1.8-fachem Laserschwellwert ergibt sich ein ähnliches Bild (s. Abb. 5.4 b) erste Spalte), wobei hier die Polarisationsgrade innerhalb der Mode nicht signifikant zunehmen. Auch ein erneuter Vergleich der Polarisationsgrade bei orthogonalem bzw. parallelem externen Magnetfeld zeigt, dass es zwischen beiden Magnetfeldausrichtungen keine signifikante Änderung des Polarisationsgrades in der Mode gibt (s. Abb. 5.4 b) zweite Spalte). Im Gegensatz hierzu verändert sich bei unterschiedlichen Magnetfeldern der Polarisationsgrad der NBE stark (s. Abb. 5.4 Unten: a) und b)). Hierbei fällt auf, dass sich der Polarisationsgrad durch das Anlegen eines parallelen Magnetfeldes signifikant erhöhen

lässt. Gleichzeitig sieht es so aus, als würde das Anlegen eines orthogonalen Magnetfeldes den Polarisationsgrad der NBE senken. Deutlich erkennen lässt sich jedoch, dass ein paralleles Magnetfeld deutlich höhere Polarisationsgrade erzeugt als ein orthogonales (s Abb. 5.4 b) zweite Spalte unten).

Ähnlich wie mit dem Polarisationsgrad verhält es sich auch mit den Stokes-Parametern. In Abb. 5.5 ist exemplarisch der $S_{3,p}$ -Parameter in erster Beugungsordnung abgebildet. Gerade der $S_{3,p}$ -Parameter ist interessant, da bei ihm eine Abhängigkeit vom Magnetfeld zu erwarten wäre. Durch das Vorhandensein eines externen Magnetfeldes kommt es zur Zeeman-Aufspaltung, die eine gewisse Spinpolarisation bewirkt und der Spinvektor der Ladungen in eine Larmorpräzession gerät (s. Kapitel 2.6.1) – es wird also ein externer Drehimpuls eingebracht, der eine zirkulare Polarisation der Emission bewirken könnte. In Abb. 5.6 sind, zur besseren Vergleichbarkeit, Profile der Stokes-Parameter über die vertikalen Raumwinkel dargestellt. Es zeigt sich auch hier, dass sich innerhalb der FP-Mode nichts signifikant ändert. Für beide Drähte bleibt die horizontale Polarisation (sichtbar im $S_{1,p}$ in Abb. 5.6) deutlich dominant, kleine Abweichungen liegen allesamt innerhalb der Fehlertoleranzen. Ähnlich wie bereits in Kapitel 4.1.2 beschrieben, steigen die anderen Stokes-Parameter nur zwischen den FP-Modenmaxima. Abb. 5.7 stellt Profile der gemittelten Stokes-Parameter über die vertikalen Raumwinkel für die NBE dar und zeigt, dass sich für beide Nanodrähte die Stokes-Parameter stark verändern, Abb. 5.8, eine Wiederholungsmessung nach einer Repositionierung des Nanodrahtes

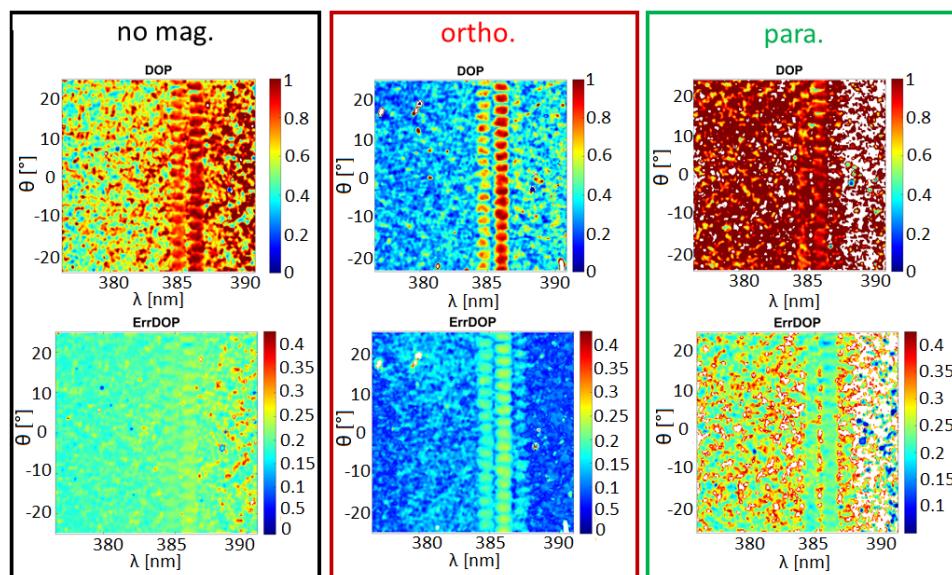


Abb. 5.3: Fourierbilder der DOP des Nanodrahtes “Mag 1” (Abb. 5.1 a)) in erster Beugungsordnung bei 1.3-fachem Laserschwellwert (ca. 150 kW/cm^2) ohne (schwarz) sowie mit orthogonal (rot) und parallel (grün) ausgerichtetem externem Magnetfeld.

im Laserspot unter zweimaligem Magnetfeldwechsel spricht dagegen. Letztendlich geht aus den Messungen nicht klar und schlüssig hervor, ob und wenn ja inwiefern sich die Stokes-Parameter verändern. Um hier eine eindeutige Aussage zu treffen, wären konsistente Messergebnisse nötig.

Es lässt sich also aussagen, dass sich weder die Polarisation noch die Stokes-Parameter innerhalb der Fabry-Pérot-Moden ändern. Da diese Emission aus einem Laserprozess resultiert, muss der Polarisationsgrad $DOP \approx 1$ sein, und zwar unabhängig von jeweili- gen externen Feldern. Dass sich die Stokes-Parameter innerhalb der Fabry-Pérot-Moden nicht verändern, liegt an den unterschiedlichen Einschlussfaktoren der verschiedenen Transversalmoden (s. Abb. 2.7). Dies führt zur einer Selektion der stabilsten Transversalmode, die wiederum für die Polarisationsrichtung bestimmt ist. Dieser Selektionsparameter ist bedeutend wichtiger für das Ausbilden der Transversalmode als

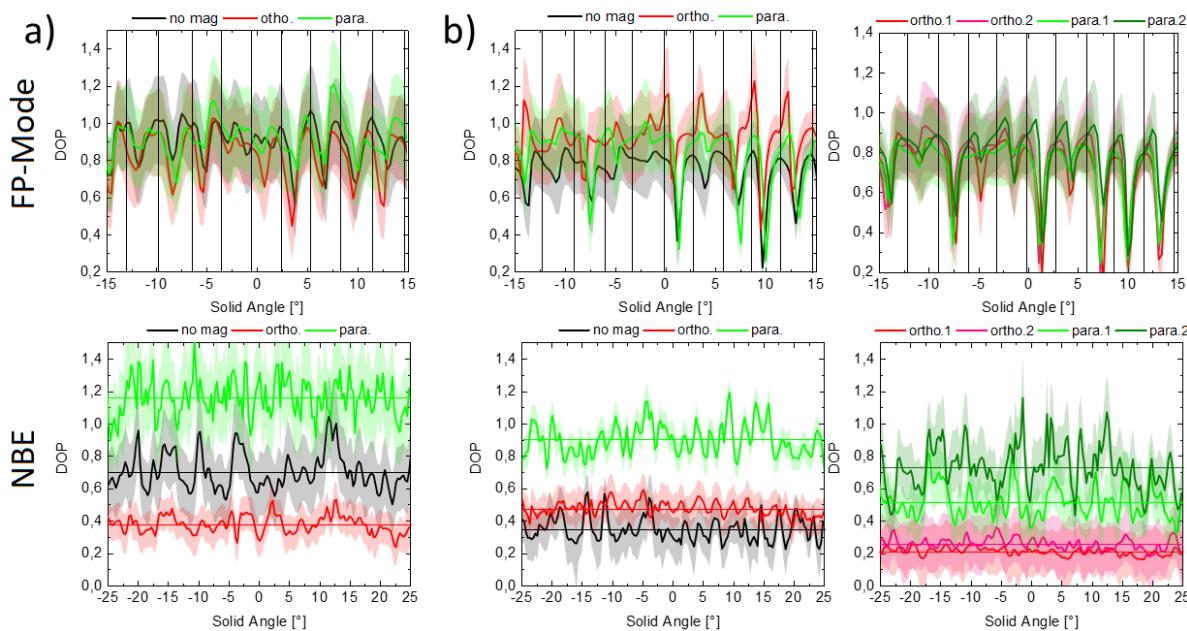


Abb. 5.4: a) Profile über den Polarisationsgrad der Moden und der NBE der Drähte a) "Mag 1" und b) "Mag 2". Obere Reihe: Profil des Polarisationsgrades der FP-Mode bei a) $\lambda_1 = 386$ nm bei 1.3-fachem Laserschwellwert bzw. b) $\lambda_1 = 387$ nm bei 1.8-fachem Laserschwellwert, jeweils ohne externes Magnetfeld (schwarz) sowie bei orthogonal (rot) und parallel (grün) ausgerichteten Magnetfeldern. Die vertikalen schwarzen Linien markieren die jeweiligen Maxima des Interferenzmusters der FP-Mode. Untere Reihe: Gemittelter Polarisationsgrad der NBE bei gleichen Laserschwellwerten und bei $\lambda = 379.5 - 382.5$ nm. Die horizontalen Linien zeigen den Mittelwert des Polari-sationsgrades über die vertikalen Raumwinkel. Bei b) sind in der zweiten Spalte zusätz-lich zwei weitere Messungen der Polarisationsgrade bei horizontalem und vertikalem externen Magnetfeld dargestellt.

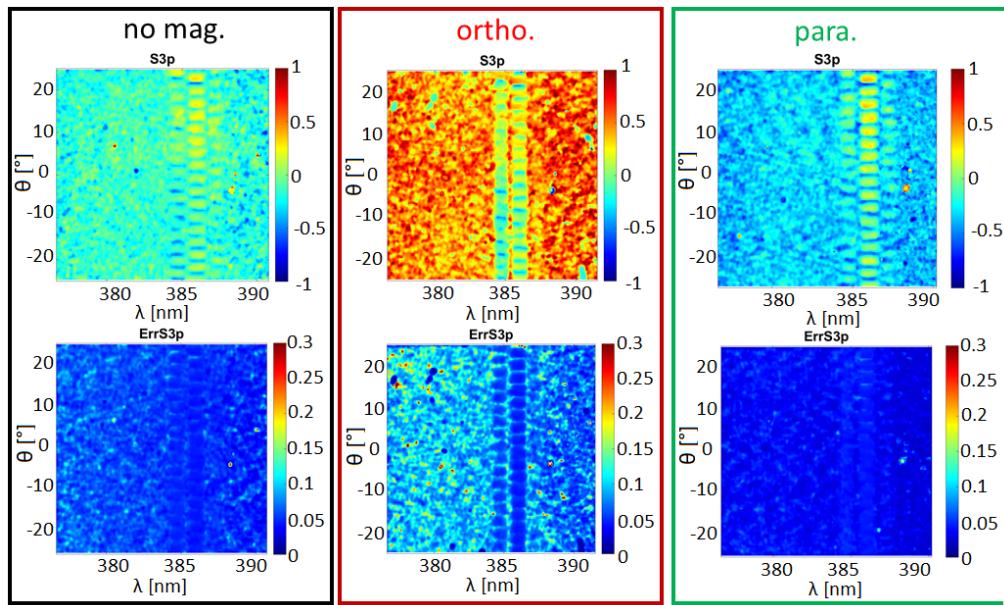


Abb. 5.5: Fourierbild des $S_{3,p}$ -Parameters des Nanodrahtes “Mag 1” (Abb. 5.1 a)) in erster Beugungsordnung bei 1.3-fachem Laserschwellwert (ca. 150 kW/cm^2) ohne (schwarz) sowie mit orthogonal (rot) und parallel (grün) ausgerichtetem externen Magnetfeld.

etwaige geringe Energieverschiebungen unter den verschiedenen Exzitonen aufgrund der Zeeman-Aufspaltung (s. Kapitel 2.6.1). Auch die Position der Fabry-Pérot-Moden im Spektrum muss dieselbe bleiben (s. Kapitel 2.4.2), da diese Longitudinalmoden die Resonanzbedingung der Kavität erfüllen müssen. Andere spektrale Positionen sind instabil. Somit sind die Energie der Photonen innerhalb der Longitudinalmoden, der Polarisationsgrad und die Polarisationsrichtung vordefiniert, unabhängig vom Magnetfeld. Im Falle mehrerer anschwingender Transversalmoden, also einer Vermischung, könnte sich ein anderes Verhältnis einstellen, dies konnte hier aber nicht beobachtet werden. Hierzu wären Messungen in der “Head-On”-Geometrie, einer Sichtposition direkt in eine Endfacette des Nanodrahtes, nötig, die im Rahmen dieser Masterthesis nicht vorgenommen wurden.

