

ANORGANISCH-ORGANISCHE  
HYBRIDSYSTEME ALS  
FUNKTIONSSTRUKTUREN FÜR DIE  
INTEGRIERTE OPTOELEKTRONIK

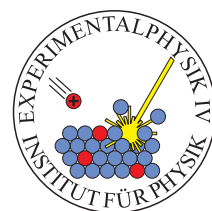
Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Universität Augsburg

vorgelegt von  
Thomas Wehlus

Stadtbergen, Januar 2011



Universität Augsburg  
Mathematisch-Naturwissenschaftliche  
Fakultät



Erstgutachter: Prof. Dr. W. Brütting

Zweitgutachter: Prof. Dr. A. Wixforth

Tag der mündlichen Prüfung: 25.02.2011

# Inhaltsverzeichnis

|   |            |
|---|------------|
| <b>Abkürzungen</b>  | <b>III</b> |
| <b>1. Motivation</b>  | <b>1</b>   |
| <b>2. Einführung in die Magnetooptik</b>                                | <b>3</b>   |
| 2.1. Der Faraday-Effekt . . . . .                                       | 3          |
| 2.1.1. Phänomenologische Beschreibung . . . . .                         | 3          |
| 2.1.2. Mikroskopische Beschreibung . . . . .                            | 7          |
| 2.1.3. Anwendungsbeispiel: Optischer Isolator . . . . .                 | 8          |
| 2.2. Magnetooptische Granate . . . . .                                  | 9          |
| 2.2.1. Strukturelle Eigenschaften . . . . .                             | 10         |
| 2.2.2. Magnetische und optische Eigenschaften . . . . .                 | 12         |
| 2.2.3. Substituierte Eisengranate . . . . .                             | 13         |
| 2.2.4. Bismut-Eisen-Granat . . . . .                                    | 15         |
| 2.3. Deposition von Granatfilmen . . . . .                              | 16         |
| 2.3.1. Gepulste Laserablation . . . . .                                 | 16         |
| 2.3.2. Targetsynthese . . . . .   | 18         |
| <b>3. Grundlagen organischer Leuchtdioden</b>                           | <b>23</b>  |
| 3.1. Organische Halbleiter . . . . .                                    | 23         |
| 3.1.1. Ladungstransport . . . . .                                       | 24         |
| 3.1.2. Energieniveaus . . . . .   | 25         |
| 3.1.3. Exzitonen . . . . .  | 26         |
| 3.1.4. Fluoreszenz und Phosphoreszenz . . . . .                         | 27         |
| 3.1.5. Energietransfermechanismen . . . . .                             | 28         |
| 3.2. Organische Leuchtdioden . . . . .                                  | 28         |
| 3.2.1. Quantenausbeute . . . . .  | 30         |
| 3.2.2. Microcavity-Effekt und Purcell-Faktor . . . . .                  | 31         |
| 3.2.3. OLED-Stacks . . . . .  | 32         |
| <b>4. Grundlagen der Wechselwirkung von Licht und Materie</b>           | <b>37</b>  |
| 4.1. Der komplexe Brechungsindex . . . . .                              | 37         |
| 4.2. Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Grenzflächen . . . . . | 38         |
| 4.3. Der Transfermatrix-Formalismus . . . . .                           | 40         |
| 4.4. Wellenleitung . . . . .  | 43         |
| 4.5. Oberflächenplasmonen . . . . .                                     | 45         |

|  |            |
|--|------------|
| <b>5. Herstellung und Optimierung von BIG-Schichten</b>                                    | <b>49</b>  |
| 5.1. Herstellungsverfahren . . . . .   | 50         |
| 5.2. Wachstum von BIG auf Granatsubstraten . . . . .                                       | 52         |
| 5.2.1. Stand der Forschung . . . . .   | 52         |
| 5.2.2. Volumenwachstum . . . . .   | 54         |
| 5.3. Puffersysteme . . . . .   | 58         |
| 5.3.1. Stand der Forschung . . . . .   | 58         |
| 5.3.2. Reduktion von Rissen und Rauigkeiten . . . . .                                      | 60         |
| 5.3.3. Optische Charakterisierung der Puffer . . . . .                                     | 63         |
| 5.4. Glätten der BIG-Oberfläche . . . . .  | 66         |
| 5.5. Strukturierung von Granatschichten . . . . .  | 67         |
| 5.6. Optische Eigenschaften von BIG . . . . .  | 69         |
| 5.7. Simulation von BIG-Wellenleitern . . . . .  | 75         |
| <b>6. Simulation und Herstellung von Microcavity-OLED-Stacks</b>                           | <b>79</b>  |
| 6.1. Simulation von Microcavity-OLED-Stacks . . . . .                                      | 80         |
| 6.1.1. Das Simulationsprogramm PDCalc . . . . .  | 80         |
| 6.1.2. Optimierung der Microcavity . . . . .   | 82         |
| 6.1.3. Microcavity-OLEDs auf Granat-Schichtsystemen . . . . .                              | 93         |
| 6.2. Herstellung von Microcavity-OLED-Stacks auf Glas und Granat . . . . .                 | 96         |
| 6.2.1. Herstellung und Charakterisierung transparenter und leitfähiger<br>Anoden . . . . . | 96         |
| 6.2.2. Umsetzung der Simulationsergebnisse . . . . .                                       | 102        |
| 6.2.3. Optimierung der Microcavity-OLEDs . . . . .   | 106        |
| 6.3. Anwendung von Microcavity-OLEDs zur IQE Bestimmung . . . . .                          | 111        |
| <b>7. BIG-basierte magnetooptische Funktionsstrukturen</b>                                 | <b>115</b> |
| 7.1. Magnetooptische Sensorik . . . . .  | 115        |
| 7.1.1. Auflösung von magnetooptischen Sensorschichten . . . . .                            | 116        |
| 7.1.2. Kontrast von BIG-Sensorschichten . . . . .  | 121        |
| 7.1.3. Rauigkeit von BIG-Sensorschichten . . . . .   | 124        |
| 7.2. BIG-Wellenleiterstrukturen . . . . .  | 125        |
| 7.2.1. Mittels BIG funktionalisierte magnetooptische Wellenleiter . . . . .                | 126        |
| 7.2.2. Analyse des Wellenleiters . . . . .   | 129        |
| 7.3. Hybridsysteme aus Microcavity-OLEDs und BIG-Wellenleitern . . . . .                   | 131        |
| <b>8. Zusammenfassung und Ausblick</b>   | <b>135</b> |
| <b>A. Anhang</b>   | <b>139</b> |
| A.1. Verwendete Anlagen und Analysemethoden . . . . .                                      | 139        |
| A.2. Brechungsindizes und Emissionsspektren der verwendeten Materialien . . . . .          | 143        |
| A.3. Ionenabstände, -positionen und -winkel in YIG . . . . .                               | 145        |
| <b>Literaturverzeichnis</b>  | <b>147</b> |

## Abkürzungen

|                      |   |
|----------------------|---|
| AFM                  | Rasterkraftmikroskop, engl. Atomic Force Microscope                                       |
| Alq <sub>3</sub>     | Tris-(8-Hydroxyquinoline)Aluminum, siehe Abbildung 3.6                                    |
| BIG                  | Bismut-Eisen-Granat   |
| BPhen                | 4,7-Diphenyl-1,10-Phenanthrolin, siehe Abbildung 3.6                                      |
| CBP                  | 4,4'-N,N'-Dicarbazolyl-Biphenyl, siehe Abbildung 3.6                                      |
| EDX                  | Energiedispersive Röntgenspektroskopie,<br>engl. Energy-Dispersive X-Ray Spectroscopy     |
| ESEM                 | Environmental SEM   |
| F4-TCNQ              | 2,3,5,6-Tetrafluoro-7,7,8,8-Tetracyanochinodimethan,<br>siehe Abbildung 3.6               |
| FR                   | Faraday-Rotation  |
| GGG                  | Gadolinium-Gallium-Granat   |
| HOMO                 | Highest Occupied Molecular Orbital  |
| IQE                  | Interne Quanteneffizienz, engl. Internal Quantum Efficiency                               |
| Ir(ppy) <sub>3</sub> | Tris(Phenylpyridine)Iridium, siehe Abbildung 3.6  |
| ISC                  | Interkombination, engl. Inter System Crossing   |
| ITO                  | Indiumzinnoxid, engl. Indium Tin Oxide  |
| LPE                  | Flüssigphasenepitaxie, engl. Liquid Phase Epitaxy   |
| LUMO                 | Lowest Unoccupied Molecular Orbital   |
| MO                   | Magnetooptik  |
| OLED                 | Organische Leuchtdiode, engl. Organic Light Emitting Diode                                |
| PEDOT                | Poly(3,4-Ethylenedioxythiophene), siehe Abbildung 3.6                                     |
| PLD                  | Gepulste Laserablation, engl. Pulsed Laser Deposition                                     |
| PSF                  | Polyspirofluorene, siehe Abbildung 3.6  |
| PSS                  | Polystyrene Sulfonate, siehe Abbildung 3.6  |
| SEM                  | Rasterelektronenmikroskop, engl. Scanning Electron Microscope                             |
| TEM                  | Transmissionselektronenmikroskop,<br>engl. Transmission Electron Microscope               |
| TPD                  | N,N'-Diphenyl-N,N'-bis(3-Methylphenyl)-1,1'-Biphenyl-4,4-<br>Diamine, siehe Abbildung 3.6 |
| XRD                  | Röntgenbeugung, engl. X-Ray Diffraction   |
| YIG                  | Yttrium-Eisen-Granat  |
| ZnO:Al               | Aluminiumdotiertes Zinkoxid   |



# 1. Motivation

Organische Leuchtdioden (OLEDs) zählen zu den Lichtquellen der Zukunft. Aus OLEDs bestehende Displays zeichnen sich durch brillante Farben und hohen Kontrast aus. Im Beleuchtungssektor eingesetzt, fallen OLEDs durch angenehme Farbtemperaturen und hohe Effizienzen auf. Dies ist der Erfolg einer konsequenten Weiterentwicklung von OLEDs im vergangenen Jahrzehnt.

OLEDs sind wenige hundert Nanometer dicke, inkohärente Lichtquellen mit Lambert-scher Abstrahlcharakteristik. Eine ihrer Besonderheiten besteht in der Unabhängigkeit von speziellen Substraten. Einzig eine glatte Substrat-Oberfläche ist erforderlich. Dies macht OLEDs zu einer interessanten Lichtquelle für integrierte optische Systeme. In diesen sind Lichtquellen, Wellenleiter und weitere Bauteile wie Modulatoren oder optische Isolatoren auf einem Chip vereint.

Eine Anwendung von Bismut-Eisen-Granat (BIG) als Wellenleiter in Kombination mit OLEDs erscheint hoch interessant. Das magnetooptische BIG verfügt über einen sehr hohen Brechungsindex und ist außerdem das Material mit der höchsten bekannten Faraday-Rotation bei Raumtemperatur. Aufgrund seiner nichtlinearen optischen Eigenschaften würde der Einsatz von BIG in integrierten optischen Systemen eine Vielzahl von Anwendungen ermöglichen. Um BIG als Wellenleiter nutzen zu können, muss das eingekoppelte Licht jedoch linear polarisiert sein.

Durch den Einbau einer semitransparenten Metallschicht in eine OLED kann deren Abstrahlcharakteristik theoretisch so verändert werden, dass linear polarisiertes Licht unter einem engen Raumwinkel emittiert wird. Da in einer derart modifizierten OLED das Licht in einem doppelten Spiegelsystem aus Metallfilm und Kathode, der *Microcavity* gefangen ist, wird sie als Microcavity-OLED bezeichnet. Diese wurden entwickelt, um schmälere Emissionspektren zu erhalten und so die Farbreinheit der OLEDs zu verbessern. Durch die richtige Wahl der Parameter ist es außerdem möglich, das Verhältnis von s- zu p-polarisierter Emission zu verschieben. Dies würde Microcavity-OLEDs als Lichtquellen für den Einsatz in Hybridsystemen aus OLEDs und BIG-basierten magnetooptischen Bauteilen prädestinieren.

Ziel dieser Arbeit war der Aufbau eines solchen Hybridsystems: Mit der Verknüpfung von einem Wellenleiter aus Granatmaterial und einer Microcavity-OLED sollte ein magnetooptischer Modulator realisiert werden.

Nach einer Einführung in die Magnetooptik in Kapitel 2 werden in den Kapiteln 3 und 4 die theoretischen Grundlagen zu organischen Leuchtdioden sowie zur Wechselwirkung von Licht mit Materie gelegt.

In Kapitel 5 wird detailliert auf die Herstellung, Optimierung und Simulation BIG-basierter magnetooptischer Funktionsstrukturen eingegangen. Bei der generellen Optimierung von BIG-Schichten bezüglich Rauigkeit und Rissbildung sind hier neben der Anwendung als Wellenleiter auch andere Bereiche, beispielsweise die magnetooptische Sensorik, im Fokus. Zur Bildung eines Wellenleiters werden Methoden zur Granatstrukturierung untersucht und außerdem eine komplette Charakterisierung der optischen Eigenschaften von BIG vorgenommen. Mit den ermittelten optischen Konstanten wird das Verhalten von BIG als Wellenleiter simuliert.

Im Anschluss daran wird in Kapitel 6, beginnend mit der Frage nach der optimalen Spiegelschicht, über das Finden der idealen Abstrahlcharakteristik, bis hin zur Variation der Lumineszenzlebenszeit, eine vollständige Optimierung der Microcavity-OLED mittels Bauteilsimulation vorgenommen. Die gewonnenen Ergebnisse werden in einem zweiten Schritt umgesetzt und der Weg zu einer stabilen Microcavity-OLED auf Granat aufgezeigt. Außerdem wird eine Methode zur Bestimmung der intrinsischen strahlenden Quanteneffizienz einer Microcavity-OLED entwickelt, bei der lediglich die Dicke des semitransparenten Metallfilms variiert.

Die Ergebnisse der Optimierungen und Simulationen finden dann ihre Anwendung in der Untersuchung konkreter Bauteile (Kapitel 7). Zunächst werden magnetooptische Sensorschichten aus BIG vorgestellt und hinsichtlich ihrer Auflösung und ihres Kontrastes analysiert. Danach wird ein mittels BIG funktionalisierter magnetooptischer Wellenleiter präsentiert und charakterisiert. Den Abschluss bildet schließlich die Untersuchung eines magnetooptischen Modulators, aufgebaut als Hybridsystem aus Microcavity-OLED und funktionalisiertem Wellenleiter.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse und einem Ausblick (Kapitel 8).



## 2. Einführung in die Magnetooptik

### 2.1. Der Faraday-Effekt

Im Jahre 1846 veröffentlichte Michael Faraday seine Entdeckung, dass sich die Polarisations Ebene von linear polarisiertem Licht während der Transmission durch Quarzglas drehte, sofern sich das Quarzglas in einem externen Magnetfeld befand [36]. Der Winkel dieser *Faraday-Drehung*  $\theta(\omega)$  ist von der Wellenlänge des Lichts  $\omega$  abhängig. Er folgt der einfachen Beziehung

$$\theta(\omega) = V(\omega) \cdot H \cdot d, \quad (2.1)$$

wobei  $V(\omega)$  eine material- und wellenlängenabhängige Konstante, die so genannte *Verdetkonstante*,  $H$  das lokale Magnetfeld parallel zur Lichtausbreitungsrichtung und  $d$  die Dicke des durchstrahlten Materials ist. August Kundt erkannte später bei Untersuchungen zum Faraday-Effekt an dünnen ferromagnetischen Materialschichten, dass nicht das lokale Magnetfeld, sondern die Magnetisierung des durchstrahlten Mediums für die Faraday-Drehung verantwortlich ist [73].

#### 2.1.1. Phänomenologische Beschreibung

Die folgende Darstellung ist den Literaturquellen [34, 35, 53, 59, 77, 128] entnommen.

Die Propagation von elektromagnetischen Wellen in dielektrischen Medien wird durch die makroskopischen Maxwell-Gleichungen in Materie beschrieben:

$$\nabla \vec{D} = \rho \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}} \quad (2.3)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \dot{\vec{D}} \quad (2.5)$$

$\vec{E}$  steht hierbei für das elektrische Feld,  $\vec{D}$  für die dielektrische Verschiebung,  $\vec{H}$  für die magnetische Feldstärke,  $\vec{B}$  für die magnetische Flussdichte,  $\rho$  für die elektrische Ladungsdichteverteilung und  $\vec{j}$  für die elektrische Stromdichteverteilung.

Des Weiteren gelten noch folgende Materialgleichungen:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \underline{\mu} \vec{H} , \quad (2.6)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \underline{\varepsilon} \vec{E} . \quad (2.7)$$

Hier steht  $\vec{P}$  für die elektrische Polarisation,  $\vec{M}$  für die Magnetisierung,  $\varepsilon_0$  für die Influenzkonstante des Vakuums und  $\mu_0$  für die Vakuumpermeabilität.  $\underline{\varepsilon}$  und  $\underline{\mu}$  bezeichnen den Dielektrizitäts- und den Permeabilitätstensor.

Im optischen Frequenzbereich kann die Magnetisierung  $\vec{M}$  dem hochfrequenten Feld der Lichtwelle nicht folgen. Es kann daher  $\underline{\mu} = 1$  gesetzt werden. So wird nur der Einfluss der statischen Magnetisierung  $\vec{M}$  berücksichtigt. Im optischen Frequenzbereich werden die magnetooptischen Effekte hauptsächlich durch elektronische Dipolübergänge verursacht.

Die Propagation von Licht lässt sich durch ebene Wellen der Form

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad (2.8)$$

beschreiben. Für sie ergibt sich aus den Maxwell-Gleichungen die Wellengleichung für das elektrische Feld  $\vec{E}$ :

$$\vec{k}(\vec{k}\vec{E}) + (k_0^2 \underline{\varepsilon} - \vec{k}^2) \vec{E} = 0 \quad (2.9)$$

mit der Vakuum-Wellenzahl  $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 = \omega^2 / c^2$  und  $\underline{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \underline{\varepsilon} + \frac{i\sigma}{\omega} \right)$ .

Die für die Lösung von Gleichung 2.9 entscheidende Größe ist der Tensor  $\underline{\varepsilon}$ . Er beschreibt die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie. Da seine Komponenten im Allgemeinen komplexwertig sind und von Wellenlänge und Magnetisierung abhängen, ist es sinnvoll, den magnetisierungsabhängigen Teil zu separieren:

$$\underline{\varepsilon} = \underline{\varepsilon}_0 + \Delta \underline{\varepsilon}(\vec{M}) . \quad (2.10)$$

Entwickelt man jetzt  $\Delta \underline{\varepsilon}(\vec{M})$  nach  $\vec{M}$ , so ergibt sich folgende Reihendarstellung:

$$\Delta \underline{\varepsilon}(\vec{M})_{i,j} = \sum_{k=1}^3 K_{ijk} M_k + \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 G_{ijkl} K_k M_l + \dots , \quad (2.11)$$

$\underline{K}$  bezeichnet den linearen und  $\underline{G}$  den quadratischen magnetooptischen Tensor. Weil  $\tilde{\underline{\epsilon}}$  die Onsager-Relation erfüllen muss und die kubische Kristallsymmetrie der in dieser Arbeit untersuchten Granate zu Vereinfachungen führt, folgt für die Elemente von  $\underline{K}$  und  $\underline{G}$ :

$$K_{123} = K_{231} = K_{312} = -K_{213} = -K_{321} = -K_{132} = K, \quad (2.12)$$

$$G_{iii} = G_{11}, \quad G_{ijj} = G_{12} \quad \text{und} \quad G_{ijij} = G_{44}, \quad (2.13)$$

wobei  $i, j = 1, 2, 3$  und  $i \neq j$ . Alle anderen Komponenten verschwinden. Der  $\underline{K}$ -Tensor ist invariant unter Drehung des Koordinatensystems, der  $\underline{G}$ -Tensor dagegen nicht.

Somit ergibt sich für den  $\tilde{\underline{\epsilon}}$ -Tensor eines homogen magnetisierten kubischen Kristalls:

$$\begin{aligned} \tilde{\underline{\epsilon}} = (n_0^2 + G_{12}M^2) \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & KM_3 & -KM_2 \\ -KM_3 & 0 & KM_1 \\ KM_2 & -KM_1 & 0 \end{pmatrix} + \\ \begin{pmatrix} (G_{11} - G_{12})M_1^2 & 2G_{44}M_1M_2 & 2G_{44}M_1M_3 \\ 2G_{44}M_1M_2 & (G_{11} - G_{12})M_2^2 & 2G_{44}M_2M_3 \\ 2G_{44}M_1M_3 & 2G_{44}M_2M_3 & (G_{11} - G_{12})M_3^2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

$n_0$  steht für den isotropen Brechungsindex.

Wählt man nun die Magnetisierung in z-Richtung  $\vec{M} = (0, 0, M)$ , dann vereinfacht sich der  $\tilde{\underline{\epsilon}}$ -Tensor folgendermaßen:

$$\tilde{\underline{\epsilon}} = \begin{pmatrix} n_0^2 + G_{12}M^2 & KM & 0 \\ -KM & n_0^2 + G_{12}M^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_0^2 + G_{11}M^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & \varepsilon_1 & 0 \\ -\varepsilon_1 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Für ebene Wellen, die sich in z-Richtung ausbreiteten  $\vec{k} = (0, 0, k)$ ,  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - kz)}$ , erhält man nun zwei Lösungen für Gleichung 2.9:

$$k^{\pm} = k_0 \tilde{n}^{\pm} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\perp} \pm i\varepsilon_1}. \quad (2.16)$$

$\tilde{n}^{\pm}$  ist der komplexe Brechungsindex. Wird diese Gleichung nun in Real- und Imaginärteil aufgespalten, so ergibt sich:

$$k^{\pm} = k_0 n^{\pm} - i \frac{\alpha^{\pm}}{2}. \quad (2.17)$$

Die zugehörigen Eigenmoden der ebenen Wellen sind links- und rechtszirkular polarisierte Wellen mit verschiedenen Brechungsindizes bzw. Phasengeschwindigkeiten  $n^\pm$  und Dämpfungen  $\alpha^\pm$ .

Da  $|G_{12}M^2| \ll n_0^2$  und  $|KM| \ll n_0^2$  gilt, erhält man für  $n^\pm$  und  $\alpha^\pm$  in guter Näherung:

$$n^\pm = n_0 + \frac{\mp \operatorname{Im}(K)M + \operatorname{Re}(G_{12})M^2}{2n_0}, \text{ und } \alpha^\pm = k_0 \frac{\pm \operatorname{Re}(K)M + \operatorname{Im}(G_{12})M^2}{n_0}. \quad (2.18)$$

Dies führt zu dem Effekt der *magnetischen zirkularen Doppelbrechung* (MCB):

$$\gamma := \frac{n^+ - n^-}{2} = -\frac{\operatorname{Im}(K)M}{2n_0}, \quad (2.19)$$

und dem Effekt des *magnetischen zirkularen Dichroismus* (MCD):

$$\xi := \frac{\alpha^+ - \alpha^-}{4} = k_0 \frac{\operatorname{Re}(K)M}{2n_0}. \quad (2.20)$$

Führt man nun den mittleren Brechungsindex  $n := \frac{n^+ + n^-}{2}$  und die halbe mittlere Dämpfung  $\alpha := \frac{\alpha^+ + \alpha^-}{4}$  ein, so kann Gleichung 2.17 auch wie folgt geschrieben werden:

$$k^\pm = k_0(n \pm \gamma) + i(\alpha \pm \xi). \quad (2.21)$$

Für den Fall verschwindender Absorption, d.h.  $\alpha^\pm = 0$ , liegt  $k^\pm$  reell vor. Daraus folgt, dass auch das Diagonalelement  $\varepsilon_\perp$  des  $\tilde{\varepsilon}$ -Tensors reell sein muss. Das rein imaginäre Nebendiagonalelement  $\varepsilon_1$  hingegen ist für die Faraday-Drehung ausschlaggebend, da es zur zirkularen Doppelbrechung führt.

Die Folge davon ist, dass sowohl links- als auch rechtszirkular polarisierte Lichtwellen beim Durchgang durch das magnetisierte Material der Dicke  $d$  eine Phasenverschiebung  $\Delta\phi = dk_0(n^+ - n^-)$  erfahren. Diese führt zu einer Drehung der Polarisationssebene des linear polarisierten Lichts um den Winkel

$$\theta = \frac{\Delta\phi}{2} = d \cdot \frac{k_0(n^+ - n^-)}{2} = d \cdot \theta_F. \quad (2.22)$$

Dies ist der Winkel der *Faraday-Drehung*. Die Drehung pro Längeneinheit  $\theta_F$  heisst *spezifische Faraday-Drehung*. Sie ist unabhängig von der Dicke des durchstrahlten Materials.

Da im Allgemeinen nicht davon ausgegangen werden kann, dass die Dämpfung  $\alpha^\pm = 0$  ist, muss auch der magnetische zirkulare Dichroismus berücksichtigt werden. Dies führt dazu, dass links- und rechtszirkular polarisierte Wellen beim Durchgang durch das

magnetisierte Medium zusätzlich zur relativen Phasenverschiebung durch die Faraday-Drehung eine unterschiedlich starke Dämpfung der Amplitude erfahren. Eine einfallende linear polarisierte Lichtwelle ist demnach nach der Transmission elliptisch polarisiert. Der Elliptizitätswinkel  $\Psi$  wird dabei über die folgende Beziehung definiert:

$$\tanh \Psi = \tanh \left( \frac{\alpha^+ - \alpha^-}{4} \cdot d \right) = \tanh (\xi \cdot d) . \quad (2.23)$$

Der Elliptizitätswinkel  $\Psi$  wird auch als *Faraday-Elliptizität* bezeichnet. Für kleine Winkel  $\Psi$  kann man diese Gleichung durch folgende Beziehung annähern:

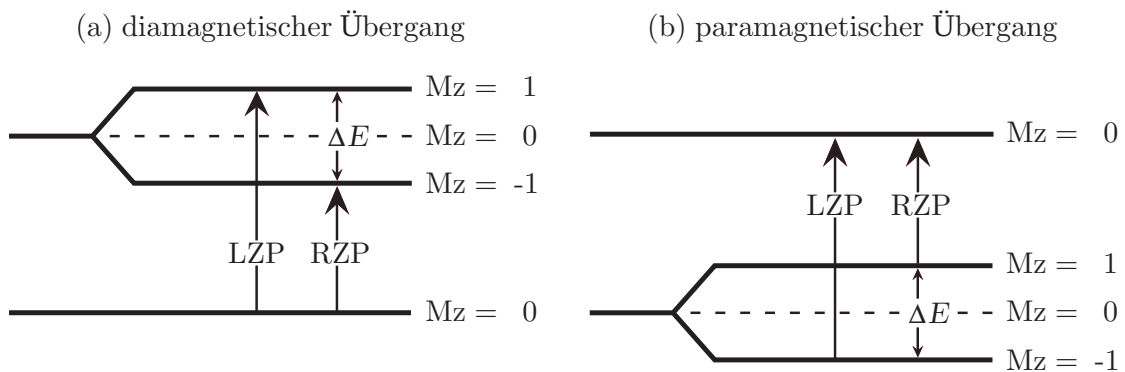
$$\Psi = \xi \cdot d = \Psi_F \cdot d . \quad (2.24)$$

$\Psi_F$  ist die *spezifische Faraday-Elliptizität*. Die Extremwerte der Faraday-Elliptizität betragen  $\Psi = \pm 45^\circ$ .

### 2.1.2. Mikroskopische Beschreibung

Bisher wurde der als Faraday-Effekt bezeichnete magnetooptische Effekt auf den Dielektrizitätstensor  $\tilde{\epsilon}$  zurückgeführt. Dessen Komponenten sind durch Experimente bestimmbar, oder können aus mikroskopischen Modellen abgeleitet werden. Quantitativ richtige Ergebnisse lassen sich jedoch nur aus quantenmechanischen Modellen gewinnen.

Nach [77, 104, 128] werden magnetooptische Effekte durch elektronische Dipolübergänge verursacht. Die Spin-Bahn-Kopplung, die Kristallfeldaufspaltung, die Austauschwechselwirkung und der Zeeman-Effekt führen zu einer Aufspaltung der Energieniveaus. Dadurch werden für links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Licht unterschiedliche Übergänge möglich, welche die Drehimpulsquantenzahl um  $\Delta M = \pm 1$  ändern können. Dies führt



**Abbildung 2.1.:** Schematische Darstellung eines (a) diamagnetischen und (b) paramagnetischen Übergangs mit dem Verhalten der linkszirkular polarisierten (LZP) und rechtszirkular polarisierten (RZP) Lichtwellen.

in magnetisch geordneten Materialien zu verschiedenen magnetooptischen Effekten wie dem Faraday- oder dem Kerr-Effekt.

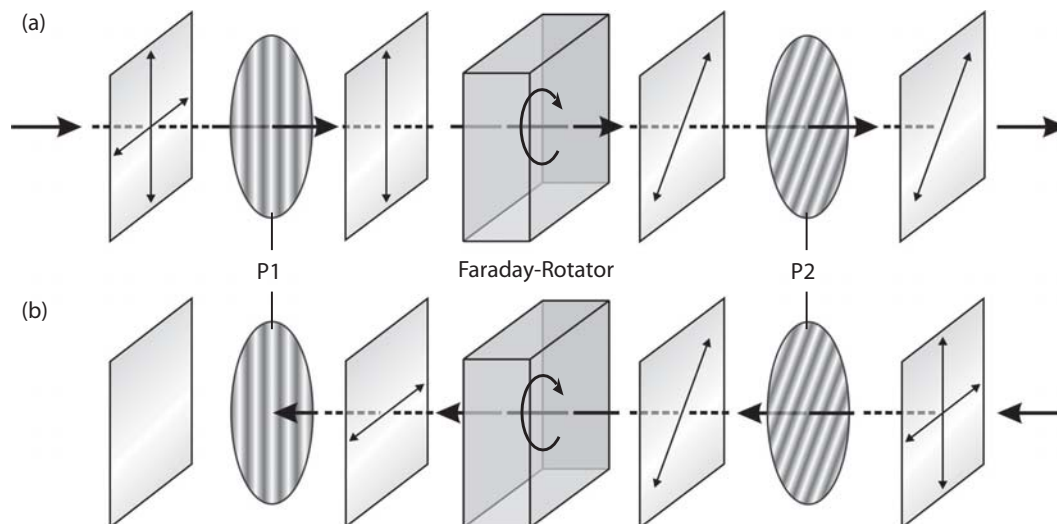
In Abbildung 2.1 werden zwei Arten von Übergängen anhand modellhafter Niveauschemata dargestellt. Beim diamagnetischen Übergang ist der höherenergetische Zustand aufgespalten, während der Grundzustand nicht aufgespalten ist. Dies führt zu unterschiedlichen Polarisierbarkeiten für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht. Beim paramagnetischen Übergang ist es dagegen umgekehrt. Hier ist das Grundniveau aufgespalten, während der höherenergetische Zustand unverändert vorliegt. In diesem Fall ist die unterschiedliche Besetzungsdichte der neu entstandenen Niveaus für die magnetooptischen Effekte verantwortlich.

Für eine detailliertere Darstellung sei auf die oben genannten Quellen verwiesen.

### 2.1.3. Anwendungsbeispiel: Optischer Isolator

Der optische Isolator ist eine der typischen Anwendungen für den Faraday-Effekt. Dabei ist der Begriff optischer Isolator etwas irreführend, da es sich eher um eine optische Diode handelt. Analog zu einer Diode kann Licht hier nur in eine Richtung passieren. So können beispielsweise durch Reflexion auftretende rücklaufende Wellen oder Störsignale herausgefiltert werden. Die Funktionsweise eines solchen optischen Isolators ist in Abbildung 2.2 skizziert.

In Abbildung 2.2 a ist das Verhalten des optischen Isolators in Durchlassrichtung skizziert. Auftreffendes unpolarisiertes Licht, wird zunächst linear polarisiert und dann durch



**Abbildung 2.2.:** Schematische Darstellung eines optischen Isolators. In Durchlassrichtung (a) von links nach rechts kann das Licht passieren. In Sperrrichtung (b) von rechts nach links wird das Licht vollständig blockiert.

einen speziellen Faraday-Rotator um  $45^\circ$  gedreht. Anschließend passiert es wiederum einen Polarisator, der gegen den Ersten um  $45^\circ$  verdreht angeordnet ist, so dass ihn das Licht ohne Probleme passieren kann.

Abbildung 2.2 b zeigt die Funktionsweise des optischen Isolators in Sperrichtung. Von rechts einfallendes unpolarisiertes Licht wird zunächst ebenfalls linear polarisiert. Anschließend durchdringt es den Faraday-Rotator, der die Polarisationsrichtung wie im ersten Fall um  $45^\circ$  dreht. Bemerkenswert ist hier, dass die Drehung in der gleichen Richtung erfolgt wie im ersten Fall. Da der rechte Polarisator bereits um  $45^\circ$  zum linken Polarisator verdreht war und der Faraday-Rotator die Lichtebene nochmals um  $45^\circ$  gedreht hat, wird das Licht am linken Polarisator vollkommen ausgelöscht. In Sperrichtung kann deshalb kein Licht den optischen Isolator passieren.

## 2.2. Magnetooptische Granate

In den letzten Jahrzehnten wurde eine große Anzahl von Materialien im Hinblick auf magnetooptische Effekte untersucht. Die untersuchten Materialien lassen sich dabei grob in zwei Gruppen unterteilen [53, 128].

Die erste Gruppe beinhaltet Metalle und Legierungen, wie beispielsweise Fe, Co, Ni, FePt, FePd, CoPt, MnBi, CrTe, PtMnSb, CeSb, U(Sb,Te), welche nur bis zu einer Dicke von  $100\text{ nm}$  transparent sind. Die geringe Transparenz dieser Materialien bedingt, dass bei ihnen der in Reflexion auftretende Kerr-Effekt der wesentliche magnetooptische Effekt ist. Beim Kerr-Effekt führt die Reflexion an der Materialoberfläche zu einer Drehung der Polarisationsrichtung. Die Selten-Erd-Übergangsmetalllegierungen sind die bekanntesten Vertreter dieser Materialgruppe. Sie werden beispielsweise als funktionale Schicht in magnetooptischen Speichermedien eingesetzt.

Die zweite Gruppe beinhaltet folgende Materialklassen:

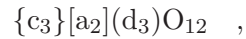
- **Dielektrika**  
Orthoferrite, Manganate (z.B.  $(\text{LaSr})\text{MnO}_3$ ), Spinel-Ferrite (z.B.  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ), Barium-Hexaferrite (z.B.  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ ), Chrom-Trihalide, EuO, EuS, EuTe, EuSe, ferritische Borate (z.B.  $\text{FeBO}_3$ ), ferritische Fluoride (z.B.  $\text{FeF}_3$ ), etc.
- **halbmagnetische Halbleiter**  
 $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ,  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ , GaAs(Mn),  $\text{CdP}_2(\text{Mn})$ , etc.
- **Multilagensysteme**  
z.B. NdDyTbFeCo/NdTbFeCo/NdDyTbFeCo
- **ferrimagnetische Granate**

Da die ferrimagnetischen Granate bei Raumtemperatur über eine hohe Faraday-Drehung verfügen, sind sie für viele Anwendungen in besonderem Maße geeignet. Ihr strukturellen, magnetischen und optischen Eigenschaften werden deshalb im Folgenden näher betrachtet.

### 2.2.1. Strukturelle Eigenschaften

Die folgende Darstellung der strukturellen Eigenschaften der Granate orientiert sich an [30, 53, 122, 128].

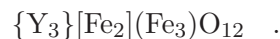
Granate bilden ein kubisch raumzentriertes Bravais Gitter. Sie werden der Raumgruppe  $Ia\bar{3}d(O_h^{10})$  (Nr. 230) zugeordnet. Ihre allgemeine Formelschreibweise lautet:



wobei die unterschiedlichen Klammern für die unterschiedlichen Koordinationen des Sauerstoffs stehen:

- {c} : 8-fache Koordination
- [a] : 6-fache Koordination
- (d) : 4-fache Koordination

Ausgehend von der allgemeinen Formel kann auch die spezielle Formel für die hier untersuchten ferrimagnetischen Granate abgeleitet werden. Deren prominentester Vertreter ist der Yttrium-Eisen-Granat  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG), welcher im Folgenden exemplarisch betrachtet werden soll. Für YIG gilt:



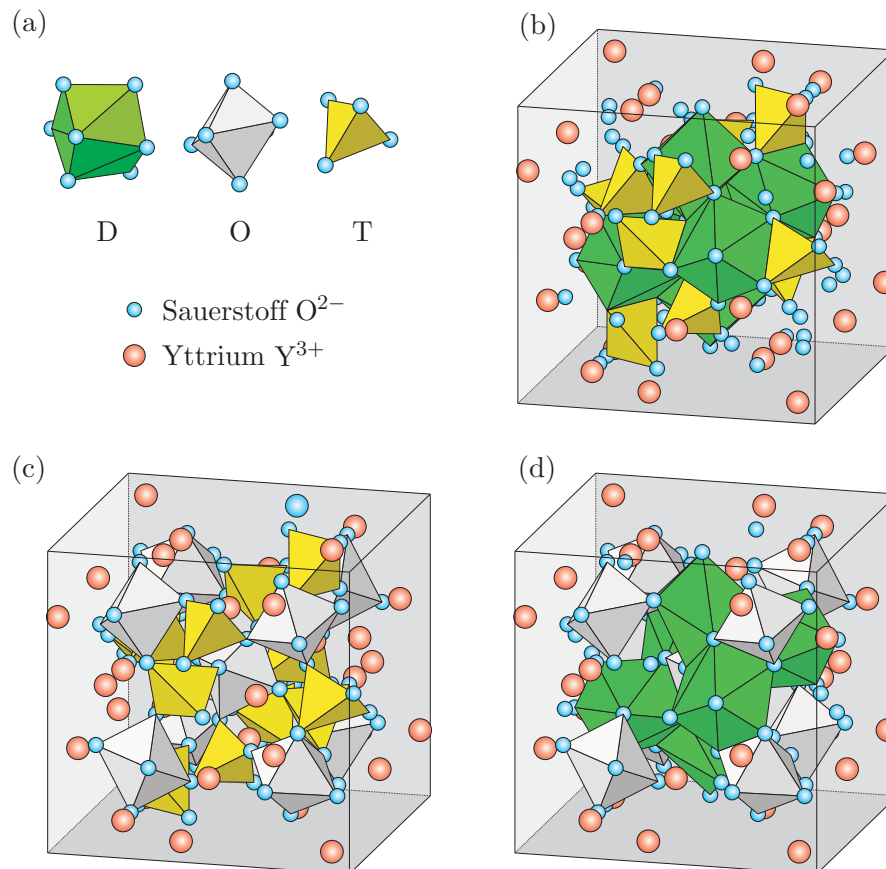
Die in der allgemeinen Angabe zur Koordination des Sauerstoffs durch c, a und d repräsentierten Kationen befinden sich im Zentrum eines durch Sauerstoffionen aufgespannten Polyeders:

- Y : 8-fache Koordination: Dodekaeder (bzw. gestörter Würfel)
- Fe : 6-fache Koordination: Oktaeder
- Fe : 4-fache Koordination: Tetraeder

In Abbildung 2.3 a sind die vorkommenden Polyeder schematisch dargestellt. Im Zentrum des Dodekaeders (D) befindet sich das von acht Sauerstoffionen umgebene Yttrium. Die Eisenionen sind innerhalb der Oktaeder (O) und der Tetraeder (T) zu finden und von sechs bzw. vier Sauerstoffionen umgeben. Auf ihre Darstellung wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet.

In Abbildung 2.3 b bis d ist die Anordnung der einzelnen Polyeder in der Einheitszelle zu sehen. Auch hier wurden die Eisenatome aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Außerdem sind pro Abbildung jeweils nur zwei Polyeder-Typen dargestellt. Dabei fällt Folgendes auf:





**Abbildung 2.3.:** Schematische Darstellung der Granatstruktur: (a) vorkommende Polyeder (D: Dodekaeder, O: Oktaeder, T: Tetraeder), (b) Lage der Tetraeder und Dodekaeder, (c) Lage der Tetraeder und Oktaeder, (d) Lage der Oktaeder und Dodekaeder.

- Zwei Kanten der Tetraeder fallen mit zwei Kanten von benachbarten Dodekaedern zusammen.
- Sechs Kanten des Oktaeders fallen mit sechs Dodekaederkanten zusammen.
- Jeder Dodekaeder hat zwei Kanten mit einem Tetraeder und vier Kanten mit einem weiteren Dodekaeder gemeinsam.
- Ein Tetraeder besitzt keine gemeinsamen Kanten mit einem Oktaeder.

Wenn man den Aufbau aus Sicht der Sauerstoffionen betrachtet, so besitzt jedes  $O^{2-}$ -Ion vier nächste Nachbarn. Von diesen sitzen zwei auf den {c}-Plätzen und jeweils eins auf einem [a]- und auf einem (d)-Platz. Somit gehört jedes Sauerstoffion zu zwei Dodekaedern, einem Oktaeder und einem Tetraeder.

In Abbildung 2.4 ist die Position der 160 Atome in der YIG-Einheitszelle dargestellt. Die YIG-Einheitszelle hat eine Gitterkonstante von  $a = 12,37 \text{ \AA}$ . Weitere Daten zu YIG,

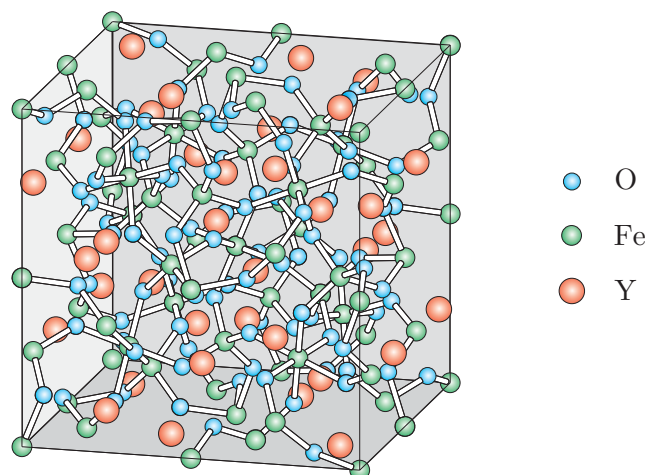


Abbildung 2.4.: Anordnung der Atome in der YIG-Einheitszelle.

wie die Position der Ionen, die interatomaren Abstände zu den nächsten Nachbarn und die interatomaren Winkel finden sich im Anhang A.3.

Zu beachten ist, dass das hier betrachtete ferrimagnetische YIG nicht exakt der Raumgruppe  $a\bar{3}d(O_h^{10})$  entspricht, da es in diesem Material zu spontanen Magnetisierungen kommt, die eine exakte kubische Symmetrie unmöglich machen. Die Abweichung von der kubischen Symmetrie ist allerdings so gering, dass sie meist vernachlässigt werden kann.

### 2.2.2. Magnetische und optische Eigenschaften

Die magnetischen Eisengranate gehören zur Klasse der ferrimagnetischen oxidischen Verbindungen. Die Ursache für ihren Ferrimagnetismus ist die Existenz von mindestens zwei unterschiedlich stark und in verschiedenen Richtungen magnetisierten Untergittern, was in der Summe zu einem nicht verschwindenden magnetischen Moment führt. Es ist möglich, dass magnetische Verhalten der oxidischen Granate in einem Modell lokalisierter Elektronen zu beschreiben, wobei diese sowohl durch ihren Spin, wie auch durch ihren Bahndrehimpuls zum Magnetismus beitragen. Im vorherigen Abschnitt wurde bereits gezeigt, dass es in der Granatstruktur drei unterschiedliche Kationenpositionen  $\{c\}$ ,  $[a]$  und  $(d)$  gibt. Diese entsprechen drei Untergittern. Zwei von diesen, nämlich  $[a]$ - und  $(d)$ -Plätze, sind durch  $Fe^{3+}$ -Ionen besetzt. Sie bilden zwei antiparallel magnetisierte Eisenuntergitter. Je YIG-Formeleinheit existieren drei  $(d)$ -Plätze, aber nur zwei  $[a]$ -Plätze. Damit bleibt das magnetische Moment eines  $Fe^{3+}$ -Ions unkompensiert. Die  $Y^{3+}$ -Ionen auf den  $\{c\}$ -Gitterpositionen haben keinen freien Spin. Ersetzt man allerdings das  $Y^{3+}$  durch ein magnetisches Ion, so kann dadurch ein drittes Untergitter aufgebaut werden. Die gesamte Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  ergibt sich dann als Summe der Untergittermagnetisierungen:

$$M_S = M_a + M_d + M_c . \quad (2.25)$$

Der Grund für die antiparallele Ausrichtung ist eine Superaustauschwechselwirkung zwischen den Kationen. Die Spins der magnetischen Ionen wechselwirken dabei nicht direkt, sondern die Wechselwirkung wird durch das zwischen ihnen liegende Sauerstoff-Ion vermittelt. Die Stärke der Wechselwirkung steigt mit abnehmendem Abstand und zunehmendem Winkel M–O–M zwischen den magnetischen Ionen M und dem Sauerstoffion O an. Sie erreicht bei  $180^\circ$  ihr Maximum. Dies führt unter anderem zu einer Abhängigkeit der Curie-Temperatur  $T_c$  von der Gitterkonstante. Eine ausführlichere Beschreibung der magnetischen Eigenschaften findet sich in [122].