Die NBE, im Gegensatz zur Transversalmode der Laseremission, ist an keinen Einschlussfaktor gebunden. Hier spielen alleinig die verschiedenen Bandübergänge eine Rolle, die durch Zeeman-Aufspaltung verändert werden. Das Anlegen eines Magnetfeldes parallel zur Nanodrahtachse führt zu einer verstärkten Emission horizontal polarisierter Photonen auf Kosten der vertikal polarisierten. Durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus (s. Kapitel 2.6.3) kommt es durch das angelegte Magnetfeld zu einer Erhöhung der Spinelaxationszeit der Exzitonen – ein Spinflip wird unwahrscheinlicher (s. Kapitel 2.6.3).

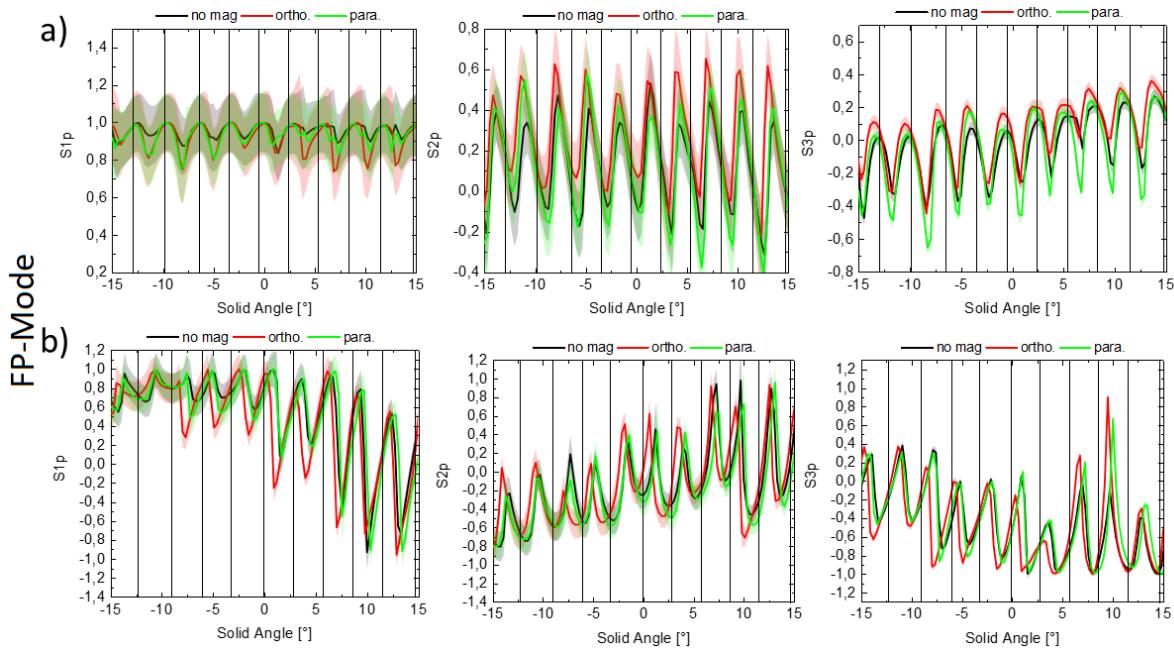


Abb. 5.6: Profile der normierten Stokes-Parameter in erster Beugungsordnung der Moden a) des Drahtes “Mag 1” bei $\lambda = 386$ nm bei 1.3-fachem Laserschwellwert und b) des Drahtes “Mag 2” bei $\lambda = 387$ nm und 1.8-fachem Laserschwellwert. Beide Drähte wurden bei verschiedenen Magnetfeldern gemessen, jeweils ohne externes Magnetfeld (schwarz) sowie bei orthogonal (rot) und parallel (grün) ausgerichteten Magnetfeldern. Die vertikalen schwarzen Linien zeigen die jeweiligen Maxima der FP-Moden.

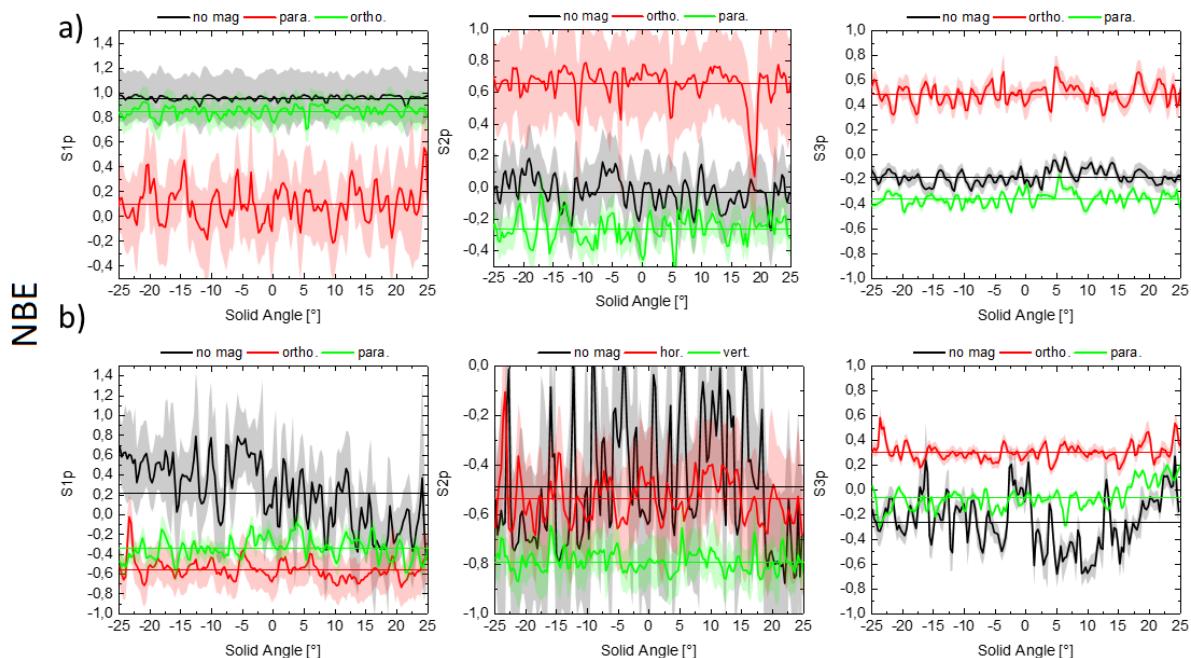


Abb. 5.7: Gemittelte Stokes-Parameter der NBE bei $\lambda = 379.5 - 382.5$ nm der Drähte a) “Mag 1” bei 1.3-fachen Laserschwellwert und b) “Mag 2” bei 1.8-fachem Laserschwellwert. Beide Drähte wurden bei verschiedenen Magnetfeldern gemessen, jeweils ohne externes Magnetfeld (schwarz) sowie bei orthogonal (rot) und parallel (grün) ausgerichteten Magnetfeldern. Die horizontalen Linien zeigen den Mittelwert der Stokes-Parameter über die vertikalen Raumwinkel.

Dies führt dazu, dass die geringen Übergangswahrscheinlichkeiten der X_A - und X_B -Exzitonen für vertikal polarisiertes Licht (s. Tab. 2.1) weiter sinken, da der Spinflip unterdrückt wird. Eine gleichmäßige Mischung aus horizontal und vertikal polarisiertem Licht erscheint nach dem Formalismus der Stokes-Parameter als unpolarisiertes Licht. Da das Magnetfeld nun dafür sorgt, dass mehr horizontal polarisiertes Licht entsteht, folgt eine Entmischung, die sich als Steigen des Polarisationsgrades bemerkbar macht. Für ein orthogonal anliegendes Magnetfeld gilt dies aufgrund des Hanle-Effekts, der den Effekt des Magnetfeldes umkehrt, nicht (s. Kapitel 2.6.3). Entsprechend ist für ein orthogonales Magnetfeld eine Absenkung des Polarisationsgrades gegenüber dem unmagnetisierten Zustands zu erwarten. Für eine Bestätigung letzterer These bedarf es aber weiterer Messungen, die Messdaten liefern hier lediglich Anhaltspunkte. Selbiges gilt für die Stokes-Parameter der NBE. Hier kann aufgrund widersprüchlicher Messdaten keine konkrete Aussage getroffen werden. Aufgrund des extern zugeführten Drehimpulses wäre zumindest theoretisch eine Erhöhung des $S_{3,p}$ -Parameters erwartbar gewesen. Die NBE zeigt insgesamt ein großes Rauschen, das eine Auswertung schwierig und fehleranfällig macht, sodass die hier erzielten Ergebnisse mit Vorsicht zu betrachten sind.

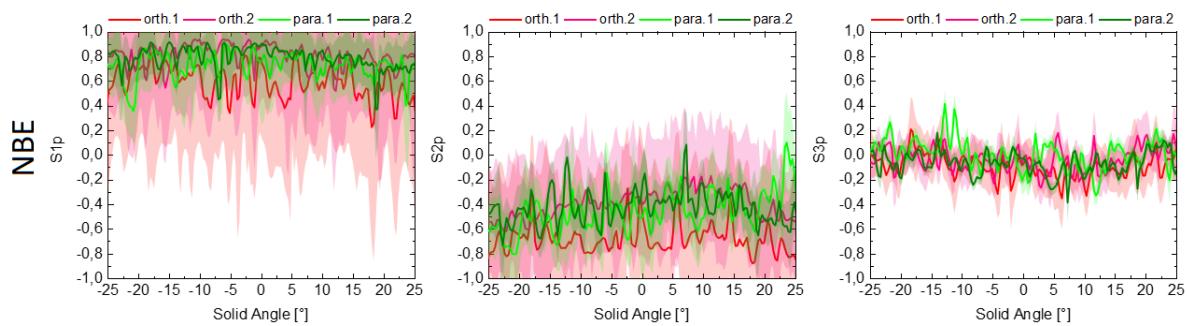


Abb. 5.8: Wiederholte Messungen der gemittelten Stokes-Parameter der NBE ($\lambda = 379.5 - 382.5 \text{ nm}$) der Drahtes "Mag 2" bei 1.8-fachem Laserschwellwert und orthogonal (rot) bzw. parallel (grün) ausgerichteten Magnetfeldern.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Masterthesis wurde die Emissionscharakteristik von ZnO-Nanodrähten auf SiO₂- und MgO/Co/SiO₂-Substraten winkelaufgelöst in nullter und erster Beugungsordnung des Monochromators untersucht. Hierzu wurden die Nanodrähte aus der “Top-View”-Geometrie betrachtet und das entstehende Interferenzmuster untersucht. Hierzu wurde ein Fourieraufbau in den μ -PL Aufbau integriert und die Stokes-Parameter mithilfe der Methode der rotierenden $\lambda/4$ -Platte bestimmt. Zur Auswertung wurde das Matlaskript von Max Riediger [67] erweitert und an die hiesige Messungen angepasst. Zudem wurde eine umfangreiche Fehlerrechnung implementiert.