Zu den optischen Eigenschaften von YIG wurde bereits festgestellt, das YIG eine hohe Faraday-Drehung zeigt. Aus Anwendersicht interessanter ist jedoch die bei der Transmission durch das Material auftretende Absorption. Diese wird durch den magnetooptischen Qualitätsfaktor wiedergegeben:

$$Q = 2 \frac{|\text{Drehwinkel}|}{\text{Absorption}} = 2 \frac{\Theta_F}{\alpha} . \quad (2.26)$$

Die Absorption von YIG ist wellenlängenabhängig. Im infraroten Wellenlängenbereich ist sie sehr gering, was zu einem Qualitätsfaktor von  $Q > 1000 \frac{\circ}{\text{dB}}$  führt. Im sichtbaren Bereich steigt die Absorption jedoch stark an, weshalb  $Q$  auf unter  $1 \frac{\circ}{\text{dB}}$  absinkt.

Durch eine Dotierung bzw. Substitution von YIG ist es möglich, die Transmission im sichtbaren Bereich deutlich zu verbessern. Welchen genauen Einfluss eine Dotierung auf YIG hat, wird im folgenden Abschnitt behandelt.

### 2.2.3. Substituierte Eisengranate

Das in den bisherigen Abschnitten behandelte YIG ist sicher der prominenteste Vertreter der ferrimagnetischen Eisengranate. Er weist aber nicht in allen Bereichen optimale Eigenschaften auf. Dies kann durch eine gezielte Substitution einzelner Bestandteile des YIG erreicht werden. Eine Substitution kann dabei verschiedene Aufgaben haben. Es ist beispielsweise möglich, die Gitterkonstante anzupassen, die Sättigungsmagnetisierung oder die Curie-Temperatur zu verändern, die Faraday-Drehung bei einer bestimmten Wellenlänge zu erhöhen oder den Absorptionskoeffizienten zu senken. So kann für jede Anforderung ein geeigneter Substituent ausgewählt werden. Innerhalb der Granatstruktur können sowohl die Kationen, als auch der Sauerstoff substituiert werden. In dieser Arbeit wird jedoch nur auf die Substitution von Kationen eingegangen.

Kationen, deren Ionenradius zwischen  $0,26 \text{ \AA}$  und  $1,29 \text{ \AA}$  liegt, können in die Granatstruktur eingebaut werden. Wichtig ist dabei, dass die Ladung des eingebauten Kations gleich der des ersetzten ist (*Ladungskompensation*). So muss ein dreiwertiges Kation,

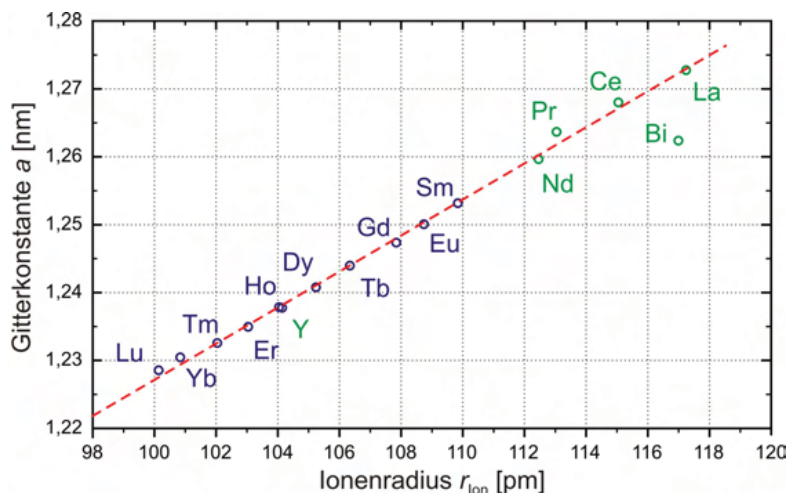
beispielsweise  $\text{Fe}^{3+}$ , durch einen dreiwertigen Substituenten ersetzt werden. Möglich wäre aber auch ein höherwertiges Kation, beispielsweise  $\text{Sn}^{4+}$  oder  $\text{V}^{5+}$ , in Kombination mit einem niederwertigen Kation wie  $\text{Ca}^{2+}$  als Substituenten zu verwenden. Ist das Ladungsverhältnis am Ende nicht optimal, so führt dies zur Bildung von  $\text{Fe}^{2+}$  oder  $\text{Fe}^{4+}$  Ionen.

In die Granatstruktur lassen sich Kationen einbauen, deren Ionenradius zwischen  $0,26 \text{ \AA}$  und  $1,29 \text{ \AA}$  liegt. Ionen unterschiedlicher Größe werden jedoch in unterschiedliche Kationenplätze eingebaut. Vernachlässigt man die elektronische Konfiguration der Substituenten und die Koordination bezüglich Sauerstoff, so zeigt sich:

- die größten Ionen mit Radien zwischen  $1,29 \text{ \AA}$  und  $0,96 \text{ \AA}$  belegen bevorzugt die Dodekaederplätze.
- die Ionen mittlerer Größe mit Radien zwischen  $0,83 \text{ \AA}$  und  $0,53 \text{ \AA}$  belegen bevorzugt die Oktaederplätze.
- die kleinsten Ionen mit Radien zwischen  $0,47 \text{ \AA}$  und  $0,26 \text{ \AA}$  sind bevorzugt in tetraedrischer Sauerstoffkoordination zu finden.

Trotz der hier verwendeten sehr starken Vereinfachungen, nach denen die Sauerstoffkoordination der substituierten Ionen lediglich von deren Radius abhängt, liefert dieses Modell für die meisten Systeme eine gute Beschreibung.

Abbildung 2.5 verdeutlicht den Einfluss der unterschiedlichen Substitutionen auf die Gitterkonstante  $a$  eines Granaten. Durch die Auftragung der Gitterkonstante  $a$  gegen den Ionenradius  $r_{\text{Ion}}$  verschiedener Substituenten sieht man deutlich, dass ein linearer Zusammenhang zwischen  $a$  und  $r_{\text{Ion}}$  besteht. Dieser Zusammenhang wird als *Vegardsche Regel* bezeichnet.



**Abbildung 2.5.:** Einfluss des substituierten Seltenerdions  $r_{\text{Ion}}$  auf die Gitterkonstante  $a$  eines Seltenerd-Eisen-Granaten  $(\text{RE})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  nach [53, 71, 122].

Im thermodynamischen Gleichgewicht können allerdings nur Kristalle mit einer maximalen Gitterkonstante von  $a = 1,254 \text{ \AA}$  ( $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) gebildet werden. Um Filme mit höherer Gitterkonstante herzustellen, ist es notwendig, auf Nicht-Gleichgewichtsprozesse wie die Laserablation zurückzugreifen, oder das  $\text{Fe}^{3+}$ -Ion auf dem Oktaederplatz durch ein größeres Ion zu substituieren.

Die Substitution eines Ions und die damit verbundenen Auswirkungen beschränken sich nicht auf eine Änderung der Gitterkonstante. Auch die magnetischen und optischen Eigenschaften werden durch die Substituenten beeinflusst. Die Änderung der Eigenschaften ist jedoch sehr vom individuellen Substituenten abhängig und folgt keinem System. Dies liegt daran, dass jeder einzelne Substituent durch seine Elektronenkonfiguration bzw. seine Wechselwirkung zwischen Eisen- und Sauerstoffionen die Eigenschaften des Granaten unterschiedlich beeinflusst.

Eine besonders starke Beeinflussung der Faraday-Drehung tritt bei einer Substitution von Yttrium durch Bismut auf. Auf das so entstehende  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  wird im folgenden Abschnitt detailliert eingegangen.

#### 2.2.4. Bismut-Eisen-Granat

Bereits 1969 berichtete *Buhrer* in einer Veröffentlichung [21] von einer starken Erhöhung der Faraday-Drehung in bismutsubstituierten Eisen-Granaten (BIG), welche später von *Hansen et al.* [51,52] weiter untersucht wurde. Es ergab sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem Bismutgehalt und der Faraday-Rotation. Eine vollständige Substitution von Yttrium durch Bismut gelang jedoch zunächst nicht, da BIG aufgrund des großen Ionenradius des  $\text{Bi}^{3+}$ -Ions thermodynamisch nicht stabil ist. Dies gilt für alle Substituenten mit einem Radius  $r > 1,098 \text{ \AA}$  und führt dazu, dass BIG nur mittels Nichtgleichgewichtsprozessen hergestellt werden kann [53], was erstmals von *Okuda et al.* mittels reaktivem Ionenstrahlputtern erreicht wurde [89,90].

In Folge dessen wurde BIG von einer Vielzahl weiterer Gruppen mit diesem und verschiedenen weiteren Verfahren wie Electron-Cyclotron-Resonanz Sputtern, metallorganischer Chemische Gasphasenabscheidung und gepulster Laserablation hergestellt und untersucht: *Gomi et al.* [44,45], *Thavendrarajah et al.* [113], *Mino et al.* [81,82], *Okada et al.* [88], *Watanbe et al.* [118], *Adachi et al.* [2–4], *Kahl et al.* [59–65], *Tepper et al.* [112], *Laulajainen et al.* [75], *Heinrich et al.* [53,55], *Leitenmeier* [77] und *Körner* [71].

Eine vollständige Ersetzung von  $\text{Y}^{3+}$  durch  $\text{Bi}^{3+}$  führt zu einem Anwachsen der Einheitszelle von  $a_{\text{YIG}} = 12,38 \text{ \AA}$  auf  $a_{\text{BIG}} = 12,62 \text{ \AA}$ . Die damit verbundenen strukturellen Veränderungen führen zu einer verringerten Anzahl an magnetischen Momenten pro Einheitsvolumen, was zu einem Anstieg der Sättigungsmagnetisierung und einer Abnahme der Curie-Temperatur führt. Es kommt des Weiteren zu einer Zunahme der Absorption im Spektralbereich des sichtbaren Lichts, die durch eine Rotverschiebung der Absorptionslinien verursacht wird [25,107,108]. Der Brechungsindex steigt mit zunehmendem Bismutgehalt an, ebenso die Faraday-Rotation, die um mehr als eine Größenordnung

anwächst und Werte von über  $-25^\circ/\mu\text{m}$  bei einer Wellenlänge von 532 nm erreicht. Dies ist die höchste bekannte Faraday-Rotation bei Raumtemperatur [53].

Warum genau es zu einem Anstieg der Faraday-Rotation kommt, ist bisher nicht exakt geklärt. Es wurden viele theoretische Überlegungen angestellt, um zu ermitteln, warum der Faraday-Effekt durch die Bismut-Substitution verstärkt wird [6, 31, 32, 120, 123, 126]. Eine allgemein akzeptierte Erklärung für das Phänomen wurde bisher jedoch nicht gefunden.

Der thermische Ausdehnungskoeffizient von reinem BIG liegt bei  $\alpha_{\text{BIG}} = 12,9 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$  und ist damit um 16 % höher als der von YIG, der bei  $\alpha_{\text{YIG}} = 10,4 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$  liegt. Dies führt zu Problemen bei der Deposition von BIG, auf Substraten mit niedrigerem Ausdehnungskoeffizienten wie beispielsweise GGG-Substraten mit  $\alpha_{\text{GGG}} = 8,8 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$  [24, 39]. Bei der gepufferten Deposition von BIG, wie sie von *Körner et al.* [71, 72] untersucht wurde, zeigt sich, dass dies insbesondere bei der Deposition auf  $\text{SiO}_2$  mit  $\alpha_{\text{SiO}_2} = 0,5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$  [91] zu Problemen führt.

Im nächsten Abschnitt wird kurz auf die in dieser Arbeit verwendeten Schichtdepositionsverfahren eingegangen.

## 2.3. Deposition von Granatfilmen

Die beiden bedeutendsten Methoden, welche zur Deposition magnetooptisch aktiver Granatfilme eingesetzt werden, sind die Flüssig-Phasen-Epitaxie (LPE, engl. Liquid Phase Epitaxy) und die gepulste Laserablation (PLD, engl. Pulsed Laser Deposition). Beide Verfahren haben spezifische Vor- und Nachteile, die von der Art der herzustellenden Filme abhängen.

Für Materialien, die im thermodynamischen Gleichgewicht aufgebracht werden können, ist die LPE bestens geeignet. Hierbei werden die Substrate in eine Schmelze oder Lösung des zu deponierenden Materials getaucht. Unter geeigneten Bedingungen kommt es hierbei zu einem Schichtwachstum. Der große Vorteil der LPE sind hierbei die Homogenität der Beschichtung und die hohen Wachstumsraten [101]. Werden allerdings Materialien abgeschieden, die nicht im thermodynamischen Gleichgewicht deponiert werden können, ist diese Methode ungeeignet. Daher wurde in dieser Arbeit auf die bereits in Abschnitt 2.2.4 erwähnte gepulste Laserablation zurückgegriffen. Im Folgenden soll kurz auf die Funktionsweise der PLD und ihre Besonderheiten eingegangen werden.

### 2.3.1. Gepulste Laserablation

Bei der gepulsten Laserablation wird ein kurzwelliger, energiereicher Laserpuls auf ein zuvor hergestelltes Target fokussiert. In diesem Target müssen die für die Zusammensetzung der gewünschten Beschichtung ausgewählten Elemente bereits stöchiometrisch vorliegen. Da hochenergetisches Laserlicht mit einer Wellenlänge im UV-Bereich am bes-

ten von den meisten Materialien absorbiert wird, kommen in der PLD oft Excimerlaser zum Einsatz. Diese können mit verschiedenen Gasen betrieben werden und so verschiedene diskrete Wellenlängen von 123 nm für H<sub>2</sub>, über 248 nm für KrF, bis zu 351 nm für XeF emittieren [11, 12].

Ein Laserpuls hat hierbei eine typische Länge von 25 ns und trifft mit einer Energiedichte von mehreren  $\frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$  auf das Target auf. Die kurze Pulsdauer und die sehr geringe Eindringtiefe des Laserlichts in die Targetoberfläche von typischerweise weniger als 100 nm sorgen dafür, dass in sehr kurzer Zeit sehr viel Energie in ein sehr kleines Volumen eingetragen wird. Diese Energie kann nicht durch Wärmeleitung abgeführt werden, was zu einem schockartigen Erhitzen der Targetoberfläche ausserhalb des thermischen Gleichgewichts führt. Daraus resultiert ein blitzartiges Verdampfen des Targetmaterials, unabhängig von dessen thermodynamischen Eigenschaften. Bereits 1,6 ns nach dem Beginn eines Laserpulses treten die ersten Targetatome aus dem Target [15] aus. Die dabei entstehende Plasmawolke, die auch als *plume* bezeichnet wird, breitet sich im rechten Winkel zur Targetoberfläche aus. Sie hat eine Keulenform. In dieser Plasmawolke wird das Substrat positioniert. Auf diesem schlägt sich nun das Targetmaterial nieder. Dabei findet ein stöchiometrischer Übertrag der Materialien statt [27, 47, 117]. Die in der PLD auftretenden komplexen Wechselwirkungen (man unterscheidet u.a. primäre und sekundäre Effekte) zwischen Laserstrahl und Target sind hier nicht im Detail erklärt, können aber in [27, 80] nachgelesen werden.

Die PLD ist somit ein ideales Verfahren wenn es darum geht, Materialien mit komplexen Zusammensetzungen und stark unterschiedlichen Dampfdrücken stöchiometrisch abzuscheiden. Auch thermodynamisch instabile Phasen eines Materials können so hergestellt werden. Dabei liegt das Material zwar in der gewünschten Stöchiometrie, aber oft nicht in der gewünschten Phase vor. Welche Phase gebildet wird, kann durch ein Aufheizen des Substrates oder die Änderung des Drucks durch Zugabe eines Hintergrundgases beeinflusst werden.

Als Nachteile lassen sich die geringen Wachstumsraten, der hohe Aufwand beim Beschichten großer Flächen und die mögliche Bildung sogenannter *Droplets* aufführen. Diese bis zu einem Mikrometer großen Materialcluster bilden sich unter anderem, wenn das Laserlicht zu tief in das Target eindringt, oder die Oberfläche durch zu intensiven Laserbeschuss zu stark erhitzt wird. Kommt es dann zu einer Ablösung der Droplets aus der Targetoberfläche, dann können sich diese ebenfalls auf der Substratoberfläche niederschlagen und so das Schichtwachstum stören.

Die Bildung von Droplets kann durch verschiedene technische Maßnahmen reduziert werden. Erwähnt werden soll hier die Anwendung eines Geschwindigkeitsfilters, Zweistrahl-PLD [27] oder die Deposition in off-axis-Geometrie [43], was die Depositionsrate jedoch stark reduziert. Außerdem ist eine Optimierung des Targets sinnvoll. Wird hier die Dichte und die Homogenität des Targets verbessert, so kann die Zahl der Droplets ebenfalls reduziert werden. Im folgenden Abschnitt 2.3.2 soll deshalb auf die Targetherstellung eingegangen werden.

### 2.3.2. Targetsynthese

Es gibt grundsätzlich zwei Möglichkeiten zur Targetsynthese. Die Festkörpersynthese, bei der die Bestandteile des Targets durch mechanische Verfahren wie Mörsern oder Mahlen vermenget und anschließend gesintert werden, und das Sol-Gel-Verfahren. Bei dem Sol-Gel-Verfahren wird zunächst aus gelösten Salzen ein Sol hergestellt und dieses dann vergelt. Dieses Gel kann nun getrocknet, gepresst und dann ebenfalls gesintert werden. Der Vorteil des Sol-Gel-Verfahrens gegenüber der Festkörpersynthese liegt dabei in der homogenen und feineren Verteilung der Ausgangsmaterialien [102], die im Allgemeinen zu einer deutlichen Erhöhung der Targetqualität führt.

Das Sol-Gel-Verfahren wurde von Nassar et al. [86] zur Synthese von Europium-dotierten Yttrium-Aluminium-Granaten verwendet und von Körner [71] zur Herstellung von Bismut-Eisen-Granat und Yttrium-Eisen-Granat Targets optimiert. Bei Körner findet sich eine detaillierte Darstellung beider Targetsynthesemethoden. Hier wird nur auf das Sol-Gel-Verfahren eingegangen, da im Rahmen dieser Arbeit alle Targets mit diesem Verfahren hergestellt wurden. Die Darstellung orientiert sich dabei an der von Körner [71].

#### Sol-Gel-Verfahren

In einem Sol liegen amorphe oder kristalline Partikel fein dispergiert vor. Hierfür muss eine Agglomeration dieser Partikel verhindert werden. Dies kann erreicht werden, in dem man der kolloidalen Suspension eine weitere Verbindung zusetzt, die eine Hülle um die dispergierten Teilchen bildet und so die attraktiven Kräfte zwischen diesen herabsetzt. Die attraktiven Kräfte haben ihre Ursache im Wesentlichen in elektrischen Wechselwirkungen und van-der-Waals-Kräften. Durch Zugabe einer polaren Verbindung lässt sich der gewünschte Effekt, nämlich die Entstehung einer organischen Hülle, bewerkstelligen. Dafür eignet sich Glukose, die zum einen polaren Charakter hat und zum anderen nur aus Kohlenstoff- und Wasserstoffatomen besteht. Letzteres ist wichtig für die spätere Calciniierung unter Sauerstoffatmosphäre, bei der sich Kohlenstoff und Wasserstoffatome rückstandslos entfernen lassen. Abbildung 2.6 zeigt eine schematische Darstellung einer solchen Hülle.

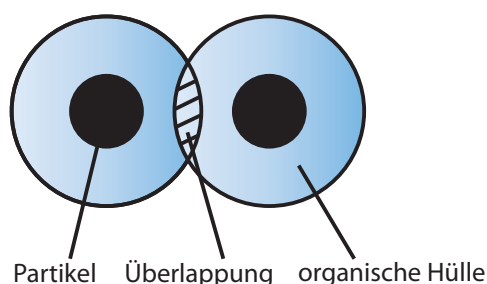
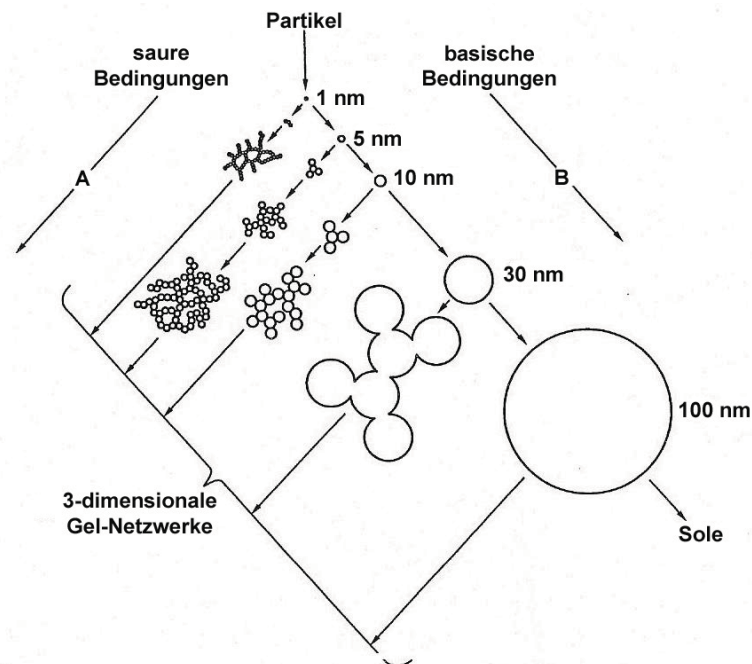


Abbildung 2.6.: Partikel mit organischen Hüllen aus adsorbierten Glukosemolekülen [122].



Das so stabilisierte Sol muss nun vergelt werden, was durch den Entzug von Flüssigkeit oder die Änderung des pH-Wertes gesteuert werden kann. Es kommt zu einer Agglomeration der Partikel und damit zur Bildung des Gel-Netzwerkes. Eine basische Umgebung führt dabei zu einem Anwachsen der Partikelhüllen durch fortgesetzte Adsorption der Glukose, während eine saure Umgebung die Bildung des Gel-Netzwerkes begünstigt. In Abbildung 2.7 sind diese konkurrierenden Bedingungen dargestellt. Da das Partikelwachstum normalerweise durch eine Begrenzung der zugegebenen Glukosemenge eingeschränkt wird, ist es meist gut möglich, ein stabiles Gel-Netzwerk zu erzeugen.

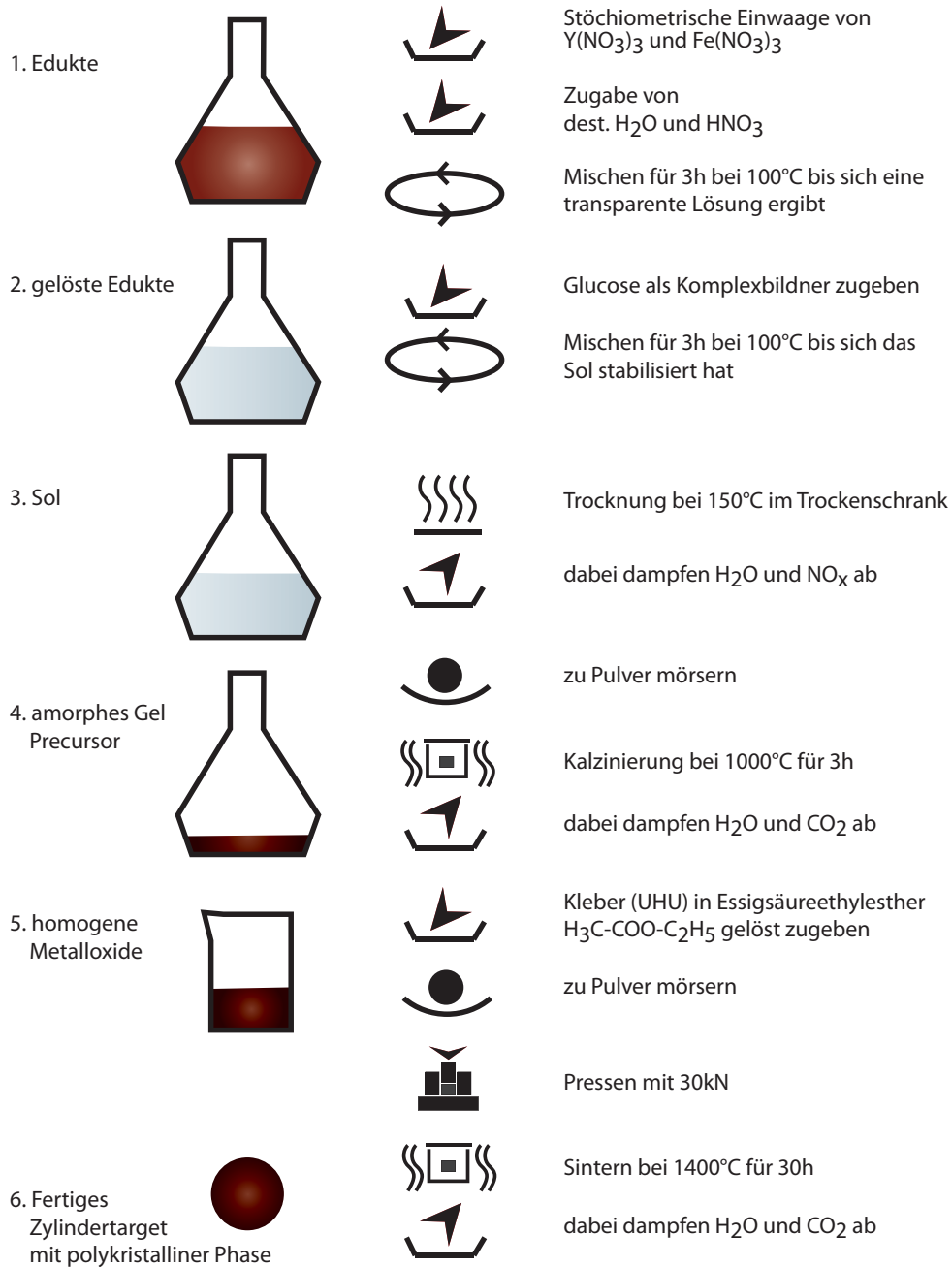


**Abbildung 2.7.:** Ablauf des Partikelwachstums und der Vergelung des Sols in Abhängigkeit von Basizität und Acidität der Lösung [105].

### Standardprozess zur Targetherstellung

Wie ein Target mit Hilfe des Sol-Gel-Verfahrens hergestellt werden kann ist in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt, und wird hier kurz erläutert [54, 71].

Zunächst müssen die benötigten Metallsalze stöchiometrisch eingewogen werden. Dann werden sie in einer wässrigen, mit 55%iger Salpetersäure ( $\text{HNO}_3$ ) angesetzten Lösung zugegeben, und unter Erwärmung auf  $100^\circ\text{C}$  und stetigem Rühren vollständig gelöst. Dieser Punkt wird üblicherweise nach ungefähr 3 h Rühren erreicht und ist an einer Entfärbung der Lösung erkennbar. Nun wird Glucose als Komplexbildner zugegeben und die Lösung für weitere 3 h bei  $100^\circ\text{C}$  gerührt. In dieser Zeit bildet sich durch Hydrolyse- und Kondensationsreaktionen das Sol.



**Abbildung 2.8.:** Ablauf der Targetherstellung am Beispiel eines Yttrium-Eisen-Granat-Targets nach [54, 71].

Dieses wird im speziell vorbereiteten Trockenschrank bei  $150^\circ C$  unter Abgabe von Stickoxiden ( $NO_x$ ) und  $H_2O$  getrocknet und so vergelt. Das verbleibende Material wird gemörsern und anschließend bei  $1000^\circ C$  für 3h kalziniert, um die organischen Restbestandteile,

die als  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{CO}_2$  ausgasen, zu entfernen. Dem verbliebenen Pulver wird in Essigsäureethylester gelöster UHU<sup>1</sup>-Kleber zugesetzt und wiederum gemörsert, bis der Essigsäureethylester vollständig verdampft ist. Der Kleber stabilisiert das ungesinterte Target während und nach dem Pressvorgang. Das Target wird mit einem zylindrischen Presswerkzeug und einer Kraft von 30 kN gepresst, und dann im Falle von YIG bei 1400° Celcius (BIG 800°C) für 30 h gesintert. Während des Sinterns dampfen die letzten Kohlenstoff- und Lösungsmittelreste als  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{CO}_2$  ab. Mittels Pulverdiffraktometrie (XRD) und Rutherford-Rückstreu-Spektrometrie (RBS) wird anschließend die Stöchiometrie und die Phasenreinheit bestätigt. Sollten noch Ausgangsoxide vorhanden sein, so können weitere Temperschritte durchgeführt werden. Abschließend wird das fertige Target gehaltert und kann dann in die Ablationskammer eingebaut werden.

---

<sup>1</sup>Geschützte Marke der UHU GmbH & Co. KG aus Bühl.



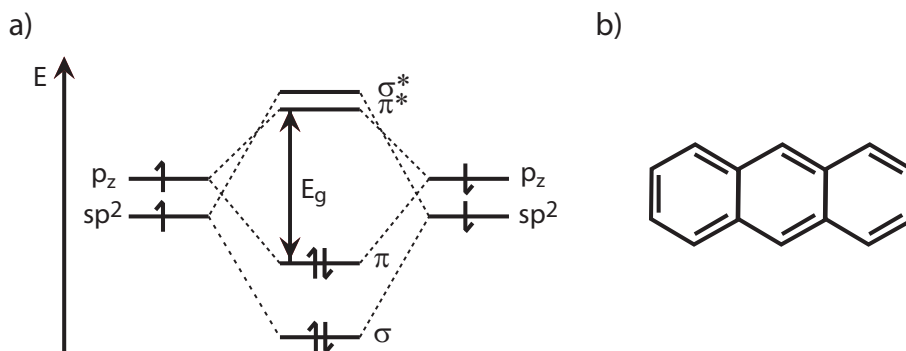
## 3. Grundlagen organischer Leuchtdioden

### 3.1. Organische Halbleiter

Die hier gegebene Einführung in organische Halbleiter orientiert sich an den Lehrbüchern von Brütting [19] und Schwoerer [106]. Dabei wird in vielen Fällen nicht in aller Tiefe auf die physikalischen Prozesse eingegangen, sondern nur ein grundlegender Zusammenhang vermittelt, um darauf aufbauende Vorgänge und Phänomene anschaulich darstellen zu können. Eine umfassende Vertiefung ist über die beiden oben genannten Lehrbücher möglich.

Organische Halbleiter bestehen aus Verbindungen der organischen Chemie, also solchen Verbindungen, die im Wesentlichen aus Kohlenstoffatomen aufgebaut sind. Kohlenstoff ist vierwertig und hat die Valenzelektronenkonfiguration  $2s^1 2p^3$ . Hat ein Kohlenstoffatom drei Bindungspartner, so bilden sich aus einem s- und zwei p-Orbitalen des Kohlenstoffs drei  $sp^2$ -Orbitale, die in einer Ebene liegen, und zueinander einen Winkel von  $120^\circ$  einnehmen. Sie gehen  $\sigma$ -Bindungen mit ihren Bindungspartnern ein. Die dazu senkrecht stehenden  $p_z$ -Orbitale der einzelnen Kohlenstoffatome, bilden untereinander  $\pi$ -Bindungen aus. Diese überlappen, was zu einer Delokalisierung der beteiligten Elektronen ober- und unterhalb der Molekülebene führt. Diese Kombination aus  $\sigma$ - und  $\pi$ -Bindung zwischen den Atomen, nennt man konjugierte Doppelbindung. Organische Halbleiter sind Kohlenwasserstoffverbindungen, in denen zwischen den vierwertigen Kohlenstoffatomen konjugierte Doppelbindungen vorliegen. Diese konjugierten Doppelbindungen bilden ein  $\pi$ -System mit entlang der Kohlenstoffkette delokalisierten Elektronen.

Dabei ist die Energielücke zwischen dem bindenden und dem antibindenden  $\pi$ -Orbital im Allgemeinen kleiner als die Energielücke zwischen dem bindenden und dem antibindenden  $\sigma$ -Orbital. Die aus diesem  $\pi$ -Orbital gebildeten Grenzorbitale des Moleküls, also das höchste mit Elektronen besetzte Molekülorbital (engl.: highest occupied molecular orbital, HOMO) und das niedrigste unbesetzte Molekülorbital (engl.: lowest unoccupied molecular orbital, LUMO) definieren damit die Energielücke des organischen Halbleiters. Sie ist in Abbildung 3.1 a skizziert. Der energetische Abstand zwischen HOMO- und LUMO-Niveau ähnelt mit Energien zwischen 1 eV und 4 eV der Bandlücke in anorganischen Halbleitern, was einem Wellenlängenbereich von infrarot bis ultraviolett entspricht. Einer der einfachsten Vertreter dieser Materialklasse ist der Anthracen-Kristall, der aus drei verbundenen Benzolringen aufgebaut ist (siehe Abbildung 3.1 b). Mit diesem organischen Halbleiter wurde die erste organische Leuchtdiode realisiert [121].



**Abbildung 3.1.:** a) Energieschema der  $\sigma$ -,  $\sigma^*$ -,  $\pi$ - und  $\pi^*$ -Orbitale. In einer C-C Doppelbindung ist das  $\pi$ -Orbital das HOMO und das  $\pi^*$ -Orbital das LUMO mit der Energielücke  $E_g$  [87]. b) Darstellung des Anthracenmoleküls bestehend aus drei verbundenen Benzolringen.

Grundsätzlich kann man organische Halbleiter in zwei Klassen einteilen: Polymere, mit einer guten Löslichkeit in organischen Lösungsmitteln, und niedermolekulare Verbindungen (engl.: small molecules), die thermisch gut verdampfen, aber oft schlecht löslich sind. Beiden Klassen liegt ein  $\pi$ -Elektronensystem zugrunde. Die in dieser Arbeit verwendeten organischen Halbleiter sind, bis auf Pedot:PSS und PSF (siehe Abbildung 3.6), alle niedermolekulare Verbindungen. Sie liegen nach dem Verdampfen normalerweise amorph vor, können aber mit einem gewissen Aufwand auch in kristalline Form gebracht werden. In diesen Molekülkristallen bilden sich dann analog zu den anorganischen Halbleitern Bänder aus, die jedoch nur einige 100 meV breit sind. Dies hat seine Ursache in den schwachen van-der-Waals-Kräften innerhalb der Molekülkristalle. Im Allgemeinen liegen aufgedampfte, niedermolekulare organische Halbleiter aber ohnehin ungeordnet vor.

### 3.1.1. Ladungstransport

In amorphen Schichten ist die Ausdehnung des  $\pi$ -Elektronensystems auf die Größe des Moleküls beschränkt, da die zur Bildung einer Bandstruktur notwendige Translations-symmetrie fehlt. Dies führt zu Abweichungen im Verhalten gegenüber den klassischen Halbleitern wie Silizium oder Gallium-Arsenid, da die Ladungsträger im amorphen organischen Halbleiter nicht über den gesamten Halbleiter delokalisiert sind, sondern sich auf einem Molekül im LUMO oder HOMO befinden. Da HOMO und LUMO auf ein Molekül beschränkt sind, findet der Ladungstransport zwischen den Molekülen eines amorphen organischen Halbleiters durch unabhängige Sprünge der Ladungsträger zwischen den lokalisierten Zuständen statt. Dies wird als *hopping-Transport* (engl.: to hop, springen) bezeichnet.

Das *Bässler-Modell* [20] beschreibt den hopping-Transport in organischen Halbleitern. Der hopping-Transport ist demnach abhängig von der Temperatur  $T$  und dem äusseren elektrischen Feld  $F$ . Hierbei führt das elektrische Feld zu einer reduzierten Energie-

barriere in Feldrichtung und so zu einer höheren Propagationswahrscheinlichkeit entlang des elektrischen Feldes. Für die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  gilt:

$$\mu \propto \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \cdot \exp\left(\beta\sqrt{F}\right) . \quad (3.1)$$

$E_a$  ist hierbei die Aktivierungsenergie und  $\beta$  der Feldverstärkungsfaktor. Für unipolare Ladungsträger, und bei nicht injektionslimitiertem Strom, ist der Strom der durch den organischen Halbleiter fließt raumladungsbegrenzt. Man spricht von raumladungsbegrenzten stationären Strömen. Diese werden für den Spezialfall konstanter Beweglichkeit ohne Fallenzustände durch die *Mott-Gurney-Gleichung* beschrieben [106]:

$$j = \frac{9}{8} \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \mu \frac{V_{\text{org}}^2}{d^3} . \quad (3.2)$$

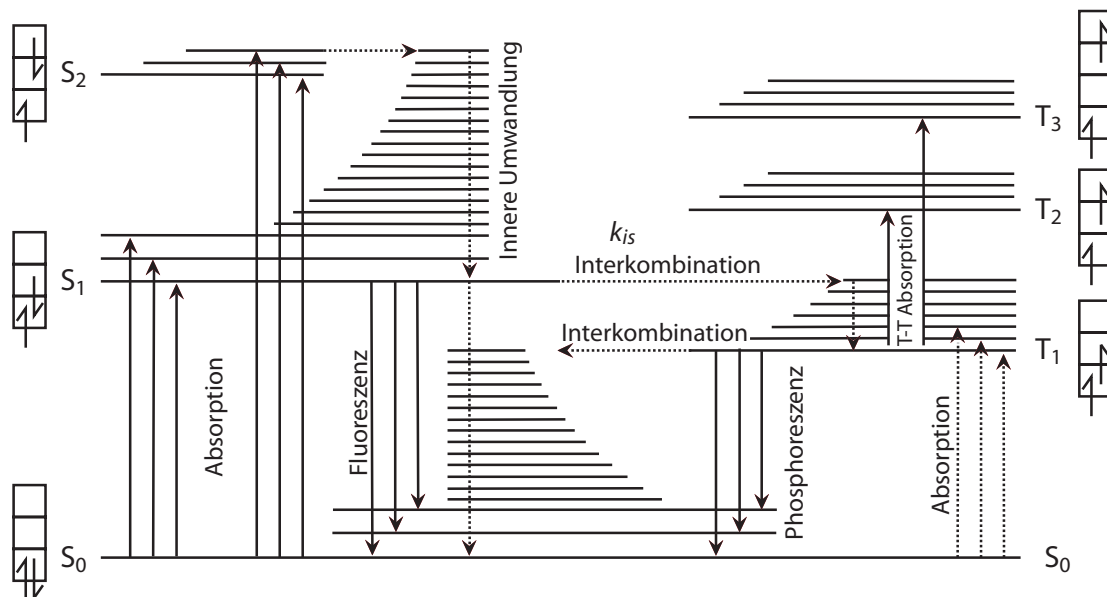
In Gleichung 3.2 ist  $\epsilon_0$  die Vakuumpermittivität,  $\epsilon_r$  die Dielektrizitätszahl des organischen Materials,  $\mu$  die Ladungsträgerbeweglichkeit,  $V_{\text{org}}$  der Spannungsabfall am organischen Halbleiter und  $d$  dessen Dicke. Ein typischer Wert für den Stromfluss durch eine OLED ist dabei  $j = 10 \text{ mA/cm}^2$  bei  $V_{\text{org}} = 5 \text{ V}$ ,  $\mu \approx 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $\epsilon_r = 3$  und  $d = 100 \text{ nm}$ .

### 3.1.2. Energieniveaus

Wie bereits erwähnt liegt die Bandlücke, also die Differenz zwischen HOMO- und LUMO- Niveau, in organischen Halbleitern zwischen 1 eV und 4 eV. Wenn nun ein Photon mit der entsprechenden Energie auf ein Molekül trifft, findet ein Übergang zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand statt. Beide Energieniveaus verfügen über eine Aufspaltung in vibronische Unterniveaus. Eine allgemeine schematische Darstellung des Energieschemas eines Moleküls findet sich in Abbildung 3.2 [106].

Auf der linken Seite der Abbildung finden sich die Singulett-Zustände. In diesen sind die Elektronenspins paarweise abgesättigt, ihre Gesamtspinquantenzahl ist also  $S=0$ . Der elektronische Grundzustand eines Moleküls mit einer geraden Anzahl von Elektronen ist in der Regel ein Singulett-Zustand. Er wird hier deshalb mit  $S_0$  bezeichnet. Auf der rechten Seite der Abbildung finden sich die Zustände mit parallelem Spin. Sie heißen Triplett-Zustände und haben eine Gesamtspinquantenzahl von  $S=1$ .

Die Benennung von Singulett und Triplett ergibt sich aus der Multiplizität  $= 2S + 1$ . Damit ergibt sich für einen Gesamtspin  $S=0$  eine Multiplizität von  $2 \times 0 + 1 = 1$ , was als Singulett bezeichnet wird. In den Zuständen mit einem Gesamtspin  $S=1$  ist die Multiplizität  $2 \times 1 + 1 = 3$ . Dies wird Triplett genannt. Übergänge von Singulett- zu Triplett-Zuständen wären unter der Annahme einer verschwindenden Spin-Bahn-Kopplung verboten. Dies würde bedeuten, dass bei einer photonischen Anregung aus dem Grundzustand kein Übergang von Singulett- zu Triplett-Zustand möglich ist, da der Grundzustand als Singulett-Zustand vorliegt.



**Abbildung 3.2.:** Energieschema eines Moleküls nach [106]. Eingezeichnet ist der elektronische Grundzustand  $S_0$ , elektronische Singulett- ( $S_1$ ,  $S_2$ ) und Triplett- ( $T_1$ ,  $T_2$ ) Anregungszustände, sowie vibronische Zustände.

Die Spin-Bahn-Kopplung in organischen Halbleitern ist zwar sehr gering, weil Kohlenstoff- und Wasserstoffatome nur eine kleine Kernladungszahl aufweisen, jedoch nicht vollständig vernachlässigbar. In organischen Halbleitern ist das Übergangsverbot daher nicht vollständig erfüllt. Zudem kann die Spin-Bahn-Kopplung im Molekül durch den Einbau schwerere Atome erhöht werden. Dies ermöglicht einen Übergang vom Singulett- zum Triplett-Zustand, eine sogenannte *Interkombination* (engl. intersystem crossing, ISC).

In Abbildung 3.2 sind zu allen Zuständen die vibronischen Unterniveaus eingezeichnet, wobei alle Anregungszustände außer den tiefen Anregungstermen  $S_1$  und  $T_1$  nur eine sehr kurze Lebenszeit haben. Sie relaxieren typischerweise in der Zeitskala von psec ins  $S_1$ - oder  $T_1$ -Niveau, indem sie ihre Energie über vibronische Subniveaus strahlungslos an das umgebende Gitter abführen, was als *Innere Umwandlung* (engl. internal conversion, IC) bezeichnet wird.

### 3.1.3. Exzitonen

Wird ein organisches Molekül mit Licht bestrahlt, so kommt es zu einer Anregung der oben genannten Singulett-Zustände, und damit unter Berücksichtigung der IC zu einer Besetzung des  $S_1$ -Niveaus. Durch die Anregung des Elektrons entsteht im Grundzustand ein entgegengesetzt geladenes Loch, wobei sich Loch und Elektron gegenseitig über die Coulomb-Kraft anziehen. Ein Exziton (engl. exciton) in einem Halbleiter ist eine solche Kombination aus angeregtem Elektron und Loch, und beschreibt demnach die elementare



Anregung eines solchen. Es ist ein Quasiteilchen, kann sich durch den Kristall bewegen, und transportiert dabei seine Anregungsenergie durch diesen hindurch. Je nach Anregungszustand der Exzitonen unterscheidet man Singulett- und Triplett-Exzitonen. Aus der Multiplizität ergibt sich eine mögliche Spin-Kombination für Singulett-Exzitonen und drei für Triplett-Exzitonen:

$$\begin{aligned} \text{Singulett} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(\uparrow\downarrow) - (\downarrow\uparrow)] \\ \text{Triplett} &= \begin{cases} (\uparrow\uparrow) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} [(\uparrow\downarrow) + (\downarrow\uparrow)] \\ (\downarrow\downarrow) \end{cases} \end{aligned}$$

Man unterscheidet verschiedene Arten von Exzitonen, je nachdem wo Loch und Elektron des Exzitons lokalisiert sind. Organische Halbleiter werden von Frenkel-Exzitonen dominiert. Bei Frenkel-Exzitonen sind sowohl Loch als auch angeregtes Elektron auf einem Molekül lokalisiert, wobei die Exzitonenbindungsenergie stark variieren kann und je nach Material 0,5 eV bis 1,0 eV beträgt [19].

### 3.1.4. Fluoreszenz und Phosphoreszenz

Fluoreszenz und Phosphoreszenz sind Bezeichnungen für charakteristische Zerfallsprozesse von Exzitonen. Siehe dazu auch Abschnitt 3.1.2 und Abbildung 3.2. Der Übergang vom angeregten Singulett-Niveau  $S_1$  in den Grundzustand  $S_0$  bezeichnet man als spontane Fluoreszenz. Die spontane Fluoreszenz korrespondiert mit dem Zerfall von Singulett-Exzitonen. Die Lebensdauer der spontanen Fluoreszenz liegt in der Regel im Nanosekundenbereich.