Wie erwartet zeigte sich, dass es sich bei dem Interferenzmuster um die Interferenz nach Young handelt, nach der sich die beiden Endfacetten des Nanodrahtes wie die Öffnungen im Doppelspaltexperiment verhalten. Es konnte in erster Beugungsordnung, also spektral aufgelöst, gezeigt werden, dass die Interferenzmaxima benachbarter Fabry-Pérot-Moden aufgrund der Resonanzbedingung um π phasenverschoben sind. Da die so phasenverschobenen Fabry-Pérot-Moden ineinander fallen, sinkt der Kontrast des Interferenzmusters stark. Der Kontrast konnte jedoch in erster Beugungsordnung, durch spektrale Trennung der Moden, deutlich erhöht werden.

Auch zeigte sich, dass die Intensitätsverhältnisse der Moden zueinander innerhalb der Messauflösung konstant bleiben und dies überall innerhalb der maximal in diesem Versuchsaufbau auflösaren Raumwinkel von ca $\pm 25^\circ$. Gleichzeitig konnte gezeigt werden, dass die Emission innerhalb der Moden fast vollständig polarisiert und auch die Polarisation außerhalb der Moden in der NBE mit ca. 50-60% nicht vernachlässigbar ist. Dies resultiert aus der Bandstruktur von ZnO, die bevorzugt eine Emission horizontal polarisierten Lichtes nahe der Bandkante emittiert. Dieses Resultat unterstützt die Messergebnisse von Jacopin et al. (2011) [78]. Ferner zeigte sich für die beiden untersuchten Substrate eine horizontale Polarisation der NBE.

ZnO-Nanodrähte auf einem SiO₂-Substrat zeigen eine horizontale Polarisation innerhalb der Fabry-Pérot-Moden, dies deutet auf eine TE-Transversalmode hin und passt somit zu den FDTD-Simulationen betreffender Nanodrahtdicke (s. Abb. 2.7). Zudem sind der Polarisationsgrad und die Stokes-Parameter aller longitudinalen Fabry-Pérot-Moden gleich, sodass davon ausgegangen werden kann, dass alle Fabry-Pérot-Moden in derselben Transversalmode oder derselben Überlagerung verschiedener Transversalmoden schwingen. Sie entspringen also den selben Nahfeldern. Um dies zweifelsfrei zu verifizieren, bedarf es aber weiterer FDTD-Simulationen und Messungen.

Für das MgO/Co/SiO₂-Substrat zeigte sich, verglichen zum SiO₂-Substrat, ein erhöhter Laserschwellwert bei ähnlichen Nanodrahtdurchmessern, gleichzeitig ein flacher Anstieg der Intensität im Lasingbereich, sodass auf diesem Substrat ausschließlich besonders dicke oder sich überlagernde Nanodrähte eine ausreichende Emissionsintensität zeigten, um die Fouriermessungen sinnvoll mit ihnen betreiben zu können.

Einer dieser “kombinierten” Drähte wurde analysiert und zeigte ein überlagertes Mo-

denspektrum. Mithilfe von Kalkulationen der Modenabstände über die Resonanzbedingung konnten zwei Kavitäten separiert werden, von denen die emissionstärkste der kombinierten Kavität beider Drähte entsprach. Hierzu wurde die Dispersion von ZnO-Nanodrähten bei Hochanregung und der Brechungsindex der Nanodrähte auf dem MgO/Co/SiO₂-Substrat berechnet – beide Werte lagen innerhalb ihrer Fehlertoleranz im Bereich des Erwartbaren. Auch das Interferenzmuster in erster Beugungsordnung zeigte eine Modulation, die sich als Überlagerung der Young'schen Interferenzen der verschiedenen Endfacetten herausstellte.

Diese Ergebnisse legen nahe, dass beide Drähte koppeln. Eine linkszirkulare Polarisation der Mode konnte nachgewiesen werden und wurde darauf zurückgeführt, dass die Nahfelder beider Drähte phasenverschoben in unterschiedlichen Transversalmoden schwingen, woraus sich rotierende Felder ergeben würden, die in der Konsequenz zu zirkular polarisiertem Licht führen würden. Zu einer Bestätigung dieser Hypothese bedürfte es allerdings weiterführender Simulationen und weiterer Experimente zur Bestätigung.

Weiterhin wurde die Emission bei angelegten externen Magnetfeldern untersucht. Hierzu wurde eine Helmholtzspule simuliert, dimensioniert und in den Versuchsaufbau implementiert. Die Feldlinien der Spule konnten *in situ* um 90° parallel und orthogonal zur Nanodrahtachse ausgerichtet werden. Für diese Messungen wurden die ZnO-Nanodrähte auf das magnetisierbare MgO/Co/SiO₂-Substrat aufgetragen, um höhere lokale Feldstärken zu generieren. Durch den "Proximity-Effekt" sollte eine Spin-polarisation erzeugt werden und deren Einfluss auf die Emission untersucht werden. Hierzu wurden zwei Nanodrähte untersucht, die beide eine ausreichende Emissionsintensität zeigten. In der Auswertung der Spektren und der Laserschwellwerte ergab sich keine signifikante Änderung innerhalb der Messauflösung. Die Position der Fabry-Pérot-Moden im Spektrum ist aufgrund der Resonanzbedingung fixiert. Es zeigte sich in den Laserschwellwerten aber, dass sich die Drähte im Laufe der Messungen ohne weiteres Zutun verschoben. Die Ursache hierfür konnte nicht abschließend geklärt werden. Es wird aber vermutet, dass dies durch das notwendige wiederholte Eingreifen in den Versuchsaufbau zum Messen der Stokes-Parameter verursacht wurde. Gleichzeitig könnte auch das Schalten des Magnetfeldes zu einer Verschiebung geführt haben. Dieses Verschieben machte es notwendig, den Nanodraht immer wieder neu zu positionieren und mag in gewissem Umfang zu Veränderungen in der Emission geführt haben. Insgesamt traten solche Veränderungen durch eine Repositionierung in den Hintergrund und führten lediglich zu einer Senkung des Laserschwellwertes auf das vorherige Niveau. Es zeigte sich in den winkelauflösten Messungen in erster Beugungsordnung, dass die Emission innerhalb der longitudinalen Fabry-Pérot-Moden konstant blieb. Innerhalb der Fehlertoleranz konnte beim Anlegen des Magnetfeldes und beim Wechsel der Magnetisierungsrichtung keine signifikante Veränderung festgestellt werden, da hier der Einschlussfaktor der bestimmende Faktor für die Transversalmode ist, der Einfluss des Magnetfeldes scheint zu gering, um eine Veränderung herbeizuführen.

Für die NBE zeigte sich jedoch eine signifikante und reproduzierbare Erhöhung des Polarisationsgrades für die Ausrichtung der Spule parallel zur Nanodrahtachse, die auf den D'yakonov-Perel'-Mechanismus zurückgeführt wurde. Für die orthogonale Ausrichtung des Magnetfeldes zeigen die Messdaten zumindest eine Tendenz zur De-

polarisierung, die aufgrund des Hanle-Effekts erwartbar wäre. Eine Veränderung der Stokes-Parameter innerhalb der NBE konnte, aufgrund widersprüchlicher Messdaten, nicht gezeigt werden.

Insgesamt zeigt diese Masterthesis Ergebnisse, die weiterführender Messungen bedürfen. Hierzu wäre es sinnvoll ein Objektiv mit höherer numerischer Apertur NA zu verwenden, um aus dem Interferenzmuster in nullter Beugungsordnung Informationen über die Longitudinalmode zu erlangen [77]. Dies würde zwar die Auflösung der Raumwinkel verringern, aber auch mehr Licht auffangen. So würde sich die Statistik bei gleicher Anregung deutlich verbessern und damit das Rauschen der normierten Stokes-Parameter vor allem in erster Beugungsordnung deutlich reduzieren.

Interessant wäre, die Kopplung zweier Nanodrähte genauer zu betrachten, da sich die Laserintensität dadurch deutlich erhöhen ließe. Durch die Kopplung der Felder beider Drähte wäre es denkbar, über einen Versatz beider Drähte und einer Verkipfung beider Nanodrahtachsen, die Stokes-Parameter der Emission zu steuern. Hierzu müsste aber eine genaue Platzierung der Nanodrähte vorgenommen werden. Weiterhin wäre es interessant, die Polarisation der NBE unter veränderlichen externen Magnetfeldern genauer zu untersuchen. Hier könnte beispielsweise auf den dauerstrich Helium-Cadmium (HeCd)-Laser der μ -PL zurückgegriffen werden. Dieser erzeugt nicht die nötige Besetzungsinversion und es bilden sich keine Lasermode im Nanodraht aus. Somit wird primär NBE abgestrahlt, die unter viel besserer Statistik untersucht werden könnte. Gleichzeitig könnte untersucht werden, ob sich die Wellenleitereigenschaften hierdurch verändern. Dies wäre im Bereich des denkbaren, vor allem in Bezug auf die plasmonische Kopplung an das Substrat.

Um zu untersuchen, ob sich im Falle mehrerer anschwingender Transversalmoden das Intensitätsverhältnis dieser Moden untereinander unter externen Magnetfeldern verändert, wären Messungen in der "Head-On"-Messgeometrie vorzunehmen. Zudem hätte eine solche Messung entweder mit dickeren Nanodrähten oder einer Veränderung des Substrates zu erfolgen, um die Nanodrähte in den Laserbereich anzuregen.

In dieser Masterthesis konnte gezeigt werden, dass nur ein Laserbetrieb von sehr dicken Nanodrähten auf dem MgO/Co/SiO₂-Substrat möglich ist. Der Ansatz, statt MgO SiO₂ als oberste Schicht zu verwenden, hat den Vorteil eines höheren Brechungsindexunterschiedes zwischen Nanodraht und Substrat und könnte dazu beitragen, die Verluste durch das Substrat einzudämmen. Weiterhin kann überlegt werden, die obere Schicht dicker zu wählen, hierbei muss jedoch Rücksicht auf die Reichweite des "Proximity-Effektes" zur spontanen Spinkohärenz berücksichtigt werden.

Anhand spezifischer Merkmale der Transversalmoden lassen sie sich voneinander unterscheiden [12]. In der Überlagerung mehrerer Transversalmoden müssten sich also die Intensitätsverhältnisse der einzelnen Transversalmoden zueinander verändern. Dies wäre ein klares Indiz für eine magnetfeldinduzierte Veränderung der Lasereigenschaften, die in dieser Masterthesis nicht gezeigt werden konnte. Diese Messungen sollten mit weiterführenden FDTD-Simulationen einhergehen, um die Ergebnisse besser einordnen zu können.

Anhang A

Anhang

A.1 Anleitungen zur Justage der µPL

Da der Aufbau der µPL im Rahmen dieser Masterthesis stark verändert wurde, soll im Folgenden die Justage beschrieben werden.

- Laser einschalten
- Strahl mit **M1** durch Pinhole **P1** fokussieren, auf freien Strahlengang achten
- Mit **M3** auf Target **T2** an Beamdump **D2** zentrieren
- Prisma verdrehen (NUR HINTERE SCHRAUBEN, NICHT SEITLICH) um durch Pinhole **P2** zu kommen
- Beamwalk: Spiegel **M3** und Prisma abwechselnd verdrehen: Mit Spiegel auf **P2** zielen, mit Prisma auf Target **T2**, danach **P2** schließen. Für die Optimierung der Ausgangsintensität empfiehlt sich beim Zielen auf **P2** die Leistungsdiode zu benutzen.
- Aufweitungslinse **L1** einsetzen und auf Target **T2** zielen
- Hilfspiegel **M7** einbauen, Spiegel **M5** hochklappen.
- Beamsplitter **BS3** so einstellen, dass Strahl durch die Rückseite des Schraubtargets **T3** im Objektivhalter fällt.
- Gegebenenfalls die Weißlichtausleuchtung mit Spiegel **M6** wiederherstellen, Laser danach mit **M5** zurück auf Target **T3** zentrieren
- Mit Hilfspiegel **M5** wieder durch die Vorderseite von **T3** auf Schraubtarget **T4** im Filterrad **W** zielen.
- Beamwalk: Mit Hilfspiegel **M5** auf Target **T4** zielen, mit Beamsplitter **B3** auf die Vorderseite von Target **T2**, bis der Strahl mittig die beiden Targets trifft. Gegebenenfalls Strahl während des Beamwalks mit **M5** nachjustieren.

- Klappspiegel **M8** hochklappen, Filterrad **W** auf leer drehen, Schraubtarget **T4** entfernen und auf Target **T5** fokussieren
- **M8** herunterklappen und mit Spiegel **M9** auf Schraubtarget **T6** am Monochromatoreingang fokussieren
- Schraubtarget **T3** entfernen und Tubus mit Spiegel in den Objektivhalter schrauben, diesen verdrehen, um auf **T6** zu zielen
- Shutter schließen, passendes Objektiv einschrauben, Hilfsspiegel **M7** entfernen, Probe an der Stage montieren und Stage einsetzen
- Weißlichtquelle anschalten, Proben grob fokussieren, dann auf Monitor scharf stellen (durch Entfernung Objektiv-**PS- μ**)
- Optische Dichte **OD 5-6** einstellen, Shutter auf, um Laserspot auf Monitor zu sehen
- Prisma und Stellschrauben der Aufweitungslinse **L1** verdrehen bis ein schöner elliptischer Spot zu sehen ist
- 355 nm-Filter an Filterrad eindrehen

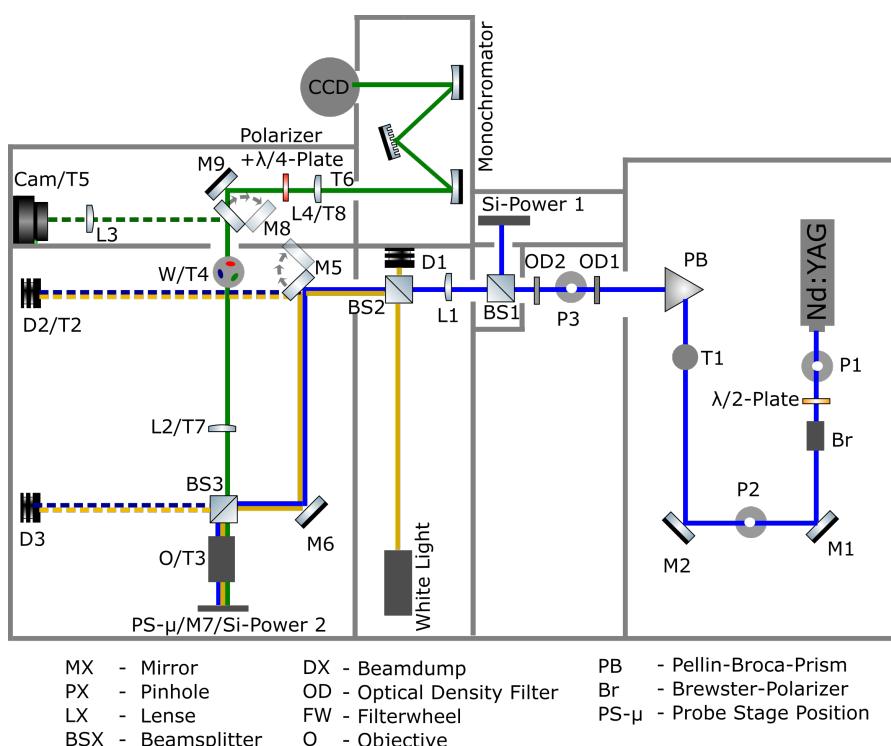


Abb. A.1: Aufbau der μ -PL mit ComponentLibrary[64].

A.2 Leistungsmessung

Für Intensitätsvariationen über mehrere Größenordnungen ist es wichtig zu wissen, wie sich das optische System verhält, um ggf. Nichtlinearitäten zu berücksichtigen. Dies wurde im Folgenden analysiert. Hierzu wurde die Intensität an Si-Power 2 (P2) über der Intensität des Lasers an Si-Power 1 (P1) (s.Abb. A.1) aufgetragen. In Abb. A.2 a) wurde die Messdiode in den Weißlichtfokus des Objektivs gerückt, sodass der Laserspot ungefähr die Ausdehnung besitzt, mit der in den Experimenten gearbeitet wird. Hierbei wurden zwei Messbereiche (bis 280 nW und bis 2.8 μ W) der Diode verglichen. Es zeigt sich, dass beide Messbereiche bis 80 nW identische Ergebnisse erzielen, es aber ab 100 nW zu deutlichen Abweichungen zwischen den beiden Messbereichen kommt. Aus der Messung von Abb. A.2 b)) geht hervor, dass die Messdiode im Weißlichtfokus schnell absättigt. Die Ursache hierfür liegt in der Funktionsweise der Diode begründet. Sie ist für Dauerstrichlaser (engl. *continuous wave*, kurz *cw*) ausgelegt. Der Messbereich bis 280 nW schneidet also die Intensitätsspitzen des gepulsten Nd:YAG-Lasers über 280 nW ab. Da im zeitlichen Mittel aber die Intensität unter den 280 nW liegt, erkennt die Software im automatischen Betrieb nicht, dass sie in den nächst höheren Bereich hätte wechseln müssen. Dies führt zu einer Sättigung. Es ist also ratsam die Intensität außerhalb des Weißlichtfokus zu messen. Zudem sollte für alle Intensitätsmessungen (auch an Si-Power 1) für Messungen größer 100 nW der Bereich bis 2.8 μ W verwendet werden.

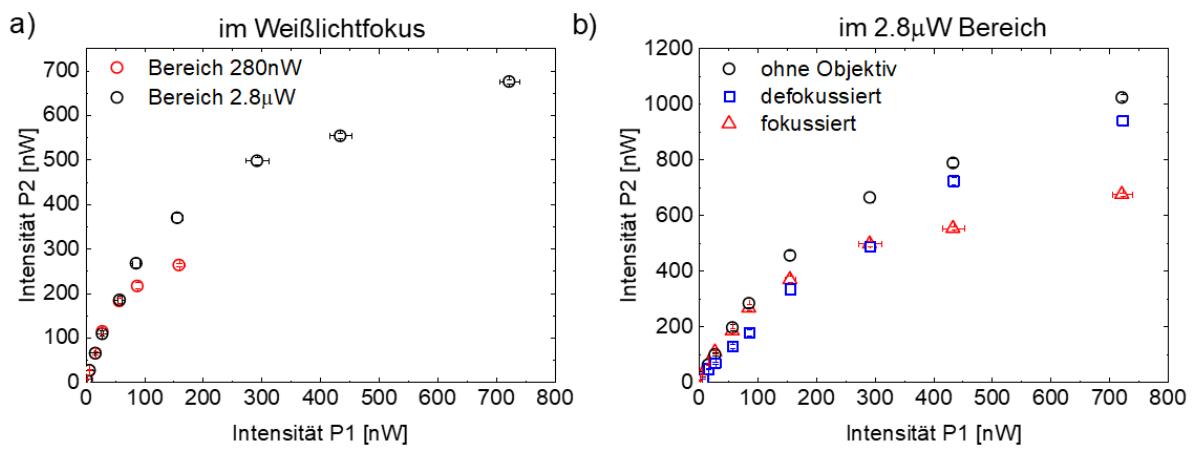


Abb. A.2: Vergleich der Leistungsmessung a) der unterschiedlichen Messbereiche der Leistungsmessungsdiode am Probenort im Weißlichtfokus (P2) mit der Intensität hinter dem Filterrad (P1) b) am Probenort (P2) im und außerhalb des Weißlichtfokus sowie ohne Objektiv.

A.3 Herleitung Korrektur der Abbildung

Projiziert man eine Kugelfläche auf einen ebenen Detektor, wie beim Fourierimaging der Fall, so kommt es für höhere Raumwinkel zu Verzerrungen sowohl in der Skalierung als auch in den Intensitätsdichten. Diese Fehler lassen sich durch eine Transformation der Koordinatensysteme beheben. Dies soll im Folgenden ausführlich hergeleitet werden.

Entsprechend der Abbildung ergibt sich

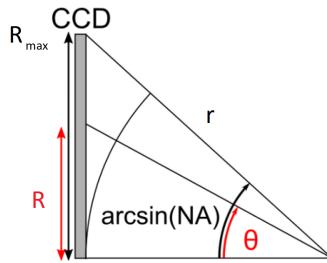


Abb. A.3: Abbildung der Kugelwelle auf den CCD Schirm.

$$\sin(\theta) = \frac{R}{r} \iff \theta = \arcsin\left(\frac{R}{r}\right), \quad (\text{A.1})$$

gleichsam gilt über die Definition der numerischen Apertur

$$NA = n(\lambda) \sin(\theta_{max}), \quad (\text{A.2})$$

mit der optischen Dichte $n(\lambda)$ zwischen Objektiv und Probe. Es gilt also

$$\frac{NA}{n(\lambda)} = \frac{R_{max}}{r} \iff r = \frac{n(\lambda)}{NA} \cdot R_{max}, \quad (\text{A.3})$$

für den größtmöglichen Abstand der Abbildung zum Mittelpunkt des Detektors R_{max} . Setzt man dieses nun in Gl. A.1 ein, so ergibt sich

$$\theta = \arcsin\left(\frac{NA}{n(\lambda)} \frac{R}{R_{max}}\right). \quad (\text{A.4})$$

Die Überführung der Messung am Detektor in den Raumwinkel skaliert also mit dem Arkussinus. Im Folgenden werden $\frac{NA}{n(\lambda)} = a$ und $\frac{R}{R_{max}} = z$ gesetzt, sodass gilt

$$\theta = \arcsin(az). \quad (\text{A.5})$$

Möchte man nun die Intensitäten korrigieren, so wird schnell ersichtlich, dass sich die Fläche der Bestrahlung vergrößert, die Intensitäten für höhere Raumwinkel also vermindert sind. Geht man davon aus, dass die gesamte Strahlung auf den Detektor fällt, so bleibt die Gesamtintensität erhalten und zwar in allen Koordinatensystemen. Es muss gelten:

$$I_{ges} = \int_{\Omega^*} dx dy \frac{I}{A}(x, y) = \int_{\Omega} d\theta d\varphi K(\theta) \cdot \frac{I}{A}(\theta, \varphi), \quad (\text{A.6})$$

mit einem Korrekturfaktor $K(\theta)$.