Der Zerfall eines Triplett-Exzitons, also der Übergang eines Elektrons vom Triplett-Niveau  $T_1$  in den Grundzustand  $S_0$ , bezeichnet man als Phosphoreszenz. Dieser Übergang ist eigentlich spinverboten. Durch eine starke Spin-Bahn-Kopplung, die beispielsweise durch das Einbringen schwerer Metallatome in das Molekül erreicht wird, kann jedoch ein phosphoreszenter Zerfall erreicht werden [10]. Die Lebenszeit der phosphoreszenten Farbstoffe liegt dabei im Bereich von 0,5  $\mu\text{s}$  bis 100 ms und somit deutlich höher als bei der spontanen Fluoreszenz. In organischen Halbleitern aus leichten Elementen konkurrieren nichtstrahlende Exzitonenzerfälle mit den strahlenden Übergängen des Triplett-Zustands, so dass bei Raumtemperatur praktisch keine Phosphoreszenz detektierbar ist.

Im Folgenden werden kurz die Zerfallsprozesse erklärt, bei denen mehrere Exzitonen beteiligt sind.

Liegt die Summe der Energie zweier Triplettzustände höher als das angeregte Singulett-niveau eines Moleküls, so ist ein Energieübertrag der beiden Triplett-Zustände auf das angeregte Singulett-Niveau möglich. Dies wird als Triplett-Triplett-Annihilation bezeichnet, und führt, bei einem strahlenden Zerfall des gebildeten Singulett-Zustands, zur verzögerten Fluoreszenz. Es findet dann wie bei der spontanen Fluoreszenz ein Übergang

in den Grundzustand  $S_0$  statt. Da der Energieübertrag jedoch eine gewisse Zeit benötigt, ist die Lebenszeit der verzögerten Fluoreszenz wesentlich höher als die der spontanen Fluoreszenz.

### 3.1.5. Energietransfermechanismen

Durch die Dotierung eines Matrixmaterials mit einem metallorganischen Schwermetallkomplex können die in der Matrix erzeugten Triplett-Exzitonen auf den Dotierstoff übertragen werden. Das Matrixmaterial hat hierbei eine verschwindende Spin-Bahn-Kopplung und somit eine lange Triplett-Lebenszeit. Der metallorganische Schwermetallkomplex verfügt dagegen über eine hohe Spin-Bahn-Kopplung, was phosphoreszente Emission gestattet. Dies ermöglicht eine effiziente Matrix-Farbstoff-Kombination, deren Effizienz die der Einzelsubstanzen übersteigt. Das HOMO und LUMO des Farbstoffs muss hierfür zwischen dem HOMO und LUMO des Matrixmaterials liegen. Beim Transfer des Anregungszustands der Matrix auf einen Farbstoff unterscheidet man zwei Energietransfermechanismen, den *Förster-* und den *Dexter-Energietransfer*.

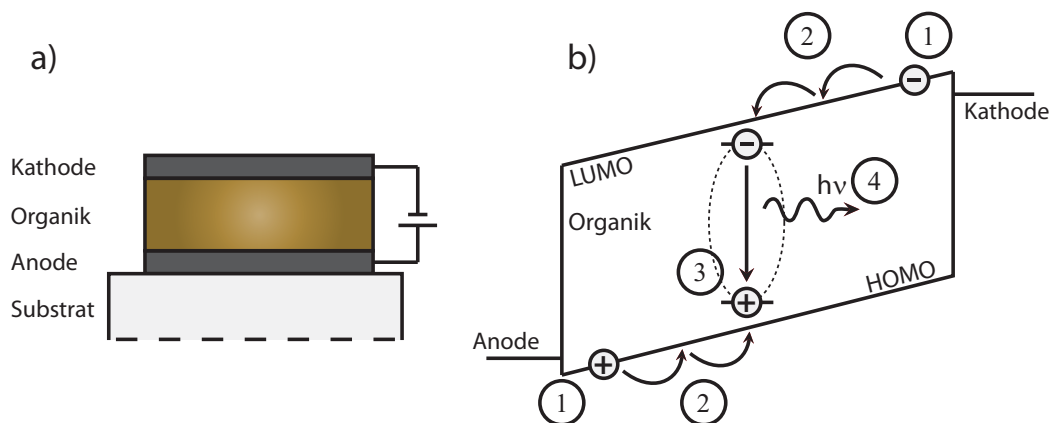
Beim *Förster-Energietransfer* wird durch eine langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung ein Singulett-Anregungszustand von einem Donor– auf ein Akzeptormolekül übertragen. Bei diesem Energietransfermechanismus müssen sich das Emissionsspektrum des Donators und das Absorptionsspektrum des Akzeptors überlappen. Der Energietransfer findet über zeitgleiche Emission durch den Donator und Absorption durch den Akzeptor statt. Der Förster-Energietransfer ist im Wesentlichen für den Transfer von Singulett-Exzitonen zuständig. Der Energietransfer läuft dann optimal ab, wenn das elektronische Niveau des Akzeptors leicht unter dem des Donators liegt. Der *Förster-Radius*, innerhalb dessen der Energieübertrag effizient abläuft, hat typischerweise eine Größe von 30–100 Å [93].

Der *Dexter-Energietransfer* beschreibt, im Gegensatz zum langreichweitigen Förster-Energietransfer, einen kurzreichweitigen aber spinerhaltenden Energieübertrag. Hier findet der Übertrag eines Elektrons vom LUMO des Donators zum LUMO des Akzeptors gleichzeitig mit dem Übergang eines zweiten Elektrons vom HOMO des Akzeptors zum LUMO des Donators statt. Damit muss eine räumliche Überlappung zwischen den Molekülorbitalen der am Austausch beteiligten Moleküle gegeben sein. Deshalb wirkt der Mechanismus nur im Nahbereich von Molekülen, im Abstand von ca. 5–10 Å.

## 3.2. Organische Leuchtdioden

In Abschnitt 3.1 wurde eine elementare Übersicht über die Physik organischer Halbleiter gegeben. In diesem Abschnitt wird auf die konkrete Verwendung von organischen Halbleitern für organische Leuchtdioden (engl.: organic light emitting diode, OLED) eingegangen. Der einfachste mögliche OLED-Stack ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Eine dünne Schicht eines organischen Halbleiters mit einer Dicke in der Größenordnung



**Abbildung 3.3.:** Schematische Darstellung einer OLED bestehend aus einer organischen Schicht. a) Der OLED-Stack. b) Banddiagramm mit: 1. Ladungsträgerinjektion, 2. Ladungstransport, 3. Bildung eines Exzitons aus Loch und Elektron und 4. strahlender Zerfall der Exzitonen.

von 100 nm befindet sich zwischen Anode und Kathode. Als Anode fungiert meist Indiumzinnoxid (engl. indium tin oxide, ITO), da ITO transparent und leitfähig zugleich ist und so eine Auskopplung des erzeugten Lichts erlaubt. Als Substrat kann nahezu jedes glatte, transparente Material, wie beispielsweise Glas oder eine Kunststoffolie, eingesetzt werden. Wird zwischen den Elektroden der OLED eine Spannung angelegt, so laufen die folgenden grundlegenden Schritte ab, die zur Elektrolumineszenz des Bauteils führen:

1. Ladungsträgerinjektion
2. Ladungstransport
3. Bildung eines Exzitons aus Loch und Elektron und eine eventuelle Diffusion des Exzitons
4. strahlender Zerfall der Exzitonen.

Im 1. Schritt werden Ladungsträger aus den Elektroden in das HOMO oder LUMO des organischen Halbleiters injiziert. Die positiven Löcher werden aus der Anode und die negativen Elektronen aus der Kathode injiziert. Dabei müssen die Löcher eine Injektionsbarriere überwinden, die der Differenz zwischen der Fermi-Energie der Anode und dem Ionisationspotential des organischen Halbleiters entspricht. Elektronen müssen eine Barriere überwinden, die durch die Differenz zwischen Austrittsarbeit des elektroneninjizierenden Kontakts und der Elektronenaffinität des Halbleiters bestimmt ist. Je größer die Injektionsbarrieren sind, desto niedriger ist der Injektionsstrom. Um eine gute Ladungsträgerinjektion zu erhalten, sollten die Elektrodenmaterialien möglichst gut an das HOMO und LUMO des organischen Halbleiters angepasst werden. Für die Anode, die für die Lochinjektion zuständig ist, sollten demnach Materialien mit hoher Austrittsarbeit gewählt werden, während für die Kathode, aus der die Elektronen injiziert werden,

ein Material mit niedriger Austrittsarbeit sinnvoll ist. Eine der beiden Elektroden muss zusätzlich noch transparent sein, um das in der OLED generierte Licht auskoppeln zu können. Hierbei wird standardmäßig ITO auf Glas eingesetzt.

Im 2. Schritt wandern die injizierten Ladungsträger, wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, per Hüpfleitung durch den organischen Halbleiter.

Im 3. Schritt rekombinieren ein Loch und ein Elektron zu einem Exziton, welches keine Nettoladung mehr trägt. In organischen Halbleitern liegen meist Frenkel-Exzitonen vor. Ein Frenkel-Exziton entspricht einem Molekül, mit einem vom HOMO ins LUMO angehobenen Elektron. Es ist nun möglich, dass sich das gebildete Exziton per Exzitonendiffusion weiter durch den organischen Halbleiter bewegt. In OLEDs kann dies durch zusätzliche Schichten verhindert werden, in welche die Exzitonen nur schwer eindiffundieren können. Diese sogenannten Exzitonenblocker sorgen mit dafür, dass die Rekombinationszone der OLED an einer definierten Stelle des Bauteils zu finden ist.

Im 4. Schritt kommt es zu einem Zerfall des Exzitons. Dieser erfolgt im Idealfall strahlend unter Aussendung eines Photons. Die Energie des emittierten Photons wird dabei durch den HOMO-LUMO-Abstand des Moleküls abzüglich der Exzitonenbindungsenergie definiert. Je nach Energielücke im organischen Halbleiter kann so die Emissionsfarbe der OLED gewählt werden.

### 3.2.1. Quantenausbeute

Die Quantenausbeute  $\eta_{\text{ext}}$  einer OLED beschreibt das Verhältnis der in die OLED injizierten Elektronen zu den aus der OLED emittierten Photonen. Sie lässt sich durch die folgende Gleichung beschreiben [115]:

$$\eta_{\text{ext}} = \gamma \cdot \eta_{\text{s/t}} \cdot q \cdot \eta_{\text{out}} \quad (3.3)$$

Dabei ist  $\gamma$  der Ladungsträger-Gleichgewichtsfaktor,  $\eta_{\text{s/t}}$  die Bildungswahrscheinlichkeit für strahlend zerfallende Exzitonen,  $q$  die intrinsische strahlende Quanteneffizienz und  $\eta_{\text{out}}$  die Auskoppelleffizienz.

Idealerweise wird für jedes injizierte Elektron auch ein Loch injiziert, da sowohl ein Elektron als auch ein Loch für die Bildung eines Exzitons benötigt werden.  $\gamma$  beschreibt das Verhältnis von injizierten Elektronen zu injizierten Löchern. Es gilt dabei  $0 \leq \gamma \leq 1$ , wobei  $\gamma = 1$  das Optimum darstellt. In realen Bauteilen lässt sich durch löcher- und elektronenblockende Schichten, an der Emissionsschicht ein  $\gamma$  nahe dem Maximum gut realisieren [111].

$\eta_{\text{s/t}}$  ist die Wahrscheinlichkeit einer Exzitonenbildung, mit der Randbedingung, dass nur Exzitonen in diesen Faktor eingehen, die auch strahlend zerfallen können. Üblicherweise sind aufgrund der Spinstatistik 25% der gebildeten Exzitonen Singulett-Exzitonen und 75% Triplett-Exzitonen. Für Singulett-Emitter, in denen nur Singulett-Exzitonen strahlend zerfallen, ist  $\eta_{\text{s/t}} = \frac{1}{4}$ . Hinzu kommt eventuell noch ein Anteil aus Triplett-Triplett-

Annihilation [9]. Ein strahlender Zerfall von Triplett-Exzitonen ist normalerweise nicht möglich. Durch den Einbau schwerer Metallatome, wie beispielsweise Iridium, und der damit verbundenen starken Spin-Bahn-Kopplung, können jedoch auch Triplett-Emitter realisiert werden. Für diese gilt  $\eta_{s/t} = 1$ .

Das Produkt  $\gamma \cdot \eta_{s/t}$  ist demnach der Anteil an injizierten Ladungsträgern der zur Bildung von potentiell strahlend zerfallenden Exzitonen führt.

Für die intrinsische strahlende Quanteneffizienz  $q$  im unendlich ausgedehnten Material gilt:

$$q = \frac{k_r}{k_r + \sum k_{nr}} , \quad (3.4)$$

wobei  $k_r$  die strahlende Rate (engl. radiative rate), also der Anteil strahlend zerfallender Exzitonen, und  $\sum k_{nr}$  die Summe aller nicht strahlenden Zerfälle (engl. nonradiative rate) ist. Die intrinsische strahlende Quanteneffizienz  $q$  gibt damit an, welche der potentiell strahlend zerfallenden Exzitonen auch wirklich strahlend zerfallen.

Der Faktor  $\eta_{\text{out}}$  gibt nun an, welcher Anteil der erzeugten Photonen die OLED verlassen können. Da die organischen Materialien in der OLED mit  $n_{\text{Organik}} = 1,8$  einen höheren Brechungsindex haben als das Glas-Substrat mit  $n_{\text{Glas}} = 1,5$  und Luft mit  $n_{\text{Luft}} = 1,0$ , tritt in der OLED Totalreflektion auf. Diese reduziert den Anteil ausgekoppelter Photonen.

### 3.2.2. Microcavity-Effekt und Purcell-Faktor

Eine Änderung der Auskoppelung der OLED beeinflusst die Kopplung des Emitters an die photonischen Moden in der OLED. Diese Kopplung kann zusätzlich noch durch Spiegelschichten variiert werden. Die aus der Kopplung resultierenden Resonatoreffekte in der OLED, werden als *Microcavity-Effekte* bezeichnet. Eine Änderung der Kopplung des Emitters an die photonischen Moden durch Microcavity-Effekte, beeinflusst wiederum direkt die strahlenden Zerfälle. Daher muss eine effektive strahlende Rate  $k_r^*$  definiert werden.

Der Faktor, um den die strahlende Rate durch die Microcavity-Effekte verstärkt wird, heißt *Purcell-Faktor*  $F$ . Damit gilt für die effektive strahlende Rate  $k_r^*$ :

$$k_r^* = F \cdot k_r . \quad (3.5)$$

Die Einführung einer effektiven strahlenden Rate macht die Definition einer effektiven strahlenden Quanteneffizienz  $q_{\text{effektiv}}$  notwendig:

$$q_{\text{effektiv}} = \frac{k_r^*}{k_r^* + \sum k_{nr}} . \quad (3.6)$$

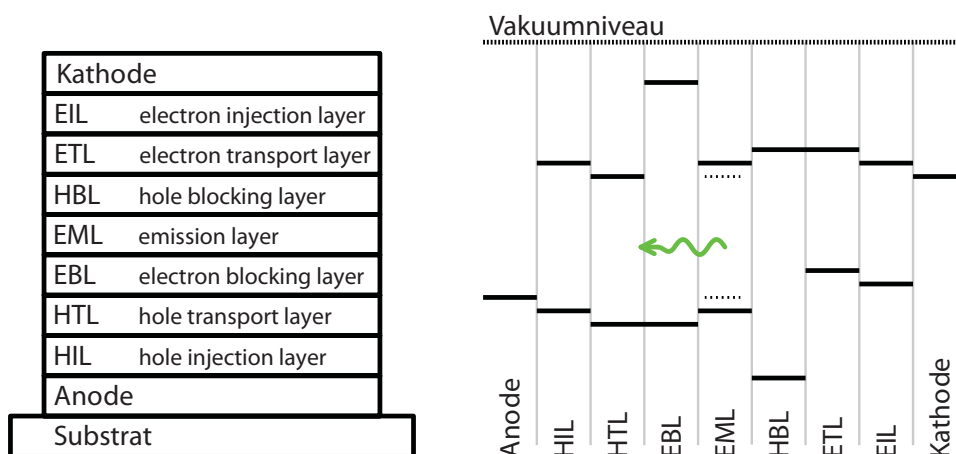
Der Purcell-Faktor hat zudem über die Rate, mit der die Exzitonen zerfallen, einen Einfluss auf die effektive Lebenszeit des Emitters  $\tau_{\text{Emitter}}^*$  [83]:

$$\frac{1}{\tau_{\text{Emitter}}^*} = k_r^* + \sum k_{nr} = F \cdot k_r + \sum k_{nr} . \quad (3.7)$$

Durch eine geschickte Wahl des OLED-Stacks ist es somit möglich, die Quantenausbeute der OLED zu erhöhen, und diese somit effizienter zu machen. Auf die verschiedenen typischen Bauelemente einer modernen OLED wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

### 3.2.3. OLED-Stacks

Moderne OLEDs bestehen aus einer Vielzahl von Schichten, die alle eine spezielle Aufgabe in der OLED übernehmen. In Abbildung 3.4 ist eine schematische Darstellung eines idealen OLED-Stacks zu finden. Jede Schicht dieser idealen OLED ist für einen besonderen Zweck optimiert. Sowohl Anode als auch Kathode können hier transparent sein.

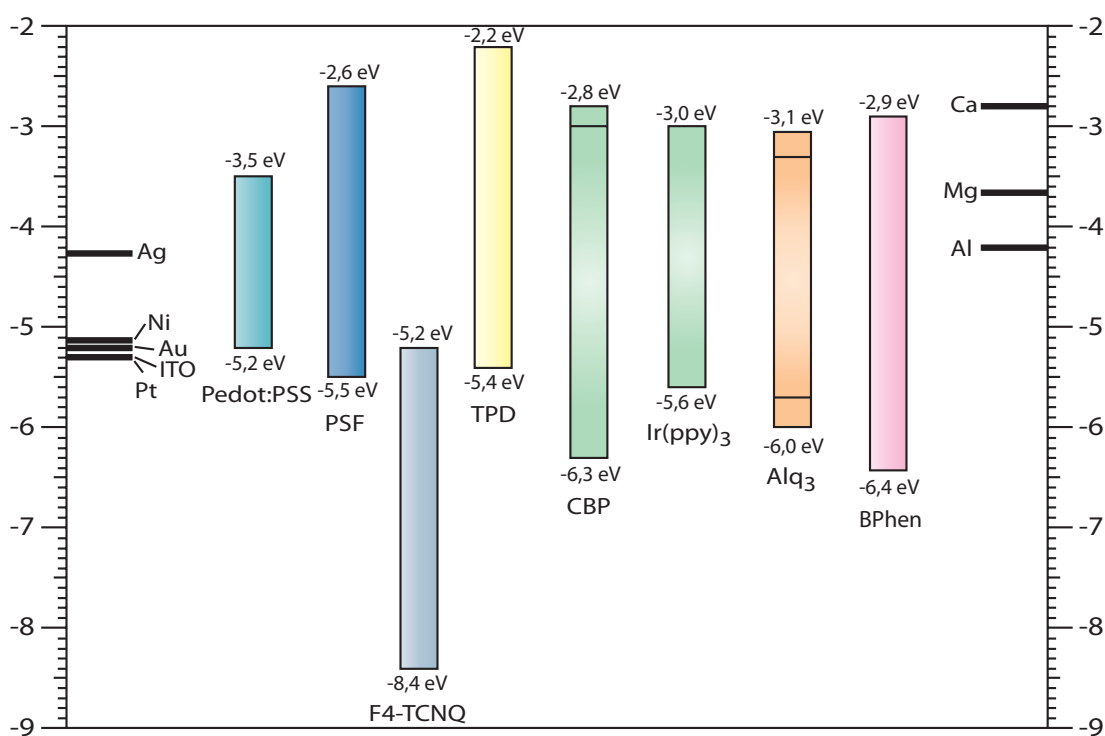


**Abbildung 3.4.:** Linke Seite: Schematische Darstellung eines idealen OLED-Stacks. Jede Schicht der OLED ist für einen besonderen Zweck optimiert: Lochinjektionsschicht (HIL), Lochtransportschicht (HTL), Elektronenblocker (EBL), Emissionsschicht (EML), bestehend aus einem Farbstoff in einer Matrix, Lochblocker (HBL), Elektronentransportschicht (ETL), Elektroneninjektionsschicht (EIL). Rechte Seite: HOMOs und LUMOs der einzelnen Schichten. HOMO und LUMO des Farbstoffes sind gestrichelt eingezeichnet.

Die Anode muss für eine möglichst gute Lochinjektion optimiert werden. Hier kommt als Material beispielsweise ITO in Frage. ITO hat eine Austrittsarbeit von  $-4,7$  eV. Eine Übersicht über die Energieniveaus der verwendeten Materialien bietet Abbildung 3.5. Die Bestimmung von HOMO und LUMO der organischen Halbleiter ist jedoch schwierig, so dass die publizierten Werte über einen größeren Bereich schwanken können. Auch

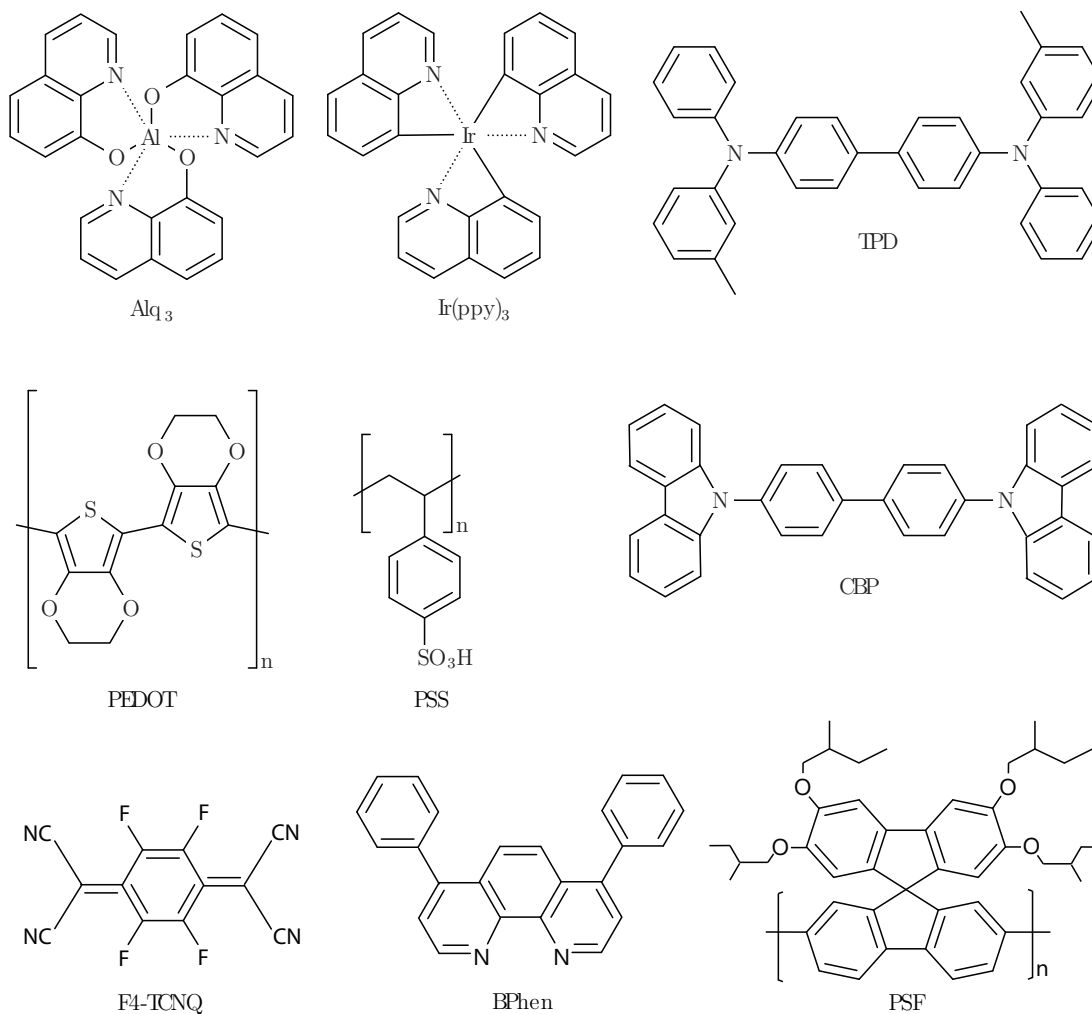
beeinflusst die Umgebung und die durch die Aufampfparameter erzielte Struktur der Materialien die exakte Lage von LUMO und HOMO. In Abbildung 3.6 sind die Strukturformeln der in dieser Arbeit verwendeten organischen Halbleiter abgebildet.

Um eine gute Lochinjektion in die organischen Schichten zu erreichen, wird eine Lochinjektionsschicht (engl. hole injection layer, HIL) in die OLED eingebaut. Eine typische HIL ist das Material Pedot:PSS mit einem LUMO von  $-3,5\text{ eV}$  und einem HOMO von  $-5,2\text{ eV}$ . Der Lochtransport findet in einer Lochtransportschicht (engl. hole transport layer, HTL) statt. Die Löcher werden in ihr von der Anode zur Emissionsschicht (engl. emission layer, EML) in der Mitte der OLED transportiert. Eine Schichtdickenvariation der Lochtransportschicht kann genutzt werden um die Microcavity der OLED zu optimieren. Um eine Diffusion der von der Kathodenseite injizierten Elektronen in die Lochtransportschicht zu verhindern, folgt eine Elektronenblockschicht (engl. electron blocking layer, EBL).



**Abbildung 3.5.:** Austrittsarbeiten von Anoden und Kathoden, sowie HOMO und LUMO verschiedener organischer Halbleiter. Die publizierten Werte schwanken je nach Messmethode oder Struktur des Materials. Hier ist, außer bei CBP und Alq<sub>3</sub>, je Material nur ein ausgewähltes HOMO und LUMO dargestellt. Daten aus [1, 40, 66, 85].

Eine Diffusion von Löchern oder Elektronen durch die gesamte OLED würde zu Leckströmen und Exzitonbildung außerhalb der Emissionsschicht führen, und so die Effizienz der OLED herabsetzen. Daher ist die Emissionsschicht von Lochblockschicht (engl. hole blocking layer, HBL) und EBL eingeschlossen. Zwischen EBL und HBL kommt es zu einer Anreicherung von Löchern und Elektronen, so dass hier die Wahrscheinlichkeit einer



**Abbildung 3.6.:** Struktur von verschiedenen organischen Halbleitern: Alq<sub>3</sub> (tris-(8-hydroxyquinoline)aluminum), Ir(ppy)<sub>3</sub> (tris(phenylpyridine)iridium), TPD (N,N'-diphenyl-N,N'-bis(3-methylphenyl)-1,1'-biphenyl-4,4'-diamine), PEDOT (poly(3,4-ethylenedioxythiophene)), PSS (poly(styrene sulfonate)), CBP (4,4'-N,N'-dicarbazolyl-biphenyl), F4-TCNQ (2,3,5,6-tetrafluoro-7,7,8,8-tetracyanochinodimethan), BPhen (4,7-diphenyl-1,10-phenanthroline), PSF (polyspirofluorene) [40, 66].

Exzitonenbildung stark ansteigt. Optimalerweise findet diese in der gesamten Emissionsschicht statt, oft sammeln sich die Elektronen jedoch am EBL und die Löcher am HBL, bis die Konzentration hoch genug ist, um die jeweils anderen Ladungsträger beim Durchgang in einem Exziton zu binden. Je nach OLED findet der Exzitonzerfall, und damit die Lichtemission, an den Rändern oder in der Mitte der Emissionsschicht statt.

Die obere Hälfte der skizzierten OLED ist auf den Transport und die Injektion von Elektronen optimiert. Es folgt zunächst die Elektronentransportschicht (engl. electron



transporting layer, ETL), dann die Elektroneninjektionsschicht (engl. electron injection layer, EIL) und schließlich die Kathode. Als Kathodenmaterial ist beispielsweise Calcium mit einer Austrittsarbeit von  $-2,8\text{ eV}$  gut geeignet.

HTL und EBL können auch aus einem einzigen Material bestehen. TPD mit einem LUMO von  $-2,2\text{ eV}$  und einem HOMO von  $-5,4\text{ eV}$  kann sowohl als HTL als auch als EBL eingesetzt werden. Ein klassischer OLED-Stack ist der Aufbau ITO, Pedot:PSS, TPD, Alq<sub>3</sub>, Ca, Al. Hier findet die Emission an der Grenzfläche von TPD und Alq<sub>3</sub> statt. Dabei ist ITO die Anode, Pedot:PSS die HIL, TPD ist EBL und HTL, Alq<sub>3</sub> ist EML und ETL, Ca wird als EIL und Al als Kathode eingesetzt.



## 4. Grundlagen der Wechselwirkung von Licht und Materie

### 4.1. Der komplexe Brechungsindex

Licht ist eine elektromagnetische Welle, deren Verhalten an Grenzflächen und in Festkörpern durch den komplexen Brechungsindex beschrieben wird. Geht man davon aus, dass das elektrische Feld des Lichts im Festkörper eine Schwingung der negativ geladenen Elektronenhüllen um die positiven Atomkerne induziert, so kann der komplexe Brechungsindex  $n_i$  als Funktion der Frequenz  $\omega$  des Lichts geschrieben werden [124]:

$$n_i = 1 + \frac{Ne^2}{2\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma)}. \quad (4.1)$$

In Gleichung 4.1 ist  $N$  die Elektronendichte,  $\epsilon_0$  die Vakuumpermeabilität und  $m$ ,  $\omega_0$  und  $\gamma$  sind Masse, Eigenfrequenz und Dämpfung des Oszillators. Der komplexe Brechungsindex  $n_i$  kann jetzt mit  $n_i = n - i\kappa$  in Real- und Imaginärteil zerlegt werden.  $n$  ist dabei der Brechungsindex und  $\kappa$  ist der Extinktionskoeffizient:

$$n = 1 + \frac{Ne^2(\omega_0^2 - \omega)}{2\epsilon_0 m [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2]}, \quad (4.2)$$

$$\kappa = \frac{Ne^2\gamma\omega}{2\epsilon_0 m [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2]}. \quad (4.3)$$

Für eine monochromatische ebene Welle  $E(z, t) = E_0 \cdot \exp[i(\omega t - k_i z)]$  der Vakuumwellenlänge  $\lambda_0$ , die sich in einem durch  $n_i = n - i\kappa$  beschriebenen Medium in  $z$ -Richtung ausbreitet, gilt für die komplexe Wellenzahl  $k_i$ :

$$k_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n - i\kappa). \quad (4.4)$$

Für  $E(z, t)$  ergibt sich damit:

$$E(z, t) = E_0 \cdot \exp[i(\omega t - k_i \cdot z)] = E_0 \cdot \exp\left[i\left(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda_0} z\right)\right] \exp\left[-\frac{2\pi\kappa}{\lambda_0} z\right]. \quad (4.5)$$

Der hintere Teil der Gleichung beschreibt die Dämpfung der Welle in Ausbreitungsrichtung. Definiert man nun einen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  mit

$$\alpha = \frac{1}{I} \frac{\partial}{\partial z} I, \quad (4.6)$$

wobei  $I$  die Intensität der elektromagnetischen Welle ist, so ergibt sich mit einer initialen Intensität  $I_0$  nach Umformungen folgendes Verhalten von  $I$  beim Durchschreiten eines Mediums der Dicke  $d$ :

$$I(z) = I_0 \cdot \exp(-\alpha d). \quad (4.7)$$

Ein Vergleich mit Gleichung 4.5 führt zu dem in Gleichung 4.8 angegebenen Zusammenhang zwischen dem Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  und dem Extinktionskoeffizienten  $\kappa$ :

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot \kappa. \quad (4.8)$$

Dieser Zusammenhang entspricht dem Lambert-Beerschen-Gesetz für die Schwächung der Lichtintensität beim Durchgang durch absorbierende Medien.

## 4.2. Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Grenzflächen

Eine elektromagnetische Welle mit Wellenvektor  $\vec{k}_i$ , die auf eine dielektrische Grenzfläche zwischen zwei Medien trifft, kann reflektiert  $\vec{k}_r$  oder transmittiert  $\vec{k}_t$  werden. Das Verhalten der elektromagnetischen Welle wird vom komplexen Brechungsindex der beiden beteiligten Medien bestimmt. An der Grenzfläche der beiden Medien ( $z=0$ ) müssen die Wellenvektoren  $\vec{k}_i$ ,  $\vec{k}_r$  und  $\vec{k}_t$  in einer Ebene liegen. Es ist also immer möglich, eine zweidimensionale Projektion des Vorgangs, in diese sogenannte Einfallsebene vorzunehmen. Siehe dazu Abbildung 4.1.

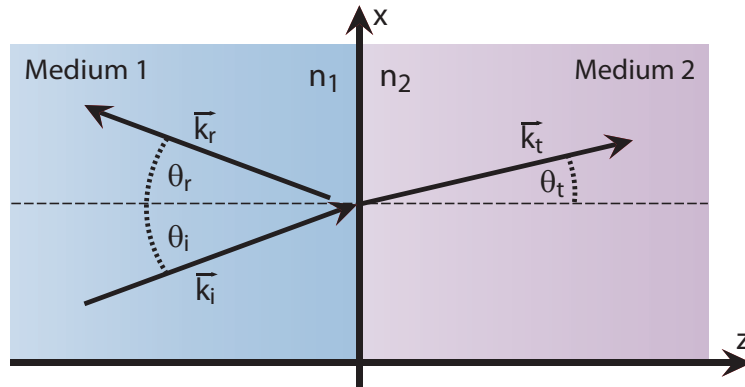
Für die Wellenvektoren gilt hier:

$$|\vec{k}_i| = |\vec{k}_r| = \frac{\omega}{c} |n_1|, \quad |\vec{k}_t| = \frac{\omega}{c} |n_2|. \quad (4.9)$$

Für die Tangentialkomponente der Wellenvektoren gilt:

$$n_1 \cdot \sin \theta_i = n_1 \cdot \sin \theta_r = n_2 \cdot \sin \theta_t. \quad (4.10)$$

Dies führt zur Bedingung  $\theta_i = \theta_r$ , der Gleichheit von Einfallswinkel und Reflexionswinkel, und dem Snelliusschen Brechungsgesetz:



**Abbildung 4.1.:** Eine im Medium 1 mit Brechungsindex  $n_1$  propagierende elektromagnetische Welle  $\vec{k}_i$  trifft auf die dielektrische Grenzfläche zu Medium 2 mit Brechungsindex  $n_2$  und wird reflektiert  $\vec{k}_r$  und transmittiert  $\vec{k}_t$ . Projektion in die Einfallsebene.

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.11)$$

Eine umfangreichere Darstellung des Verhaltens von Licht an dielektrischen Grenzflächen geben die Fresnel-Gleichungen. Die Fresnel-Gleichungen lassen sich aus den Maxwell-Gleichungen herleiten, wobei man als Randbedingungen elektromagnetische Wellen an einer ladungs- und stromfreien Grenzschicht annimmt. Ausgehend von ebenen Wellen mit  $\vec{E}_i \cdot \exp[i(\omega t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})]$  als einfallende Welle,  $\vec{E}_r \cdot \exp[i(\omega t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})]$  als reflektierte Welle und  $\vec{E}_t \cdot \exp[i(\omega t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})]$  als transmittierte Welle, lauten die Fresnel-Gleichungen für reflektierte Wellen:

$$r_s = \left( \frac{E_r}{E_i} \right)_s = \frac{n_1 \cdot \cos \theta_i - n_2 \cdot \cos \theta_t}{n_1 \cdot \cos \theta_i + n_2 \cdot \cos \theta_t}, \quad (4.12)$$

$$r_p = \left( \frac{E_r}{E_i} \right)_p = \frac{n_1 \cdot \cos \theta_t - n_2 \cdot \cos \theta_i}{n_1 \cdot \cos \theta_t + n_2 \cdot \cos \theta_i}, \quad (4.13)$$

und für transmittierte Wellen:

$$t_s = \left( \frac{E_t}{E_i} \right)_s = \frac{2n_1 \cdot \cos \theta_i}{n_1 \cdot \cos \theta_i + n_2 \cdot \cos \theta_t}, \quad (4.14)$$

$$t_p = \left( \frac{E_t}{E_i} \right)_p = \frac{2n_1 \cdot \cos \theta_i}{n_1 \cdot \cos \theta_t + n_2 \cdot \cos \theta_i}. \quad (4.15)$$

$r_s$ ,  $r_p$ ,  $t_s$  und  $t_p$  sind die Fresnel-Koeffizienten für s- und p-polarisiertes Licht. Für im rechten Winkel zur Oberfläche einfallendes Licht kann man nicht mehr zwischen s- und

p-polarisiertem Licht unterscheiden. Dann gilt  $\theta_i = \theta_t = \theta_r = 0^\circ$ , und damit  $r_s = r_p$  und  $t_s = t_p$ . Die Reflektion  $R$  und die Transmission  $T$  an der Grenzschicht wird durch die Fresnel-Koeffizienten beschrieben:

$$R_s = |r_s|^2, \quad (4.16)$$

$$R_p = |r_p|^2, \quad (4.17)$$

$$T_s = \frac{n_2 \cdot \cos \theta_t \cdot |t_s|^2}{n_1 \cdot \cos \theta_i}, \quad (4.18)$$

$$T_p = \frac{n_2 \cdot \cos \theta_t \cdot |t_p|^2}{n_1 \cdot \cos \theta_i}. \quad (4.19)$$

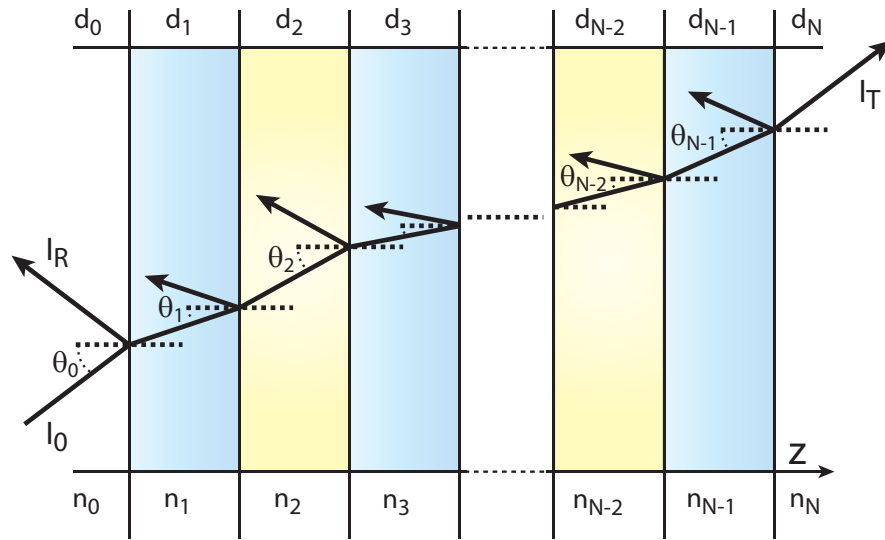
Für den Fall, dass die einfallende Welle  $k_i$  aus dem optisch dichteren Medium auf ein Medium mit niedrigerem Brechungsindex trifft, kommt es ab einem gewissen kritischen Winkel  $\theta_k$  zur Totalreflektion an der Grenzfläche. Dieser Winkel  $\theta_k$  lässt sich durch eine Umstellung des Snelliusschen Brechungsgesetzes (Gleichung 4.11) errechnen:

$$\theta_k = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \quad (4.20)$$

Obwohl bei Totalreflektion kein Energietransfer über die Oberfläche stattfindet, ergibt die Berechnung der Fresnel-Koeffizienten  $t_s$  und  $t_p$  einen Wert ungleich Null. Das elektrische Feld kann demnach teilweise in das optisch dünnere Medium eindringen und propagiert dort entlang der Grenzfläche. Diese Wellen heißen evaneszente Wellen. Ihre Reichweite ist, ausser für Einfallswinkel nahe dem kritischen Winkel  $\theta_k$ , gering, und beträgt normalerweise nur einige Wellenzüge.

### 4.3. Der Transfermatrix-Formalismus

Für Systeme die aus vielen Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes bestehen, ist die Lösung der Fresnel-Gleichungen für jede einzelne Schicht sehr aufwendig. Der Transfermatrix-Formalismus nach Yeh [124] führt in solchen Systemen zu Vereinfachungen, und soll hier kurz vorgestellt werden. In Abbildung 4.2 ist ein Schicht-Stack bestehend aus  $N$  Einzelschichten  $d_x$  skizziert, wobei  $d_1$  und  $d_N$  halbbunendlich sind. Jede Einzelschicht  $d_x$  hat einen zugehörigen Brechungsindex  $n_x$ . Auf diesen Schicht-Stack trifft von links ein Lichtstrahl der Intensität  $I_0$ . Um nun das Verhalten dieses Lichtes beim Durchgang durch den Stack zu bestimmen, bildet man für jede Grenzfläche die Transmissionsmatrix  $D_{x-1,x}$ , die einen Zusammenhang zwischen den elektrischen Feldamplituden  $A$  und  $B$  der nach rechts (A) und links (B) laufenden Welle auf der



**Abbildung 4.2.:** Ein Schicht-Stack, bestehend aus  $N$  verschiedenen Schichten  $d_x$  mit zugehörigem Brechungsindex  $n_x$ , wobei  $d_1$  und  $d_N$  halbbeschränkt sind. Von links fällt ein Lichtstrahl mit der Intensität  $I_0$  ein und wird reflektiert  $I_R$  und transmittiert  $I_T$ .

linken und rechten Seite der Grenzfläche zwischen der  $(x-1)$ -ten und der  $x$ -ten Schicht herstellt:

$$\begin{pmatrix} A_{x-1} \\ B_{x-1} \end{pmatrix} = D_{x-1,x} \begin{pmatrix} A_x \\ B_x \end{pmatrix}. \quad (4.21)$$

In der Transmissionsmatrix  $D_{x-1,x}$  sind die Fresnel-Koeffizienten  $r_{x-1,x}$  und  $t_{x-1,x}$  für Reflektion und Transmission an der Grenzfläche  $(x-1, x)$  enthalten:

$$D_{x-1,x} = \frac{1}{t_{x-1,x}} \begin{pmatrix} 1 & r_{x-1,x} \\ r_{x-1,x} & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.22)$$

Die Bestimmung der elektrischen Feldstärkeamplitude nach dem Durchgang durch die  $x$ -te Schicht und entsprechender Retardierung und Dämpfung kann mit der Propagationsmatrix  $P_x$  berechnet werden:

$$P_x = \begin{pmatrix} e^{i\phi_x} & 1 \\ 1 & e^{-i\phi_x} \end{pmatrix}. \quad (4.23)$$

wobei für  $\phi_x$  gilt:

$$\phi_x = \frac{2\pi}{\lambda} n_x d_x \cos \theta_x. \quad (4.24)$$

In Gleichung 4.24 bezeichnet  $d_x$  die Dicke und  $\theta_x$  den Propagationswinkel der  $x$ -ten Schicht. Um Mehrfachreflektionen an den Grenzflächen zu berücksichtigen, bildet man mit Transmissionsmatrix und Propagationsmatrix die Transfermatrix für den gesamten Stack:

$$T = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \left[ \prod_{l=0}^{N-1} D_{l-1,l} P_l \right] D_N . \quad (4.25)$$

Die Transfermatrix verbindet die elektrischen Feldstärkeamplituden  $A_0$  und  $B_0$  der in der ersten Schicht einfallenden Wellen  $E_i$  und der reflektierten Wellen  $E_r$  mit den Feldstärkeamplituden  $A_N$  und  $B_N$  der transmittierten Welle  $E_t$  und der einfallenden Welle der Schicht N:

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_N \\ B_N \end{pmatrix} . \quad (4.26)$$

$B_N$ , die Feldstärkeamplitude der aus der Schicht N auf den Stack einfallenden Welle, kann im Allgemeinen gleich Null gesetzt werden. Mit  $A_0 = E_i$ ,  $B_0 = E_r$ ,  $A_N = E_t$  und  $B_N = 0$  lassen sich aus den Matrixelementen die Fresnel-Koeffizienten des Schichtsystems berechnen:

$$r = \frac{B_0}{A_0} = \frac{M_{21}}{M_{11}} , \quad (4.27)$$

$$t = \frac{A_N}{A_0} = \frac{1}{M_{11}} . \quad (4.28)$$

Hiermit ergibt sich für die Reflektivität des Schichtsystems:

$$R(\lambda, \theta_0) = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 . \quad (4.29)$$

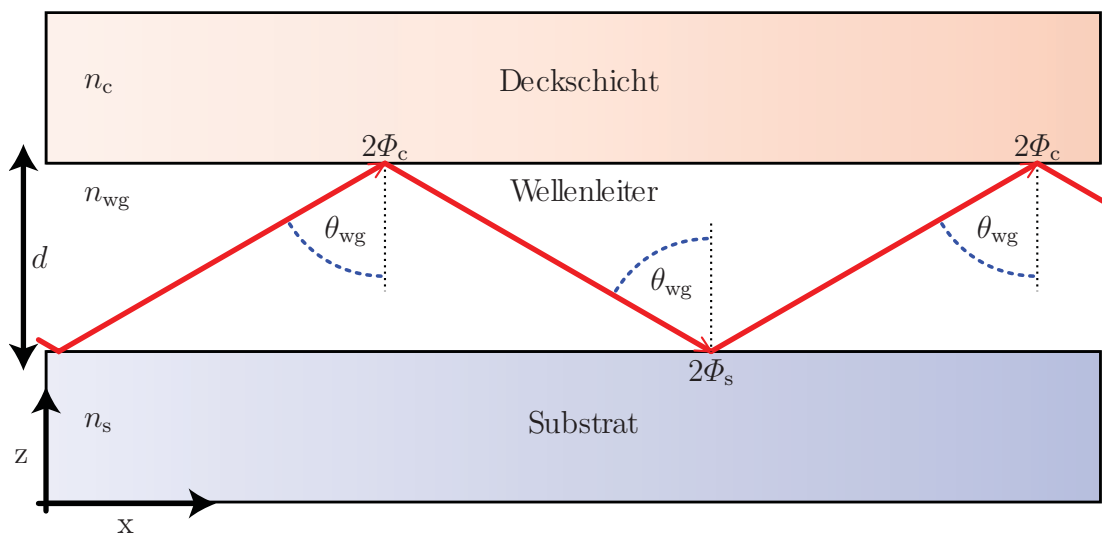
Falls  $\theta_0$  und  $\theta_N$  reelle Größen sind, ergibt sich für den Transmissionsgrad:

$$T(\lambda, \theta_0) = \frac{n_N \cos \theta_N}{n_0 \cos \theta_0} |t|^2 = \frac{n_N \cos \theta_N}{n_0 \cos \theta_0} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 , \quad (4.30)$$

und für den Absorptionsgrad mit Reflektion R + Transmission T + Absorption A = 1:

$$A(\lambda, \theta_0) = 1 - R(\lambda, \theta_0) - T(\lambda, \theta_0) . \quad (4.31)$$





**Abbildung 4.3.:** Ein Wellenleiter auf einem Substrat, versehen mit einer Deckschicht. Der Brechungsindex des Wellenleiters  $n_{wg}$  muss größer sein als der des Substrats  $n_{wg} > n_s$  und der der Deckschicht  $n_{wg} > n_c$ , und der Winkel  $\theta_{wg}$  muss größer sein als die aus den Brechungsindizes resultierenden kritischen Winkel  $\theta_{wg} > \theta_s$  und  $\theta_{wg} > \theta_c$ .