Der Korrekturfaktor folgt der Koordinatentransformation und ergibt sich zur Jacobi-Determinante

$$K(\theta) = \det \begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial \theta} & \frac{\partial x}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial y}{\partial \theta} & \frac{\partial y}{\partial \varphi} \end{pmatrix} = r^2 \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) \quad (\text{A.7})$$

$$\text{mit } x = r \cdot \cos(\theta) \cdot \cos(\varphi)$$

$$y = r \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\varphi),$$

daraus folgt

$$I_{ges} = \int_{\Omega^*} dx dy \frac{I}{A}(x, y) = \int_{\Omega} d\theta d\varphi r^2 \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) \frac{I}{A}(\theta, \varphi), \quad (\text{A.8})$$

mit der Definition des Raumwinkels als

$$d\omega = r d\theta \ r \sin(\theta) d\varphi \quad (\text{A.9})$$

ergibt sich das Integral zu

$$I_{ges} = \int_{\Omega^*} dx dy \frac{I}{A}(x, y) = \int_{\Omega} d\omega \cos(\omega) \frac{I}{A}(\omega), \quad (\text{A.10})$$

mit dem Korrekturfaktor

$$K(\omega) = \cos(\omega). \quad (\text{A.11})$$

Jeder Pixel auf der CCD integriert nun die lokale Intensitätsdichte über seine infinitesimal kleine Fläche und fixiert somit örtlich einen Intensitätswert.

$$I_{ges} = \sum_N \int_{Pixel(x,y)} dx dy \frac{I}{A}(x,y) = \sum_N \int_{Pixel(\omega)} d\omega \cos(\omega) \frac{I}{A}(\omega) \quad (\text{A.12})$$

Alle Pixel im Raumwinkelsystem sind gleich groß. Für eine kleine Ausdehnung der Pixel im Raumwinkelsystem gegenüber der Krümmung der Raumwinkelkugel lassen sie sich als annähernd planar beschreiben. Für jeden einzelnen Pixel N mittelt sich also der Raumwinkel zu

$$\bar{\omega} = \frac{\omega_{begin} + \omega_{end}}{2} . \quad (\text{A.13})$$

Damit lässt sich das Integral zu

$$\sum_N \int_{Pixel(x,y)} d\omega \cos(\bar{\omega}) \frac{I}{A}(\omega) = \sum_N \cos(\bar{\omega}) \cdot \int_{Pixel(\omega)} d\omega \frac{I}{A}(\omega) . \quad (\text{A.14})$$

vereinfachen, da der Faktor $\cos(\bar{\omega})$ vom Integral unabhängig wird und somit vorgezogen werden kann. Löst man nun beide Integrale, ergeben sich die aufintegrierten Intensitätsdichten der Pixel der jeweiligen Systeme. Es gilt also die Gleichung

$$\sum_N I_{Pixel}(x,y) = \sum_N \cos(\bar{\omega}) I_{Pixel}(\bar{\omega}) , \quad (\text{A.15})$$

mit der sich die Intensitäten der Pixel der jeweiligen Systeme ineinander transformieren lassen. Für den einzelnen Pixel gilt also die Gleichung

$$I_{Pixel}(\bar{\omega}) = \frac{1}{\cos(\bar{\omega})} I_{Pixel}(x,y) , \quad (\text{A.16})$$

die die Pixeln der CCD-Kamera in die der Raumwinkelpixel transformiert.

Vereinfacht gesprochen muss also Folgendes berücksichtigt werden:

Denken wir uns in ein Bild in dem ein Strahl der **Breite=1 Pixel** und der **Intensität=1** gerade also im $\omega = 0^\circ$ **Winkel** auf die CCD-Kamera fällt. Der Strahl hat nun die Intensitätsdichte=1.

Der selbe Strahl trifft nun im $\omega = 60^\circ$ **Winkel** auf die CCD, er trifft auf genau **zwei Pixel**. Jeder Pixel sieht also die **Intensität= 1/2**. Jeder Pixel stellt mathematisch einen Punkt dar. Der Abstand dieser Punkte ist gegeben durch den Abstand der Mittelpunkte

ihrer Pixel. Für höhere Raumwinkel müssen also mehrere Pixel zu einem einzigen zusammengefasst werden. Dazu werde die Abstände der mathematischen Punkte mit dem Korrekturfaktor $K(\omega) = \cos(\omega)$ verringert. Für die graphische Darstellung hat sich jetzt aber nur künstlich die Pixeldichte erhöht und auch wenn sich im mathematischen Sinne nun die Intensitätsdichte = $2 \times (\text{Intensität} = 1/2)$ für die Raumwinkel korrigiert hat, bleibt die dargestellte Intensität der Einzelpixel unverändert zu gering, da die Pixel nicht aufsummiert werden, sondern jeder für sich stehen bleibt. Es reicht also nicht aus, die Abstände zu verändern, sondern jeder einzelne Punktintensität muss für die Darstellung korrigiert werden. Mit der Gl. A.4 ergibt sich außerdem

$$I(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 - a^2 z^2}} I(R) \quad (\text{A.17})$$

Folglich ergeben sich zwei Möglichkeiten die Messung anzupassen. Entweder vor der Skalierung in die Raumwinkel über die Abstände R der Pixel zum Zentrum und der Korrektur Gl. A.17 oder nach der Skalierung in die Raumwinkel über den Winkel ω nach der Korrektur Gl. A.16.

A.4 Einmessung der Fourieroptik

Nachdem die μ -PL fertig einjustiert wurde, kann begonnen werden, die Fourier- und die Abbildungslinse **L2** und **L4** einzumessen.

- Target **T4** in Filterwheel und **T3** in Objektivhalter einsetzen, Hilfsspiegel **M7** einsetzen, Beamwalk nach obiger Anleitung
- Abbildungslinse **L4** ausbauen, Schraubtarget **T6** einsetzen, mit Spiegel **M9** Strahl mittig aufs **T6** zentrieren
- Fourierlinse **L2** in den Strahlengang klappen, Linse entfernen und Schraubtarget **T7** einsetzen, mit den Stellschrauben das Target in den Laserstrahl zentrieren
- Schraubtarget **T6** entfernen und Linse einsetzen
- Fourierlinse verdrehen, um auf Target **T6** zu zentrieren
- Danach erneut Target **T7** einsetzen und erneut im Laserstrahl mittels Stellschrauben zentrieren, Target **T7** entfernen und **T8** in **L4** einsetzen
- Mit den Stellschauben mittig in den Laser zentrieren, danach Target entfernen und Linse **L4** einsetzen
- Verdrehen, bis mittig, dann erneut Target einsetzen und zentrieren
- Shutter schließen, Abbildungs- und Fourierlinse einsetzen, Hilfsspiegel **M7** entfernen
- Mithilfe eines Spiegels hinter Pinhole **P3** Strahl aus dem üblichen Strahlengang auskoppeln und mithilfe eines zweiten Spiegels hinter dem Cage führen und mithilfe eines dritten Spiegels auf Target **T3** zentrieren, der Strahlengang muss nicht dem Beamwalk genügen.
- **OD1** Filter auf “Blank” stellen, Objektiv einsetzen, um Fourierlinse mithilfe von Bodenplatten Führungsschiene bauen, Filter auf 4 Größenordnungen stellen
- Mithilfe der CCD und dem Focusmodus der Software bei 5000 μm Slitweite Fourierbild des Laserstrahls bei kurzer Belichtungszeit darstellen
- Da Laserstrahl paralleles Licht, bildet Fourierlinse den Strahl in einem Punkt ab, durch Variation des Abstandes der Linse **L2** zum Objektiv komplette Intensität auf möglichst wenige Pixel konzentrieren. Wenn erfolgt, für Linse **L4** wiederholen.

A.5 Fehlerabschätzung und Hintergrundrauschen

Um die Aussagekraft der ermittelten Messwerte einordnen zu können, sollen im Folgenden mögliche Abweichungen und die daraus resultierenden Fehler berechnet werden. Sämtliche hier aufgeführte Formeln wurden in das Matlab-Auswertungskript implementiert und für jede Messung automatisiert berechnet. Es sollen im Folgenden die maßgeblichen Fehler betrachtet werden.

A.5.1 Fehler der Fourierkoeffizienten

Schwankung der PL-Emission

Die PL-Emission der Nanodrähte korreliert eng mit der Anregungsleistung des verwendeten Nd:YAG-Lasers. Diese unterliegt jedoch gewissen Schwankungen, die berücksichtigt werden müssen und sich direkt auf die Emission auswirken. Um die Effekte möglichst linear beschreiben zu können, muss der Nanodraht deutlich im Lasingbereich angeregt werden, da es ansonsten schnell durch die superlineare Steigung im Bereich der ASE zu hohen Fehlern kommen kann. Die mittlere Anregungsdichte p des Lasers wird mithilfe der Messdiode bestimmt und mit einer Standardabweichung s_p ausgegeben. Es wurden jeweils $N=500$ Messintervalle à 0.2 s gemittelt. Für ein Vertrauensniveau von 2σ ergibt sich mit $\tau = 1.965$ der Fehler zu

$$\Delta p = \frac{s_p}{\sqrt{N}} \cdot \tau . \quad (\text{A.18})$$

Dieser Fehler wiederum setzt sich in der PL-Intensität fort. Anhand der Casperson-Anpassung, die die Anregungsdichte mit der PL-Intensität des Nanodrahtes in Beziehung setzt, kann dieser Fehler ermittelt werden.

Es gilt:

$$\Delta I_{PL} = I_{PL}(p + \Delta p) - I_{PL}(p) \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Delta I_{PL}}{p} = \frac{I_{PL}(p + \Delta p) - I_{PL}(p)}{I_{PL}} . \quad (\text{A.19})$$

Für den Intensitätsfehler eines jeden Bildes gilt also:

$$\Delta I_n = \frac{\Delta I_{PL}}{I_{PL}} \cdot I_n . \quad (\text{A.20})$$

Damit folgt der Fehler der Fourierkoeffizienten aus Gl. 3.7:

$$\begin{aligned}\Delta A_I &= \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N \left| I_n \cdot \left(\frac{\Delta I_n}{I_n} \right) \right|, & \Delta B_I &= \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N \left| I_n \sin(2\theta) \cdot \left(\frac{\Delta I_n}{I_n} \right) \right|, \\ \Delta C_I &= \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N \left| I_n \cos(4\theta) \cdot \left(\frac{\Delta I_n}{I_n} \right) \right|, & \Delta D_I &= \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N \left| I_n \sin(4\theta) \cdot \left(\frac{\Delta I_n}{I_n} \right) \right|. \quad (\text{A.21})\end{aligned}$$

Genauigkeit der Rotation

Zur Berechnung der Fourierkoeffizienten muss die $\lambda/4$ -Platte rotiert werden. Die Einstellung der richtigen Winkel ist also auf den Ablesefehler begrenzt. Dieser soll als ein Viertel Skalenteil resp. $\Delta\theta = 0.5^\circ$ angenommen werden. Nach

$$\begin{aligned}\Delta A_\theta &= \frac{\partial A}{\partial \theta} \cdot \Delta\theta & \Delta B_\theta &= \frac{\partial B}{\partial \theta} \cdot \Delta\theta, \\ \Delta C_\theta &= \frac{\partial C}{\partial \theta} \cdot \Delta\theta, & \Delta D_\theta &= \frac{\partial D}{\partial \theta} \cdot \Delta\theta, \quad (\text{A.22})\end{aligned}$$

und Gl. 3.7 ergibt sich für den Fehler der Fourierkoeffizienten

$$\begin{aligned}\Delta A_\theta &= 0, & \Delta B_\theta &= \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N \left| 2 I_n \cos(2\theta) \cdot \frac{\pi}{180^\circ} \Delta\theta \right|, \\ \Delta C_\theta &= \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N \left| 4 I_n \sin(4\theta) \cdot \frac{\pi}{180^\circ} \Delta\theta \right|, & \Delta D_\theta &= \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N \left| 4 I_n \cos(4\theta) \cdot \frac{\pi}{180^\circ} \Delta\theta \right|. \quad (\text{A.23})\end{aligned}$$

Zusammengefasst folgt aus Gl. A.21 und Gl. A.23 der Gesamtfehler nach:

$$\begin{aligned}\Delta A_{ges} &= \Delta A_I, & \Delta B_{ges} &= \Delta B_I + \Delta B_\theta, \\ \Delta C_{ges} &= \Delta C_I + \Delta C_\theta, & \Delta D_{ges} &= \Delta D_I + \Delta D_\theta. \quad (\text{A.24})\end{aligned}$$