## 4.4. Wellenleitung

In Wellenleitern wird der Effekt der Totalreflektion genutzt, um Licht über eine gewisse Strecke zu transportieren. Der einfachste Aufbau ist der einer Wellenleiterschicht auf einem Substrat, versehen mit einer Deckschicht, wie in Abbildung 4.3 dargestellt. Zur Vereinfachung wurde eine zweidimensionale Struktur mit einer absorptionsfreien Wellenleiterschicht der Dicke  $d$  mit Brechungsindex  $n_{wg}$  angenommen. Der Brechungsindex des Substrats  $n_s$  und der Brechungsindex der Deckschicht  $n_c$  sowie der Einfallswinkel  $\theta_{wg}$  müssen gewisse Bedingungen erfüllen, um Totalreflektion im Inneren des Wellenleiters zu ermöglichen. Diese ist nur gegeben, wenn die aus den Brechungsindizes resultierenden kritischen Winkel am Substrat  $\theta_s$  und an der Deckschicht  $\theta_c$  kleiner sind als der Einfallswinkel  $\theta_{wg}$ .

$$\theta_{wg} \geq \theta_c = \arcsin \frac{n_s}{n_{wg}} , \quad (4.32)$$

$$\theta_{wg} \geq \theta_s = \arcsin \frac{n_c}{n_{wg}} . \quad (4.33)$$

Wird die elektromagnetische Welle an Substrat oder Deckschicht reflektiert, so kommt es zu einer Phasenverschiebung um  $\Phi_s$  oder  $\Phi_c$ . Um Wellenleitung zu erhalten, muss die im Folgenden dargestellte transversale Resonanzbedingung, erfüllt sein:

$$2 \cdot d \cdot k_0 \cdot n_{wg} \cdot \cos \theta_{wg} - \Phi_c - \Phi_s = 2\pi \cdot m . \quad (4.34)$$

In Gleichung 4.34 ist  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  der Betrag des Vakuumwellenvektors und  $d$  die Dicke der Wellenleiterschicht.  $m = 0, 1, 2, \dots$  kann ausschließlich ganze Zahlen annehmen, da nur dann konstruktive Interferenz vorliegt. Nur wenn diese Bedingung erfüllt ist handelt es sich um eine Wellenleitermode. Die elektromagnetische Welle breitet sich dann innerhalb des Substrats verlustfrei in x-Richtung aus und wird durch die Tangentialkomponente des Wellenvektors  $k_x$  charakterisiert. Diese Tangentialkomponente des Wellenvektors  $k_x$  wird auch In-Plane-Wellenvektor genannt. Sie entspricht der Projektion des Wellenvektors  $k$  in x-Richtung:

$$k_x = \frac{\omega}{v_{ph}} = k_0 \cdot n_{wg} \cdot \sin \theta_{wg} . \quad (4.35)$$

In Gleichung 4.35 bezeichnet  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $v_{ph}$  die Phasenausbreitungsgeschwindigkeit und  $k_0$  den Betrag des Vakuumwellenvektors der Lichtwelle.

Die Phasenverschiebungen  $\Phi_s$  und  $\Phi_c$  aus Gleichung 4.34 sind unterschiedlich für s- und p-polarisiertes Licht, was zu einer Abhängigkeit der Phasenverschiebung von der Polarisation des Lichts führt. Für transversal elektrische (TE) und für transversal magnetische (TM) Polarisationsrichtungen läßt sich  $\Phi_s$  und  $\Phi_c$  aus den Brechungsindizes berechnen. Dafür wird der effektive Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  eingeführt:

$$n_{\text{eff}} = n_{wg} \cdot \sin \theta_{wg} . \quad (4.36)$$

Für TE- und TM-polarisierte Wellen gilt dann:

$$\Phi_{c,s}^{TE} = 2 \cdot \arctan \left( \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{c,s}^2}{n_{wg}^2 - n_{\text{eff}}^2}} \right) , \quad (4.37)$$

$$\Phi_{c,s}^{TM} = 2 \cdot \arctan \left( \frac{n_{wg}}{n_{c,s}} \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{c,s}^2}{n_{wg}^2 - n_{\text{eff}}^2}} \right) . \quad (4.38)$$

Sind also die Brechungsindizes der Materialien  $n_c$ ,  $n_{wg}$  und  $n_s$ , sowie die Wellenlänge  $\lambda_0$ , und der Propagationwinkel  $\theta_{wg}$  der elektromagnetischen Welle bekannt, so läßt sich für jedes  $m$  die ideale Dicke  $d$  eines Wellenleiters für diese Materialkombination berechnen. Hier ist jedoch zu beachten, dass eine Mindestdicke  $d_{\text{min}}$ , die sogenannte *Cutoff-Dicke* des Wellenleiters, eingehalten werden muss:

$$d_{\text{min}} = \frac{\arctan \left( \sqrt{(n_s^2 - n_c^2)/(n_{wg}^2 - n_s^2)} \right)}{2 k_0 \sqrt{n_{wg}^2 - n_s^2}} . \quad (4.39)$$

Außerdem lässt sich die *Cutoff-Wellenlänge*  $\lambda_{\max}$  berechnen. Für Wellenlängen  $\lambda > \lambda_{\max}$  ist Wellenleitung ausgeschlossen:

$$\lambda_{\max} = \frac{2\pi d \sqrt{n_{wg}^2 - n_s^2}}{\sqrt{(n_s^2 - n_c^2)/(n_{wg}^2 - n_s^2)}}. \quad (4.40)$$

Die Randbedingungen, die sich aus den Gleichungen 4.39 und 4.40 ergeben, sind bei den Berechnungen, die mit Gleichung 4.34 durchgeführt werden, zu berücksichtigen.

## 4.5. Oberflächenplasmonen

Plasmonen sind quantisierte Ladungsdichteschwankungen in dotierten Halbleitern oder Metallen. Man kann sich Plasmonen als die freien Elektronen eines Metalls vorstellen, welche relativ zu den lokalisierten Ionen des Gitters oszillieren. Dies ist eine kollektive Schwingung des Fermi-Gases. Findet diese Schwingung im gesamten Volumen statt, so spricht man von einem Volumenplasmon, sind dagegen nur einzelne Partikel in einer Matrix betroffen, spricht man von einem Partikelplasmon, und findet die Schwingung lediglich an der Oberfläche oder in dünnen Schichten statt, handelt es sich um ein Oberflächenplasmon. Hier werden nur die Oberflächenplasmonen betrachtet.

Oberflächenplasmonen, also Ladungsdichteschwankungen an einer Oberfläche, können als longitudinale elektromagnetische Wellen betrachtet werden. Deren Eigenschaften wird durch den komplexen Brechungsindex der leitfähigen Schicht und des benachbarten Mediums definiert. Für sie gilt die komplexe Dispersionsrelation:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}. \quad (4.41)$$

In Gleichung 4.41 bezeichnet  $k_x$  die tangentielle Komponente des Wellenvektors.  $\epsilon_1 = n_1^2$  und  $\epsilon_2 = n_2^2$  sind die komplexen dielektrischen Funktionen der leitfähigen Schicht  $\epsilon_1$  und des angrenzenden Mediums  $\epsilon_2$  [97]. Diese hängen folgendermaßen mit dem komplexen Brechungsindex  $N$  zusammen:

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' \equiv N^2 = (n - i\kappa)^2. \quad (4.42)$$

Für ein angrenzendes dielektrisches Medium mit reellem  $\epsilon_2 = \epsilon_2'$  kann der reelle Anteil  $k_x'$  aus  $k_x = k_x' + ik_x''$  folgendermaßen geschrieben werden:

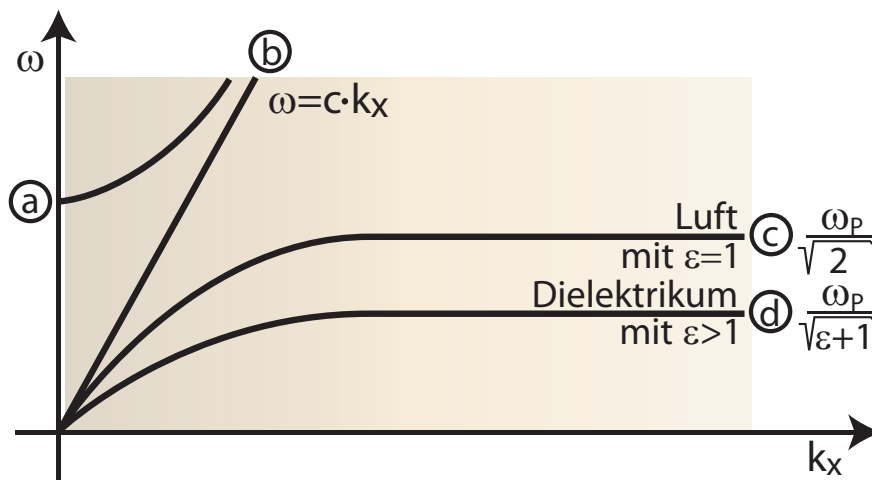
$$k_x' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1' \epsilon_2'}{\epsilon_1' + \epsilon_2'}}. \quad (4.43)$$

Für ein freies ungedämpftes Elektronengas folgt für die dielektrische Funktion eines Metalls die folgende Relation:

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (4.44)$$

in der  $\omega_p$  die Plasmafrequenz bezeichnet. Sie gibt an, bis zu welcher Anregungsfrequenz die Elektronen einer elektromagnetischen Welle folgen können. Für große  $k_x$  oder  $\epsilon'_1 \rightarrow -\epsilon'_2$  ergibt sich eine Grenzfrequenz für die longitudinalen Oberflächenplasmonen:

$$\omega_{sp} = \sqrt{\frac{\omega_p}{1 + \epsilon'_2}}. \quad (4.45)$$



**Abbildung 4.4.:** Verlauf der Dispersionrelationen für ein (a) Volumenplasmon, (b) Licht mit  $\omega = c \cdot k_x$ , (c) ein Oberflächenplasmon an der Metall-Luft-Grenzfläche und (d) ein Oberflächenplasmon an einer Grenzfläche zu einem Dielektrikum mit  $\epsilon > 1$ . Für ansteigendes  $\epsilon$  verschiebt sich die Grenzfrequenz zu niedrigeren Werten.

Für reelle  $k_x$ -Werte muss  $\epsilon'_1(\omega) < 0$  und  $-\epsilon'_1(\omega) > \epsilon'_2$  erfüllt sein. Dies ist in Metallen oder dotierten Halbleitern nahe ihrer Plasmafrequenz erfüllt. Eine schematische Darstellung der Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen und Volumenplasmonen, sowie der Lichtgeraden im Vakuum findet sich in Abbildung 4.4. Für Licht gilt mit  $k = 2\pi/\lambda$  und  $\omega = 2\pi f$  der Zusammenhang  $\omega = c \cdot k_x$ , was zur bekannten Beziehung  $c = \lambda \cdot f$  führt. Die Grenzfrequenz des Oberflächenplasmons ist maximal an der Metall-Luft-Grenzfläche, und wandert für andere Dielektrika mit  $\epsilon > 1$  zu kleineren Werten.

Da die Lichtgerade für keinen Einfallswinkel die Dispersionskurve der Oberflächenplasmonen kreuzt, ist eine direkte Anregung der Oberflächenplasmonen mit Licht nicht möglich, weil Energieerhaltung  $\hbar\omega$  und Impulserhaltung  $\hbar k_x$  nicht gleichzeitig erfüllt sein können. Es ist aber möglich, Oberflächenplasmonen über Nahfeldkopplung an einen

---

strahlenden Dipol anzuregen, der sich nahe genug an der Metalloberfläche befindet. Da Plasmonen longitudinale Schwingungen entlang der Grenzfläche sind, können sie nur mit p-polarisierter Dipol-Strahlung angeregt werden.



## 5. Herstellung und Optimierung von BIG-Schichten

Um ein komplexes optisches Bauteil, wie beispielsweise den optischen Isolator aus Abschnitt 2.1.3, auf einem optischen Mikrochip aufbauen zu können, sind eine Vielzahl von miniaturisierten optischen Komponenten wie Koppelgitter, Polarisatoren oder magneto-optische Wellenleiter notwendig. Eine Integration aller notwendigen Komponenten auf einem Chip würde zu einer deutlichen Miniaturisierung der Bauteile führen. Auch rein-optische Netzwerkrouter, wie der von Tioh [114] vorgeschlagene, könnten so auf einem Chip integriert werden. Langfristig könnte es damit möglich werden, komplexe optische Systeme auf einem Mikrochip zu integrieren, ohne eine Umwandlung in elektrische Signale vornehmen zu müssen.

Um integrierte optische Systeme mit magneto-optischen Funktionsstrukturen realisieren zu können, ist ein magneto-optisches Material mit hoher Faraday-Rotation und hohem Brechungsindex notwendig. Bismut-Eisen-Granat (BIG) hat die höchste bekannte Faraday-Rotation bei Raumtemperatur [53] und einen Brechungsindex von  $n_{BIG} > 2,8$ . Daher ist BIG prinzipiell bestens für den Einsatz in miniaturisierten optischen Systemen geeignet.

In diesem Kapitel soll nun, ausgehend von den oben genannten bekannten Eigenschaften, untersucht werden, wie gut sich BIG tatsächlich für eine Verwendung in magneto-optischen Funktionsstrukturen eignet. Mit dem Ziel, eine möglichst glatte und homogene Schicht zu erreichen, wird zunächst der Wachstumsprozess von BIG betrachtet. Dazu wird die Oberfläche des Materials untersucht, sowie die Rauigkeit und die Rissbildung des Materials auf Granatsubstraten und auf Puffersystemen analysiert und optimiert.

Neben der Suche nach den optimalen Depositionsbedingungen, wird auch die Möglichkeit einer nachträglichen Glättung durch Plasma- oder Ätzprozesse betrachtet. Um einen BIG-Wellenleiter auf einem optischen Mikrochip realisieren zu können, ist eine Strukturierung des BIGs notwendig. Auch hierzu werden verschiedene Verfahren auf ihre Tauglichkeit überprüft.

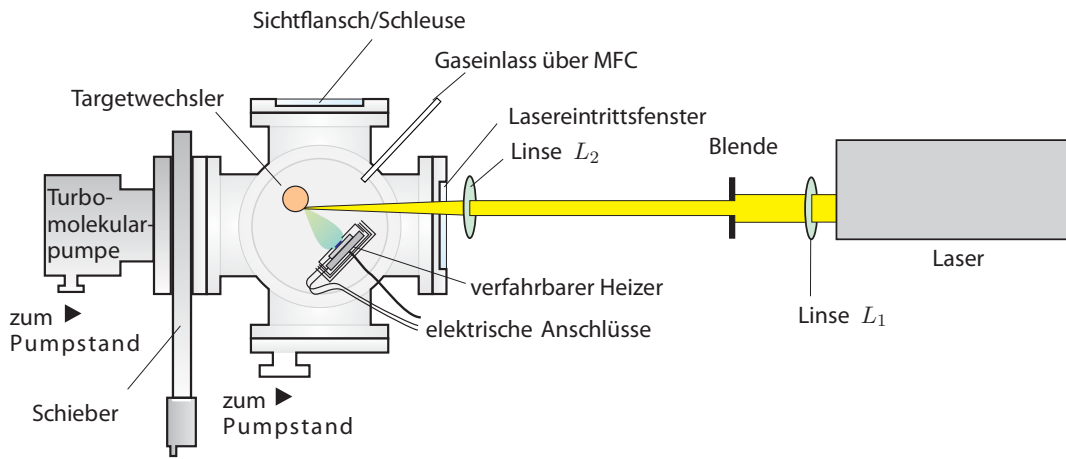
Um Wellenleitersysteme aufbauen zu können, ist eine genaue Kenntnis der optischen Konstanten notwendig. Zu deren Bestimmung sollen Transmissions- und Ellipsometermessungen durchgeführt werden. Die bestimmten optischen Konstanten können dann genutzt werden, um den Effekt von BIG-Schichten in OLED-Stacks oder den optimalen Aufbau von BIG-Wellenleitern zu simulieren. Dies wird mit dem im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Wellenleitersimulator in Abschnitt 7.2 durchgeführt werden. Dort

wird auch das optimierte Bauteil charakterisiert.

Zunächst soll kurz auf die Herstellung von BIG-Schichten und die dafür notwendigen Anlagen eingegangen werden.

## 5.1. Herstellungsverfahren

Wie in Abschnitt 2.3 dargestellt, ist die Deposition von BIG nur mittels Nichtgleichgewichtsprozessen möglich. Um die Granatfilme abzuschneiden wurde daher das in Abbildung 5.1 dargestellte PLD-System verwendet.



**Abbildung 5.1.:** Schematische Darstellung des PLD-Systems mit verfahrbarem Heizer für Flächenbeschichtung.

Die Steuerung des Systems wurde komplett automatisiert, so dass Druck, Temperatur, Targetwahl, Gasflüsse und Motorbewegungen zentral überwacht und gesteuert werden können. Das System wurde für die Beschichtung größerer Flächen mit einem verfahrbaren Heizer ausgestattet. Als Prozessgase stehen  $N_2$  und  $O_2$  zur Verfügung. Der angeschlossene Laser ist ein KrF-Excimer-Laser vom Typ LPX 305i der Firma LambdaPhysik. Er liefert Pulse mit einer Dauer von 30 ns bei einer Frequenz von 1 Hz bis 50 Hz, und einstellbaren Energien zwischen 0,5 J und 1,2 J pro Puls. Durch passende Fokussierung können auf dem Target Energiedichten bis zu  $6 \frac{J}{cm^2}$  erreicht werden. Die verwendeten Werte lagen aber aufgrund der besseren Ergebnisse bei  $2,5 \frac{J}{cm^2}$ . Alle verwendeten Targets wurden mit dem in Abschnitt 2.3.2 vorgestellten Sol-Gel-Verfahren hergestellt.

Typische Depositionsparameter für die deponierten Materialien sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Die Reinigung der verwendeten Substrate erfolgte im Ultraschallbad. Zunächst wurden die Substrate 10 min in Aceton und anschließend 10 min in Isopropanol gereinigt. Da-

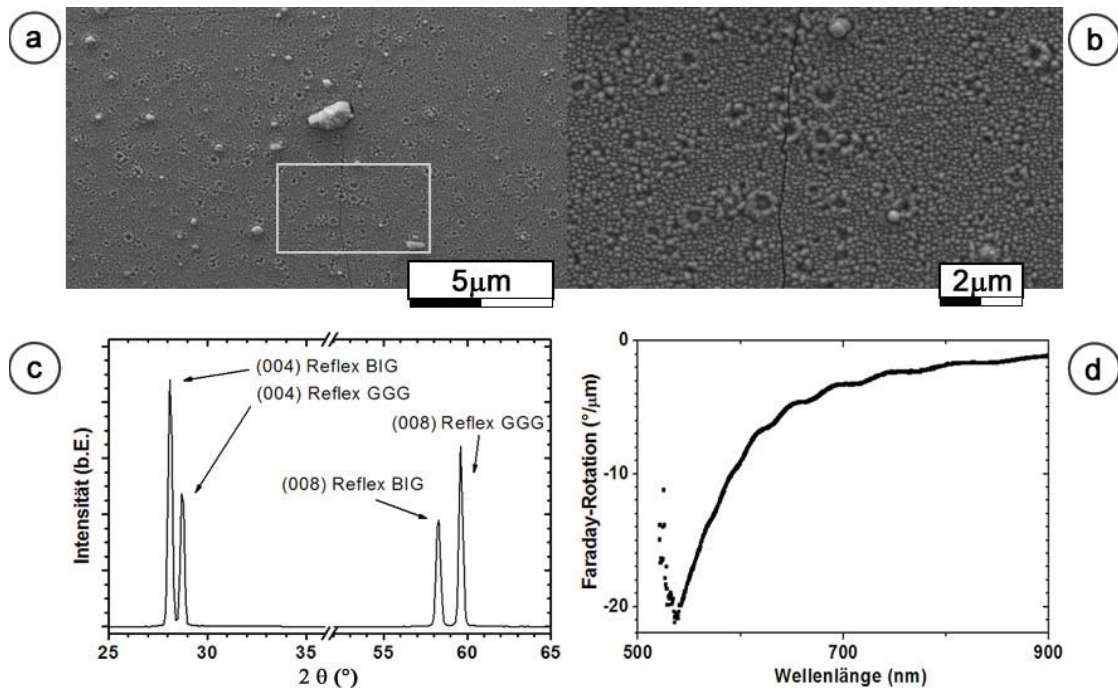


| Material | Substrat-Temperatur | Druck (O <sub>2</sub> )     | Annealing |
|----------|---------------------|-----------------------------|-----------|
| BIG      | 550 °C              | 3,0 · 10 <sup>-2</sup> mbar | nein      |
| YIG      | 700 °C              | 3,0 · 10 <sup>-2</sup> mbar | ja        |
| GGG      | 400 °C              | 3,0 · 10 <sup>-2</sup> mbar | ja        |
| ZnO:Al   | 500 °C              | 3,0 · 10 <sup>-2</sup> mbar | nein      |
| ITO      | 400 °C              | 1,0 · 10 <sup>-2</sup> mbar | nein      |

**Tabelle 5.1.:** Typische Depositionsparameter für die ablatierten Materialien. Laserenergiedichte  $2,5 \frac{J}{cm^2}$ , Frequenz 8 Hz. Annealing wurde mit 1000 °C für 3h unter O<sub>2</sub>-Atmosphäre durchgeführt.

zwischen und am Schluss wurden sie mit Stickstoff trocken geblasen. Im Anschluss an die Reinigung wurden die Substrate direkt in die Kammer eingebaut.

In Abbildung 5.2 sieht man typische Charakterisierungsergebnisse für BIG. Die hier gezeigten Ergebnisse gehören zu einer 1445 nm dicken BIG-Schicht. Abbildung 5.2 a und b wurden mit einem Rasterelektronenmikroskop (SEM) aufgenommen, das über einen sogenannten ESEM-Modus (Environmental-Scanning-Electron-Microscope) verfügt. Mit diesem weiterentwickelten SEM können auch Aufnahmen von elektrisch nicht leitfähigen Materialien aufgenommen werden.



**Abbildung 5.2.:** Charakterisierung von BIG. a) und b): ESEM-Aufnahmen einer 1445 nm dicken BIG-Schicht, einmal in 3500-facher und einmal in 10000-facher Vergrößerung. Der Rahmen in a) markiert den in b) vergrößert dargestellten Ausschnitt. c) zeigt eine XRD-Aufnahme von BIG auf GGG und d) die Faraday-Rotation von BIG bei  $B = 150$  mT.

Man sieht deutlich die raue Oberfläche mit einem Rauigkeitswert  $R_a$  von  $13,5 \pm 1,5$  nm. Im Bild b) ist ein mit grauem Rahmen markierter Ausschnitt des Bildes a) mit 10000-facher Vergrößerung dargestellt. Es ist klar zu erkennen, wie sich ein Riss durch die BIG-Oberfläche zieht. Auf die Ursprünge und Möglichkeiten zur Reduktion der Risse beim Wachstum von BIG auf GGG wird in Abschnitt 5.2.2 eingegangen.

Abbildung 5.2c zeigt ein XRD-Spektrum von BIG auf GGG. Auf GGG wächst BIG epitaktisch auf. In Abbildung 5.2d sieht man ein Faraday-Rotationspektrum von BIG im Bereich 500 nm bis 900 nm. Die Messung der Faraday-Rotation erfolgte in einem Magnetfeld mit  $B = 150$  mT. In Abschnitt 5.6 werden Messungen über einen breiteren Wellenlängenbereich gezeigt und diskutiert werden.

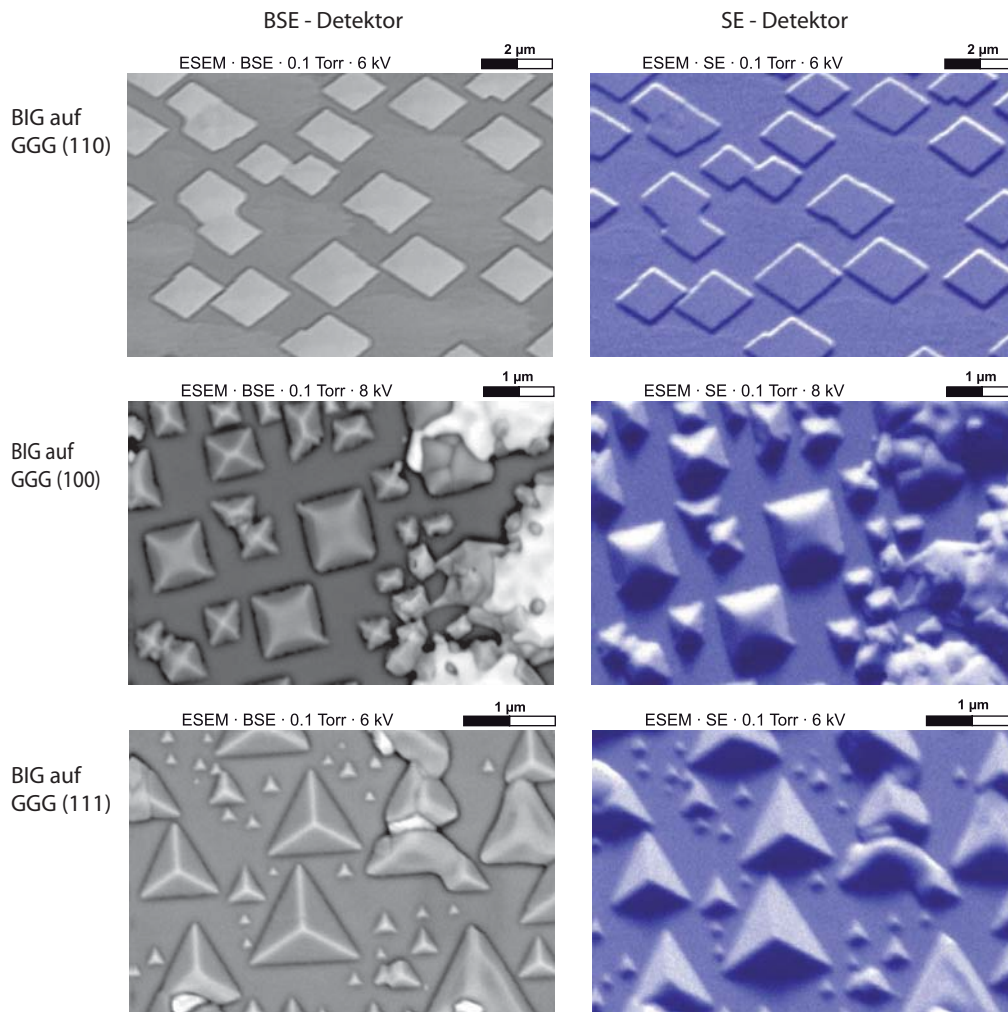
## 5.2. Wachstum von BIG auf Granatsubstraten

### 5.2.1. Stand der Forschung

Das Wachstum von BIG auf Granatsubstraten wurde in jüngster Zeit intensiv von Kahl [59] untersucht. Weiterführende Betrachtungen, welche die Untersuchungen von Kahl insbesondere im Bezug auf Struktur und Schichtwachstum erweitern, wurden von Leitenmeier [77] unternommen. Beide konzentrierten sich dabei auf das Wachstum von BIG auf GGG-Substraten und auf eine Schichtherstellung mittels Laserablation. Bei Leitenmeier finden sich detaillierte Angaben zur Änderung der Wachstumsmodi mit Variation der für die Laserablation bestimmenden Parameter wie Laserenergie, Repetitionsrate, Heizertemperatur und Sauerstoffpartialdruck. Die optimierten Bedingungen, die im vorigen Abschnitt für die Deposition von BIG angegeben wurden, basieren im Wesentlichen auf dieser Arbeit.

Ein weiterer Teil der Arbeit von Leitenmeier beschäftigt sich mit der Nukleation von BIG auf verschiedenen GGG-Substratschnitten. Hier wurde das initiale Wachstum auf GGG (100), (111) und (110) untersucht. Es zeigte sich, dass BIG auf den jeweiligen GGG-Substraten die Struktur der Substrate adaptiert und sich so verschieden orientierte epitaktische GGG-Filme herstellen lassen. Die unterschiedlichen Orientierungen zeigen verschiedene Nukleationsstrukturen. Diese sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Die ESEM-Aufnahmen stammen aus der Arbeit von Leitenmeier.

Abbildung 5.3 zeigt in der linken Spalte Aufnahmen mit dem BSE-Detektor, bei dem der Kontrast im Wesentlichen von den unterschiedlichen Atomgewichten im Material abhängt. In der rechten Spalte sind Aufnahmen von der gleichen Stelle mit dem SE-Detektor zu sehen. Dieser hat einen hohen Oberflächenkontrast. Man sieht deutlich wie sich die Wachstumsinseln in den Aufnahmen unterscheiden. Die oberste Reihe zeigt BIG-Wachstumsinseln auf GGG (110), die mittlere Reihe zeigt Wachstumsinseln auf BIG (001), und die untere zeigt Wachstumsinseln auf BIG (111). Für alle drei Substratschnitte adaptiert BIG die unterliegende GGG-Struktur und bildet somit unterschiedliche Strukturen aus. Dies führt zum Wachstum flacher, rechteckiger BIG-Wachstumsinseln



**Abbildung 5.3.:** *BIG-Wachstumsinseln auf verschiedenen GGG-Kristallschnitten. In der linken Spalte finden sich ESEM-Aufnahmen mit dem BSE-Detektor, die Aufnahmen in der rechten Spalte wurden mit dem SE-Detektor aufgenommen. In der ersten Zeile sind flache, rechteckige BIG-Wachstumsinseln auf GGG(110) zu sehen, in der zweiten Zeile quadratische, aufgewölbte auf GGG(100) und in der dritten Zeile pyramidenförmige Wachstumsinseln auf GGG(111). Die unterschiedlichen Formen entstehen bei der Adaption der GGG-Kristallstruktur durch BIG [77].*

auf GGG (110), zum Wachstum von quadratischen, aufgewölbten Wachstumsinseln auf GGG (001) und zu pyramidenförmigen Wachstumsinseln auf GGG (111).

Ob diese unterschiedlichen Wachstumsinseln im Volumenwachstum von BIG eine signifikante Rolle für die Oberflächeneigenschaften spielen, wird im nächsten Abschnitt behandelt.

### 5.2.2. Volumenwachstum

Die Nukleation und Bildung von Wachstumsinseln von BIG auf verschiedenen GGG-Substraten wurde von Leitenmeier [77] eingehend betrachtet. Der Einfluss des GGG-Kristallschnitts auf die Oberfläche der BIG-Schicht soll nun hier untersucht werden.

#### Oberflächenmorphologie von BIG auf GGG

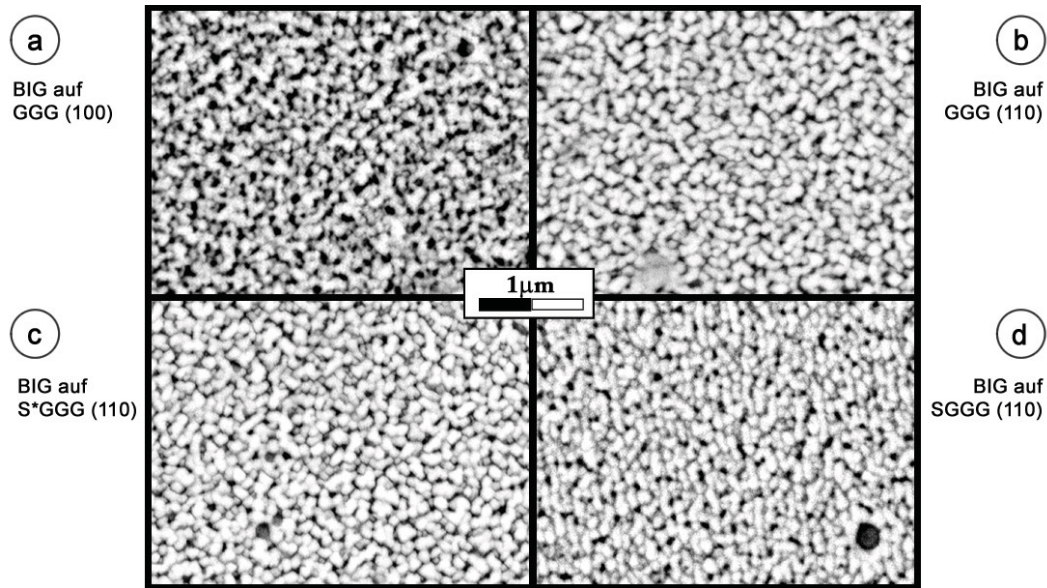
Um den Einfluss der Nukleation von BIG an einer GGG-Grenzfläche zu untersuchen wurden zunächst verschiedene GGG-Kristallschnitte ausgewählt. Hier ist im Besonderen GGG (110) interessant, da dies ein Inselwachstum in flachen Platten zeigt. Als Referenzsubstrat wurde das in quadratische, aufgewölbte Wachstumsinseln nukleierende GGG (100) verwendet. Da BIG mit  $\alpha = 1,262$  nm eine im Vergleich zu GGG mit  $\alpha = 1,238$  nm relativ große Einheitszelle hat, wurden außerdem zwei mit Ca, Mg und Zr dotierte GGG-Substrate verwendet. Diese dotierten SGGG und S\*GGG Substrate haben eine größere Gitterkonstante und reduzieren somit den Gitter-Fehlanpassung. Die genaue Zusammensetzung von SGGG und S\*GGG wird vom Hersteller leider nicht bekannt gegeben. Eine Übersicht über die Gitterkonstanten von BIG, GGG, SGGG und S\*GGG gibt Tabelle 5.2

| Material | Orientierung | Gitterkonstante $\alpha$ |
|----------|--------------|--------------------------|
| GGG      | (100)        | 1,238 nm                 |
|          | (110)        | 1,238 nm                 |
|          | (111)        | 1,238 nm                 |
| S*GGG    | (110)        | 1,243 nm                 |
| SGGG     | (110)        | 1,250 nm                 |
| BIG      | (100)        | 1,262 nm                 |
| BIG      | (110)        | 1,262 nm                 |
| BIG      | (111)        | 1,262 nm                 |

**Tabelle 5.2.:** Gitterkonstante verschiedener Substrate für eine gegebene Orientierung. S\*GGG und SGGG ist zur Änderung der Gitterkonstante mit Ca, Mg und Zr dotiertes GGG.

Um den Einfluss der Substrate zu untersuchen, wurde nun gleichzeitig auf alle Substrate eine  $248 \pm 5$  nm dicke BIG-Schicht abgeschieden. Anschließend wurde die Faraday-Rotation aller Schichten verglichen. Hier ergab sich mit einer Rotation von  $22,4 \pm 0,5$  °/μm ein einheitliches Bild. Zur Visualisierung der Oberfläche wurden ESEM-Bilder der Proben aufgenommen sowie die Rauigkeit der Oberfläche mit dem AFM bestimmt. Die ESEM-Bilder sind in Abbildung 5.4 zu sehen, die Rauigkeitswerte sind in Tabelle 5.3 angegeben.

Die Oberflächen der BIG-Filme zeigen alle ähnliche Strukturen. Von den Formen der ursprünglichen Wachstumsinseln ist an der Oberfläche nichts mehr zu erkennen. Abbildung 5.4 a mit BIG auf GGG (100) zeigt allerdings eine zerklüftetere Struktur als die übrigen



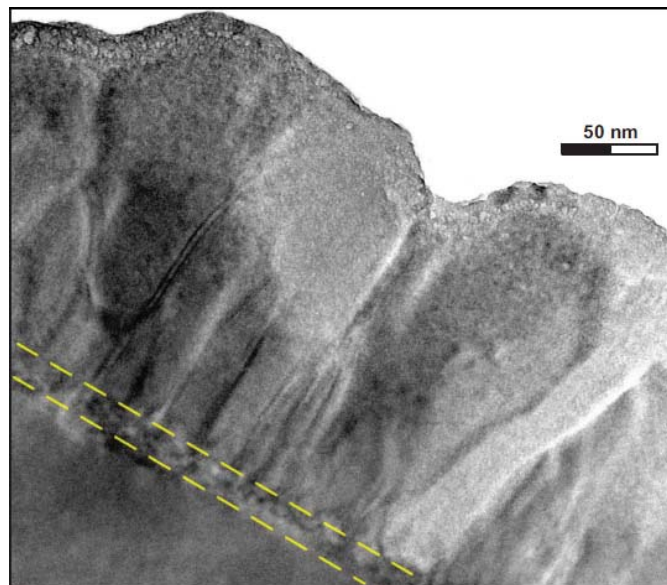
**Abbildung 5.4.:** ESEM-Bilder der Oberflächen von BIG-Filmen auf GGG-Substraten mit unterschiedlicher Orientierung und Gitterkonstante (siehe Tabelle 5.2). Die Oberflächen unterscheiden sich in der Struktur nicht signifikant. Von den charakteristischen Formen der zunächst beobachteten Wachstumsinseln ist nichts mehr zu sehen. Es ist allerdings von a) nach d) ein Trend zu geordneteren Schichten zu erkennen.

Proben. Hier ist beim Übergang zu GGG (110)-Substraten in Abbildung 5.4 b eine Ver rundung der Strukturen zu erkennen. An der Form der Strukturen ändert sich allerdings wenig. Deren Ausdehnung liegt dabei in der Breite bei  $150 \pm 20$  nm und in der Länge bei 150 nm bis 300 nm. AFM-Messungen zeigen eine leichte Änderung der Rauigkeit  $R_a$  und RMS zu niedrigeren Werten. Die Änderung ist jedoch nicht signifikant.

| Material    | $R_a$ (nm) | RMS (nm) |
|-------------|------------|----------|
| GGG (100)   | 11,5       | 14,2     |
| GGG (110)   | 10,9       | 13,6     |
| S*GGG (110) | 7,9        | 9,9      |
| SGGG (110)  | 7,9        | 9,9      |

**Tabelle 5.3.:** AFM-Messungen an 248 nm dicken BIG-Schichten auf GGG (100), GGG (110), S\*GGG (110) und SGGG(110).

Eine signifikante Änderung der Rauigkeit tritt allerdings dann auf, wenn man zu GGG-Substraten mit besser Gitteranpassung übergeht. Hier scheint die bessere Anpassung von BIG an das Substrat einen deutlichen Einfluss zu haben. Die Rauigkeitswerte sinken dabei von  $R_a = 10,9$  nm auf  $R_a = 7,9$  nm um fast 30%. Gleichzeitig ist in Abbildung 5.4 c und d eine deutliche Zunahme der Ordnung auf dem Substrat zu erkennen. In Abbildung 5.4 d laufen die Strukturen fast in Bändern. Sie behalten allerdings ihre oben beschriebene Ausdehnung bei.



**Abbildung 5.5.:** TEM-Aufnahme von BIG auf GGG (110) [119]. Die Grenzfläche zwischen BIG und GGG ist markiert. Deutlich ist die erhöhte Unordnung in diesem Bereich zu erkennen. Mit zunehmender Entfernung vom Interface steigt die Ordnung deutlich an.

Eine Betrachtung des Interfaces zwischen GGG und BIG gibt hier Aufschluss über die Wachstumsmechanismen. In Abbildung 5.5 ist eine TEM-Aufnahme (Transmissionselektronenmikroskop) von BIG auf einem GGG-Substrat mit (110)-Kristallschnitt zu sehen. Der Bereich der BIG-Nukleation in der Nähe des Interfaces ist markiert. Hier sieht man die erhöhte Unordnung, die durch die Bildung der Wachstumsinseln und deren gegenseitigem Überwachsen entsteht. Nach ungefähr 25 nm Schichtdicke geht das Wachstum in ein Säulenwachstum mit 25 nm bis 50 nm breiten Säulen über. Mit zunehmender Schichtdicke kommt es zu einem weiteren Anwachsen der Säulenausdehnung. An der Oberfläche der Probe werden Ausdehnungen von ca. 200 nm erreicht. Deutlich ist eine Kluft zwischen zwei benachbarten Strukturen zu erkennen.

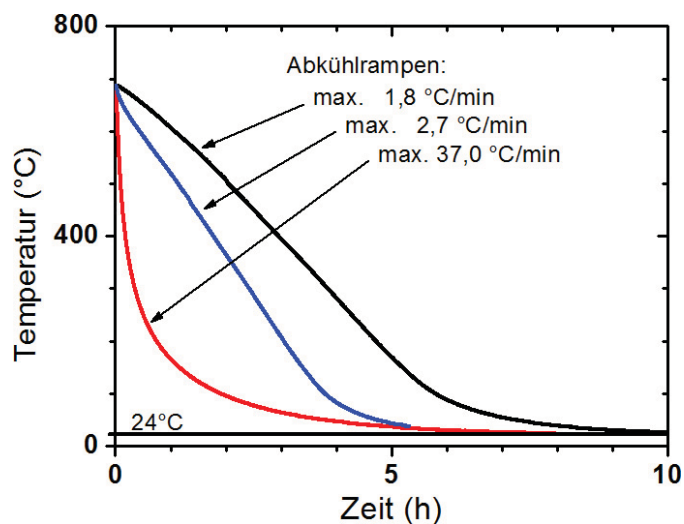
Die beobachteten Größenordnungen passen dabei sehr gut zu den bereits anhand der ESEM-Bilder bestimmten Ausdehnungen von 150 nm bis 300 nm. Es ist also davon auszugehen, dass die Form der an der Oberfläche beobachteten Strukturen durch das zunehmende gegenseitige Überwachsen der charakteristischen Nukleationsstrukturen bestimmt wird. Einen Resteinfluss der Orientierung zeigt sich jedoch noch in den Details der Oberflächenstruktur, die Abbildung 5.4 a zerklüfteter als die anderen Messungen aussehen lässt. Die Rauigkeit wird jedoch durch Größe und Form der Oberflächenstrukturen definiert, welche die Nukleationsstrukturen in der Größe deutlich übertreffen.

Ein Blick auf Abbildung 5.2 in Abschnitt 5.1 zeigt, dass es mit weiter zunehmender Schichtdicke zu einer Verkleinerung und Verrundung der Wachstumsstrukturen kommt. Es stellt sich an der Oberfläche ein Wachstumsgleichgewicht ein. Mit zunehmender Schichtdicke treten allerdings Spannungen im Material auf, die zu Rissen in der Oberflä-

che führen. Im folgenden Abschnitt soll untersucht werden, ob es die Möglichkeit gibt, die Anzahl der Risse im BIG durch langsames Abkühlen der Probe nach der Ablation zu reduzieren.