A.5.2 Ausrichtung der optischen Elemente und Phasenverschiebung

Bei der Ausrichtung der Transmissionsachse des Polarisators sowie der schnellen optischen Achse der $\lambda/4$ -Platte kommt es zu kleinen Abweichungen gegenüber dem gewünschten Koordinatensystem. Daraus resultieren kleine Verschiebungen der Stokes-

Paramter untereinander. Für den Winkel α der $\lambda/4$ -Platte α wurde ein Fehler von $\Delta\alpha = 1.2^\circ$, für den Winkel des Polarisators ein Fehler von $\Delta\beta = 1.8^\circ$ ermittelt (s. Kapitel 3.2.1). Die Phasenverschiebung der $\lambda/4$ -Platte hängt stark vom Einfallswinkel des Lichtes zur Flächennormale der $\lambda/4$ -Platte ab. Der Fehler soll mit $\Delta\delta = 3^\circ$ abgeschätzt sein. Durch die Position der Transmissionsachse wird ein Koordinatensystem für die Stokes-Parameter aufgespannt. Dieses System soll nun in das Koodinatensystem des Nanodrahtes transformiert werden, sodass die vertikale y-Achse der c-Achse des Nanodrahtes entspricht. Der Winkel zwischen Transmissionsachse und c-Achse des Nanodrahtes β ist gegeben durch die Differenz beider Winkel $\Delta\beta$ zwischen Transmissionsachse des Polarisators und Laborsystem sowie Nanodrahtachse und Laborsystem. Der Fehler des Winkels des Nanodrahtes soll mit $\Delta\beta_{NW} = 0.5^\circ$ abgeschätzt werden. Somit wird der Gesamtfehler der Ausrichtung des Polarisators als $\Delta\beta_{ges} = 2.3^\circ$ angenommen. Aus den Gl. 3.15 folgen für die Stokes-Parameter die Fehlerfortpflanzungen:

für den S_0 -Parameter

$$\begin{aligned}\Delta S_0 &= \Delta A_{ges} + \frac{1 + \cos(\delta)}{1 - \cos(\delta)} \Delta C_{ges} + \frac{\partial S_0}{\partial \delta} \cdot \Delta \delta \\ &= \Delta A_{ges} + \frac{1 + \cos(\delta)}{1 - \cos(\delta)} \Delta C_{ges} + 2 \frac{\sin(\delta)}{(1 - \cos(\delta))^2} \frac{\pi}{180^\circ} C \cdot \Delta \delta\end{aligned}\quad (\text{A.25})$$

für den S_1 -Parameter

$$\Delta S_1 = \frac{2}{1 - \cos(\delta)} [\Delta C_{ges} \cdot \cos(2\beta) + \Delta D_{ges} \cdot \sin(2\beta)] + \frac{\partial S_1}{\partial \delta} \cdot \Delta \delta + \frac{\partial S_1}{\partial \beta} \cdot \Delta \beta$$

$$\begin{aligned}\Delta S_1 &= \frac{2}{1 - \cos(\delta)} \left[\left(\Delta C_{ges} + \frac{\pi}{180^\circ} \Delta \delta \frac{\sin(\delta)}{1 - \cos(\delta)} C \right) \cdot \cos(2\beta) \right] \\ &\quad + \frac{2}{1 - \cos(\delta)} \left[\left(\Delta D_{ges} + \frac{\pi}{180^\circ} \Delta \delta \frac{\sin(\delta)}{1 - \cos(\delta)} D \right) \cdot \cos(2\beta) \right] + \frac{\partial S_1}{\partial \beta} \cdot \Delta \beta\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta S_1 &= \frac{2}{1 - \cos(\delta)} \left[\left(\Delta C_{ges} + \frac{\pi}{180^\circ} \left(\Delta \delta \frac{\sin(\delta)}{1 - \cos(\delta)} C + 2 D \cdot \Delta \beta \right) \right) \cdot \cos(2\beta) \right] \\ &\quad + \frac{2}{1 - \cos(\delta)} \left[\left(\Delta D_{ges} + \frac{\pi}{180^\circ} \left(\Delta \delta \frac{\sin(\delta)}{1 - \cos(\delta)} D - 2 C \cdot \Delta \beta \right) \right) \cdot \sin(2\beta) \right]\end{aligned}\quad (\text{A.26})$$

für den S_2 -Parameter

$$\begin{aligned}\Delta S_2 = & \frac{2}{1 - \cos(\delta)} \left[\left(\Delta D_{ges} + \frac{\pi}{180^\circ} \left(\Delta \delta \frac{\sin(\delta)}{1 - \cos(\delta)} D + 2 C \cdot \Delta \beta \right) \right) \cdot \cos(2\beta) \right] \\ & + \frac{2}{1 - \cos(\delta)} \left[\left(\Delta C_{ges} + \frac{\pi}{180^\circ} \left(\Delta \delta \frac{\sin(\delta)}{1 - \cos(\delta)} C - 2 D \cdot \Delta \beta \right) \right) \cdot \sin(2\beta) \right]\end{aligned}\quad (\text{A.27})$$

für den S_3 -Parameter

$$\Delta S_3 = \frac{2}{\sin(x)} \left[\Delta B_{ges} + 2 \frac{1}{\tan(\delta)} \frac{\pi}{180^\circ} \Delta \delta \cdot B \right] \quad (\text{A.28})$$

für die lineare Polarisation

$$\begin{aligned}\Delta P_{Lin} = & \frac{2}{1 - \cos(\delta)} \left[\frac{\sin(\delta)}{1 - \cos(\delta)} \sqrt{C^2 + D^2} \frac{\pi}{180^\circ} \Delta \delta + \frac{\Delta C \cdot C + \Delta D \cdot D}{\sqrt{C^2 + D^2}} \right] \\ = & \frac{1}{1 - \cos(\delta)} \left[\sin(\delta) \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \frac{\pi}{180^\circ} \Delta \delta + 2 \frac{\Delta C \cdot C + \Delta D \cdot D}{\sqrt{C^2 + D^2}} \right]\end{aligned}\quad (\text{A.29})$$

für die Gesamtpolarisation

$$\begin{aligned}\Delta P_{ges} = & \frac{\left[\left(\frac{4 \sin(\delta)}{(1 - \cos(\delta))^3} (C^2 + D^2) + \frac{1}{\tan(\delta) \sin^2(\delta)} B^2 \right) \frac{\pi}{180^\circ} \Delta \delta \right]}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^3}} \\ & + \frac{\left[\frac{4}{(1 - \cos(\delta))^2} (\Delta C \cdot C + \Delta D \cdot D) + \frac{1}{\sin^2(\delta)} \Delta B \cdot B \right]}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^3}}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta P_{ges} = & \frac{\left[\left(\frac{\sin(\delta)}{1 - \cos(\delta)} (S_1^2 + S_2^2) + \frac{1}{\tan(\delta)} S_3^2 \right) \frac{\pi}{180^\circ} \Delta \delta \right]}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^3}} \\ & + \frac{\left[\frac{4}{(1 - \cos(\delta))^2} (\Delta C \cdot C + \Delta D \cdot D) + \frac{1}{\sin^2(\delta)} \Delta B \cdot B \right]}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^3}}\end{aligned}\quad (\text{A.30})$$

für den horizontalen Feldanteil

$$\Delta \langle E_x \rangle^2 = \frac{1}{2} [\Delta A_{ges} + \Delta C_{ges}] \quad (\text{A.31})$$

für den vertikalen Feldanteil

$$\Delta \langle E_y \rangle^2 = \frac{1}{2} \left[\Delta A_{ges} + \frac{3 + \cos(\delta)}{(1 - \cos(\delta))^2} \cdot \Delta C_{ges} + \frac{4 \sin(\delta)}{(1 - \cos(\delta))^2} \frac{\pi}{180^\circ} C \cdot \Delta \delta \right] \quad (\text{A.32})$$

Für den Fehler der Ausrichtung der $\lambda/4$ -Platte bedeutet diese Transformation eine zusätzliche Addition des Fehlers der Ausrichtung des Polarisators auf den ursprünglichen Fehler. So ergibt sich $\Delta \alpha_{ges} = 1.8 + 1.2 = 3^\circ$. Der Fehler für die Unsicherheit des Winkels θ ergänzt sich also um die Terme:

$$\Delta A_\theta = 0 , \quad (\text{A.33})$$

$$\Delta B_\theta = \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N 2 I_n \cos(2\theta) \cdot \frac{\pi}{180^\circ} \Delta \alpha_{ges} , \quad (\text{A.34})$$

$$\Delta C_\theta = \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N 4 I_n \sin(4\theta) \cdot \frac{\pi}{180^\circ} \Delta \alpha_{ges} , \quad (\text{A.35})$$

$$\Delta D_\theta = \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N 4 I_n \cos(4\theta) \cdot \frac{\pi}{180^\circ} \Delta \alpha_{ges} . \quad (\text{A.36})$$

Die Fehler der Ausrichtung der $\lambda/4$ -Platte $\Delta \alpha$ und der Transmissionsachse des Polarisators $\Delta \beta$ sowie der Fehler der Verschiebung der $\lambda/4$ -Platte sind systematischer Natur. Für die vergleichenden Messungen mit angelegten Magnetfeldern ändern sie sich nicht. Sie führen zu den jeweils gleichen Abweichungen und können für den Vergleich ausgeblendet werden.

A.5.3 Kosmische Strahlung und Hintergrundrauschen

Gleichzeitig lässt sich über die Vielzahl der aufgenommenen Hintergründe gleicher Messmethode in dieser Masterthesis eine Varianz der gemessenen Hintergrundintensität jedes Pixels ermitteln. Das Rauschen beträgt im Mittel $\Delta = 0.2$ Counts/s. Unterhalb dieser Grenze ist eine Änderung nicht signifikant.

Um zu verhindern, dass durch Rauschen oder kosmische Strahlen das Ergebnis verzerrt wurde, werden Pixel mit einem Polarisationsgrad $DOP \geq 2$ aus den Bildern entfernt, sie erscheinen weiß.

A.6 Ergänzungen zur Berechnung der Stokes-Parameter

In der Literatur finden sich vereinzelt Berechnungen $B \sim \sum_{n=1}^N I_n \sin(2\theta)$ [73, 74], von solch einer Berechnungen wird in dieser Masterthesis Abstand genommen:

Für gesamtheitlich linkszirkular polarisiertes Licht ($S_0 = 1, S_3 = -1$) ergibt sich nach Gl. 3.4 die Gesamtintensität zu

$$I(\theta) = \frac{1}{2} [S_0 + S_3 \sin(2\theta)] = \frac{1}{2} (1 - \sin(2\theta)). \quad (\text{A.37})$$

Eine Faltung nach [68] mit einem Kosinus- statt Sinusterm zur Berechnung des Fourierkoeffizienten B führt zum Widerspruch, nur mit dem Sinus ist folglich die korrekte Berechnung des S_3 -Parameters möglich.

$$S_3^* = B^* = \frac{2}{\pi} \int_0^{2\pi} d\theta I(\theta) \cos(2\theta) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\theta (1 - \sin(2\theta)) \cos(2\theta) = 0 \quad (\text{A.38})$$

$$S_3 = B = \frac{2}{\pi} \int_0^{2\pi} d\theta I(\theta) \sin(2\theta) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\theta (1 - \sin(2\theta)) \sin(2\theta) = -1 \quad (\text{A.39})$$

A.7 Spin Injektion

Die Überbevölkerung eines Spinzustandes durch externe Einflüsse wird als *Spin Injektion* bezeichnet und kann über verschiedene Wege erreicht werden. Zunächst ist es möglich, einen ausgewählten Bandübergang durch polarisiertes Licht zu begünstigen. Beschränkt man sich energetisch auf die HH- und LH-Bänder, so wäre mit zirkulär polarisiertem Licht eine Polarisation $P = \frac{3-1}{3+1} = 50\%$ ($P_{\text{spin}} = 2 \cdot P_{\text{circ}}$) zu erwarten. Durch die geringe Aufspaltung beider Bänder kommt es jedoch zu einem Überlapp beider strahlenden Übergänge, so dass Elektronen beider Bänder angeregt und, daraus resultierend, beide Polarisationszustände gleichzeitig besetzt werden. Für die maximale Polarisation gilt hier:

$$a^2 = \frac{\alpha_B}{\alpha_A} \quad (\text{A.40})$$

$$a = \frac{1}{x \cdot \sqrt{\frac{1}{x^2} + 1}} \quad x = \frac{-(\Delta_1 - \Delta_2) + \sqrt{(\Delta_1 - \Delta_2)^2 + 8 \cdot (\Delta_3)^2}}{2\sqrt{2} \cdot \Delta_3} \quad (\text{A.41})$$

mit den Anregungswahrscheinlichkeiten der Valenzbänder A und B $\alpha_{A,B}$, dem Kristall-Feld Parameter für ZnO $\Delta_1 = 43$ meV sowie der parallelen und orthogonalen Spin-

Bahn-Parameter bezüglich der c-Achse $\Delta_2 = \Delta_3 = \Delta_{SO}/3 = 5.3$ meV [80] ergibt sich eine maximale Polarisation $P_{max} = 1.5\%$. Somit ist eine optische Polarisation für unser Materialsystem quasi ausgeschlossen [81, S. 299], da auch eine lineare Polarisation des Lichtes beide Spinzustände gleichermaßen bevölkert.