### Risse in dicken, auf GGG abgeschiedenen BIG-Schichten

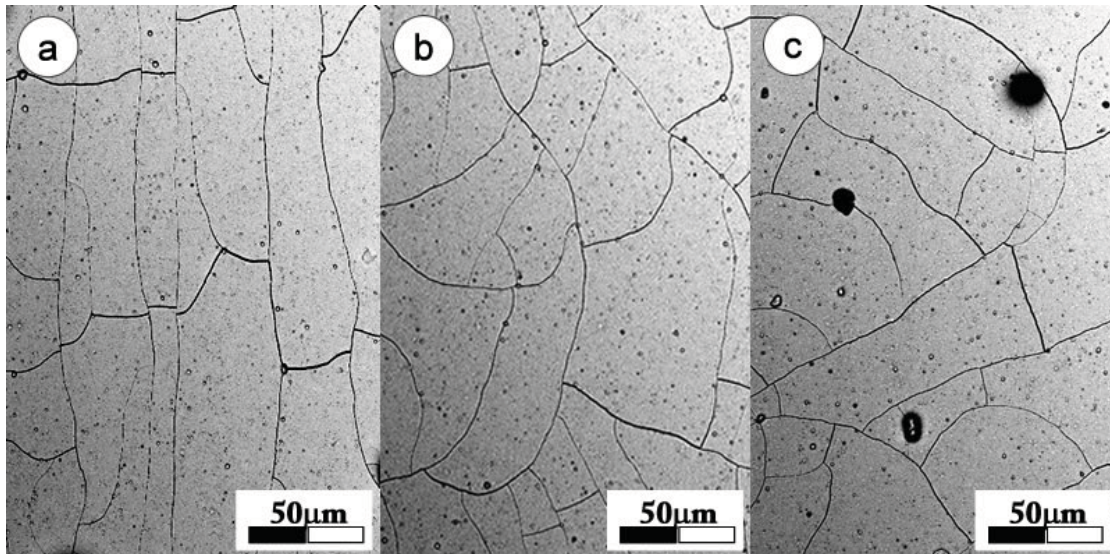
In Abbildung 5.2 a und b sieht man, dass BIG-Filme auf GGG ab einer gewissen Dicke Risse zeigen. Die Ursache hierfür liegt in den unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von BIG mit  $\alpha_{\text{BIG}} = 12,9 \cdot 10^{-6}$  und GGG mit  $\alpha_{\text{GGG}} = 9,2 \cdot 10^{-6}$ . Während des Abkühlprozesses kontrahiert der BIG-Film stärker als das Substrat. Es kommt zunächst zu zunehmenden Verspannungen und dann zu Rissen. Ist die Kühlrate gering genug, so besteht die Möglichkeit, dass ein Teil der Verspannungen durch Umordnungen im Kristallgitter relaxiert und die Bildung von Rissen vermieden werden kann [70]. Um dies zu überprüfen, wurden drei  $794 \pm 10$  nm dicke Schichten hergestellt und verschieden schnell abgekühlt. In Abbildung 5.6 ist der Abkühlprozess dargestellt.



**Abbildung 5.6.:** Grafische Darstellung verschiedener Abkühlprozesse mit unterschiedlichen Kühlraten. Der Abkühlprozess mit maximal  $37,0^\circ\text{C}/\text{min}$  Kühlrate entspricht der schnellstmöglichen Abkühlung.

Ein Abschalten des Heizer am Ende des Prozesses führte zu einer Kühlrate von maximal  $37,0^\circ\text{C}/\text{min}$ . Während der weiteren Heizrampen wurde der Strom am Heizer langsam abgesenkt. Somit konnten Kühlraten von maximal  $2,7^\circ\text{C}/\text{min}$  und  $1,8^\circ\text{C}/\text{min}$  erreicht werden.

Um den Einfluss der Abkühlzeiten auf die Rissbildung zu untersuchen, wurden im Anschluss ESEM-Aufnahmen der Oberfläche erstellt. Die Aufnahmen entstanden mit dem BSE-Detektor bei einem  $\text{H}_2\text{O}$ -Partialdruck von 0,1 Torr. Sie sind in Abbildung 5.7 zu sehen.



**Abbildung 5.7.:** ESEM-Aufnahmen von BIG-Schichten, die mit unterschiedlichen Raten abgekühlt wurden. Schicht a) wurde mit max.  $37,0^{\circ}\text{C}/\text{min}$ , Schicht b) mit max.  $2,7^{\circ}\text{C}/\text{min}$  und Schicht c) mit max.  $1,8^{\circ}\text{C}/\text{min}$  abgekühlt. Es zeigt sich keine Änderung des Rissbildes.

Obwohl alle Schichten mit stark unterschiedlichen Kühlraten abgekühlt wurden, zeigt sich kein Einfluss auf die Rissbildung. Alle Schichten zeigen die gleiche Menge an Rissen pro Fläche und nahezu gleichgroße Bruchstücke. Dies ist für die Magnetooptik von großem Nachteil. Es soll daher ein alternatives System untersucht werden, bei dem der Bismut-Eisen-Granat nicht auf GGG sondern auf mit Puffern versehenen Substraten, die selbst keine Granatstruktur aufweisen, abgeschieden wird.

## 5.3. Puffersysteme

### 5.3.1. Stand der Forschung

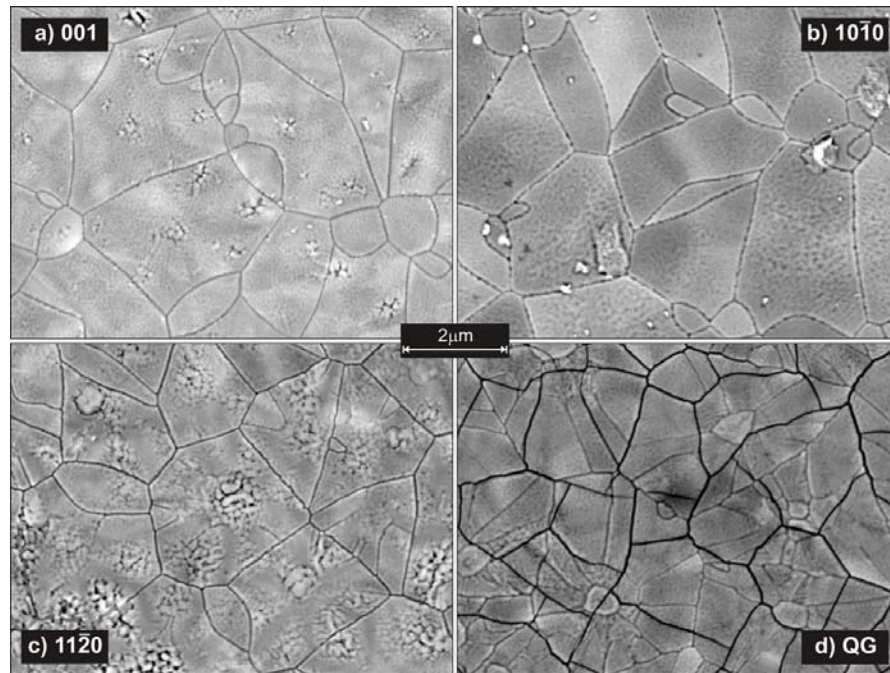
Puffersysteme für die Abscheidung von BIG-Filmen auf Nicht-Granatsubstraten wurden von Körner et al. [72] vorgestellt und in der Dissertation von Körner [71] eingehend diskutiert. Hier wurde die Möglichkeit aufgezeigt, durch die stöchiometrische Ablation von YIG oder GGG auf beispielsweise  $\text{SiO}_2$  und einem angeschlossenen Annealingschritt, einen polykristallinen Puffer aus GGG- oder YIG-Material zu erzeugen. Es findet sich sowohl für GGG als auch für YIG eine detaillierte Charakterisierung mittels TEM, ESEM, XRD und RBS.

Zur Herstellung der Puffer wird das gewünschte Puffermaterial zunächst auf einem Substrat abgeschieden. Im Anschluss an die nach den Vorgaben aus Tabelle 5.1 durchgeführten Ablationen wird dann ein Annealing bei  $1000^{\circ}\text{C}$  unter Sauerstoffatmosphäre durchgeführt. Dabei ist es wichtig, dass das Substrat so stabil ist, dass es bei dieser



Temperatur weder schmilzt noch oxidiert. Die Temperaturrampen zum Heizen und Abkühlen betragen dabei jeweils  $3^{\circ}\text{C}/\text{min}$ . Die Temperatur von  $1000^{\circ}\text{C}$  wird für 180 min gehalten.

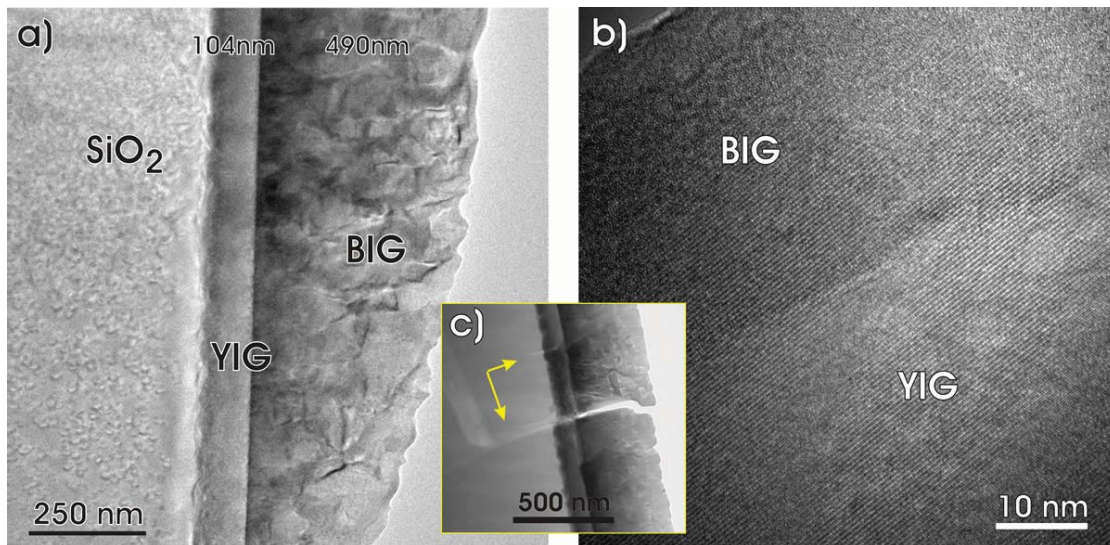
Eine Charakterisierung dieser YIG-Puffer auf  $\text{SiO}_2$  mittels ESEM zeigte eine Bildung von Platten, ähnlich denen auf GGG-Substraten. Die von Körner [71] mittels ESEM an YIG-Schichten auf amorphen und kristallinem  $\text{SiO}_2$  durchgeführten Untersuchungen zeigten immer ein vergleichbares Bruchbild. Die ESEM-Aufnahmen wurden seiner Arbeit entnommen und sind in Abbildung 5.8 zu sehen.



**Abbildung 5.8.:** ESEM-Aufnahmen der YIG-Proben auf: a) (001)- $\text{SiO}_2$ ; b)  $(10\bar{1}0)$ - $\text{SiO}_2$ ; c)  $(11\bar{2}0)$ - $\text{SiO}_2$ ; d) Quarzglas [71]. Es ist eine deutliche Plattenstruktur zu erkennen, die auf den polykristallinen YIG zurückzuführen ist.

Von Körner wurde außerdem BIG auf diesen Puffern abgeschieden und nachgewiesen, dass die Faraday-Rotation von BIG auf Puffern jener von BIG auf GGG-Substraten voll entspricht. Die Risse in den Puffern setzen sich dabei in der BIG-Schicht fort, wobei ein Teil der Risse vom BIG überwachsen wird. Bemerkenswert ist, dass sich die Risse nicht auf Schicht und Puffer beschränken, sondern sich im Substrat fortsetzen. Die Haftung des Puffers am Substrat und die Haftung zwischen Puffer und BIG ist demnach so gut, dass sich die im Material aufgebauten Verspannungen nicht durch eine Delamination des Films, sondern durch Risse im Substrat relaxieren. Abbildung 5.9 wurde ebenfalls der Arbeit von Körner entnommen und zeigt die zugehörigen TEM-Aufnahmen.

In Abbildung 5.9 a ist die TEM-Aufnahme einer BIG-YIG-Quarzglas-Probe zu sehen. Man erkennt deutlich das Substrat aus amorphem  $\text{SiO}_2$ , den YIG-Puffer und den BIG-



**Abbildung 5.9.:** Hochauflösungs-TEM-Aufnahmen einer BIG-YIG-Quarzglas-Probe [71]. a) Übersicht über die deponierten Schichten mit den jeweiligen Schichtdicken. b) Interface zwischen einer YIG- und BIG-Schicht. Die periodische Struktur des YIG-Puffers wird auf den BIG-Film übertragen. c) Aufnahme eines Risses in der Schicht, welcher sich bis ins Substrat fortsetzt.

Film. Das Interface zwischen  $\text{SiO}_2$  und YIG ist nicht ganz definiert, da es hier während des Anealings bei  $1000^\circ\text{C}$  zu Aufschmelzungen des  $\text{SiO}_2$  kommt [46]. In Abbildung 5.9 b ist jedoch zu sehen, dass die Struktur des YIG vom aufwachsenden BIG übernommen wird. Abbildung 5.9 c zeigt einen Riss in der Schicht, welcher sich bis ins Substrat fortsetzt.

Im Folgenden Abschnitt soll, aufbauend auf den Ergebnissen von Körner, der Versuch unternommen werden, die Anzahl der Risse in den Puffern zu senken.

### 5.3.2. Reduktion von Rissen und Rauigkeiten

In Abbildung 5.8 in Abschnitt 5.3.1 wurde bereits gezeigt, dass sich in YIG-Pufferschichten auf  $\text{SiO}_2$  deutliche Risse befinden. Eine Reduktion dieser Risse sowie eine Reduktion der Oberflächenrauigkeit soll in diesem Abschnitt versucht werden.

Da die Risse durch den Abbau von Verspannungen in der Schicht entstehen, welche durch die Unterschiede in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten bedingt sind, sollten Materialien als Substrat verwendet werden, deren thermischer Ausdehnungskoeffizient an die von Puffer und BIG angepasst ist. Diese Materialien müssen die hohe Annealingtemperatur von  $1000^\circ\text{C}$  aushalten. Um die optischen Effekte von BIG nutzen zu können, müssen sie außerdem entweder transparent sein oder gut reflektieren. In Tabelle 5.4 sind die thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium, Quarzglas und Saphir aufgeführt. Alle diese Materialien erfüllen die oben genannten Bedingungen.

| Material  | $\alpha_{\text{thermisch}} \frac{1}{K}$ | Gitterkonstante           |
|---|---|---------------------------|
| Silizium  | $2,6 \cdot 10^{-6}$                     | 5,43 Å                    |
| SiO <sub>2</sub>                                | $0,5 \cdot 10^{-6}$                     | amorph                    |
| Saphir  | $8,0 \cdot 10^{-6}$                     | a = 4,76 Å<br>c = 13,00 Å |
| Gd <sub>3</sub> Ga <sub>5</sub> O <sub>12</sub> | $9,2 \cdot 10^{-6}$                     | 12,38 Å                   |
| Y <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub>  | $10,4 \cdot 10^{-6}$                    | 12,37 Å                   |
| Bi <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub> | $12,9 \cdot 10^{-6}$                    | 12,63 Å                   |

**Tabelle 5.4.:** Koeffizienten der thermischen Ausdehnung bei Raumtemperatur und Gitterkonstanten für Silizium, Quarzglas, Saphir, GGG, YIG und BIG. Die Werte für die Granatmaterialien stammen aus [24].

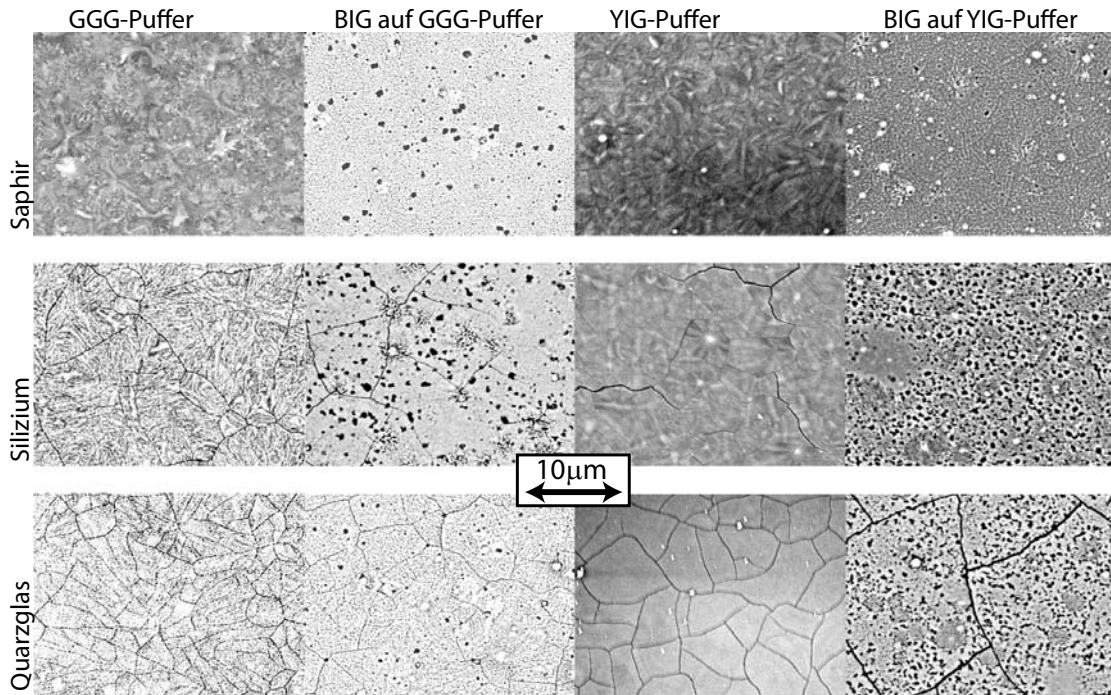
Der Ausdehnungskoeffizient von Saphir  $\alpha_{\text{Saphir}} = 8,0 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$  liegt am nächsten an der thermischen Ausdehnung von BIG  $\alpha_{\text{BIG}} = 12,9 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$ . Hier ist die geringste Rissbildung zu erwarten. Quarzglas dagegen zeigt zwar sehr gute optische Eigenschaften, ist mit einem Ausdehnungskoeffizienten von  $\alpha_{\text{Quarzglas}} = 0,5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$  aber eher ungeeignet. Silizium nimmt bei den untersuchten Materialien eine Sonderrolle ein, da es nicht transparent ist. Eine Integration von magnetooptischen Elementen auf einem Chip, gemeinsam mit mikroelektronischen Bauteilen, ist allerdings äußerst vielversprechend, so dass Silizium als Substratmaterial ebenfalls untersucht wird.

Zunächst wurde hierfür ein 25 nm dicker YIG-Puffer auf die verschiedenen Substrate abgeschieden und anschließend getempert. Da die Beschichtungen in Einzelprozessen erfolgen, wurden die Puffer mit dem ESEM auf Vergleichbarkeit geprüft. Auf einen Teil der Substrate wurde im Anschluss eine 820 nm dicke BIG-Schicht aufgebracht. Hier wurde anschließend die Faraday-Rotation aller Proben gemessen, ebenfalls um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse gewährleisten zu können. Die Silizium-Probe wurde mit einer um 10 °C reduzierten Heizertemperatur ablatiert, da bei Silizium die thermische Ankopplung an das Substrat besser ist. Ebenso wurde zur Präparation der GGG-Filme verfahren.

Die präparierten Filme wurden dann mittels ESEM und AFM untersucht. Für alle ESEM-Aufnahmen wurde der BSE-Detektor mit 0,1 Torr H<sub>2</sub>O-Hintergrunddruck verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.10 dargestellt.

Sowohl bei den GGG- als auch bei den YIG-Puffern zeigt sich der gleiche Trend. Die auf Saphir abgeschiedenen Schichten haben die geringste Anzahl an Rissen. Mit abnehmendem thermischen Ausdehnungskoeffizienten steigt die Anzahl der Risse rapide an. Zwischen GGG- und YIG-Puffern zeigen sich aber keine Unterschiede bezüglich der Rissbildung. Beide Puffer sind gut vergleichbar.

Die Darstellung einer exemplarischen AFM-Messung von 825 nm BIG auf 25 nm YIG-Puffer findet sich in Abbildung 5.11. Man erkennt deutlich die Aufwölbungen an der sehr rauen Oberfläche. Zur Bestimmung der Rauigkeiten wurde jede Probe an fünf verschiedenen Stellen mit dem AFM untersucht und die Werte gemittelt. Die Ergebnisse der Rauigkeitsmessungen sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Die Rauigkeitsmessungen verhalten sich analog zu den Rissbildern. Die YIG-gepufferten Schichten schneiden

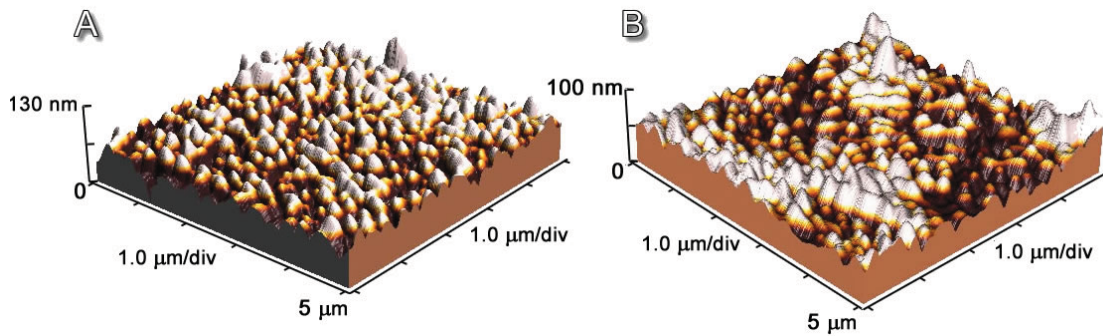


**Abbildung 5.10.:** ESEM-Aufnahmen der Oberflächen von YIG- und GGG-Puffern und gepufferten BIG-Schichten auf  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001), Silizium (Si) und Quarzglas. Die Proben auf Saphir zeigen keine Risse mehr.

hier im statistischen Mittel besser ab als die GGG-gepufferten. Im Rahmen der Messgenauigkeit ist die Rauigkeit der Puffer aber quasi vergleichbar.

| Substrate               | Buffer | BIG-Dicke (nm) | $R_a$ (nm)     | RMS (nm)       |
|-------------------------|--------|----------------|----------------|----------------|
| $\text{Al}_2\text{O}_3$ | GGG    |                | $0,9 \pm 0,3$  | $1,0 \pm 0,3$  |
| Si                      | GGG    |                | $1,5 \pm 0,3$  | $2,0 \pm 0,4$  |
| $\text{SiO}_2$          | GGG    |                | $2,7 \pm 0,4$  | $3,5 \pm 0,5$  |
| $\text{Al}_2\text{O}_3$ | YIG    |                | $0,7 \pm 0,2$  | $1,0 \pm 0,3$  |
| Si                      | YIG    |                | $1,4 \pm 0,2$  | $1,8 \pm 0,2$  |
| $\text{SiO}_2$          | YIG    |                | $1,7 \pm 0,3$  | $2,3 \pm 0,4$  |
| $\text{Al}_2\text{O}_3$ | GGG    | 820            | $11,7 \pm 1,5$ | $15,6 \pm 1,9$ |
| Si                      | GGG    | 820            | $24,2 \pm 2,1$ | $30,1 \pm 1,9$ |
| $\text{SiO}_2$          | GGG    | 820            | $14,5 \pm 3,9$ | $18,7 \pm 4,9$ |
| $\text{Al}_2\text{O}_3$ | YIG    | 820            | $8,3 \pm 1,0$  | $10,6 \pm 1,4$ |
| Si                      | YIG    | 820            | $23,1 \pm 2,2$ | $29,2 \pm 3,0$ |
| $\text{SiO}_2$          | YIG    | 820            | $9,6 \pm 0,5$  | $14,3 \pm 1,0$ |

**Tabelle 5.5.:** Rauigkeitsmessungen mittels AFM an YIG- und GGG-Puffern auf Substraten aus Saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), Silizium (Si) und Quarzglas ( $\text{SiO}_2$ ).



**Abbildung 5.11.:** 3D-Darstellung von AFM-Messungen an verschiedenen Stellen einer 820 nm dicken BIG-Schicht. Die Seitenlängen der Messungen betragen 5 µm.

### 5.3.3. Optische Charakterisierung der Puffer

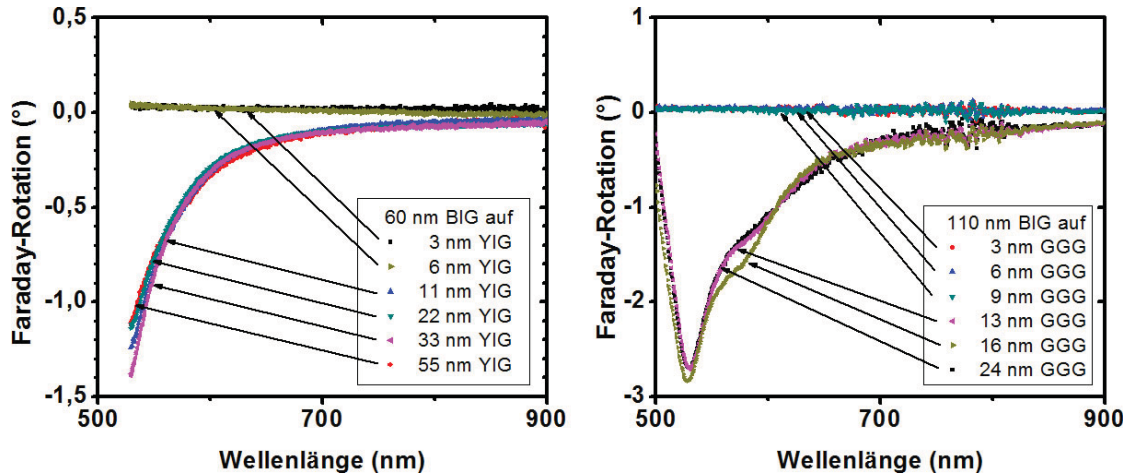
Da sich YIG- und GGG-Puffer bezüglich ihrer morphologischen Eigenschaften quasi gleich verhalten, werden nun optische Untersuchungen an den Puffern vorgenommen. Hier steht zunächst die Frage nach der Mindestdicke der Puffer im Raum. Ein weiterer interessanter Punkt ist der Vergleich der Transmissionswerte der Puffersysteme auf  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Um effiziente Wellenleiterstrukturen bauen zu können, müssen die verwendeten Puffersysteme möglichst dünn sein. Es muss daher ermittelt werden, ab welcher Pufferdicke BIG an die Pufferstruktur adaptieren kann. Zu diesem Zweck wurden zunächst verschiedene dicke YIG- und GGG-Puffer auf  $\text{SiO}_2$  abgeschieden und annealed. Im Anschluss wurde ihre Dicke mittels Dektak bestimmt, und dann ein BIG-Film auf die verschiedenen Puffer aufgebracht. Schließlich wurde die Faraday-Rotation der Schichtpakete vermessen. In Abbildung 5.12 sind die Ergebnisse dieser Messungen dargestellt.

Man sieht deutlich, wie für sehr kleine Pufferdicken keine Faraday-Rotation auftritt. In der linken Grafik, in welcher 60 nm BIG auf verschieden dicken YIG-Puffern aufgebracht wurde, tritt eine Drehung ab 11 nm Pufferdicke auf. Auf der rechten Seite, mit 110 nm BIG auf GGG-Puffern, ist die Rotation ab 13 nm Pufferdicke messbar. Diese Werte können als Mindestdicken fixiert werden.

Untersuchungen mittels AFM ergaben, dass der Grund für diese Mindestdicke in einer nicht geschlossenen Schicht nach dem Annealing zu suchen ist. Bei den dünnen Schichten wurden Inseln erhöhter Rauigkeit gefunden, die von Quarzglas umgeben waren, während bei Schichten oberhalb der kritischen Dicke eine glatte, geschlossene Pufferschicht mit deutlich weniger Defektinseln auftrat. Mit zunehmender Pufferdicke gehen diese Inseln weiter zurück und verschwinden ab einer Dicke von ungefähr 35 nm nahezu vollständig. Ab dieser Dicke tritt keine signifikante Verbesserung der Pufferqualität mehr auf.

Bemerkenswert ist jedoch, dass trotz der vorhandenen Restdefekte im Schichtdickenbereich zwischen Mindestdicke und 35 nm kein Einfluss auf die Faraday-Rotation



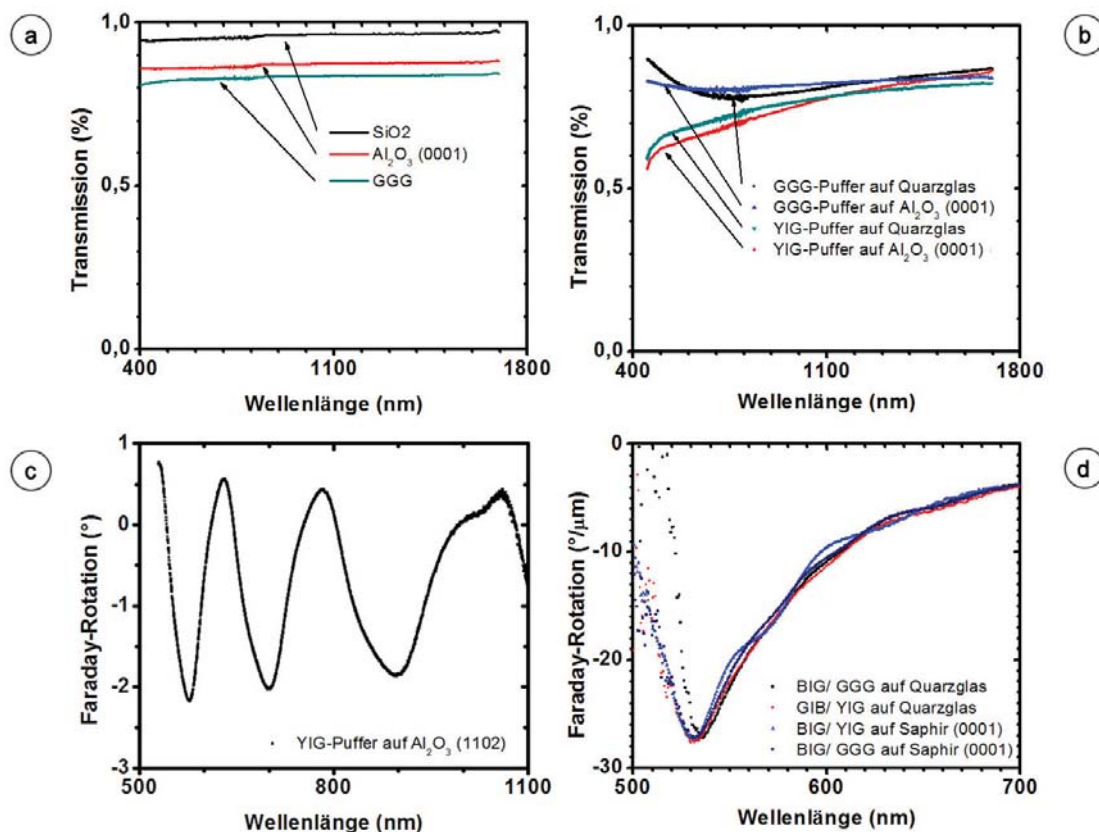
**Abbildung 5.12.:** BIG-Film auf GGG- und YIG-Puffern unterschiedlicher Dicken. Links: 60 nm BIG auf YIG-Puffern, rechts: 110 nm BIG auf GGG-Puffern. Die Faraday-Rotation ist für YIG ab einer Pufferdicke von 11 nm und für GGG ab einer Pufferdicke von 13 nm messbar. Für alle Messungen war  $B = 150 \text{ mT}$ .

besteht. Ist die kritische Dicke einmal überschritten, wird die Qualität von BIG nicht weiter beeinträchtigt. Ob sie von Puffer und Substrat vollkommen unabhängig ist, wird jetzt untersucht. Dazu wurden verschiedene Messungen durchgeführt, die in Abbildung 5.13 zusammengefasst sind.

In Abbildung 5.13 a sind Transmissionsmessungen der Substrate zu sehen. Die Transmission von Quarzglas mit 95 % erwartungsgemäß am höchsten, gefolgt von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) mit 87 % und GGG 82 %. Betrachtet man nun Abbildung 5.13 b, bei der Quarzglas und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) mit jeweils 50 nm dicken Puffern versehen wurden, stellt man fest, dass weniger die Transmission der Substrate, als vielmehr die der Puffer entscheidend ist. Diese zeigen jeweils auf beiden Substraten ein ähnliches Verhalten. GGG-gepuffertes Quarzglas und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) liegen mit einer Transmission von ca. 80 % bei einer Wellenlänge von 600 nm höher als YIG-gepuffertes Quarzglas und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) mit ca. 65 % Transmission bei der gleichen Wellenlänge. Mit steigender Wellenlänge vermindert sich dieser Abstand jedoch, bis er ab einer Wellenlänge von 1300 nm quasi verschwunden ist.

In Abbildung 5.13 d ist die Faraday-Rotation pro Mikrometer von BIG auf diesen Puffer-Substrat-Kombinationen gezeigt. Für die Messungen wurde 650 nm BIG ablatiert. Man sieht hier keine Unterschiede in der Faraday-Rotation.

In Abbildung 5.13 a, b und d wurde immer  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) als Substrat verwendet. Der Grund hierfür sind die in Abbildung 5.13 c gezeigten Oszillationen. Dieses Phänomen der Oszillationen im Puffer und der damit verbundenen, für die dünne Pufferdicke verhältnismäßig starken Faraday-Rotation lässt sich durch Interferenzeffekte und Spannungsdoppelbrechung im Film erklären. Spannungsdoppelbrechung tritt nur auf, wenn das einfallende Licht senkrecht zur Hauptachse des Kristalls propagiert. Dies ist in  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (1102) der Fall. Durch die Wahl von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) konnte der Effekt jedoch eliminiert



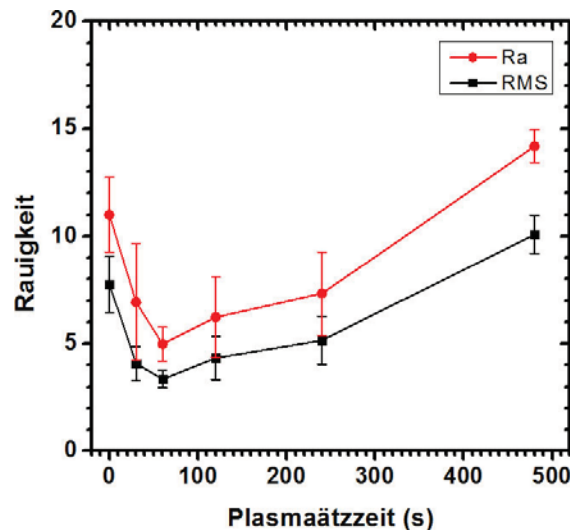
**Abbildung 5.13.:** a) Transmission verschiedener Substrate bei senkrechtem Lichteinfall. b) Transmission von Quarzglas und Saphir (0001) mit verschiedenen Puffern. Alle Pufferschichten sind 50 nm dick. c) Oszillationen in der Faraday-Rotation ( $B = 150 \text{ mT}$ ) eines YIG-Films auf Saphir (1102). d) Vergleich der Faraday-Rotation für verschiedene Puffer-/ Substratkombinationen. Alle Puffer sind 50 nm dick.

werden. Eine detaillierte Darstellung der Theorie hierzu befindet sich in [46].

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich die Risse durch die Wahl von Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) als Substrat vollständig vermeiden lassen. Von den für die Ablation von BIG untersuchten Puffersystemen zeigt YIG eine geringere Rauigkeit, während GGG etwas bessere optische Eigenschaften im Sichtbaren aufweist. Beide Systeme eignen sich hervorragend für die Herstellung von gepufferten BIG-Schichten auf Nicht-Granatsubstraten. Im Folgenden wird aber hauptsächlich YIG als Puffer eingesetzt werden, da sich YIG während des Ablationsprozesses besser verhält. Durch die geschickte Wahl des Substrats gelang es bereits, die Rauigkeit von BIG zu reduzieren. Im nächsten Abschnitt soll nun versucht werden, eine Glättung von BIG im Anschluss an die Ablation durchzuführen.

## 5.4. Glätten der BIG-Oberfläche

Um die BIG-Oberfläche im Anschluss an die Ablation zu glätten, wurde die Wirksamkeit eines Plasmaätzverfahrens untersucht. Dazu wurden mit den Standardparametern YIG-gepufferte BIG-Schichten auf Quarzglas hergestellt. Die Proben wurden dann für unterschiedlich lange Zeitspannen einem Sauerstoffplasma ausgesetzt. Das Plasma wurde von einer Mikrowellenplasmaquelle erzeugt und mit 400 Watt geheizt. Über ein Ventil wurde Sauerstoff eingeleitet. Der Druck während des Ätzevorgangs betrug 500 mTorr (0,667 mbar). Im Anschluss an den Ätzevorgang wurden die Proben mittels Profilometer auf ihre Rauigkeit hin untersucht. Die Rauigkeitswerte  $R_a$  und RMS sind in Abbildung 5.14 dargestellt.



**Abbildung 5.14.:** Rauigkeitswerte  $R_a$  und RMS von mit Sauerstoffplasma behandeltem BIG auf YIG-Puffer und Quarzglas.

Die optimale Plasmaätzzeit liegt demnach bei einer Minute. Im Anschluss erhöht sich die Rauigkeit der Probe wieder. Die Ätzezeiten sind nur bis 480s (8 min) aufgetragen. Eine Probe, die 16 Minuten behandelt wurde, hatte eine Rauigkeit  $R_a = 18,7 \pm 2,3$  nm und zeigte eine optisch gut sichtbare Beeinträchtigung der Transparenz. Beim Ätzevorgang wird zunächst die gesamte Oberfläche angegriffen, was zu einer Glättung führt. Er greift jedoch auch Risse und Korngrenzen an, und führt zu deren Verbreiterung was zu einer Steigerung der Rauigkeit führt. Die Rauigkeit  $R_a$  der Proben konnte jedoch mit den optimalen Parametern von 7,8 nm auf 3,4 nm, also auf weniger als die Hälfte, reduziert werden.



## 5.5. Strukturierung von Granatschichten

Um einen Wellenleiter aus Granatmaterialien herzustellen, muss es eine Möglichkeit geben, den Granatfilm nach der Ablation zu strukturieren. Hierfür wurden zwei Strukturierungsmethoden untersucht.

### Ionenstrahlätzen

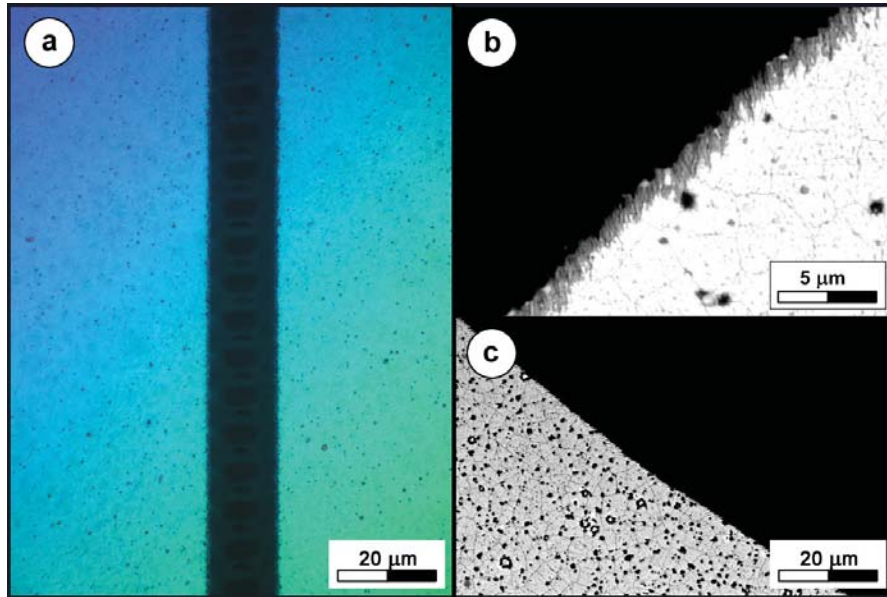
Beim Ionenstrahlätzen wurde der Teil der Probe, welcher nicht abgetragen werden soll, mit Photolack geschützt. Argonionen mit 500 eV Energie wurden verwendet, um die unbedeckten Teile der Probe zu entfernen. Höhere Ionenenergien führen hier zur Degradation des Photolacks. Die Problematik beim Ionenstrahlätzen besteht darin, dass die Ätzrate des Lacks ca. fünf mal so hoch ist wie die des Granatfilms. Dies verkompliziert den Spincoating-Prozess mit dem der Lack aufgebracht werden muss. Außerdem gestaltet sich die Entwicklung des Lacks bei diesen Dicken  $d > 4 \mu\text{m}$  als schwierig. Es kommt zu einem starken Erhitzen des Lacks und zu einem Unterätzen der Lack-Granat-Ränder über die unbedeckte Granatstruktur. Dies führt zur Bildung von bis zu  $3 \mu\text{m}$  tiefen Einbuchtungen am Rand der strukturierten Fläche. Das Verfahren ist außerdem durch die lange Vorbereitungs- und Prozesszeit relativ zeitintensiv.

### Laserstrukturierung

Es wurde bereits in der Vergangenheit gezeigt, dass eine Strukturierung von fast allen Materialien durch eine Ablation des Materials mit Femtosekunden-Laserpulsen möglich ist [26, 67, 84, 95, 110]. Hier wird diese Strukturierungsmethode zur Gestaltung von Wellenleiterstrukturen in BIG/YIG/SiO<sub>2</sub>-Schichtsystemen verwendet. Die Laserstrukturierung wurde in Zusammenarbeit mit Sandra Zoppel [127] am Forschungszentrum Mikrotechnik der Fachhochschule Vorarlberg durchgeführt. Zur Strukturierung wurde ein diodengepumpter Festkörperlaser mit einer Pulsdauer von 350 fs und einer Repetitionsrate von bis zu 100 kHz bei einer Wellenlänge von 1040 nm eingesetzt.

Zur Optimierung der Ablationsparameter wurde eine Serie von Experimenten durchgeführt. Hier wurden nacheinander Ablationsenergie, Repetitionsrate, Abtastgeschwindigkeit und Wiederholraten optimiert. Die besten Ergebnisse wurden für eine Ablationsenergie von 0,8 Watt bei 100 kHz Repetitionsrate, einer Abtastgeschwindigkeit von 1 m/s und 16 Wiederholungen erreicht. Bei einer Ablationsenergie von 0,8 Watt pro Puls trägt ein Puls das Material nicht vollständig ab. Dies ist so beabsichtigt, da bei 100 kHz und 1 m/s der Pulsabstand auf der Oberfläche bei ca.  $10 \mu\text{m}$  liegt, und es erst durch das 16-fache Abtasten der Ablationsstrecke zu einer homogenen Verteilung der Pulse kommt. Dies führt zu einem deutlich verbesserten Ablationsbild. Der Strahldurchmesser liegt bei ca.  $15 \mu\text{m}$ .

In Abbildung 5.15 sind strukturierte BIG-Proben dargestellt. Abbildung 5.15a wur-



**Abbildung 5.15.:** Laserstrukturierter BIG auf  $\text{SiO}_2$ . a) Bild eines Differential-Interferenz-Kontrast-Mikroskops. Es zeigt einen mit dem Femtosekundenlaser ins Material geschnittenen Graben. b) und c) sind ESEM-Aufnahmen der Kanten eines in BIG geschnittenen Kreises mit einem Radius von  $500 \mu\text{m}$ . Die Kreisform ist aufgrund der Vergrößerung nur schlecht erkennbar.

de mit einem Differential-Interferenz-Kontrast-Mikroskop aufgenommen. Es zeigt einen Graben, der mit den optimierten Parametern in BIG geschnitten wurde. Dieser ist  $15 \mu\text{m}$  breit und setzt sich bis ins Substrat fort. Abbildung 5.15 b und c zeigen ESEM-Aufnahmen eines ablatierten Kreises mit  $500 \mu\text{m}$  Radius. Das  $\text{SiO}_2$ -Substrat ist die schwarze Fläche. Die Kante des strukturierten Granats ist  $2 \mu\text{m}$  breit und verbreitert sich zum  $\text{SiO}_2$ -Granat-Interface hin. Die Rauigkeit der Kante liegt bei  $250 \pm 30 \text{ nm}$ . Diese Ergebnisse sind beispielsweise mit denen von Pross et al. für *buried channel waveguides* vergleichbar [96].

Lee et al. [76] stellen in ihrer Publikation eine direkte Verbindung zwischen dem Verlust im Wellenleiter und dem Verhältnis von Kantenrauigkeit zur Wellenleiterdicke her. In einem Wellenleiter mit großer lateraler Ausdehnung werden die Verluste durch Rauigkeiten der Wellenleiterbegrenzung stark reduziert. Da die angestrebte laterale Ausdehnung des Wellenleiters mit  $3 \text{ mm}$  bis  $6 \text{ mm}$  vier Größenordnungen über der Kantenrauigkeit von  $250 \text{ nm}$  liegt, sind die Verluste des Wellenleiters an seinen seitlichen Begrenzungen vernachlässigbar.

Insgesamt übertreffen die Ergebnisse der Laserstrukturierung die des Ionenstrahlätzens bei weitem. Die Laserstrukturierung kann außerdem ohne große Vorbereitung in relativ kurzer Zeit durchgeführt werden. Sie ist daher das geeignetere Mittel für die Strukturierung von Granatmaterialien.