Magnetfelder bieten eine weitere Möglichkeit die Überpopulation eines Spinzustandes herbeizuführen. Durch die Zeeman-Aufspaltung 2.6.1 wird die Entartung der beiden Spinzustände des Leitungsbandes aufgehoben. Entsprechend stellt sich das thermische Gleichgewicht zugunsten des energetisch abgesenkten Zustandes neu ein.

Da elektrische Felder in dieser Thesis keine Verwendung finden, wird eine elektrische Spin Injektion hier nicht betrachtet, soll der Vollständigkeit halber aber erwähnt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Moore's deviation. In: Nature nanotechnology 12 (2017), Nr. 12, S. 1105
- [2] TOM SIMONITE: Computing at the Speed of Light: Replacing metal wiring with fiber optics could change everything from supercomputers to laptops. In: MIT Technology Review (2010)
- [3] R. COLIN JOHNSON: Terahertz Optical Transistors Beat Silicon: 300 femtoseconds switching time approx. 5,000 times faster. In: EE Times (2015)
- [4] TOUCH, Joe ; BADAWY, Abdel-Hameed ; SORGER, Volker J.: Optical computing. In: Nanophotonics 6 (2017), Nr. 3, S. 405
- [5] CREDENCE RESEARCH: Lab-On-A-Chip Market By Product - Growth, Future Prospects And Competitive Analysis 2017 – 2025. (2017)
- [6] ZIMMLER, Mariano A. ; CAPASSO, Federico ; MÜLLER, Sven ; RONNING, Carsten: Optically pumped nanowire lasers: Invited review. In: Semiconductor Science and Technology 25 (2010), Nr. 2, S. 024001
- [7] EICHHORN, Marc: Laserphysik. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2013
- [8] SIDIROPOULOS, Themistoklis P. H. ; RÖDER, Robert ; GEBURT, Sebastian ; HESS, Ortwin ; MAIER, Stefan A. ; RONNING, Carsten ; OULTON, Rupert F.: Ultrafast plasmonic nanowire lasers near the surface plasmon frequency. In: Nature Physics 10 (2014), Nr. 11, S. 870
- [9] QIU, Chenguang ; ZHANG, Zhiyong ; XIAO, Mengmeng ; YANG, Yingjun ; ZHONG, Donglai ; PENG, Lian-Mao: Scaling carbon nanotube complementary transistors to 5-nm gate lengths. In: Science 355 (2017), Nr. 6322, S. 271–276
- [10] LOHMANN, Adolf W.: Polarization and optical logic. In: Applied Optics 25 (1986), Nr. 10, S. 1594
- [11] SRIKANT, V. ; CLARKE, D. R.: On the optical band gap of zinc oxide. In: Journal of Applied Physics 83 (1998), Nr. 10, S. 5447–5451
- [12] RÖDER, Robert: Semiconductor nanowire based coherent light sources - temporal dynamics and tunability. Jena, Friedrich-Schiller-Universität, Dissertation, 2016
- [13] EPSTEIN, R. J. ; MALAJOVICH, I. ; KAWAKAMI, R. K. ; CHYE, Y. ; HANSON, M. ; PETROFF, P. M.; GOSSARD, A. C. ; AWSCHALOM, D. D.: Spontaneous spin coherence in n -GaAs produced by ferromagnetic proximity polarization. In: Physical Review B 65 (2002), Nr. 12, S. 787
- [14] KLINGSHIRN, Claus F. ; MEYER, Bruno K. ; WAAG, Andreas ; HOFFMANN, Axel ; GEURTS, Jean: Springer Series in Materials Science. Bd. 120: Zinc Oxide: From Fundamental Properties Towards Novel Applications. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. – ISBN 9783642105760
- [15] IVANOV, I. ; POLLMANN, J.: Electronic structure of ideal and relaxed surfaces of ZnO: A prototype ionic wurtzite semiconductor and its surface properties. In: Physical Review B 24 (1981), Nr. 12, S. 7275–7296

- [16] PARK, Y. S. ; SCHNEIDER, J. R.: Index of Refraction of ZnO. In: Journal of Applied Physics 39 (1968), Nr. 7, S. 3049–3052
- [17] WIKIPEDIA: Wurtzite polyhedra. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Wurtzite_polyhedra.png
- [18] KLINGSHIRN, Claus: Semiconductor optics: With 20 tables. 3. ed. Berlin, Heidelberg : Springer, 2007
- [19] HARANATH, D. ; SAHAI, Sonal ; JOSHI, Amish G. ; GUPTA, Bipin K. ; SHANKER, V.: Investigation of confinement effects in ZnO quantum dots. In: Nanotechnology 20 (2009), Nr. 42, S. 425701
- [20] DVORAK, Marc ; WEI, Su-Huai ; WU, Zhigang: Origin of the variation of exciton binding energy in semiconductors. In: Physical review letters 110 (2013), Nr. 1, S. 016402
- [21] MANG, A. ; REIMANN, K. ; ST. RÜBENACKE: Band gaps, crystal-field splitting, spin-orbit coupling, and exciton binding energies in ZnO under hydrostatic pressure. In: Solid State Communications 94 (1995), Nr. 4, S. 251–254
- [22] ZHANG, X. H. ; CHUA, S. J. ; YONG, A. M. ; YANG, H. Y. ; LAU, S. P. ; YU, S. F. ; SUN, X. W. ; MIAO, Lei ; TANEMURA, Masaki ; TANEMURA, Sakae: Exciton radiative lifetime in ZnO nanorods fabricated by vapor phase transport method. In: Applied Physics Letters 90 (2007), Nr. 1, S. 013107
- [23] HOPFIELD, J. J.: Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals. In: Physical Review 112 (1958), Nr. 5, S. 1555–1567
- [24] RICHTERS, Jan-Peter: Optische Eigenschaften von ZnO-Nanodrähten: Einfluss von Oberflächenbehandlungen und hohen Anregungsdichten, Universität Bremen, Dissertation, 2010
- [25] CORFDIR, Pierre ; ABID, Mohamed ; MOUTI, Anas ; STAELMANN, Pierre A. ; PAPA, Elisa ; ANSERMET, Jean-Philippe ; GANIÈRE, Jean-Daniel ; DEVEAUD-PLÉDRAN, Benoît: Biexciton emission and crystalline quality of ZnO nano-objects. In: Nanotechnology 22 (2011), Nr. 28, S. 285710
- [26] KLINGSHIRN, C.: The Luminescence of ZnO under High One- and Two-Quantum Excitation. In: physica status solidi (b) 71 (1975), Nr. 2, S. 547–556
- [27] PRILLER, H. ; BRÜCKNER, J. ; GRUBER, Th. ; KLINGSHIRN, C. ; KALT, H. ; WAAG, A. ; KO, H. J. ; YAO, T.: Comparison of linear and nonlinear optical spectra of various ZnO epitaxial layers and of bulk material obtained by different experimental techniques. In: physica status solidi (b) 241 (2004), Nr. 3, S. 587–590
- [28] HVAM, J. M. ; BLATTNER, G. ; REUSCHER, M. ; KLINGSHIRN, C.: The Biexciton Levels and Nonlinear Optical Transitions in ZnO. In: physica status solidi (b) 118 (1983), Nr. 1, S. 179–189
- [29] BURSTEIN, Elias: Anomalous Optical Absorption Limit in InSb. In: Physical Review 93 (1954), Nr. 3, S. 632–633
- [30] VARSHNI, Y. P.: Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. In: Physica 34 (1967), Nr. 1, S. 149–154

- [31] GROSS, Rudolf ; MARX, Achim: Festkörperphysik. 2., aktualisierte Aufl. Berlin : De Gruyter, 2014 (Studium). – ISBN 9783110358704
- [32] MAIER, Stefan A.: Plasmonics: Fundamentals and applications. New York : Springer, op. 2010. – ISBN 0387378251
- [33] KNEUBÜHL, Fritz K. ; SIGRIST, Markus W.: Laser. 7., überarb. und erw. Aufl. Wiesbaden : Vieweg + Teubner, 2008 (Studium)
- [34] MASLOV, A. V. ; NING, C. Z.: Reflection of guided modes in a semiconductor nanowire laser. In: Applied Physics Letters 83 (2003), Nr. 6, S. 1237–1239
- [35] GEBURT, Sebastian: Lasing and ion beam doping of semiconductor nanowires. Jena, Friedrich-Schiller-Universität, Dissertation, 2012
- [36] BOHNERT, K. ; SCHMIEDER, G. ; KLINGSHIRN, C.: Gain and Reflection Spectroscopy and the Present Understanding of the Electron-Hole-Plasma in II-VI Compounds. In: physica status solidi (b) 98 (1980), Nr. 1, S. 175–188
- [37] ZAPF, Maximilian: Emission tuning of CdS nanowires by temperature and strain. Jena, Friedrich-Schiller-Universität, Masterarbeit, 2016
- [38] RICHTERS, J. P. ; KALDEN, J. ; GNAUCK, M. ; RONNING, C. ; DIETRICH, C. P. ; WENCKSTERN, H. von ; GRUNDMANN, M. ; GUTOWSKI, J. ; VOSS, T.: Modal gain and its diameter dependence in single-ZnO micro- and nanowires. In: Semiconductor Science and Technology 27 (2012), Nr. 1, S. 015005
- [39] MASLOV, A. V. ; NING, C. Z.: Modal gain in a semiconductor nanowire laser with anisotropic bandstructure. In: IEEE Journal of Quantum Electronics 40 (2004), Nr. 10, S. 1389–1397
- [40] YAO, Takafumi ; HONG, Soon-Ku: Advances in materials research. Bd. 12: Oxide and nitride semiconductors: Processing, properties and applications. Berlin and London : Springer, 2009. – ISBN 3540888470
- [41] PAN, Anlian ; LIU, Dan ; LIU, Ruibin ; WANG, Feifei ; ZHU, Xing ; ZOU, Bingsuo: Optical waveguide through CdS nanoribbons. In: Small (Weinheim an der Bergstrasse, Germany) 1 (2005), Nr. 10, S. 980–983
- [42] VOSS, Tobias ; SVACHA, Geoffry T. ; MAZUR, Eric ; MÜLLER, Sven ; RONNING, Carsten ; KONJHODZIC, Denan ; MARLOW, Frank: High-order waveguide modes in ZnO nanowires. In: Nano letters 7 (2007), Nr. 12, S. 3675–3680
- [43] ZIMMLER, Mariano A. ; BAO, Jiming ; CAPASSO, Federico ; MÜLLER, Sven ; RONNING, Carsten: Laser action in nanowires: Observation of the transition from amplified spontaneous emission to laser oscillation. In: Applied Physics Letters 93 (2008), Nr. 5, S. 051101
- [44] CASPERSON, Lee W.: Threshold characteristics of multimode laser oscillators. In: Journal of Applied Physics 46 (1975), Nr. 12, S. 5194–5201

- [45] COLLETT, Edward: Optical engineering. Bd. 36: Polarized light: Fundamentals and applications. New York : Dekker, 1993. – ISBN 0824787293
- [46] STOKES, G. G.: On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources. In: Transactions of the Cambridge Philosophical Society 9 (1851), S. 399
- [47] SCHAEFER, Beth ; COLLETT, Edward ; SMYTH, Robert ; BARRETT, Daniel ; FRAHER, Beth: Measuring the Stokes polarization parameters. In: American Journal of Physics 75 (2007), Nr. 2, S. 163–168
- [48] DIRAC, P. A. M.: The Quantum Theory of the Emission and Absorption of Radiation. In: Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences 114 (1927), Nr. 767, S. 243–265
- [49] DYAKONOV, Mikhail I.: Spin Physics in Semiconductors. 1. Aufl. s.l. : Springer-Verlag, 2008 (Springer Series in Solid-State Sciences, 157)
- [50] ŽUTIĆ, Igor ; FABIAN, Jaroslav ; DAS SARMA, S.: Spintronics: Fundamentals and applications. In: Reviews of Modern Physics 76 (2004), Nr. 2, S. 323–410
- [51] FABIAN, Jaroslav ; MATOS-ABIAGUE, Alex ; ERTLER, Christian ; STANO, Peter ; ŽUTIĆ, Igor: Semiconductor spintronics. In: Acta Physica Slovaca. Reviews and Tutorials 57 (2007), Nr. 4-5, S. 75313
- [52] ELLIOTT, R. J.: Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors. In: Physical Review 96 (1954), Nr. 2, S. 266–279
- [53] YAFET, Y.: g Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons. In: SEITZ, Frederick (Hrsg.) ; EHRENREICH, Henry (Hrsg.): Solid state physics Bd. 14. New York, NY : Academic Press, 1963. – ISBN 9780126077148, S. 1–98
- [54] BOGUSLAWSKI, P.: Electron-electron spin-flip scattering and spin relaxation in III-V and II-VI semiconductors. In: Solid State Communications 33 (1980), Nr. 3, S. 389–391
- [55] BUYANOVA, I. A. ; MURAYAMA, A. ; FURUTA, T. ; OKA, Y. ; NORTON, D. P. ; PEARTON, S. J. ; OSINSKY, A. ; DONG, J. W. ; TU, C. W. ; CHEN, W. M.: Spin Dynamics in ZnO-Based Materials. In: J. Supercond. Nov. Magn. 23 (2010), Nr. 1, S. 161–165
- [56] WHITTAKER, D. M. ; KINSLER, P. ; FISHER, T. A. ; SKOLNICK, M. S. ; ARMITAGE, A. ; AFSHAR, A. M. ; STURGE, M. D. ; ROBERTS, J. S.: Motional Narrowing in Semiconductor Microcavities. In: Physical Review Letters 77 (1996), Nr. 23, S. 4792
- [57] DYAKONOV, M. I. ; PEREL, V. I.: Spin Orientation of Electrons Associated with the Interband Absorption of Light in Semiconductors. In: Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics (1971), Nr. 33, S. 1053
- [58] BRONOLD, Franz X. ; MARTIN, Ivar ; SAXENA, Avadh ; SMITH, Darryl L.: Magnetic-field dependence of electron spin relaxation in n -type semiconductors. In: Physical Review B 66 (2002), Nr. 23, S. 1488

- [59] HANLE, Wilhelm: Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz. In: Z. Physik (Zeitschrift für Physik) 30 (1924), Nr. 1, S. 93–105
- [60] WAGNER, R. S. ; ELLIS, W. C.: VAPOR–LIQUID–SOLID MECHANISM OF SINGLE CRYSTAL GROWTH. In: Applied Physics Letters 4 (1964), Nr. 5, S. 89–90
- [61] THIELMANN, Andreas: Lasing in Halbleiternanodrähten. Jena, Friedrich-Schiller-Universität, Diplomarbeit, 2011
- [62] JEN-RU CHEN ; POK LAM TSE: MgO/Co Thin Film Magnetization. 2017
- [63] WOLFGANG DEMTRÖDER: Experimentalphysik 2. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2009. – ISBN 978–3–540–68210–3
- [64] ALEXANDER FRANZEN: ComponentLibrary. 2006
- [65] ZAPF, Maximilian ; RONNING, Carsten ; RÖDER, Robert: High temperature limit of semiconductor nanowire lasers. In: Appl. Phys. Lett. 110 (2017), Nr. 17, S. 173103
- [66] TOM MICHALSKY: Orts- und winkelaufgelöste Photolumineszenzspektroskopie an ZnO basierten Mikroresonatoren, Universität Leipzig, Masterarbeit, 2012
- [67] RIEDIGER, Max: Emissionscharakteristik von ZnO-Nanodrahtlasern. Jena, Friedrich-Schiller-Universität, Masterarbeit, 2015
- [68] GOLDSTEIN, Dennis: Polarized Light. Hoboken : Marcel Dekker Inc, 2003. – ISBN 9780824740535
- [69] NYQUIST, H.: Certain Topics in Telegraph Transmission Theory. In: Transactions of the American Institute of Electrical Engineers 47 (1928), Nr. 2, S. 617–644
- [70] SHANNON, C. E.: Communication in the Presence of Noise. In: Proceedings of the IRE 37 (1949), Nr. 1, S. 10–21
- [71] THORLABS: WPQ05M-405 Retardance. https://www.thorlabs.com/newgroupage9.cfm?objectgroup_id=7234#
- [72] WILLIAMS, Paul A.: Rotating-wave-plate Stokes polarimeter for differential group delay measurements of polarization-mode dispersion. In: Applied Optics 38 (1999), Nr. 31, S. 6508
- [73] BERRY, H. G. ; GABRIELSE, G. ; LIVINGSTON, A. E.: Measurement of the Stokes parameters of light. In: Applied optics 16 (1977), Nr. 12, S. 3200–3205
- [74] TU DARMSTADT: Polarisationsanalyse von Licht mittels Stokes-Formalismus
- [75] WILLE, Marcel ; STURM, Chris ; MICHALSKY, Tom ; RÖDER, Robert ; RONNING, Carsten ; SCHMIDT-GRUND, Rüdiger ; GRUNDMANN, Marius: Carrier density driven lasing dynamics in ZnO nanowires. In: Nanotechnology 27 (2016), Nr. 22, S. 225702
- [76] O. MADELUNG: Landolt-Börnstein. Berlin : Springer, 1984

- [77] SAXENA, Dhruv ; WANG, Fan ; GAO, Qian ; MOKKAPATI, Sudha ; TAN, Hark H. ; JAGADISH, Chennupati: Mode Profiling of Semiconductor Nanowire Lasers. In: Nano letters 15 (2015), Nr. 8, S. 5342–5348
- [78] JACOPIN, Gwenole ; RIGUTTI, Lorenzo ; BUGALLO, Andres De L. ; JULIEN, François Henry ; BARATTO, Camilla ; COMINI, Elisabetta ; FERRONI, Matteo ; TCHERNYCHEVA, Maria: High degree of polarization of the near-band-edge photoluminescence in ZnO nanowires. In: Nanoscale Res. Lett. 6 (2011), Nr. 1, S. 501
- [79] ROEDER, Robert ; SIDIROPOULOS, Themistoklis P. H. ; BUSCHLINGER, Robert ; RIEDIGER, Max ; PESCHEL, Ulf ; OULTON, Rupert F. ; RONNING, Carsten: Mode Switching and Filtering in Nanowire Lasers. In: Nano letters 16 (2016), Nr. 4, S. 2878–2884
- [80] REYNOLDS, D. C. ; LOOK, D. C. ; JOGAI, B. ; LITTON, C. W. ; CANTWELL, G. ; HARSH, W. C.: Valence-band ordering in ZnO. In: Physical Review B 60 (1999), Nr. 4, S. 2340
- [81] MORKOÇ, Hadis ; ÖZGÜR, Ümit: Zinc oxide: Fundamentals, materials and device technology. Weinheim : Wiley-VCH, 2009. – ISBN 9783527408139

Danksagung

Zum Ende dieser Thesis möchte ich meinen Dank all denjenigen aussprechen, die mich mit viel Rat und Tat durch diese Masterthesis begleitet haben.

Zunächst einmal möchte ich mich ganz herzlich bei Prof. Carsten Ronning dafür bedanken, dass er mir als Masterand ermöglichte, Teil seiner Forschergruppe zu sein, und auch dafür, dass er mir dieses spannende Thema zur Masterthesis gegeben hat. Ich möchte mich insbesondere für die lehrreichen Diskussionsrunden mit Dir bedanken, die auch Großen Anteil am gelingen dieser Masterthesis beigetragen haben, für die vielen hilfreichen Ratschläge, nicht nur in Bezug auf diese Thesis, und für die Möglichkeit, dass ich bei der DPG-Tagung in Berlin einen Vortrag halten durfte. Ich möchte mich bei Dir für die tolle Betreuung meiner Masterthesis und meiner Masterandenzeit bedanken! Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Claudia Schnohr für ihre Übernahme der Zweitkorrektur, was ich nicht als selbstverständlich erachte.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer und Büronachbarn Maximilian Zapf, der sich mit unermüdlicher Geduld um meine vielen Fragen gekümmert hat. Kaum eine Woche verging ohne längere Diskussion am Whiteboard oder über den Messdaten. Diese Diskussionen haben maßgeblich zu meinem Verständnis über das Thema meiner Masterthesis beigetragen und mich fachlich vorangebracht. Seine Ratschläge, Korrekturen und Anmerkungen waren mir stets eine große Hilfe. Danke Max!

Auch Robert Röder möchte ich meinen Dank für so manche gute Idee zu den Messdaten aussprechen.

Ich bedanke mich bei Frank Jehn für seine Unterstützung beim Designen und Planen der Helmholtzspule und bei dem Werkstatt-Team für die schnelle Anfertigung.

Bedanken möchte ich mich weiterhin bei meinen anderen Bürokollegen aus der 205, Maurizio Ritzer und Dr. Sven Schönherr (sowie dem Dauergast Martin Hafermann), für die tolle Büroatmosphäre und so manch lustigen Insider, bei der kompletten diensttäglichen Gruppenrunde für den vielen Input und die Unterstützung sowie bei allen weiteren Mitarbeitern, Wissenschaftlern und Studenten des Roten Hauses.

Bei meinen beiden Corps bedanke ich mich für den steten Rückhalt, so manchen bierseiligen Abend und allgemein für die herrliche Zerstreuung während meiner Studienzeit, die sie mir so besonders und unvergesslich gemacht hat. Vivat!

Abschließend möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, speziell bei meinem Bruder für das herausragende Korrekturlesen und bei meinen Eltern, die mich durch mein komplettes Studium hindurch so sehr unterstützt haben. Ohne Euch wäre all dies nicht möglich geworden, Euch gilt mein tiefster Dank!

Erklärung zur Nutzung durch die Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Masterarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, 01.08.2018

Selbständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet habe und die den benutzten Werken inhaltlich und wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Jena, 01.08.2018