## 5.6. Optische Eigenschaften von BIG

### Epsilon-Tensor-Bestimmung mittels Ellipsometer-Messungen

Um Simulationen von Wellenleitern oder anderen optischen Systemen durchführen zu können, ist eine genaue Kenntnis des optischen Verhaltens der beteiligten Materialsysteme notwendig. Der Epsilon-Tensor ist hier der Schlüssel zu Transmission, Absorption und Faraday-Rotation. In diesem Abschnitt soll der Epsilon-Tensor von BIG mittels Ellipsometermessungen bestimmt werden.

Der Epsilon-Tensor  $\tilde{\varepsilon}$  hat für ein kubisches Material mit einer Magnetisierung parallel zur x-Achse folgende Form:

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 & \varepsilon_1 & 0 \\ -\varepsilon_1 & \varepsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

Alle Elemente von  $\tilde{\varepsilon}$  haben einen Real- und einen Imaginärteil:

$$\varepsilon_j = \varepsilon'_j + i\varepsilon''_j. \quad (5.2)$$

Da in Abschnitt 2.1.1 eine detaillierte Einführung in die zugrunde liegende Theorie gegeben wurde, wird hier nicht mehr weiter darauf eingegangen.

Um Ellipsometermessungen an BIG durchführen zu können, wurde YIG auf Silizium und BIG auf YIG-gepuffertem Silizium jeweils in verschiedenen Dicken abgeschieden. Diese Proben wurden mit einem Ellipsometer (Sentech SE850) unter einem Einfallswinkel von  $70^\circ$  vermessen. Der untersuchte Wellenlängenbereich lag hier bei 500 nm bis 1700 nm. Zunächst wurde die Dicke der Oxidschicht auf Silizium ermittelt, dann wurde mit diesen Daten ein Modell-Stack aus Si, SiO<sub>2</sub> und einer Oszillatorschicht aufgebaut. Durch Anpassen der Messung mittels einer Variation der Werte der Oszillatorschicht und unter der Annahme, dass keine freien Ladungsträger vorliegen, wurden die Werte für YIG bestimmt. Anschließend wurde ein neuer Stack aus Si, SiO<sub>2</sub>, YIG und einer Oszillatorschicht für BIG aufgebaut und die Werte für BIG nach dem gleichen Schema ermittelt. Die Schichtdicken der Proben waren zuvor mittels Dektak bestimmt worden.

Der Fitvorgang wurde solange an den Proben wiederholt, bis bei allen die gemessene Schichtdicke bestätigt wurde. Aus den gewonnenen Daten konnten dann  $\varepsilon'_0$  und  $\varepsilon''_0$  berechnet werden. Über eine Messung von  $\psi$  und  $\theta$  in Transmission in Anwesenheit eines Magnetfeldes konnte  $\varepsilon'_1$  und  $\varepsilon''_1$  bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.16 dargestellt. Die angegebenen Werte gelten für ein Magnetfeld von 200 mT. Hier ist die Sättigungsmagnetisierung von BIG erreicht.

Vergleicht man sie mit Literaturwerten, wie denen von Wittekoek et al. [123], die den Epsilon-Tensor im Bereich von 1,75 eV bis 5,25 eV für teilsubstituierten YIG bestimmt

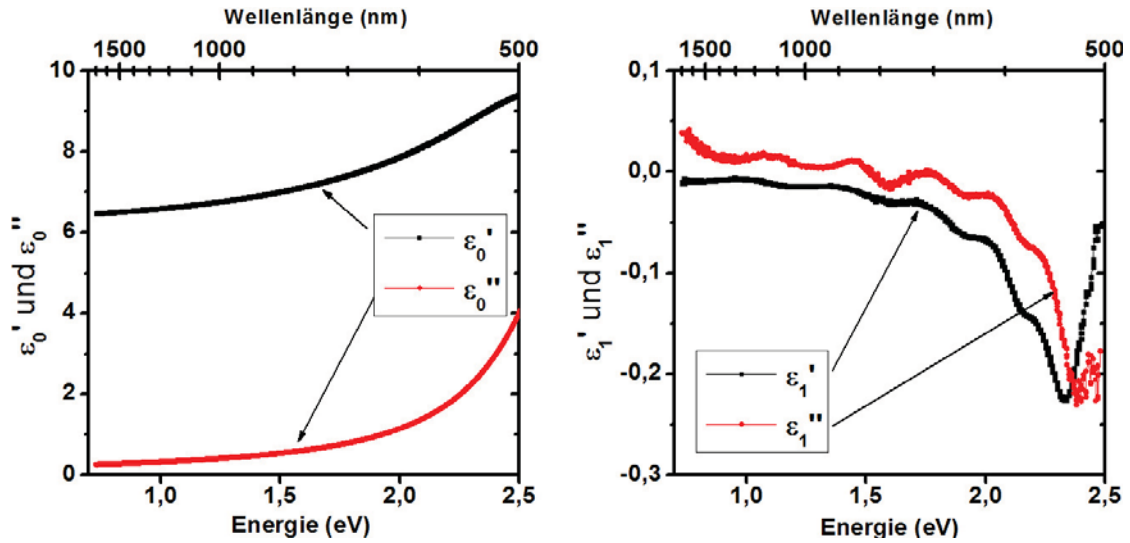


Abbildung 5.16.: Elemente des Epsilon-Tensors von BIG von 0,7 eV bis 2,5 eV, bestimmt über Ellipsometer-Messungen.

haben, so stellt man fest, dass die hier ermittelten Werte im erwarteten Bereich liegen. Die in Abbildung 5.17 dargestellten Werte für  $\epsilon_0'$  liegen für YIG bei einer Energie von 2,5 eV (ca. 500 nm Wellenlänge) bei  $\epsilon_0' = 5,5$ . Für einen Bismutgehalt von 33 % ist  $\epsilon_0'$  bereits auf  $\epsilon_0' = 6,9$  angestiegen. Ausgehend von einem weiteren linearen Anstieg mit zunehmendem Bismutgehalt sollte er für BIG einen Wert von  $\epsilon_0' = 9,7$  erreichen. Der in

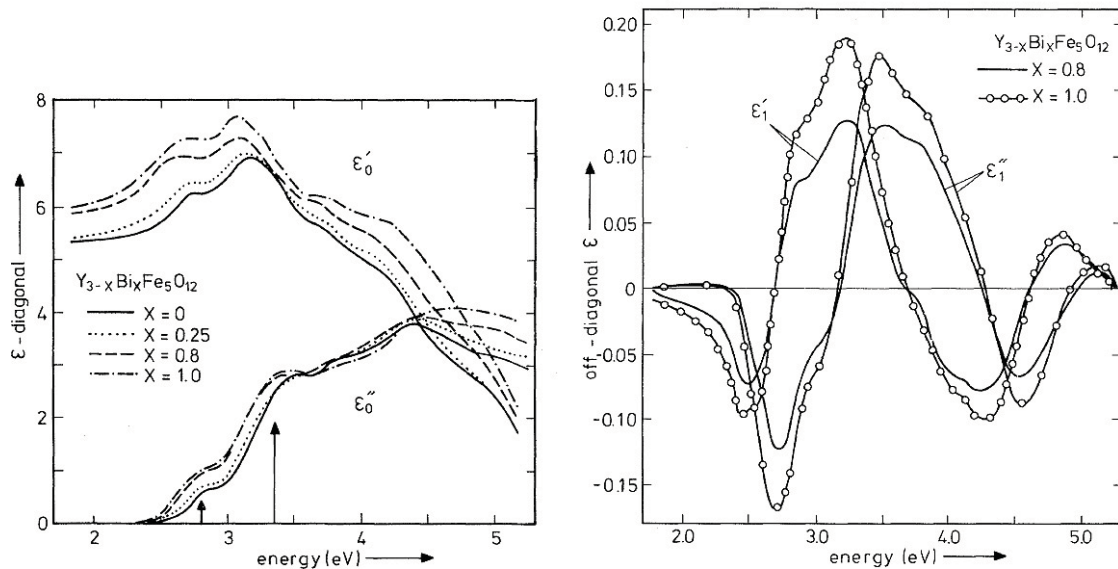


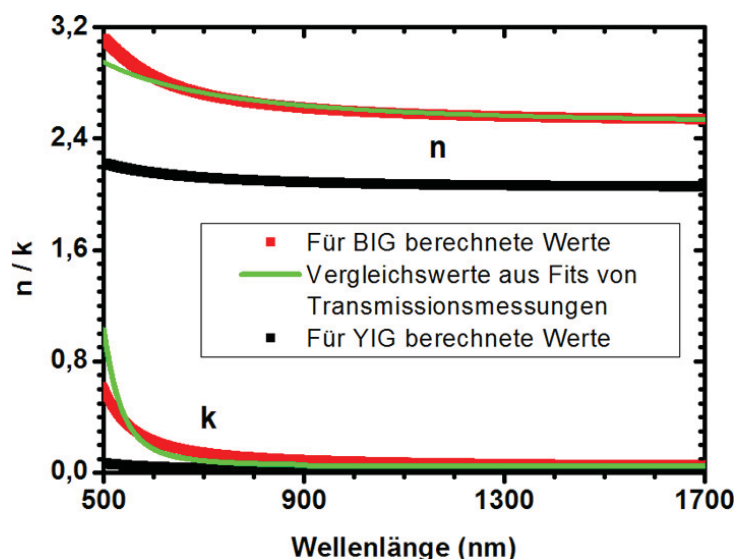
Abbildung 5.17.: Elemente des Epsilon-Tensors von YIG und Bi:YIG von 1,75 eV bis 5,25 eV aus einem Paper von Wittekoek et al. [123].

dieser Arbeit bestimmte Wert liegt bei  $\varepsilon'_0 = 9,4$ , was gut zu dem erwarteten Wert passt. Ein ähnliches Verhalten ist bei der Betrachtung von  $\varepsilon'_1$  zu sehen. Hier steigt der Wert von  $\varepsilon'_0 = -0,1$  auf  $\varepsilon'_0 = -0,24$  bei einer Energie von 2,5 eV.

Der bestimmte  $\varepsilon''_0$ -Wert dagegen scheint im Vergleich mit den Messungen von Wittekoek et.al. zu hoch. Hier ist eine Bestätigung der Werte durch andere Messungen notwendig. Die Werte von  $\varepsilon''_1$  sind für Energien kleiner als 1 eV ebenfalls zu hoch. Hier würde man in diesem Bereich ein Konvergieren gegen Null erwarten.

$\varepsilon'_0$ ,  $\varepsilon''_0$ ,  $\varepsilon'_1$  und  $\varepsilon''_1$  steigen linear mit dem Bismutgehalt der Schicht an. Dies ist bemerkenswert, da es bedeutet, dass die hohe Drehung, die durch die steigenden Werte der Nebendiagonalelemente bedingt wird, gleichzeitig mit einem Anstieg des Brechungsindex und der Absorption einhergeht, welche von  $\varepsilon''_0$  und  $\varepsilon'_1$  abhängen.

In Abbildung 5.18 sind die über Ellipsometermessungen bestimmten optischen Konstanten für YIG und BIG sowie weitere aus Transmissionsmessungen für BIG ermittelte Werte dargestellt. Die Daten hierfür stammen aus [72] und wurden lediglich grafisch aufbereitet.



**Abbildung 5.18.:** Optische Konstanten von BIG aus den oben durchgeführten Ellipsometermessungen und aus Fits von Transmissionsdaten nach [72]. Die gefitteten Werte sind grün im Vordergrund dargestellt.

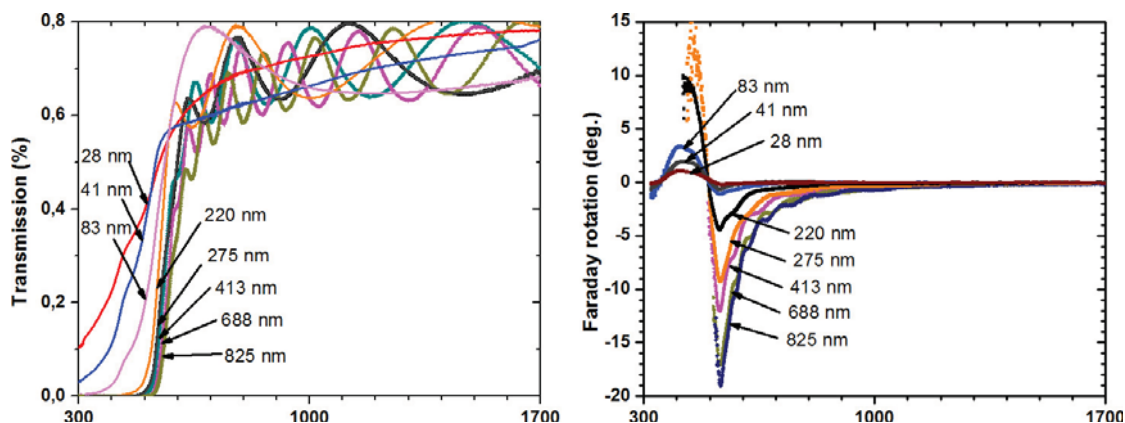
Die für BIG mit den verschiedenen Methoden bestimmten Werte stimmen für Wellenlängen größer 900 nm sehr gut überein. Die Abweichungen für kleinere Wellenlängen liegen für den Brechungsindex  $n$  mit ungefähr 7% jedoch im Rahmen der Messgenauigkeit der verwendeten Bestimmungsmethoden. Der  $k$ -Wert fällt bis zu 20% höher aus. Der Brechungsindex  $n$  ist der entscheidende Wert für die Simulation der Wellenleitung in Abschnitt 5.7.

Deutlich ist allerdings auch hier der Trend erkennbar, dass mit zunehmendem Bismutge-

halt zu höheren-Werten übergegangen wird. Ersetzt man im YIG sukzessive das Yttrium durch Bismut, steigt bei einer Wellenlänge von 532 nm der Brechungsindex von 2,20 auf 3,01. Die Absorption steigt von 0,06 für reinen YIG auf 0,40 für BIG an. Gleichzeitig steigt die Faraday-Rotation für  $B = 150 \text{ mT}$  von  $0,1 \text{ }^\circ/\mu\text{m}$  auf über  $25 \text{ }^\circ/\mu\text{m}$  an. Der Anstieg der Faraday-Rotation beim Übergang von YIG zu BIG ist also immer auch mit einem Anstieg der Absorption im Material verbunden.

Dies soll an den folgenden Gegenüberstellungen von Transmissions- und Faraday-Rotationsmessungen verdeutlicht werden.

### Transmission und Faraday-Rotation von BIG



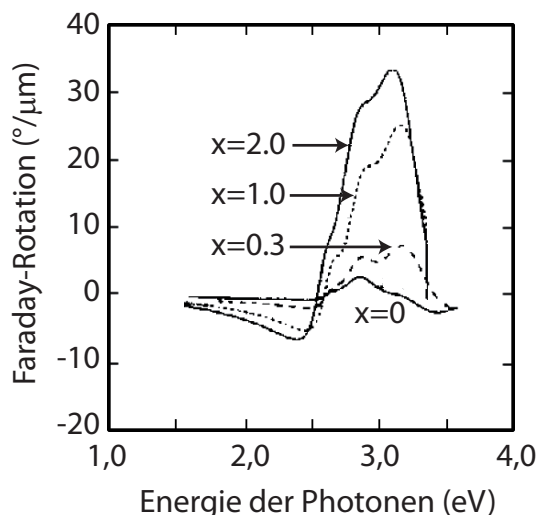
**Abbildung 5.19.:** *Transmission und Faraday-Rotation von BIG im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 1700 nm. Für die Faraday-Rotationsmessung betrug  $B = 150 \text{ mT}$ .*

In Abbildung 5.19 sind Transmissions- und Faraday-Rotationsmessungen an verschiedenen dicken Schichten über den Wellenlängenbereich von 300 nm bis 1700 nm dargestellt. Die Faraday-Rotationsmessung zeigt den in der Literatur stark beachteten negativen Peak bei 532 nm und den wenig behandelten positiven Peak um 405 nm. Dieser positive Peak in der Faraday-Rotation wurde bereits für bismutsubstituierten YIG gemessen. In den Veröffentlichungen für vollsubstituierten BIG fand er jedoch keine Beachtung mehr.

In Abbildung 5.20, die dem Paper von Matsumoto et al. [79] entnommen ist, sieht man deutlich beide Peaks. Dabei entspricht die Wellenlänge von 532 nm einer Energie von 2,33 eV und die Wellenlänge von 405 nm einer Energie von 3,06 eV. Diese Werte entsprechen genau den Maxima der Faraday-Rotation in Abbildung 5.20.

In Abbildung 5.21 ist rechts oben die Faraday-Rotation pro  $\mu\text{m}$  für BIG dargestellt. Hier wird eine Drehung von  $65 \text{ }^\circ/\mu\text{m}$  bei 405 nm (3,06 eV) und eine Drehung von  $-25 \text{ }^\circ/\mu\text{m}$  bei 532 nm (2,33 eV) erreicht. Diese Werte liegen über den Werten, die man aus der Extrapolation der Kurven aus Abbildung 5.20 erwarten würde.

In Abbildung 5.19 sieht man allerdings in der rechten Grafik, wie der Peak bei 405 nm



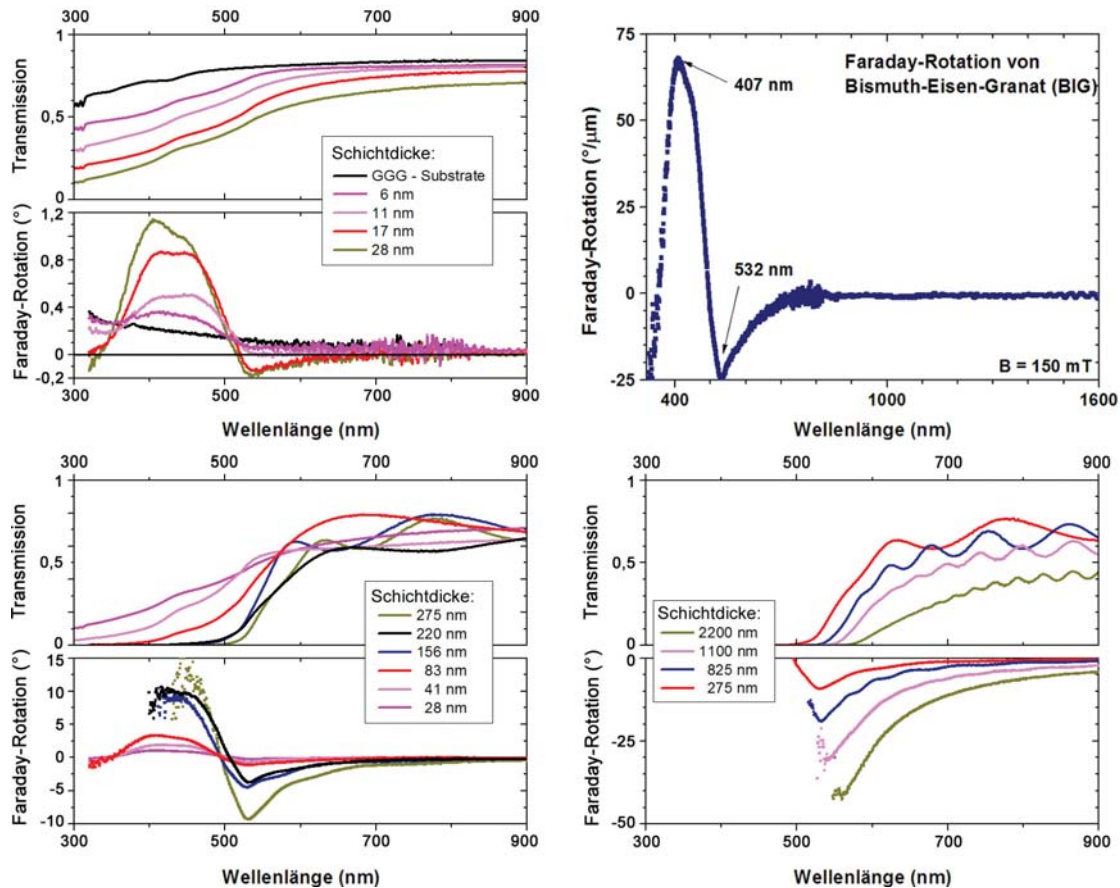
**Abbildung 5.20.:** Grafik entnommen aus der Veröffentlichung [79] von Matsumoto et al.: Faraday-Rotation von  $Y_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$ .

(3,06 eV) mit zunehmender BIG-Schichtdicke verschwindet. Bereits ab einer Schichtdicke von 275 nm ist der Peak sehr stark verrauscht. Die Transmissionsmessungen, in Abbildung 5.19 auf der linken Seite, geben Aufschluss darüber, was passiert. Die Absorption ist in diesem Bereich so stark, dass keine Messung der Faraday-Rotation mehr möglich ist.

In Abbildung 5.21 sind daher die Faraday-Rotation und die Transmission von BIG-Schichten für unterschiedliche Schichtdicken gegenübergestellt. Ausgehend von der Messung des reinen GGG-Substrats ist die Zunahme der Faraday-Rotation mit gleichzeitiger Abnahme der Transmission gezeigt. Zur besseren Übersicht wurde der Wellenlängenbereich auf 300 nm bis 900 nm beschränkt. Die Darstellung bestätigt, dass schon bei einer Schichtdicke von 220 nm die Transmission bei 405 nm (3,06 eV) unter einem Prozent liegt. Ein tatsächliches Erreichen der riesigen Drehung von  $65^\circ/\mu\text{m}$  ist also nicht möglich.

Wenn die Schichtdicken weiter zunehmen, wird ab einer Dicke von mehr als 825 nm Schichtdicke der Peak bei 532 nm (2,33 eV) beeinträchtigt. Für eine BIG Dicke von einem  $\mu\text{m}$  liegt die Transmission bereits unter einem Prozent. Bei einer weiteren Zunahme der Schichtdicke entsteht der Eindruck, der Peak würde sich nach rechts verschieben. Dies wurde in der Literatur als Rotverschiebung [59] bezeichnet. Faktisch verschiebt sich der Peak aber nicht nach rechts zu höheren Wellenlängen, sondern er kann aufgrund der mangelnden Intensität nicht mehr gemessen werden. Was dann gemessen wird, ist die Schulter der Faraday-Rotation bei 532 nm (2,33 eV).

In Abbildung 5.22 ist die Faraday-Rotation gegen die Schichtdicke aufgetragen. Die Abweichung der Messwerte von einem linearen Verlauf ist gering und liegt im Rahmen des Fehlers. Extrapoliert man die Werte aus der Kurve für eine Schichtdicke von 2200 nm,



**Abbildung 5.21.:** Gegenüberstellung von Transmission und Faraday-Rotation für verschiedene Schichtdicken und Faraday-Rotation pro Mikrometer von 320 nm bis 900 nm Wellenlänge.

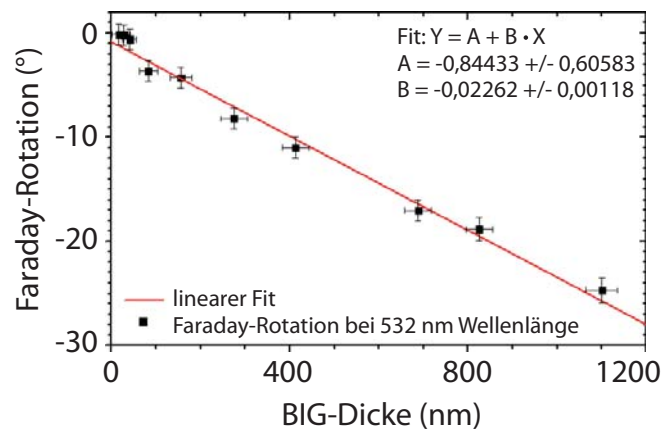
so müsste die theoretische Drehung dort bei ca.  $52^\circ$  liegen. Das gemessene Maximum liegt aber nur bei ungefähr  $40^\circ$ . Geht man von einem Wert bei 532 nm und  $52^\circ$  aus und folgt dem theoretischen Verlauf der Kurve, so ergibt sich, dass der bei  $40^\circ$  und 560 nm gemessene Wert lediglich die Schulter des 532 nm Peaks ist.

Bei einer Schichtdicke von einem  $\mu\text{m}$  liegt die Restintensität bei einer Wellenlänge von 532 nm bei 0,1 %. Dies entspricht einer Dämpfung von 30 dB/ $\mu\text{m}$  Materialdurchgang. Bei einer Wellenlänge von 405 nm beträgt die Restintensität bei 83 nm Schichtdicke lediglich 2,8 %, was einer Dämpfung von 190 dB pro Mikrometer Materialdurchgang entspricht.

Es bleibt festzustellen, dass es sich bei BIG um ein Material mit hoher Faraday-Rotation im optisch sichtbaren Wellenlängenbereich handelt, es allerdings nur für Applikationen geeignet ist, bei denen sehr dünne Schichten benötigt werden. Ein Anwendungsbereich ist hier die Sensorik, auf die in Abschnitt 7.1 eingegangen wird.

Im Infrarot-Bereich bleibt die Transmission dagegen relativ hoch. Bei den Wellenlängen der Glasfaserkommunikation  $\lambda = 1310 \text{ nm}$  und  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  ist die Dämpfung deutlich





**Abbildung 5.22.:** Zusammenhang zwischen Schichtdicke und Faraday-Rotation für BIG mit  $B = 150 \text{ mT}$ . Die Drehung steigt linear mit der Schichtdicke an.

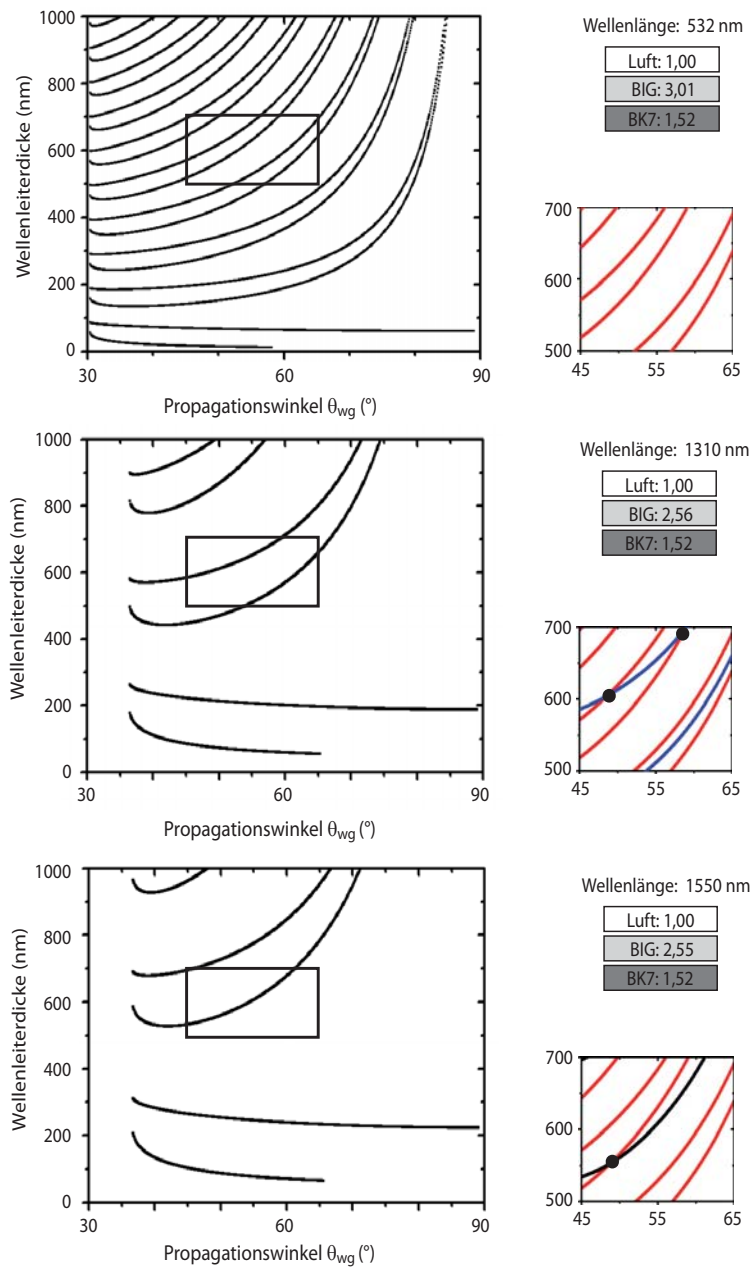
niedriger. Für  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  liegt sie bei  $0,7 \text{ dB}/\mu\text{m}$  BIG. Damit ist BIG ein interessantes Material, um einen Wellenleiter im Infraroten zu konstruieren. Im nächsten Abschnitt soll simuliert werden, bei welchen Schichtdicken eine Wellenleitermode in einem BIG-Wellenleiter möglich wäre.

## 5.7. Simulation von BIG-Wellenleitern

Um einen Wellenleiter aus Granatmaterial aufbauen zu können ist es notwendig, zu wissen, unter welchen Bedingungen eine Wellenleitermode existieren kann. Dazu ist es erforderlich, die Gleichungen aus Abschnitt 4.4 zu lösen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm entwickelt, mit dem sich für gegebene Parameter mögliche Wellenleitermoden suchen lassen. Das Programm steht unter dem Link [www.wehlaus.org/uni/Wellenleiter-Simulator.rar](http://www.wehlaus.org/uni/Wellenleiter-Simulator.rar) zum download bereit.

Um mit dieser Simulations-Software einen Wellenleiter simulieren zu können, sind verschiedene Eingabeparameter notwendig. Zunächst sind dies die Brechungsindizes des Substrats  $n_s$ , des Wellenleiters  $n_{wg}$  und der Deckschicht  $n_c$ . Außerdem werden die Dicke des Wellenleiters  $d$ , die gewünschte Wellenlänge  $\lambda$  und der Propagationswinkel  $\theta$  benötigt. Mit dem Programm lassen sich zu einem gegebenen Variablensatz mögliche Schichtdicken, Wellenlängen oder Propagationswinkel suchen. Mit dem Automatisierungsmodul lässt sich dabei auch ein Variablenfeld abfahren.

Von besonderem Interesse für eine Simulation sind die Wellenlängen  $532 \text{ nm}$ ,  $1310 \text{ nm}$  und  $1550 \text{ nm}$ . Bei  $532 \text{ nm}$  ist die Faraday-Rotation sehr groß, während bei  $1310 \text{ nm}$  und  $1550 \text{ nm}$  die Wellenlängen der optischen Glasfaserkommunikation liegen. Für diese Wellenlängen wurde der Propagationswinkel von  $30^\circ$  bis  $89^\circ$  durchgeföhren und zu jedem Winkel zwanzig mögliche Schichtdicken berechnet, wobei die Begrenzung auf zwanzig



**Abbildung 5.23.:** Ergebnisse der Simulation: mögliche Wellenleiterdicken aufgetragen über dem Propagationswinkel. Oben für 532 nm Wellenlänge mit  $n_{BIG} = 3,01$ , in der Mitte für 1310 nm Wellenlänge mit  $n_{BIG} = 2,56$  und unten für 1550 nm Wellenlänge mit  $n_{BIG} = 2,55$ . In den kleinen Kästchen rechts ist eine vergrößerte Darstellung des im Bild markierten Ausschnitts zu sehen. In der Mitte und unten ist das Bild mit dem des oberen Ausschnitts überlagert. Die schwarzen Punkte markieren Kreuzungspunkte beider Kurven. An diesen Punkten ist eine Wellenleitung für 532 nm Wellenlänge und der weiteren angegebenen Wellenlänge möglich. Es liegen allerdings unterschiedliche Moden vor.

Werte willkürlich gewählt wurde. Zur Simulation wurden die Brechungsindizes vorgegeben. Als Substrat wurde BK7-Glas mit einem Brechungsindex von  $n_s = 1,52$  ausgesucht. Als Deckschicht wurde Luft mit  $n_c = 1$  verwendet. Der Brechungsindex von BIG wurde den Daten aus Abschnitt 5.6 entnommen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.23 dargestellt.

Die oberste Grafik stellt die möglichen Schichtdicken für 532 nm Wellenlänge dar. Aufgrund des hohen Brechungsindex von BIG und der niedrigen Wellenlänge von 532 nm existieren hier sehr viele Moden. Der in der Grafik eingezeichnete Bereich ist rechts vergrößert dargestellt.

Die mittlere Grafik zeigt die möglichen Moden für eine Wellenlänge von 1310 nm. Die Anzahl möglicher Moden ist hier bereits deutlich reduziert, da die Wellenlänge größer als die Schichtdicke ist. Im kleinen Kästchen rechts ist nun der Ausschnitt aus dieser Grafik mit der oberen überlagert. An den Schnittpunkten ist eine Wellenleitung für 532 nm und für 1310 nm möglich. Die zugehörige Wellenleiterdicke von 605 nm ermöglicht bei einem Winkel von  $48,5^\circ$  den Transport beider Wellenlängen gleichzeitig.

Möchte man alle drei Wellenlängen in einem Wellenleiter transportieren können, so ist dies für dünne Wellenleiter nicht gleichzeitig möglich. Es ist aber möglich, über einen anderen Einkopplungswinkel auch Licht mit einer Wellenlänge von 1550 nm zu transportieren. Bei einer Schichtdicke von 605 nm wäre dies bei einem Winkel von  $54,6^\circ$  der Fall.

In der unteren Grafik sind nun die Moden für 1550 nm dargestellt. In dem kleinen Kästchen finden sich wiederum die Schnittpunkte mit den möglichen Werten für 532 nm Lichtwellenlänge. Hier gibt es nur einen Punkt, an dem beide Wellenlängen im Wellenleiter propagieren können. Dieser liegt bei einem Propagationswinkel von  $48,7^\circ$  und einer Schichtdicke von 553 nm.

In der mittleren und der unteren Grafik beginnen die Kurven erst ab einem Winkel von über  $35^\circ$ , während sie in der oberen fast direkt bei  $30^\circ$  anfangen. Der Grund hierfür ist der sinkende Brechungsindex, mit dem sich der Mindestpropagationswinkel für interne Totalreflektion zu höheren Winkeln verschiebt.

Mit diesem Simulationsprogramm steht ein Werkzeug zur Verfügung, über das sich die für einen BIG-Wellenleiter benötigten Schichtdicken und Einkoppelwinkel ermitteln lassen. Durch die freie Wählbarkeit der Parameter ist es aber auch zur Simulation anderer Materialsysteme gut einsetzbar. Auf die Herstellung und Charakterisierung von Wellenleitern aus BIG wird in Abschnitt 7.2 eingegangen.



## 6. Simulation und Herstellung von Microcavity-OLED-Stacks

Organische Leuchtdioden (OLEDs) sind wenige hundert Nanometer dünne Flächenlichtquellen mit Lambertischer Abstrahlcharakteristik. Sie werden heute bereits in Displays und für Beleuchtungsmodulen im Designbereich eingesetzt. Dabei wird die Effizienz und die Abstrahlcharakteristik einer OLED von ihrem Schichtaufbau, dem sogenannten OLED-Stack, bestimmt. Je nach OLED-Stack kommt es zu einer Verstärkung oder einer Abschwächung der OLED-Abstrahlung durch interne Reflektionen.

Als Modell für die Emission einer OLED kann ein gedämpfter, getriebener Dipol verwendet werden:

$$\frac{d^2 p(t)}{dt^2} + \omega_0^2 p(t) = \frac{e^2}{m} E_r(t) - k_r \frac{dp(t)}{dt}, \quad (6.1)$$

wobei  $p$  das Dipolmoment,  $\omega_0$  die Oszillatorfrequenz für den ungedämpften Fall,  $m$  die effektive Masse und  $e$  die Elementarladung ist.  $k_r$  ist die strahlende Rate, die bereits in Abschnitt 3.2.1 eingeführt wurde und  $E_r(t)$  das optische elektrische Feld am Ort des Dipols. Eine Änderung des OLED-Stacks wirkt sich über diesen Parameter  $E_r(t)$  auf die Abstrahlung der OLED aus. Die Dipolschicht wird dabei als zweidimensionale Schicht im dreidimensionalen Stack modelliert.

Eine OLED, die ihr Licht nur auf der Substratseite abstrahlt, hat eine intransparente Kathode. Diese wirkt auf der Oberseite der OLED als Spiegel, und reflektiert das normalerweise nach oben abgestrahlte Licht zurück ins Bauteil. Das Einbauen einer semitransparenten Metallschicht auf der Anodenseite würde gemeinsam mit dem Spiegel auf der Kathodenseite zu einem Einsperren des Lichts in der OLED führen. Diesen Spiegeleffekt, der zur Mehrfachreflektion in der OLED bzw. einer Änderung des optischen elektrischen Feldes  $E_r(t)$  am Ort des Dipols führt, nennt man *Microcavity-Effekt*. Eine OLED, die mit einem solchen Spiegel versehen wird, nennt man *Microcavity-OLED*.

In diesem Kapitel soll nun zunächst untersucht werden, welche Materialien sich als Spiegelschichten für Microcavity-OLEDs eignen, und welche OLED-Stacks die optimalen optischen Eigenschaften für die Lichteinkopplung in einen BIG-Wellenleiter aufweisen. Dazu werden zunächst Simulationen der OLED-Stacks durchgeführt. Anschließend werden diese OLEDs aufgedampft und charakterisiert. Um eine OLED auf Granat abscheiden zu können, ist eine transparente und leitfähige Zwischenschicht notwendig. Hier wird das Abscheiden von Indium-Zinn-Oxid (ITO) und aluminiumdotierten Zinkoxid mittels

Laserablation untersucht und die Materialien miteinander verglichen. Schließlich wird versucht, eine OLED auf einen BIG-Wellenleiter aufzudampfen.

Durch die Anwendung des Microcavity-Effekts ist es zudem möglich, die interne Quanteneffizienz einer OLED zu bestimmen. Dies wird am Schluss des Kapitels dargestellt.

## 6.1. Simulation von Microcavity-OLED-Stacks

### 6.1.1. Das Simulationsprogramm PDCalc

Zur Simulation von OLED-Stacks wurde von Nils Reinke im Rahmen seiner Dissertation [100] das Maple-Programm *Power Dissipation Calculator* (PDCalc) erstellt und von Stefan Nowy ebenfalls im Rahmen seiner Promotion weiterentwickelt [87]. Die Funktionsweise von PDCalc wurde in den Arbeiten von Nowy und Reinke hinreichend gezeigt. Die Simulationen wurden durch entsprechende Messungen, Vergleiche mit anderen Programmen und Daten aus der Literatur verifiziert, so dass ein zuverlässiges Werkzeug für die Simulation von OLEDs vorhanden ist. Die Basis der Berechnung ist das Dipolmodell von Chance, Prock und Silbey [22, 23]. In Abbildung 6.1 ist der Ablauf einer PDCalc-Simulation dargestellt.

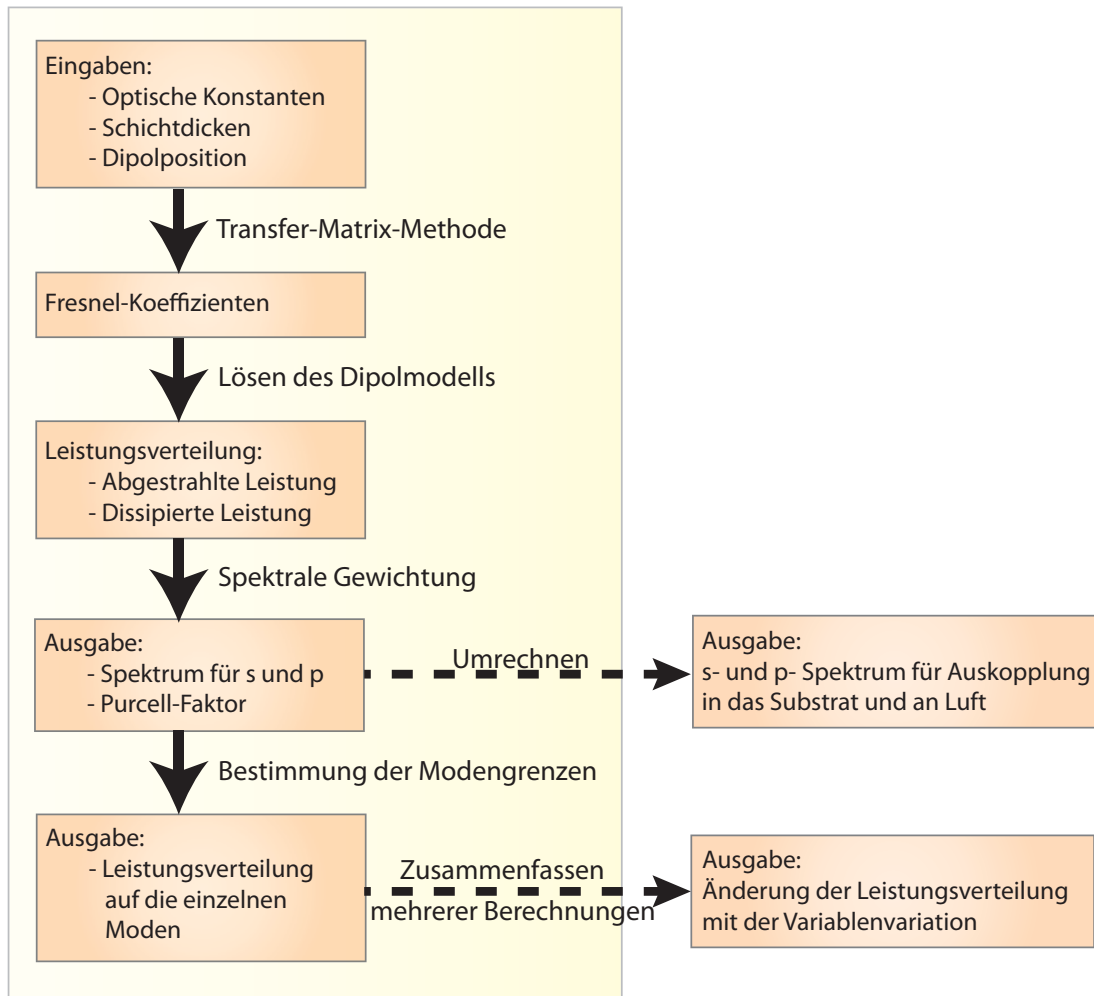
Eine PDCalc-Berechnung beginnt mit der Eingabe eines Schicht-Stacks, der Festlegung der Dipolposition und der Angabe der optischen Konstanten der verwendeten Materialien. Ausgehend von diesen Daten werden dann mittels des Transfermatrix-Formalismus die Fresnel-Koeffizienten berechnet. Siehe dazu Abschnitt 4.3.

Damit ist es möglich das Dipolmodell zu lösen und man erhält die Leistungsverteilung des Dipols. Diese wird dann mit dem Emissionsspektrum des Emitters spektral gewichtet. So erhält man die spektrale Emission der OLED, aufgetragen gegen den In-Plane-Wellenvektor und den Purcell-Faktor.

Da die Brechungsindizes der Materialien bekannt sind, können die Grenzen der einzelnen in der OLED laufenden Moden bestimmt werden. So ist es möglich, einzelne Teile der spektralen Emission bestimmten Bereichen zuzuordnen. Für niedrige In-Plane-Wellenvektoren ist dies die direkte Emission. Mit steigenden Werten folgt der Bereich, in dem das Licht zwar die Organik, aber nicht das Substrat verlassen kann, dann der Bereich der Wellenleitung in der Organik und schließlich die Plasmonen.

Die Variation der Parameter in PDCalc kann automatisiert erfolgen. Ein Zusammenfassen der so berechneten Werte erfolgt über ein externes Programm, welches die Ergebnisse für eine grafische Darstellung aufbereitet. Mittels eines weiteren Moduls können die Wellenvektoren für die einzelnen Moden in Winkel umgerechnet werden. So kann beispielsweise die winkelabhängige Emission der OLED visualisiert werden und vor allem direkt mit Messergebnissen verglichen werden.

Neben der winkelabhängigen direkten Emission der OLED ist die winkelabhängige Emission in das Substrat eine interessante Größe. Sie gibt an, unter welchem Winkel Licht



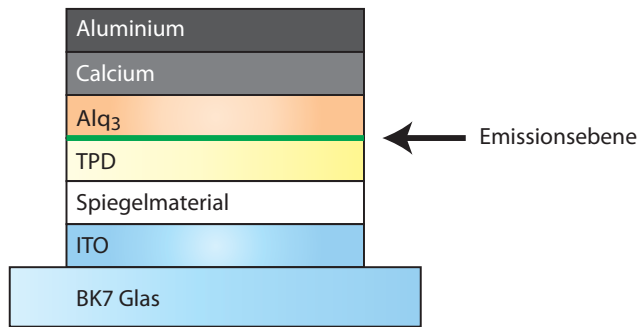
**Abbildung 6.1.:** Ablaufschema von PDCalc. Zu einem Satz Eingabewerte wird das Spektrum für s- und p- polarisiertes Licht, der Purcell-Faktor und die Leistungsverteilung auf die einzelnen Moden berechnet. Über zwei externe Module können die Daten zusammengefasst und umgerechnet werden.

aus der OLED in das Substrat eingekoppelt wird.

Mit Hilfe von PDCalc soll nun zunächst untersucht werden, inwieweit sich eine Microcavity-OLED grundsätzlich realisieren und optimieren lässt und wie sie sich auf Granatmaterial verhält.

### 6.1.2. Optimierung der Microcavity

In diesem Abschnitt soll, ausgehend von einer Standard-Alq<sub>3</sub>-OLED, der Übergang zur Microcavity-OLED untersucht werden. Die Betrachtung erfolgt zunächst unter rein optischen Gesichtspunkten und vernachlässigt die elektrischen Probleme, die bei einer ungünstigen Materialwahl in der OLED auftreten können. Um eine OLED zu einer Microcavity-OLED umbauen zu können, ist der Einbau einer Spiegelschicht notwendig. Der zugehörige Stack ist in Abbildung 6.2 dargestellt.



**Abbildung 6.2.:** Schematische Darstellung einer Standard-Alq<sub>3</sub>-OLED mit einer zusätzlichen Spiegelschicht. Die grüne Linie markiert die Position des Emitters.

### Anodenoptimierung

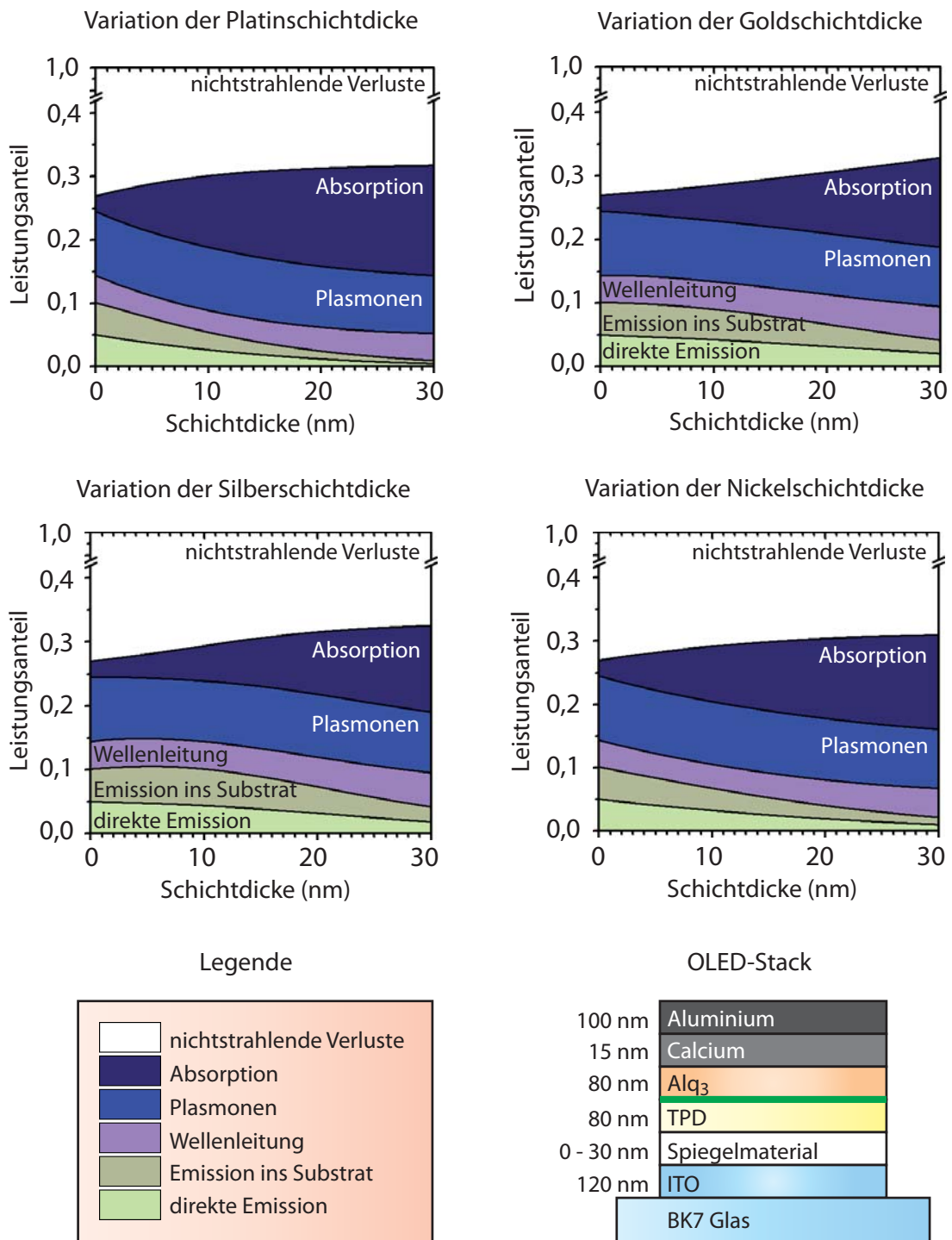
Aufgrund ihrer optischen und elektrischen Eigenschaften wurden vier Metalle als Spiegelmateriale ausgewählt: Gold, Platin und Nickel wegen ihrer Austrittsarbeit von 5,1 eV bis 5,3 eV und Silber wegen seiner hohen Reflektivität. Mit diesen Metallen wurden nun OLED-Stacks simuliert. Dabei wurde die Metallschichtdicke von 0 nm bis 30 nm variiert. Die Daten der Simulationen wurden zusammengefasst und so die Änderung der Leistungsverteilung auf die strahlenden und nichtstrahlenden Kanäle bestimmt. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abbildung 6.3 dargestellt.

Der verwendete OLED-Stack ist rechts unten in der Abbildung zu sehen. Es wurde eine Standard-Alq<sub>3</sub>-OLED verwendet. Die Schichtdicken sind in der Abbildung angegeben. Es wurde über einen Wellenlängenbereich von 400 nm bis 800 nm simuliert. Die Dipolposition lag zwischen TPD und Alq<sub>3</sub> und ist grün eingezeichnet.

Nach Abschnitt 3.2.1 lässt sich die externe Quanteneffizienz als  $\eta_{\text{ext}} = \gamma \cdot \eta_{\text{s/t}} \cdot q_{\text{effektiv}} \cdot \eta_{\text{out}}$  schreiben. Die hier durchgeführten Variationen berücksichtigen nur den Anteil  $q_{\text{effektiv}} \cdot \eta_{\text{out}}$ . Das Singulett-/Triplet-Verhältnis  $\eta_{\text{s/t}} = 0,25$  für Alq<sub>3</sub> ist in den angegebenen Leistungsverteilungen nicht beachtet. Um die externe Quanteneffizienz zu berechnen ist  $\gamma = 1$  zu setzen und  $\eta_{\text{s/t}} = 0,25$ .

In Abbildung 6.3 ist die Auswirkungen der verschiedenen Metallschichten auf die Leistungsverteilung in der OLED dargestellt. Es ist erkennbar wie sich die Verteilung der

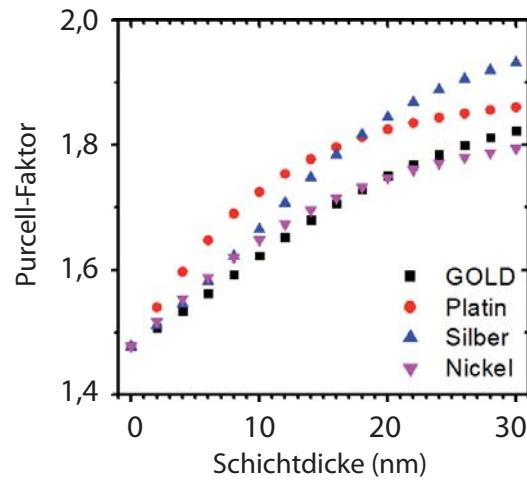




**Abbildung 6.3.:** Simulation der Änderung der Leistungsverteilung auf die strahlenden und nichtstrahlenden Kanäle einer OLED bei Einfügen einer Metallschicht. Simulationen für Silber (Ag), Gold (Au), Platin (Pt) und Nickel (Ni). Rechts unten ist der simulierte Aufbau dargestellt.

Leistung auf die einzelnen Leistungskanäle der OLED ändert. Generell muss bei allen OLEDs die Absorption im Material ansteigen. Zum einen da die Metallschicht mit zunehmender Dicke einen immer größeren Teil des Lichts absorbiert und zum anderen da in die OLED zurück reflektiertes Licht in der Organik zusätzlich abgeschwächt wird. Dies führt auch zu der kontinuierlichen Abnahme der Emission ins Substrat sowie der direkten Emission. Der Plasmonenanteil bleibt bei allen OLEDs mit zunehmender Schichtdicke nahezu gleich, da sich der Abstand von Emittor zu Metallschicht nicht ändert.

Auffällig ist der durch die Cavity-Effekte verursachte Anstieg der effektiven strahlenden Rate  $k_r^* = F \cdot k_r$ . Der Purcell-Faktor  $F$ , der diesen Anstieg beschreibt, wird deutlich von der Dicke der Spiegelschicht beeinflusst. Die zu den obigen Metallschichten gehörenden Purcell-Faktoren sind in Abbildung 6.4 dargestellt.



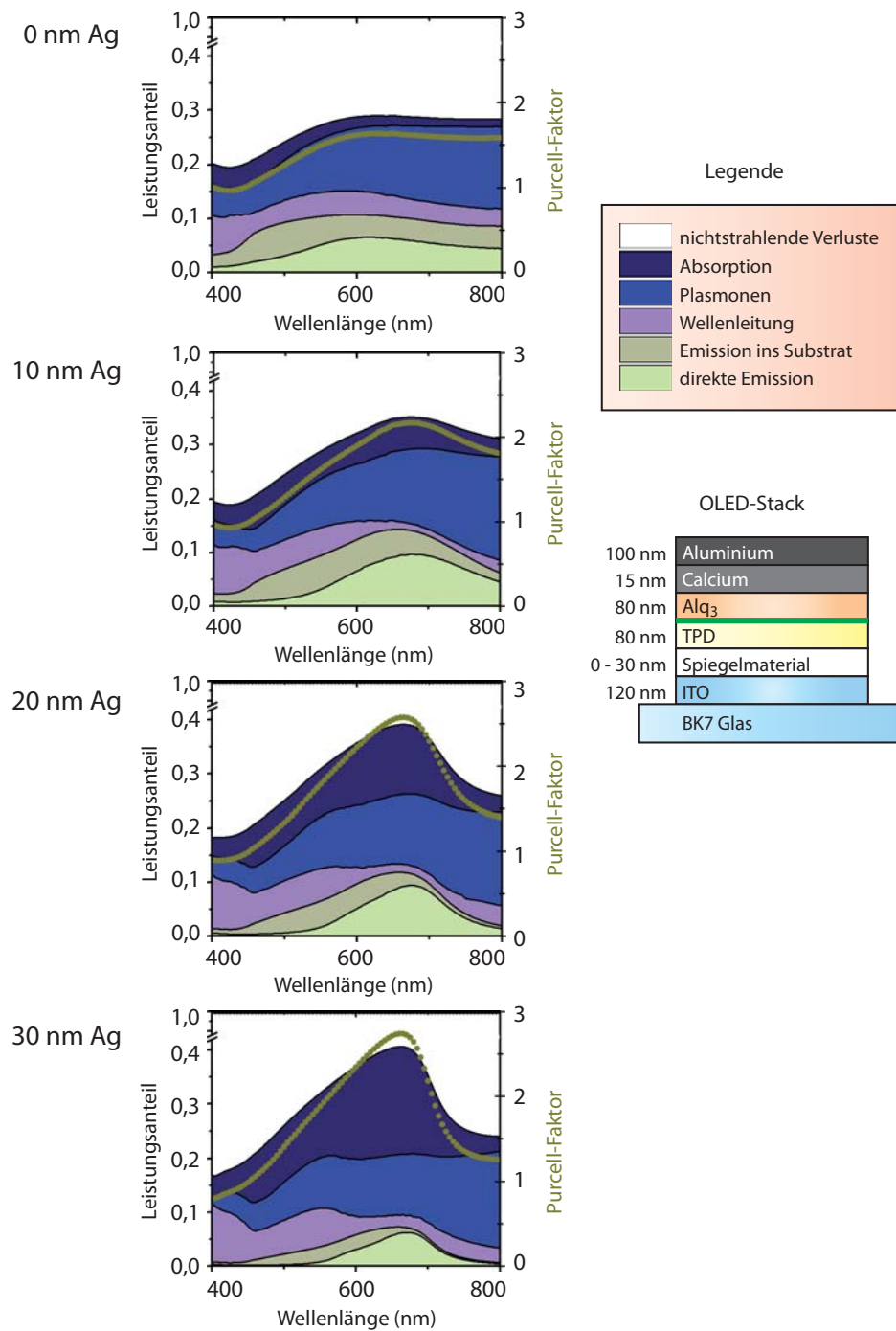
**Abbildung 6.4.:** Purcell-Faktoren für verschiedene Anoden in einer Alq<sub>3</sub>-OLED. Aufbau siehe Abbildung 6.3 rechts unten. Für andere OLED-Stacks kann der Purcell-Faktor auch kleiner als eins sein.

Eine vorgegebene intrinsische strahlende Quanteneffizienz  $q$  hängt mit der effektiven strahlenden Quanteneffizienz  $q_{\text{effektiv}}$  über den Purcell-Faktor  $F$  zusammen. Die Definition von  $q$  und  $q_{\text{effektiv}}$  erfolgt dabei zunächst über die strahlenden und nichtstrahlenden Raten (siehe Abschnitt 3.2.1). Die intrinsische strahlende Quanteneffizienz  $q$  aus Gleichung 3.4 lässt sich nach  $\sum k_{nr}$  auflösen:

$$\sum k_{nr} = \frac{k_r}{q} - k_r. \quad (6.2)$$

Setzt man  $\sum k_{nr}$  nun in Gleichung 3.6 ein so erhält man den Zusammenhang zwischen  $q$  und  $q_{\text{effektiv}}$  über den Purcell-Faktor  $F$ :

$$q_{\text{effektiv}} = \frac{F \cdot q}{F \cdot q + (1 - q)}. \quad (6.3)$$



**Abbildung 6.5.:** Auftragung der Leistungsverteilung einer OLED über die Wellenlänge für einen Emittor mit einem konstantem Spektrum. Die verschiedenen OLEDs haben unterschiedliche Silberspiegeldicken. Der Verlauf des Purcell-Faktors ist oliv eingezeichnet und auf der rechten Skala dargestellt.

Damit führt ein Purcell-Faktor von  $F = 1,48$ , wie für eine Standard-Alq<sub>3</sub>-OLED ohne eingebauten Metallfilm, mit einem  $q = 0,2$  zu einem  $q_{\text{effektiv}} = 0,27$ . Dies kann in Abbildung 6.3 als Startwert abgelesen werden.

Bei allen Spiegelmaterialien kommt es zu einem Anstieg von  $q_{\text{effektiv}}$  durch die Cavity-Effekte. Nur bei Silber wird aber ein positiver Einfluss auf die abgestrahlte Leistung festgestellt, der die einsetzende Absorption übersteigt. Daher wurde Silber in dieser Arbeit für den Bau von Microcavity-OLEDs verwendet.

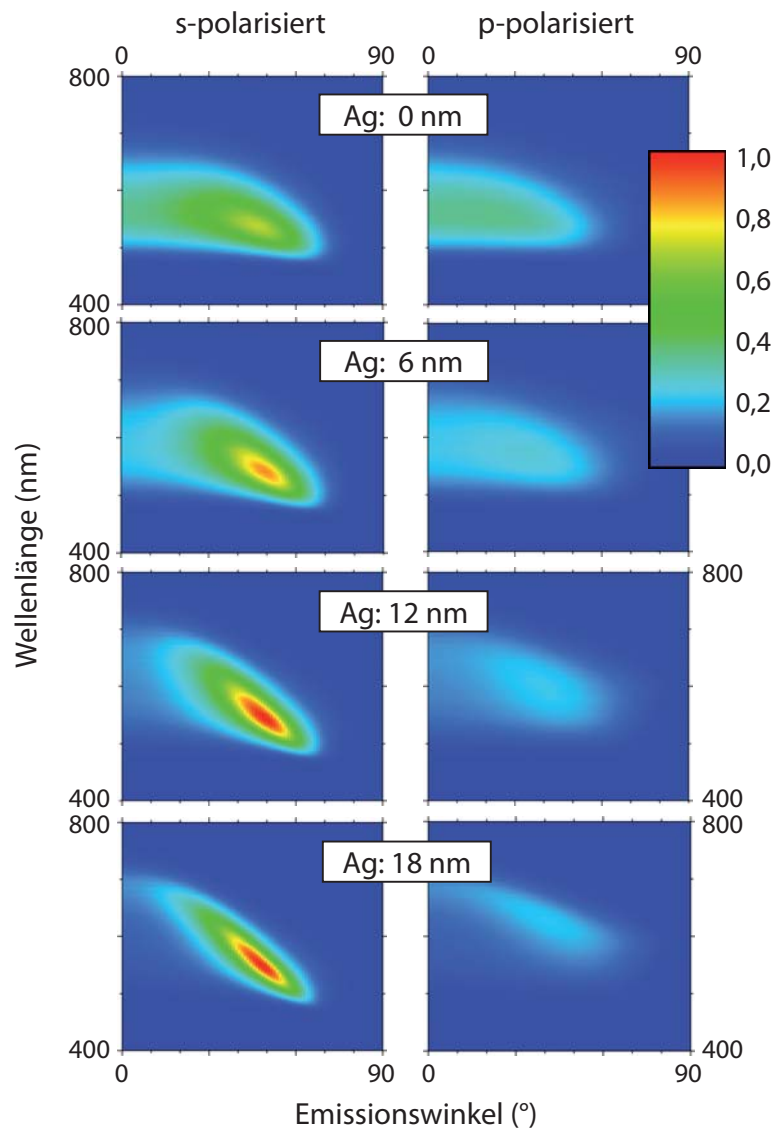
In Abbildung 6.5 wurde die Leistungsverteilung einer Standard-Alq<sub>3</sub>-OLED mit Silber Spiegel über die Wellenlängen aufgetragen, und der zugehörige Purcell-Faktor eingezeichnet. Zur Berechnung wurde die Emission für alle Wellenlängen gleichgesetzt. Ziel dieser Darstellung ist es, zu zeigen, wie unterschiedliche Wellenlängenbereiche unterschiedlich beeinflusst werden. Für eine reale Darstellung müssten die gezeigten Graphen noch mit dem Emissionsspektrum des verwendeten Emitters gewichtet werden.

Mit zunehmender Silberdicke steigt das Maximum des Purcell-Faktors stetig an. Die Gesamtdicke der zwischen den beiden Spiegeln aus Silber und Ca-Al-Kathode liegenden Organik gibt dabei die Lage des Maximums des Purcell-Faktors vor. Eine dünnere Organikdicke würde das Maximum nach links verschieben, eine dickere nach rechts. Durch die zunehmende Silberdicke kommt es zunächst zu einem Anstieg der direkten Emission und der Emission ins Substrat. Bei höheren Dicken kommt es zwar weiterhin zu einer Leistungssteigerung, diese kann jedoch aufgrund der zunehmenden Absorption des Silbers nicht genutzt werden.

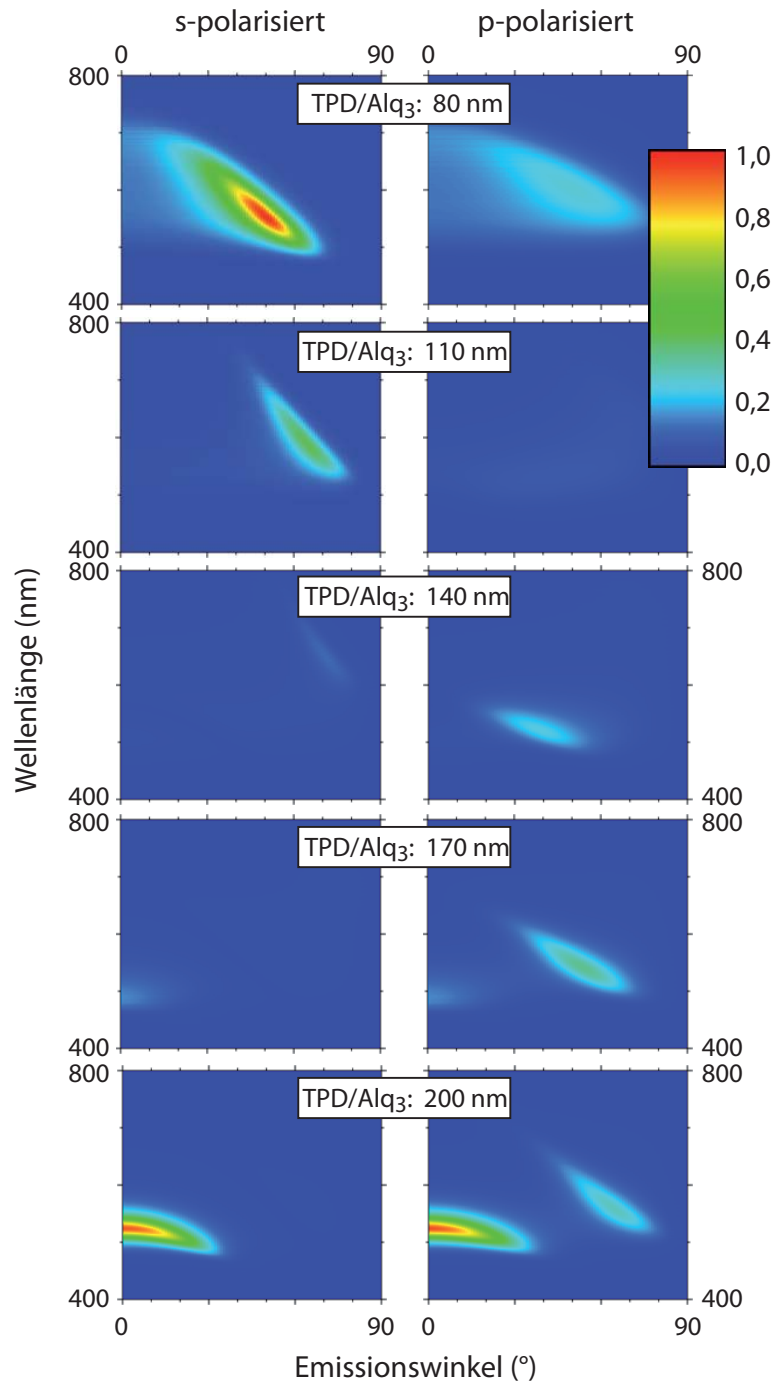
Der Einfluss des zusätzlichen Silberspiegels schlägt sich auch in der Emissionscharakteristik nieder. In Abbildung 6.6 ist die Emission ins Substrat von Standard-Alq<sub>3</sub>-OLEDs, ergänzt um eine Silberschicht, dargestellt. Es ist jeweils der s- und der p-polarisierte Anteil aufgetragen. Alle Spektren sind auf den gleichen Wert skaliert. Da es sich um die Lichtauskopplung aus der OLED ins Substrat handelt, wird ein Teil des Lichts im Substrat gefangen. Lediglich das Licht, das unter einem Winkel geringer als  $41,58^\circ$  einfällt, kann das Substrat verlassen. Das hier dargestellte Licht entspricht der Summe aus *direkter Emission* und *Emission ins Substrat* in den Abbildungen 6.3 und 6.5.

Die oberste Darstellung zeigt die Lambertsche-Abstrahlcharakteristik einer OLED. Das gesamte, zwischen einem Winkel von  $0^\circ$  und  $41,58^\circ$  dargestellte Licht, verlässt die OLED als direkte Emission. Der Brechungsindex-Sprung zwischen Substrat und Luft führt zu Lichtbrechung, und damit zu einer Emission des Lichts über einen breiten Winkelbereich.

Eine zunehmende Silberdicke führt zudem zu einer Verschmälerung der Emission. Die Ursache hierfür liegt in der Betonung der entsprechenden Wellenlängen bei gleichzeitig steigender Absorption. Für dicke Silberschichten führt dies zu scharf abgegrenzten Moden. Die Position des Emissionsmaximums verschiebt sich dabei nicht. Durch die unterschiedliche Lage und Verstärkung des s- und des p- polarisierten Anteils ist es möglich, eine Trennung der s- und der p-polarisierten Emission zu erreichen. Für einen Winkel von  $50^\circ$ , einer Wellenlänge von 550 nm und einer Silberdicke von 18 nm, liegt das Verhältnis von s- zu p-polarisierter Emission bei mehr als 5:1.



**Abbildung 6.6.:** Spektren der Emission ins Substrat von Standard- $\text{Alq}_3$ -OLEDs (siehe Abbildung 6.2), ergänzt um eine Silberschicht der angegebenen Dicke, aufgeteilt nach *s*- und *p*- polarisiertem Anteil. Alle Spektren sind relativ zum Maximum der Emission, für *s*-polarisiertes Licht und 18 nm Silberschichtdicke, skaliert. Licht, das unter einem Winkel geringer als  $41,58^\circ$  einfällt, kann das Substrat verlassen.

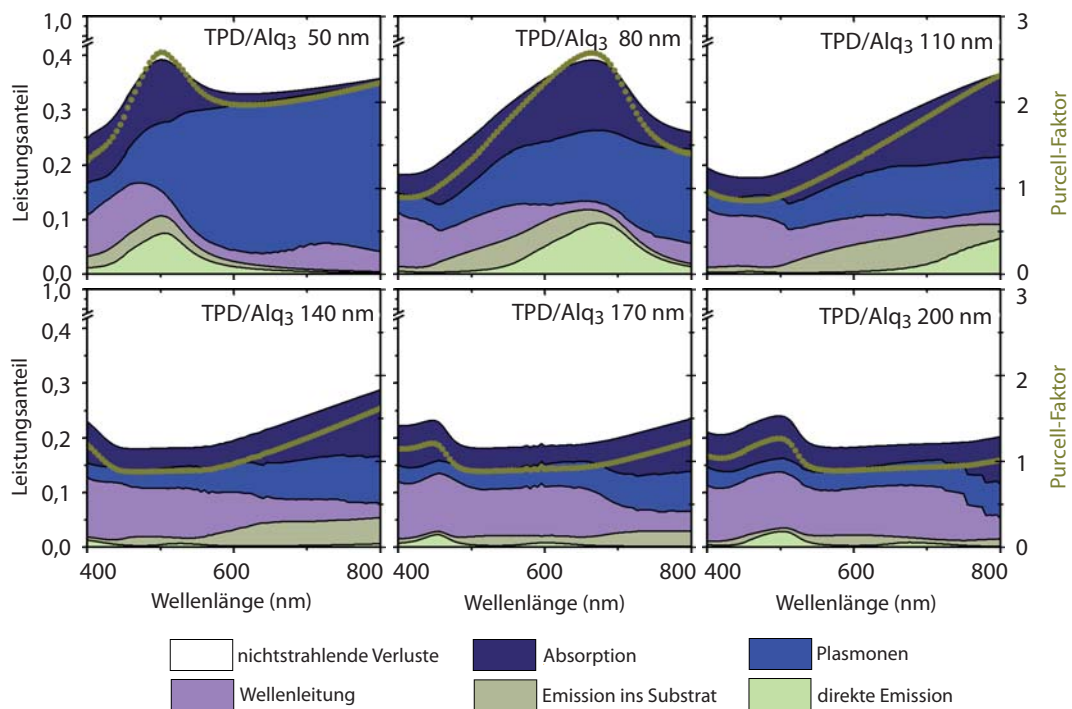


**Abbildung 6.7.:** Spektren der Emission ins Substrat von Standard-Alq<sub>3</sub>-OLEDs (siehe Abbildung 6.2), ergänzt um eine 10 nm dicke Silberschicht und aufgeteilt nach s- und p- polarisiertem Anteil. Alle Spektren sind auf den gleichen Wert normiert. Die Dicke der TPD- und der Alq<sub>3</sub>-Schicht ist jeweils gleich. Eine angegebene TPD/Alq<sub>3</sub> Dicke von 80 nm entspricht damit einer Organikdicke (TPD + Alq<sub>3</sub>) von 160 nm.

### Optimierung der Organikdicke

Variiert man die Organikdicke bei fester Silberdicke, so wird die Position des Purcell-Faktor-Maximums verschoben und damit auch die Position der Moden im Spektrum. Diese wandern zu höheren Wellenlängen und zu höheren Winkeln. Dies ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Die angegebene Schichtdicke ist jeweils die Dicke von TPD und von Alq<sub>3</sub>. Die Dipolposition ist an der Grenzfläche zwischen TPD und Alq<sub>3</sub>. Die Dicke von TPD und Alq<sub>3</sub> addiert ist damit das Doppelte des angegebenen Wertes. Die Abbildung zeigt das ins Substrat eingekoppelte Licht.

Zusätzlich zur Position der Moden im Spektrum ändert sich auch das Verhältnis von s- und p-polarisierter Emission. Dies führt für eine Schichtdicke von 110 nm (220 nm Gesamtdicke) zu einer s-polarisierten Emission, die zehnmal größer ist als die zugehörige p-polarisierte Emission. Die p-polarisierte Emission ist für eine Schichtdicke von 160 nm (320 nm Gesamtdicke) deutlich stärker als die zugehörige s-polarisierte Emission.

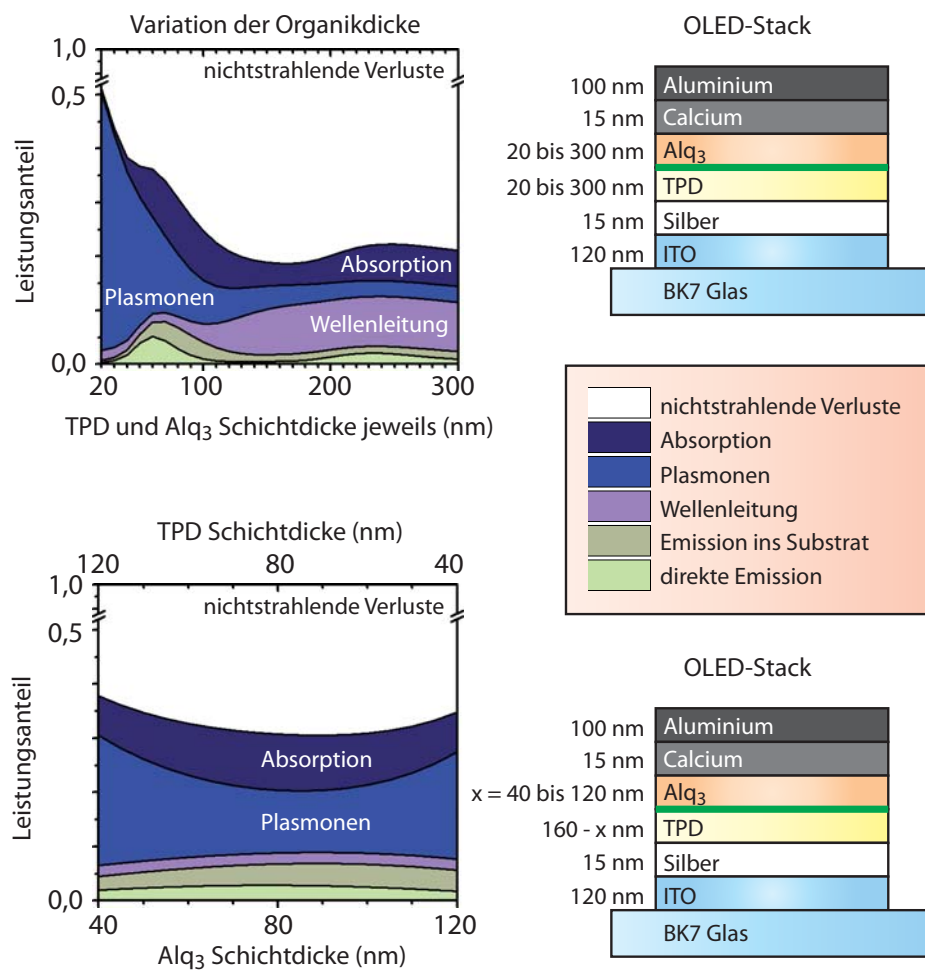


**Abbildung 6.8.:** Auftragung der Leistungsverteilung einer Microcavity-OLED mit 10 nm Silberschicht über die Wellenlänge. Simulation für einen Emittor mit einem konstanten Spektrum. Die verschiedenen OLEDs haben unterschiedliche Organikdicken. Der Verlauf des Purcell-Faktors ist oliv eingezeichnet und auf der rechten Skala dargestellt.

In Abbildung 6.8 ist die Leistungsverteilung der OLEDs aus Abbildung 6.7 über der Wellenlänge aufgetragen. Die Werte wurden für einen Emittor mit konstanter Leistungsverteilung berechnet. So kann nach der Optimierung ein Emittor ausgewählt werden,

dessen Emissionsspektrum zum Verlauf des Purcell-Faktors passt. Man sieht gut, wie das Maximum des Purcell-Faktors mit zunehmender Schichtdicke nach rechts zu höheren Wellenlängen wandert. Ursache hierfür ist, dass bei festen Abstrahlwinkeln des Dipols und festen Brechungsindizes nur die Dicke und die Wellenlänge als freie Variablen der Berechnung bleiben. Nach Gleichung 4.34 ergeben sich bei bestehenden Moden für steigende Dicken daher auch steigende Wellenlängen.

Wird eine gewisse kritische Dicke überschritten, so kommt es zu einer neuen Mode, die durch das Spektrum wandert. Bei einer Dicke von 170 nm sieht man erstmals diese neue Mode nachdem die alte Mode für eine Dicke von 140 nm das Spektrum bereits verlassen hat. Um die Werte mit den in Abbildung 6.7 gezeigten Spektren exakt vergleichen zu können, müssten die simulierten Spektren noch mit einem Emissionsspektrum gewichtet werden. Dieses ist im Anhang A.2 dargestellt.



**Abbildung 6.9.:** Variation der Organikdicke für 15 nm Silberdicke. Oben: TPD Dicke = Alq<sub>3</sub>-Dicke, Unten: TPD-Dicke = 160 nm - Alq<sub>3</sub>-Dicke. Die Simulation wurde mit Alq<sub>3</sub>-Emissionsspektrum durchgeführt.

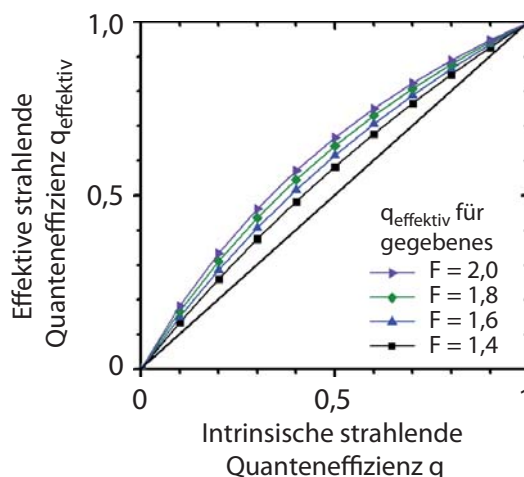


Abbildung 6.9 stellt ebenfalls die Leistungsverteilung bei Variation der Organikschichtdicke dar. In der oberen Grafik werden wieder die TPD- und Alq<sub>3</sub>-Dicke gleichzeitig variiert. In der Unteren ist die Gesamtdicke fest bei 160 nm und die Verhältnisse der Schichtdicken zueinander variieren.

Für die direkte Emission ergibt sich aus den Simulationen eine optimale Gesamtdicke von 120 nm (60 nm TPD und 60 nm Alq<sub>3</sub>). Hier ist die Auskopplung aus der OLED am höchsten. Möchte man möglichst viel Leistung im Substrat lokalisieren, dann ist eine Gesamtschichtdicke von 160 nm optimal. Weiter optimiert werden kann die OLED, wenn Alq<sub>3</sub> 100 nm dick und TPD 60 nm dick gewählt wird.

### Effekt des Purcell-Faktors bei unterschiedlichen intrinsischen strahlenden Quanteneffizienzen $q$

Bisher wurde, um die Auswirkungen des Purcell-Faktors zu demonstrieren, immer von der Verwendung einer Alq<sub>3</sub>-OLED mit  $q = 0,2$  ausgegangen. Wie sich unterschiedliche Purcell-Faktoren für andere intrinsische strahlende Quanteneffizienzen  $q$  auswirken, ist in Abbildung 6.10 dargestellt.



**Abbildung 6.10.:** Darstellung von  $q_{\text{effektiv}}$  in Abhängigkeit vom Purcell-Faktor  $F$  und der vorgegebenen intrinsischen strahlenden Quanteneffizienz  $q$ . Die Werte für  $F$  wurden willkürlich festgesetzt.

Für einen Emmitter mit einer höheren intrinsischen strahlenden Quanteneffizienz  $q$  würde sich der Purcell-Faktor stärker auswirken. Die höchsten prozentualen Steigerungen sind dabei bei niedrigen intrinsischen strahlenden Quanteneffizienzen zu sehen. Die absolute Steigerung ist im Bereich von  $q = 0,4$  bis  $q = 0,6$  am größten. Es wäre daher sinnvoll, einen Emmitter mit einer höheren intrinsischen strahlenden Quanteneffizienz  $q$  zu untersuchen. Da  $q_{\text{effektiv}}$  jedoch nicht höher sein kann als 1, ist eine Steigerung von  $q$  das beste Mittel um die Effizienz einer OLED zu erhöhen.

Im nächsten Abschnitt werden neben den Ergebnissen der Alq<sub>3</sub>-OLED-Optimierung auch die Ergebnisse für Ir(ppy)<sub>3</sub>-OLEDs gezeigt.

### Optimierte OLED-Stacks

Um die optimalen OLED-Stacks anzugeben muss zunächst geklärt werden, wofür die OLEDs optimiert werden sollen. Hier wurden drei Szenarien festgelegt:

- die *direkte Emission* mit dem Ziel der maximalen Lichtauskopplung aus der OLED.
- die maximale *Emission ins Substrat*. Ist das Substrat als Wellenleiter gedacht, so muss dort eine maximale Menge Licht gefangen werden. Die Emission ins Substrat berücksichtigt nur den Anteil des Lichts, der das Substrat nicht verlassen kann. Die direkte Emission ist demnach in diesem Wert nicht enthalten.
- die *beste Trennung von s- und p- polarisiertem Licht*. Um den Faraday-Effekt im Wellenleiter nutzen zu können, ist eine Trennung von s- und p-polarisiertem Licht notwendig.

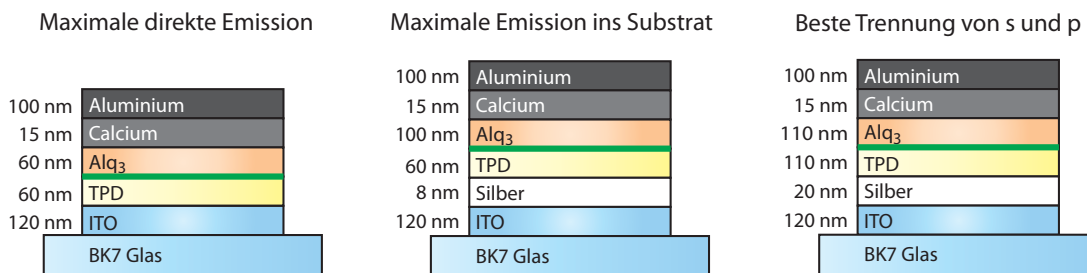
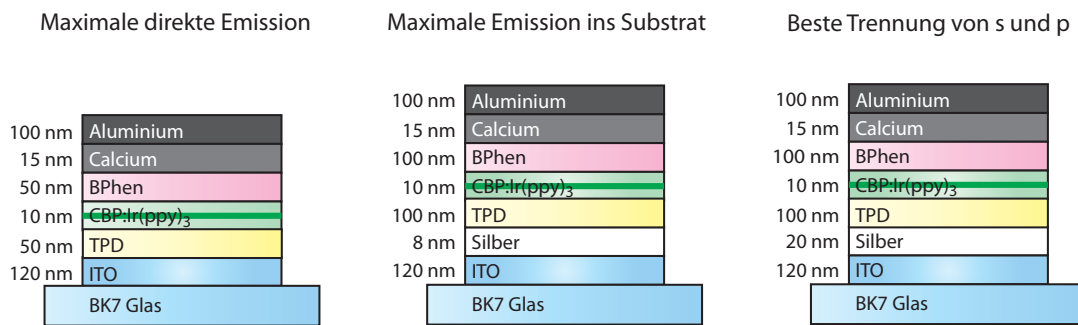


Abbildung 6.11.: Optimierte OLED-Stacks für Alq<sub>3</sub>-OLEDs.

Für Alq<sub>3</sub>-OLEDs sind die Ergebnisse in Abbildung 6.11 dargestellt. Die direkte Emission liegt für den hierfür optimierten Stack bei 5 %. Das entspricht einer externen Quanteneffizienz (EQE) von 1,25 %. Die maximale im Substrat gefangene Leistung liegt bei 3,9 % oder einer EQE von 0,975 %. Das beste Verhältnis von s- zu p-polarisiertem Licht liegt bei 10:1.

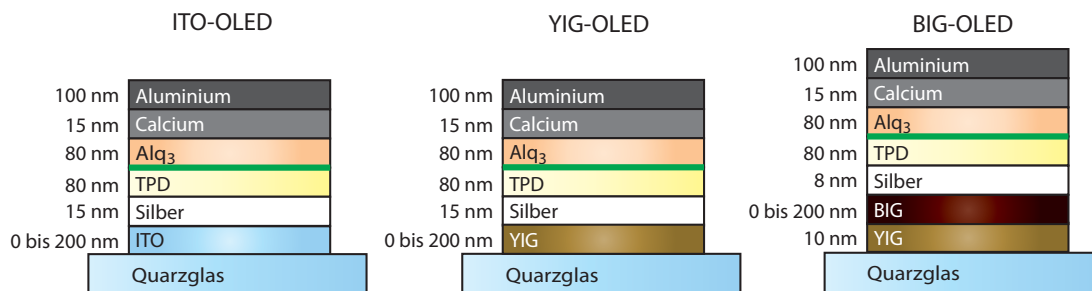
Die optimierten Ir(ppy)<sub>3</sub>-OLEDs sind in Abbildung 6.12 dargestellt. Da es sich um ein Triplett-Emitter System handelt, haben diese OLEDs deutlich höhere Effizienzen. Für die direkte Emission sind dies 25 % bei einer intrinsischen strahlenden Quanteneffizienz von  $q = 0,75$  und einem stackabhängigen Purcell-Faktor von  $F = 1,88$ . Für die im Substrat gefangene Leistung beträgt das Maximum 32 % bei einem Purcell-Faktor von 1,00. Die angegebenen Werte entsprechen der EQE. Das beste Verhältnis von s- zu p-polarisiertem Licht liegt bei einer Wellenlänge von 532 nm und einem Winkel von 74,4° bei 15,5:1. Von s- zu p-Emissionsmaximum wird für den angegebenen Stack ein Verhältnis von 7,5:1 erreicht.



**Abbildung 6.12.:** Optimierte OLED-Stacks für Ir(ppy)<sub>3</sub>-OLEDs. Die Emissionszone wurde für die Simulation in der Mitte der CBP:Ir(ppy)<sub>3</sub>-Schicht angenommen. Sie ist grün eingezeichnet.

### 6.1.3. Microcavity-OLEDs auf Granat-Schichtsystemen

Um zu untersuchen, wie sich eine Granatschicht im OLED-Stack auf dessen Emission auswirkt, wurden entsprechende Simulationen durchgeführt. Die benötigten optischen Konstanten wurden bereits in Abschnitt 5.6 ermittelt. In eine Alq<sub>3</sub>-OLED wurde zunächst eine YIG-Schicht eingebaut und deren Auswirkung simuliert. Dann wurde ein YIG-Puffer von 10 nm Dicke angenommen und der Effekt einer BIG-Schicht auf die Auskopplung der OLED untersucht. Da YIG und BIG nur auf Quarzglas und nicht auf BK7-Glas hergestellt werden können, wurde hier Quarzglas als Substrat verwendet. Die ITO-Schicht wurde für die Granat-OLEDs entfernt, da die Leitfähigkeit von Silber hoch genug sein sollte, um die OLED mit Strom zu versorgen. Zum Vergleich wurde eine Microcavity-OLED mit verschiedenen dicken ITO-Schichten hinzugefügt. Die verwendeten Stacks sind in Abbildung 6.13 dargestellt.



**Abbildung 6.13.:** Microcavity-OLEDs mit ITO-Schicht oder zusätzlichen Granatschichten.

Die Leistungsverteilung der drei Systeme ist in Abbildung 6.14 gezeigt. Die Simulationen wurden mit einer intrinsischen strahlenden Quanteneffizienz von  $q = 0,2$  durchgeführt.

Deutlich ist zu erkennen, dass bei einer YIG-Dicke von ca. 50 nm die direkte Emission und die Emission ins Substrat ein Maximum aufweisen. Der Vergleich mit den anderen Leistungskanälen zeigt, dass hier ein Minimum in der Absorption vorliegt. Für die BIG-

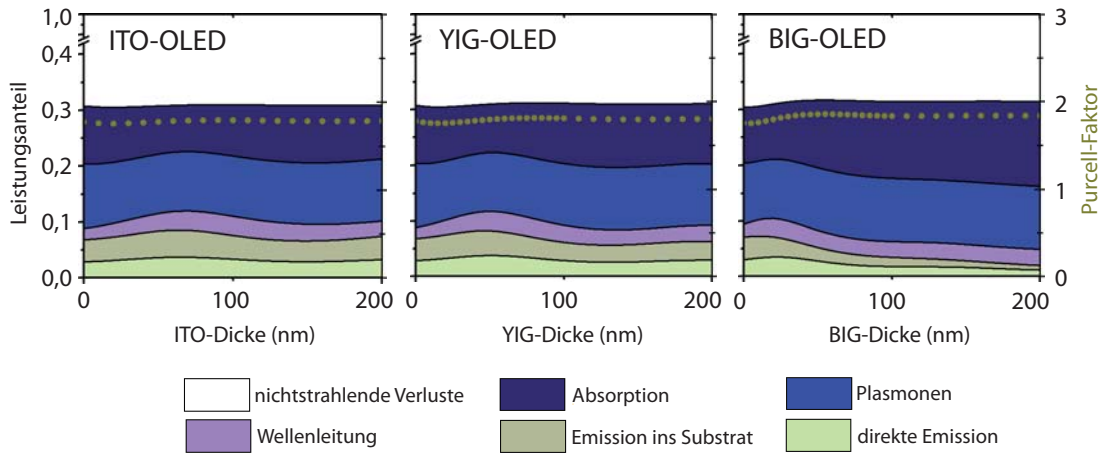


Abbildung 6.14.: Leistungverteilung der in Abbildung 6.13 gezeigten OLEDs für  $q = 0, 2$ .

Simulation befindet sich das Maximum bei 25 nm Schichtdicke, wobei eine zusätzliche YIG-Pufferdicke von 10 nm zu berücksichtigen ist. Man sieht hier auch, wie die hohe Absorption von BIG bei zunehmenden Schichtdicken zu einem Anstieg der Verluste führt. Auch bei der ITO-Probe ist das Minimum in der Absorption zu sehen.

Ohne Silberschicht wird dieser Effekt auf Interferenzeffekte des an der Grenzfläche zum Substrat reflektierten Lichts zurückgeführt [69]. Dies ist richtig, müsste aber zu einer Änderung des Purcell-Faktors führen, da das reflektierte Licht den Dipol beeinflussen würde. Der beobachtete leichte Anstieg des Purcell-Faktors ist jedoch offensichtlich nicht die Ursache für das Minimum in der Absorption. Zusätzlich hat Licht, welches die Cavity aus Kathode und Silberschicht einmal verlassen hat, nach einem zweiten Durchqueren der 15 nm dicken Silberschicht nur noch eine geringe Intensität.

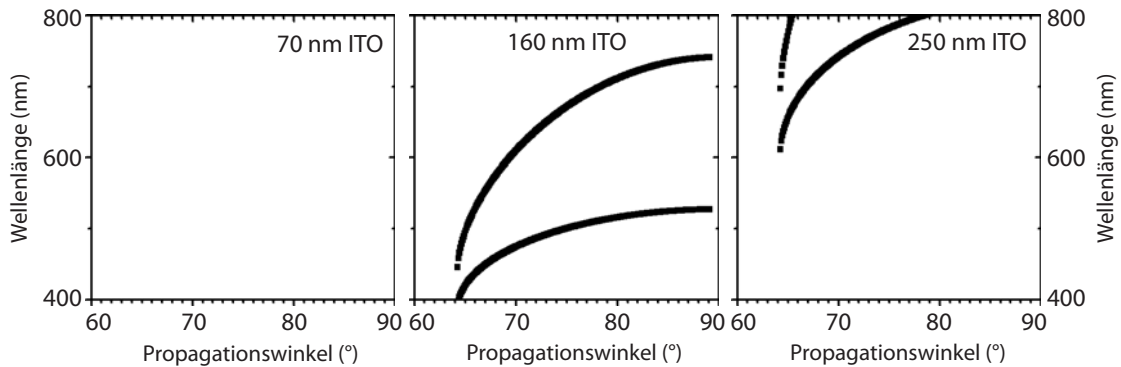


Abbildung 6.15.: Moden in einem ITO-Wellenleiter für verschiedene ITO-Dicken.

Faktisch wird das Licht zwar an der Grenzfläche zum Substrat reflektiert, durchquert aber nur zu einem gewissen Anteil nochmals den gesamten Stack. Bei 0 nm ITO-Dicke wird ein Teil des Lichts an der Silber-Quarzglas-Grenzfläche reflektiert und in der OLED

absorbiert. Nimmt die ITO-Dicke zu, so bildet sich ein zweiter Wellenleiter zwischen dem ITO mit Brechungsindex  $n_{\text{ITO}} = 1,94$ , dem Quarzglas mit  $n_{\text{Quarzglas}} = 1,46$  und der stark reflektierenden Silberschicht. Dies führt zum Anstieg der *Wellenleitung* und zur Abnahme der *Absorption*, sowie zu einer Zunahme der *direkten Emission* und der *Emission ins Substrat*. Letztere Werte steigen an, da sich mit zunehmender ITO-Schichtdicke auch die Chance erhöht, dass das Licht aufgrund der Reflektion am Silber die ITO-Schicht in Richtung Substrat verlässt. Die oben genannten Brechungsindizes sind für 550 nm Wellenlänge angegeben.

Um dies zu verifizieren, wurde ein Wellenleiter aus verschiedenen dicken ITO-Schichten mit dem im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Wellenleiter-Simulationsprogramm simuliert. Siehe hierzu Abschnitt 5.7. Dafür wurde ein Stack aus Silber, ITO und Quarzglas angenommen. In Abbildung 6.15 sind die zugehörigen Moden für drei ITO-Schichtdicken aufgetragen. Dabei wurden jeweils die möglichen Wellenlängen über den Propagationswinkel geplottet.

Man sieht, dass für eine 70 nm dicke ITO-Schicht bereits Moden vorhanden sind, diese liegen jedoch nicht im relevanten Bereich zwischen 500 nm und 600 nm, in dem der Großteil der Alq<sub>3</sub>-Emission zu finden ist. Licht, das mit dieser Wellenlänge die Silberschicht durchquert, wird entweder zurück durch das Silber reflektiert, oder verlässt das ITO in Richtung Substrat. Da der Silberspiegel aber in beide Richtungen wirkt, kommt es zu einer verstärkten Emission. Bei einer Schichtdicke von 160 nm dagegen, wird ein Teil des Lichts in Wellenleitermoden gefangen oder absorbiert, da es das ITO nicht ohne Weiteres verlassen kann. Liegt die Schichtdicke bei 250 nm, gibt es wieder keine möglichen Moden, was zu einem Anstieg der Emission führt.

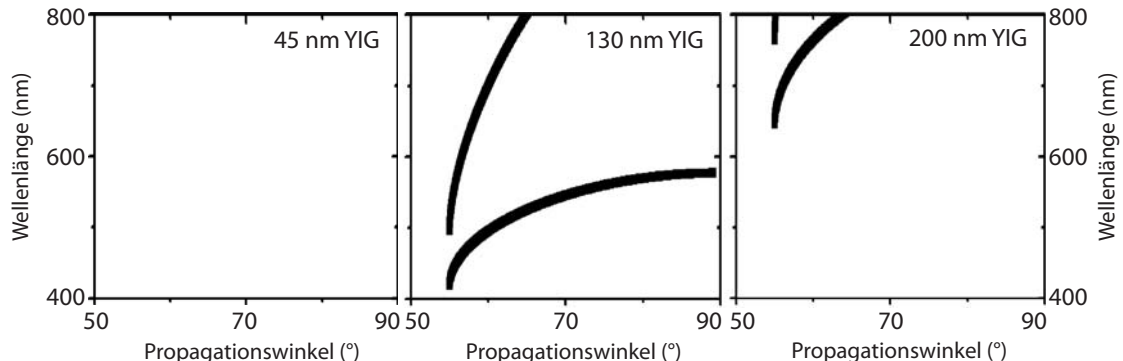


Abbildung 6.16.: Moden in einem YIG-Wellenleiter für verschiedene YIG-Dicken.

Überträgt man diese Überlegungen auf YIG und BIG, so müssten die entsprechenden Moden dort laut der Position der Maxima und Minima in Abbildung 6.14 bei niedrigeren Schichtdicken zu finden sein. Die Simulation der Moden berücksichtigt nicht die Absorption im Granaten. In Abbildung 6.16 sind die für YIG berechneten Moden aufgetragen, in Abbildung 6.17 die für BIG.

In beiden Fällen tritt das erwartete Verhalten auf. Für die dünnste und die dickste

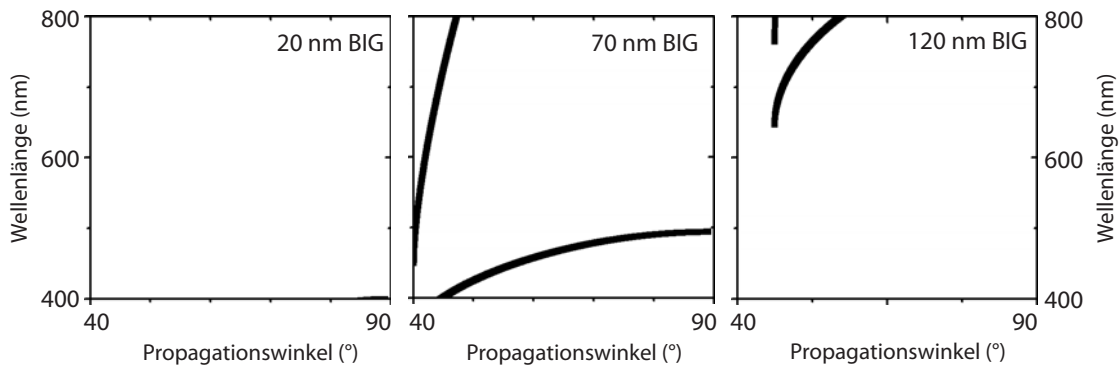


Abbildung 6.17.: Moden in einem BIG-Wellenleiter für verschiedene BIG-Dicken.

Schicht, jeweils die Lage der Absorptionsminima, sind keine Moden im relevanten Bereich von 500 nm bis 600 nm Wellenlänge vorhanden. Die Lage des Absorptionsmaximums fällt wie erwartet mit der Lage der Wellenleitermoden zusammen.

Um die hier durchgeführten Simulationen verifizieren zu können, sollen die bisher nur simulierten OLEDs im nächsten Abschnitt hergestellt werden.

## 6.2. Herstellung von Microcavity-OLED-Stacks auf Glas und Granat

Basierend auf den Ergebnissen der im letzten Abschnitt durchgeführten Simulationen, sollen nun OLEDs hergestellt werden. Da erste Versuche gezeigt haben, dass eine Silberschicht ohne eine zusätzliche transparente leitfähige Schicht auf Granat als Anode alleine nicht ausreicht, wird zunächst die Ablation von ITO und aluminiumdotiertem Zinkoxid (ZnO:Al) untersucht. Im Anschluss daran werden Messungen an den hergestellten OLEDs präsentiert. Mit dem Ziel, eine stabile Microcavity-OLED auf Granat herstellen zu können, werden die OLEDs schließlich bezüglich ihrer Stabilität optimiert.

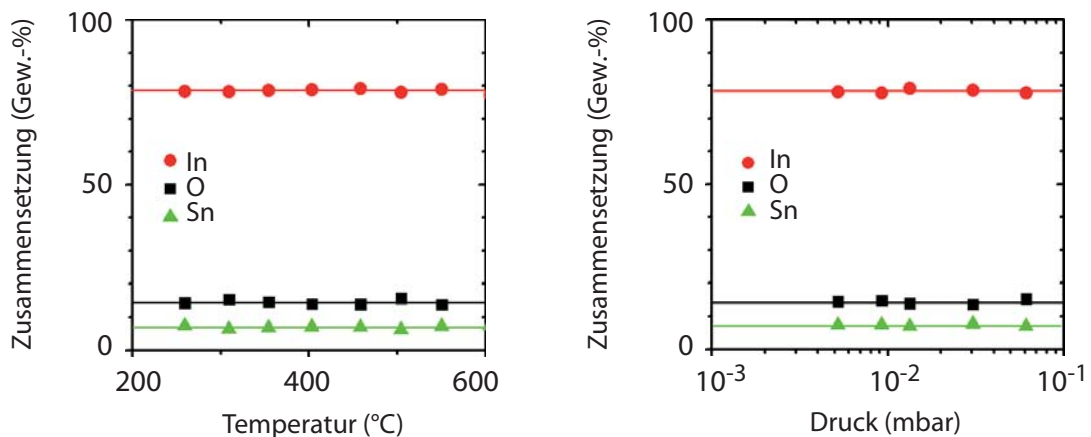
### 6.2.1. Herstellung und Charakterisierung transparenter und leitfähiger Anoden

Als Materialien für die Herstellung transparenter und leitfähiger Anoden wurden zwei Materialien ausgewählt und mittels PLD hergestellt. Indium-Zinn-Oxid (ITO) ist hier das bekannteste transparente und leitfähige Material. Es wird beispielsweise bereits in Solarzellen, Displays und OLEDs intensiv eingesetzt. Als Alternative zu ITO ist aluminiumdotiertes Zinkoxid (ZnO:Al) ebenfalls sehr interessant. Diese beiden Materialien werden im Folgenden untersucht.

### Indium-Zinn-Oxid

Zur Herstellung von ITO mittels PLD wurde zunächst ein ITO-Target hergestellt. Dafür wurden die Ausgangsstoffe Indium(III)-Oxid ( $\text{In}_2\text{O}_3$ ) und Zinn(IV)-Oxid ( $\text{SnO}_2$ ) im Verhältnis 90 Gew.-% zu 10 Gew.-% zusammengefügt und für eine Stunde gemörsert. Anschließend wurde daraus mit 100 kN Kraft ein Target mit 2 cm Durchmesser gepresst. Dieses wurde dann zunächst für 6 Stunden bei  $600^\circ\text{C}$  getrocknet und organische Verunreinigungen ausgebrannt. Der eigentliche Sintervorgang fand über 15 Stunden bei  $1450^\circ\text{C}$  statt.

Um die optimalen Depositionsparameter zu ermitteln, wurde der Ablationsdruck von  $5 \times 10^{-3}$  mbar bis  $8 \times 10^{-2}$  mbar variiert. Die Deposition fand unter Sauerstoffatmosphäre statt. Die Temperatur wurde von  $260^\circ\text{C}$  bis  $605^\circ\text{C}$  variiert. Alle Schichten wurden auf Substraten aus Quarzglas abgeschieden. Die hergestellten Proben wurden zunächst mittels RBS und EDX auf ihre korrekte Zusammensetzung hin untersucht. Die Ergebnisse der EDX-Messung sind in Abbildung 6.18 gezeigt.

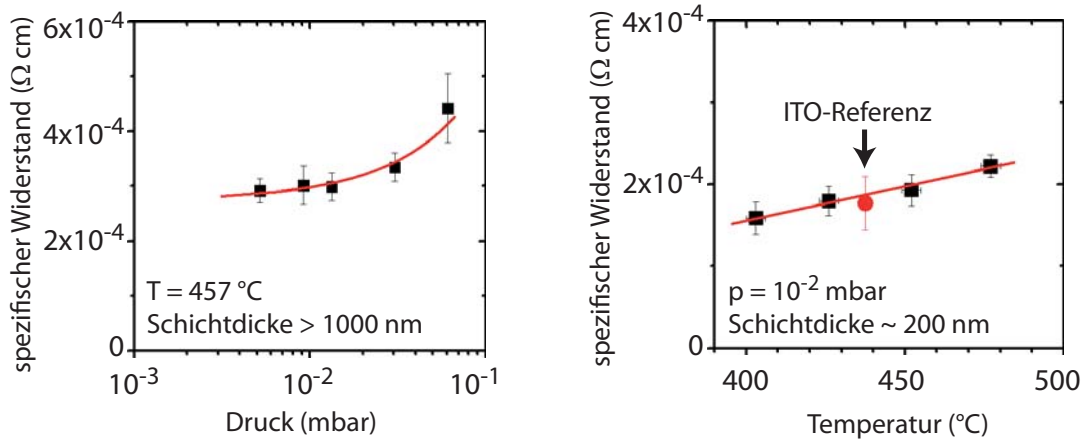


**Abbildung 6.18.:** EDX-Messungen an dicken ITO-Schichten mit  $d > 1000$  nm. Sowohl Temperatur als auch Sauerstoffpartialdruck haben keine signifikante Auswirkung auf die Zusammensetzung.

Die Schwankungen der Messwerte resultieren aus der Messmethode. Insgesamt ist kein signifikanter Einfluss von Sauerstoffpartialdruck oder Temperatur auf die Zusammensetzung zu erkennen. Die gemessenen Werte weichen jedoch leicht von den theoretischen Werten ab. Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ) mit 14,6 Gew.-% statt 17,7 Gew.-%, Indium (In) mit 78,4 Gew.-% statt 74,4 Gew.-% und Zinn (Sn) mit 7,2 Gew.-% statt 7,9 Gew.-%. Mittels XRD wurde überprüft, ob die richtige Phase vorliegt. Hier konnte unter anderem der (220)- und (441)-Reflex von ITO eindeutig identifiziert werden. Auf Quarzglas wächst ITO polykristallin auf und zeigt keine Texturierung oder Orientierung.

Der spezifische Widerstand der ITO-Proben wurde mit zwei Methoden bestimmt. Beides sind Varianten der Vierpunktmessung. Bei der ersten befinden sich die vier Kontakte

in einer Reihe, bei der zweiten sind sie im Quadrat angeordnet. Die Abweichung zwischen den beiden Varianten ist jedoch gering. Die hier präsentierten Ergebnisse wurden mit den vier Kontakten in einer Reihe bestimmt, da für diese Methode das aufwendige Aufdampfen der Metallkontakte entfällt. Sie sind in Abbildung 6.19 dargestellt.



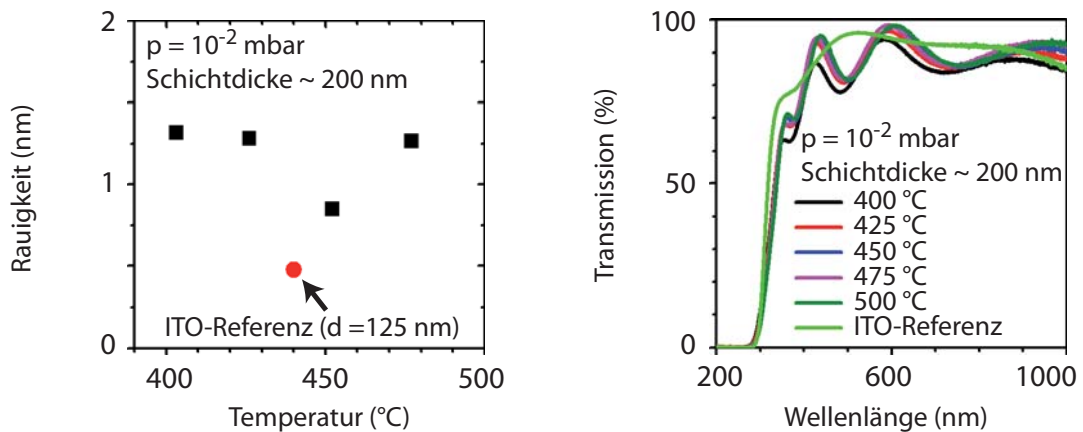
**Abbildung 6.19.:** Messung des spezifischen Widerstands von ITO-Schichten für verschiedene Herstellungsparameter. Es wurde Sauerstoffpartialdruck und Temperatur variiert. Für dicke Schichten ist der spezifische Widerstand höher.

Zunächst wurde an dicken ITO-Schichten die Auswirkung einer Variation des Sauerstoffpartialdrucks betrachtet. Hier zeigt sich, dass es bei hohen Drücken zu einem Anstieg des spezifischen Widerstands kommt. Dieser konnte nicht auf eine Änderung der Zusammensetzung zurückgeführt werden. Auch die XRD-Messungen zeigen mit steigendem Druck keine Änderung der Reflexe. Als Folge dessen wurde ein Ablationsdruck von  $1 \times 10^{-2}$  mbar  $O_2$  festgelegt und für diesen eine Reihe weiterer ITO-Schichten hergestellt. Aus dieser Reihe ist der Ausschnitt von 400 °C bis 500 °C gezeigt. Hier fällt zunächst auf, dass für dünne Schichten der spezifische Widerstand niedriger ist, als für dicke Schichten. Innerhalb der Temperaturreihe hat die mit 405 °C ablatierte Schicht den geringsten spezifischen Widerstand. Als Referenz ist der spezifische Widerstand einer gekauften ITO Schicht mit 125 nm Dicke auf Glas eingezeichnet. Der Wert stimmt mit den zuvor präsentierten gut überein.

Im Gegensatz zum spezifischen Widerstand zeigen Transmission und Rauigkeit keine Abhängigkeit von Druck oder Temperatur. Die Transmission wurde mit einem UV-VIS-Spektrometer bestimmt. Mittels AFM konnte die Rauigkeit der Probe ermittelt werden. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 6.20 dargestellt.

Die Rauigkeit der Schichten ist ungefähr 2,5 mal so hoch wie die der gesputterten Referenz-ITO-Schicht. Diese ist allerdings auch nur 125 nm dick, während die hier gezeigten Schichten ca. 200 nm dick sind. Auch bei den Transmissionsmessungen sieht man, dass die Referenzschicht dünner ist. Es ergeben sich jedoch bis auf Interferenzeffekte keine signifikanten Abweichungen.





**Abbildung 6.20.:** Transmission und Rauigkeit der ITO-Schichten. Die Referenzschicht ist 125 nm dick während die mittels PLD hergestellten ITO-Schichten ca. 200 nm dick sind. Der Substrateinfluss auf die Transmission wurde herausgerechnet.

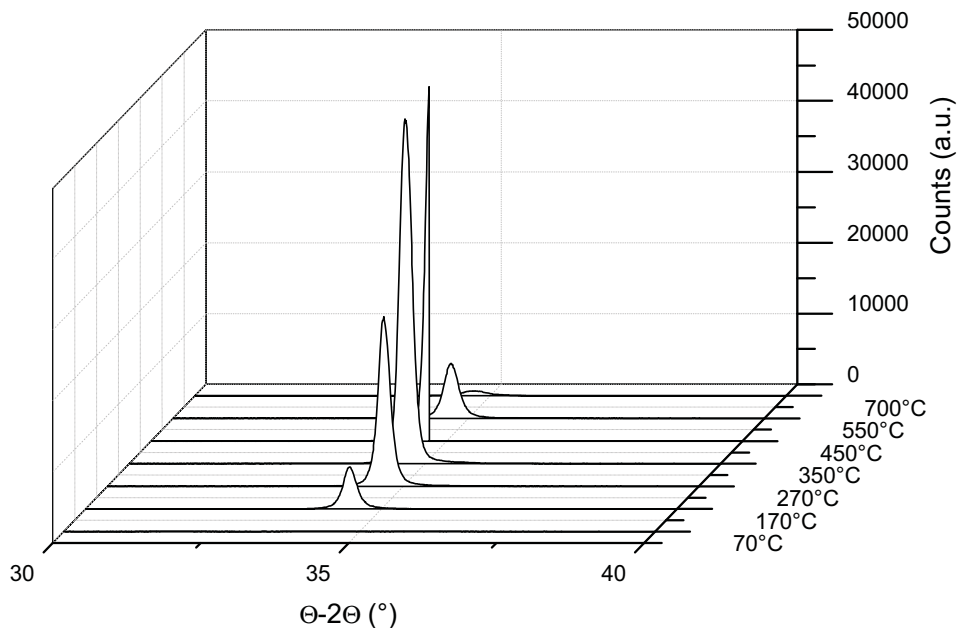
Fasst man alle Ergebnisse zusammen, dann liegen die optimalen Parameter für die Deposition von ITO bei einer Temperatur von 400 °C und einem Druck von  $1 \times 10^{-2}$  mbar. Mittels einer Kelvinsonde wurde für diese Parameter die Austrittsarbeit von ITO bestimmt. Sie lag bei 5,3 eV. Die Werte für die ITO Referenz liegen bei 5,4 eV. Diese Abweichung von 0,1 eV liegt im Rahmen der Fehlertoleranz der Messmethode.

### Aluminiumdotiertes Zinkoxid

Zur Ablation von aluminiumdotiertem Zinkoxid (ZnO:Al) wurde mittels Sol-Gel-Verfahren ein Target hergestellt. Als Ausgangsstoffe dienten hier Aluminiumnitrat  $\text{Al}(\text{NO}_3)_3$  und Zinkoxid ZnO. Das Verfahren wurde nach der in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Vorgehensweise hergestellt. Die Targets wurden mit einer Kraft von 30 kN gepresst. Der Sintervorgang dauerte zwölf Stunden bei 1200 °C. Als Zielzusammensetzung wurde 97 Gew.-% ZnO mit 3 Gew.-% Aluminium angestrebt. Die Analyse mittels EDX ergab jedoch 3,40 Gew.-% Aluminium und 96,60 Gew.-% ZnO. Sowohl die Temperaturvariation von 70 °C bis 700 °C als auch die Variation des Sauerstoffpartialdrucks von  $10^{-3}$  mbar bis  $10^{-1}$  mbar zeigte keinen Einfluss auf die Zusammensetzung der Proben.

Ein signifikanter Einfluss zeigt sich jedoch auf die Struktur der Proben. Ist bei einer Temperatur von 70 °C noch eine polykristalline Phase vorhanden, welche (100)-, (002)-, (101)-, (110)-, (103)- und (112)-Peak zeigt, so kommt es bei höheren Temperaturen zu fasertexturiertem Wachstum. Im Folgenden dominiert der (002)-Reflex bei 34,42°. Die Entwicklung des Peaks ist in Abbildung 6.21 dargestellt.

Das texturierte Wachstum führt allerdings zu rauerer Oberflächen. Dies ist in Abbildung 6.22 gut zu sehen. Hier hat die Probe bei 250 °C, mit einer Schichtdicke von 200 nm, eine

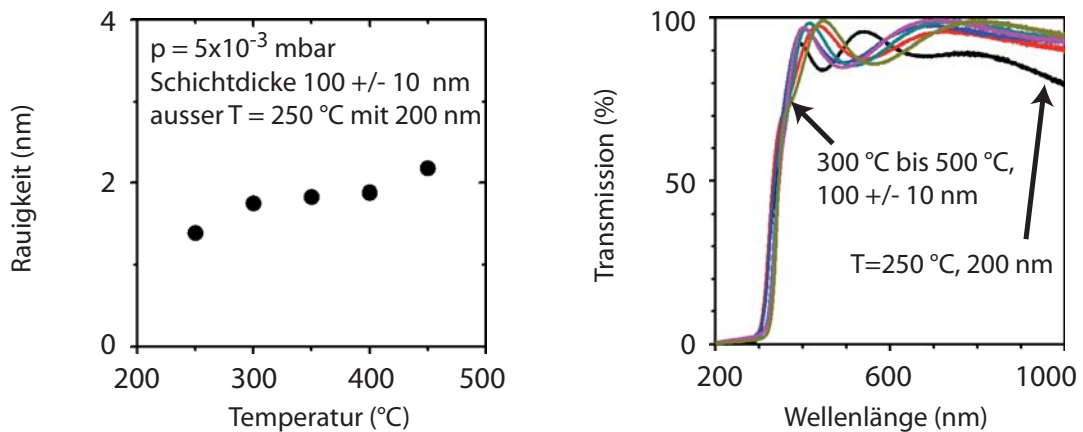


**Abbildung 6.21.:** XRD Spektren der ZnO:Al-Proben. Ausgewählt wurde der Ausschnitt um den (002)-Reflex bei  $34,42^\circ$ . Bei  $450^\circ\text{C}$  wurde der Detektor sicherheitshalber aufgrund der hohen Zahl an Counts in der Nähe des Maximums abgeschaltet. Daher fehlt die abfallende Flanke des Peaks.

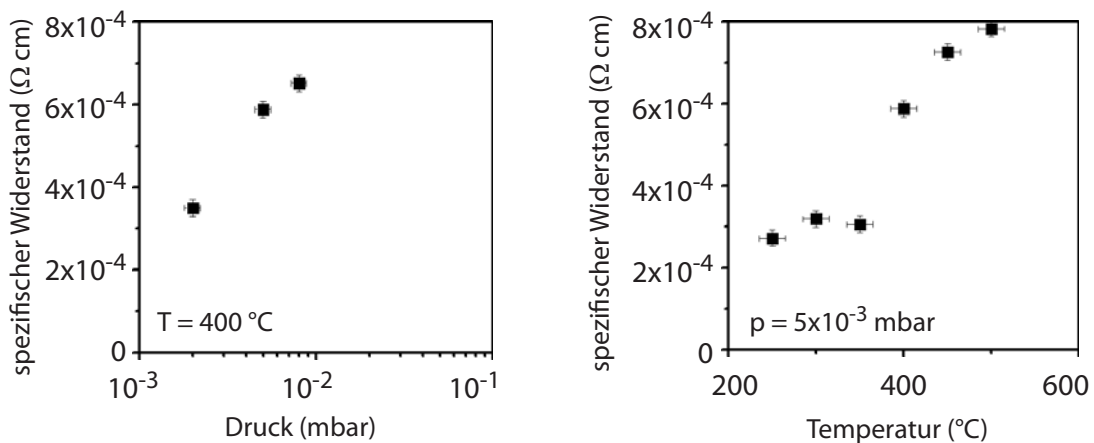
geringere Rauigkeit als die mit höheren Temperaturen hergestellten, dünneren Proben mit  $d = 100\text{ nm}$ .

Auf die Transmission wirkt sich das texturierte Wachstum jedoch nicht aus. Diese ist für alle Temperaturen nahezu gleich. Lediglich die  $200\text{ nm}$  dicke Probe für  $250^\circ\text{C}$  weicht mit ihren schichtdickenbedingt verschobenen Resonanzen von den anderen Proben ab. Ein Einfluss des Ablationsdrucks auf Rauigkeit und Transmission ist nicht gegeben.

Deutlich wirkt sich der Druck jedoch auf den in Abbildung 6.23 gezeigten spezifischen Widerstand aus. Hier sinkt der spezifische Widerstand signifikant mit dem Ablationsdruck. Auch niedrigere Temperaturen führen zu einem geringeren Widerstand im ZnO:Al. Da an die verwendete Anlage nur eine Druckmesszelle bis  $1 \times 10^{-3}\text{ mbar}$  angebaut ist, und Sauerstoff als Prozessgas die meisten für höhere Druckbereiche konzipierten Messzellen zerstört, wurden keine niedrigeren Drücke untersucht. Die optimalen Depositionsparameter für ZnO:Al sind demnach ein Sauerstoffpartialdruck von  $2 \times 10^{-3}\text{ mbar}$  und eine niedrige Temperatur von  $200^\circ\text{C}$ .



**Abbildung 6.22.:** ZnO:Al Proben auf Quarzglas. Rauigkeits- und Transmissionsänderung mit der Temperatur. Die Probe bei  $250$  °C ist  $200$  nm dick, alle weiteren Proben sind  $100$  nm dick. Der Substrateinfluss auf die Transmission wurde herausgerechnet.



**Abbildung 6.23.:** ZnO:Al Proben auf Quarzglas. Änderung des spezifischen Widerstands mit Sauerstoffpartialdruck und Temperatur.

### Vergleich von ITO und ZnO:Al

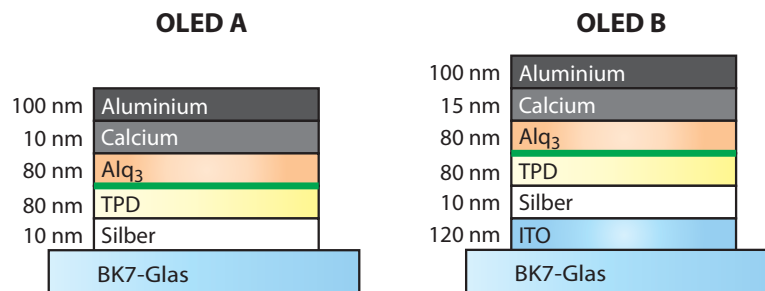
Ein Vergleich von ITO und ZnO:Al zeigt, dass die Materialien bezüglich ihrer Transmission und Rauigkeit nahezu gleich gut geeignet sind. Der spezifische Widerstand ist bei ITO allerdings niedriger. Des Weiteren zeigt ZnO:Al während der Ablation ein deutlich kleineres Plasma, was zu starken Inhomogenitäten bezüglich der Schichtdicke führt. Hier ist ITO wesentlich besser zu handhaben. Nicht untersucht wurde das Verhalten von ZnO:Al bei Drücken kleiner  $2 \times 10^{-3}$  mbar. Durch Absenken des Drucks kann eventuell noch eine Verbesserung der Depositionsparameter erreicht werden.

### 6.2.2. Umsetzung der Simulationsergebnisse

Mit den im letzten Abschnitt durchgeführten Untersuchungen besteht jetzt die Möglichkeit, eine transparente und leitfähige ITO-Schicht hoher Güte auch dann in einen OLED-Stack einzubauen, wenn zuvor direkt auf dem Glassubstrat weitere Schichten deponiert werden sollen. Dies ist vor allem für den späteren Einsatz von Granatfilmen in OLEDs interessant. Um zu ermitteln, in welchem Umfang die Simulationen direkt umgesetzt werden können, wurde eine Vielzahl von OLEDs aufgedampft. Auf eine Auswahl der hergestellten Proben wird nun hier eingegangen.

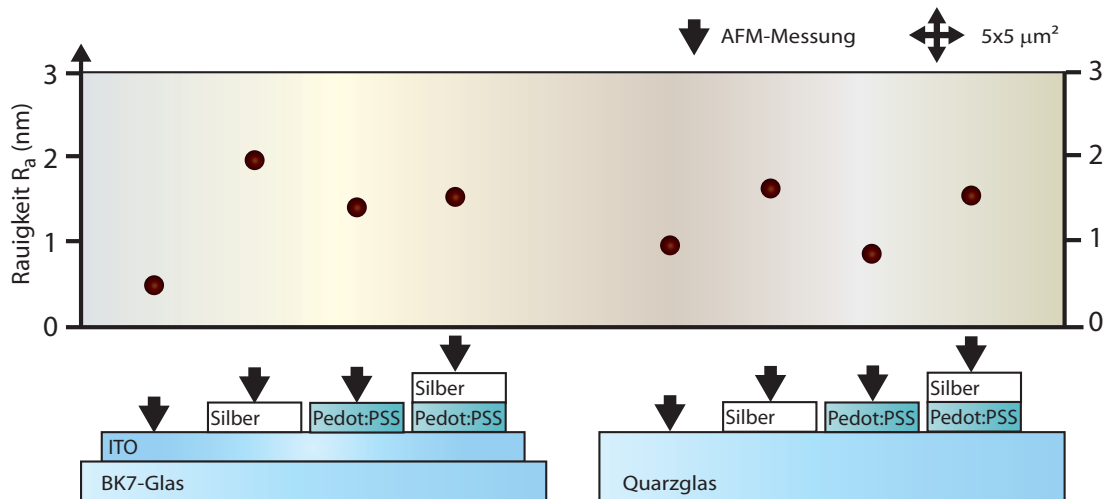
Zur Herstellung der Proben wurden Substrate mit gesputtertem ITO auf BK7 Glas, reines BK7 Glas oder reines Quarzglas eingesetzt. Die ITO-Schichten wurden zunächst im Reinraum strukturiert. Alle Substrate wurden mittels Reinst-Aceton und Reinst-Isopropanol im Ultraschallbad gereinigt. Falls Pedot:PSS aufgesponnen wurde, wurde die Oberfläche zuvor mittels  $O_2$ -Plasma behandelt (180 s, 400 Watt, 500 mTorr  $O_2$ ) um die Benetzung der Substratoberflächen zu verbessern, und im Falle von ITO, die Austrittsarbeit zu erhöhen. Anschließend wurden die vorbereiteten Substrate aus dem Reinraum in die Glovebox transportiert.

In die Glovebox mit wasser- und sauerstoffarmer Stickstoffatmosphäre ( $H_2O$  und  $O_2 < 10$  ppm) ist die verwendete Aufdampfanlage, mit ihren sechs Organik-Verdampferquellen und drei Metallverdampfern, integriert. Der übliche Arbeitsdruck in der Glovebox-Aufdampfanlage liegt bei  $10^{-7}$  mbar. Des Weiteren sind unter anderem die Messapparatur für Strom-Spannungs-Luminanz-Kennlinien (Keithley 2612), ein Spin-Coater für wasserfreie Lösungen und die Probenverkapselung in der Glovebox angesiedelt.



**Abbildung 6.24.:** *OLED A: Einfachster Microcavity-OLED-Stack. Es gab Schwierigkeiten mit der Stromleitung über die dünne Silberschicht. OLED B: Eine zusätzliche ITO-Schicht soll die Stromleitung verbessern. Es traten hohe Leckströme oder Kurzschlüsse auf und es erfolgte keine Ladungsträgerinjektion.*

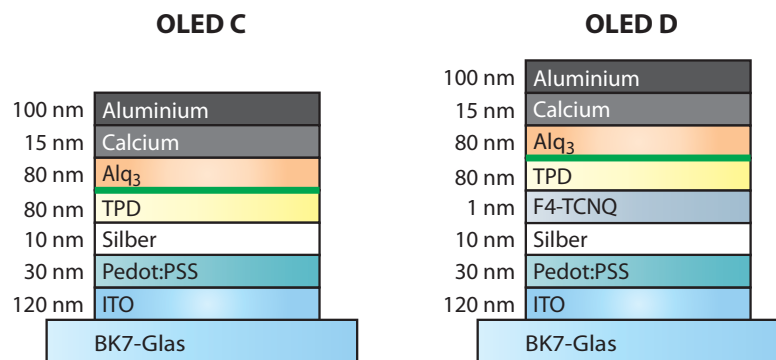
Abbildung 6.24 zeigt zwei einfache OLED-Stacks. Es sollte festgestellt werden, ob es ausreicht, eine dünne Silberschicht als Anode zu verwenden. Hierfür wurde zunächst OLED A aufgedampft und untersucht. Es zeigte sich, dass die Stromleitung durch die 10 nm dicke Silberschicht nicht ausreichend war. OLED B wurde daher um eine ITO-Schicht unter dem Silber ergänzt. Hier kam es zu hohen Leckströmen, aber keiner Ladungsträgerinjektion im untersuchten Spannungsbereich.



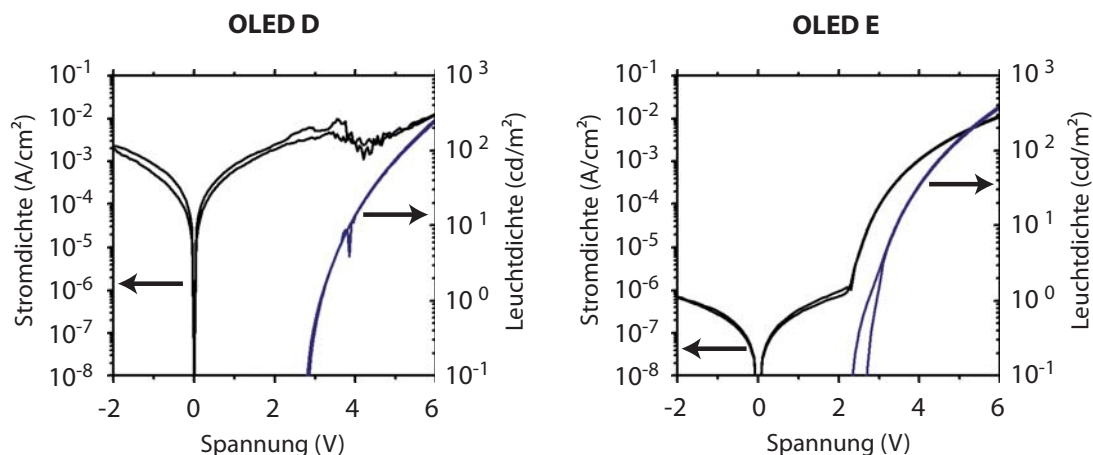
**Abbildung 6.25.:** Rauigkeiten  $R_a$  verschiedener Stack-Oberflächen. Zur Bestimmung der Rauigkeiten wurden AFM-Messungen auf einer Fläche von  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$  durchgeführt.

Um zu untersuchen, wie sich die Silberschicht auf die Rauigkeit an der Anoden/Organik-Grenzfläche auswirkt, wurde eine Reihe von Schicht-Stacks untersucht. Sie sind in Abbildung 6.25 dargestellt. Hier zeigte sich, dass sich die Rauigkeit der Silberschicht auf ITO um 25 % reduzieren lässt, wenn man sie auf eine Pedot:PSS-Schicht aufdampft. Die Ursache hierfür liegt in einer Verschiebung des Wachstumsmodus von größeren Inseln hin zu kleineren Inseln. Abbildung 6.26 zeigt OLED C mit der zusätzlichen Pedot:PSS-Schicht.

Zwischen Silber mit einer Austrittsarbeit von  $-4,2\text{ eV}$  und TPD mit einem HOMO von  $-5,3\text{ eV}$  befindet sich eine große Lochinjektionsbarriere. Um eine Ladungsträgerinjektion aus Silber in TPD zu erreichen, ist es notwendig, die Ag-TPD-Grenzfläche so zu modifizieren, dass diese abgesenkt wird. Durch den Einsatz von F4-TCNQ an der Silber-TPD-



**Abbildung 6.26.:** OLED C: Keine Kurzschlüsse aber immer noch hohe Leckströme. Es erfolgt keine Ladungsträgerinjektion. OLED D: Durch die F4-TCNQ-Schicht können Löcher ins Silber injiziert werden. Weiterhin hohe Leckströme durch die Silber Rauigkeit.

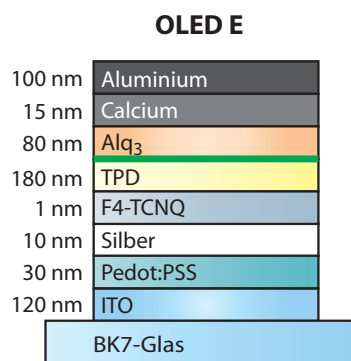


**Abbildung 6.27.:** Strom-Spannungs-Luminanz-Kennlinien der OLEDs D und E. OLED D: hohe Leckströme aufgrund der Rauigkeit der Silberschicht. OLED E: geringe Leckströme und klares Diodenverhalten. Bei einer Spannung von 6V erreicht die Leuchtdichte  $400 \text{ cd/m}^2$ .

Grenzfläche ist dies möglich [99]. OLED D vereint nun die reduzierte Rauigkeit mit einer F4-TCNQ-Schicht für bessere Ladungsträgerinjektion.

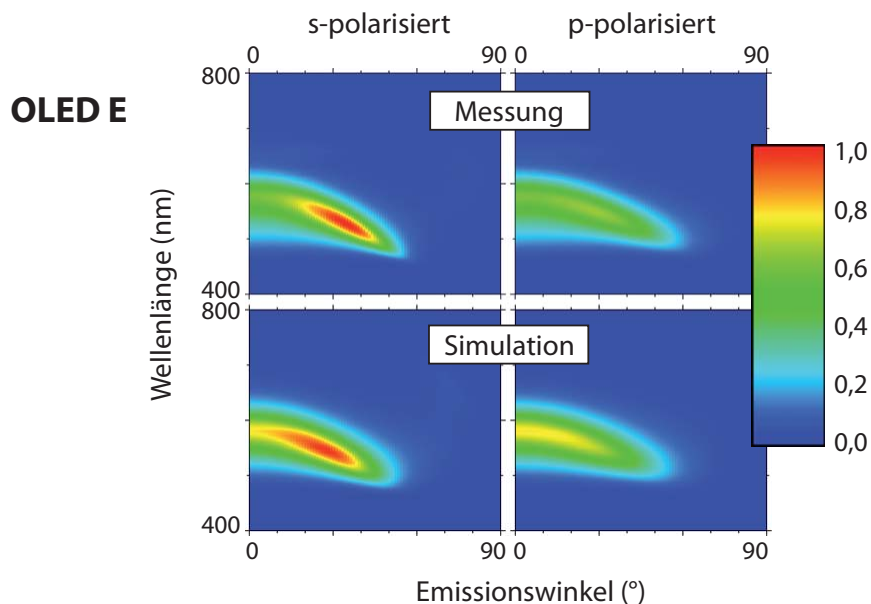
In Abbildung 6.27 ist die Strom-Spannungs-Luminanz-Kennlinie von OLED D aufgetragen. Die Leuchtdichte erreicht mit  $250 \text{ cd/m}^2$  akzeptable Werte. Deutlich sind jedoch hohe Leckströme zu sehen. OLED D ist zudem nicht sehr stabil. Die Messungen sind nur in geringem Umfang reproduzierbar und die OLEDs können meist nur drei bis fünf mal vermessen werden bis es zum Kurzschluss kommt. Ursache für die elektrische Instabilität ist die Silberschicht mit ihrer Rauigkeit.

Um den Effekt der Silberrauigkeit auf die elektrischen Eigenschaften der OLED zu reduzieren, wurde die Dicke der TPD-Schicht in der OLED erhöht. Der Aufbau von OLED E ist in Abbildung 6.28 skizziert. In Abbildung 6.27 ist die Strom-Spannungs-Luminanz-



**Abbildung 6.28.:** OLED E: Durch die dicke TPD-Schicht werden die Rauigkeiten an der Silberoberfläche eingekapselt.

Kennlinie von OLED E dargestellt. Die dickere TPD-Schicht verhindert zuverlässig die Bildung von Leckstromkanälen oder Kurzschlüssen in der OLED. Durch die dicke TPD-Schicht ist zwar ein stabiler Betrieb der Microcavity-OLED möglich, das Emissionsspektrum erfüllt jedoch nicht die notwendigen Bedingungen. In Abbildung 6.29 ist das simulierte und das gemessene Emissionsspektrum von OLED E dargestellt.



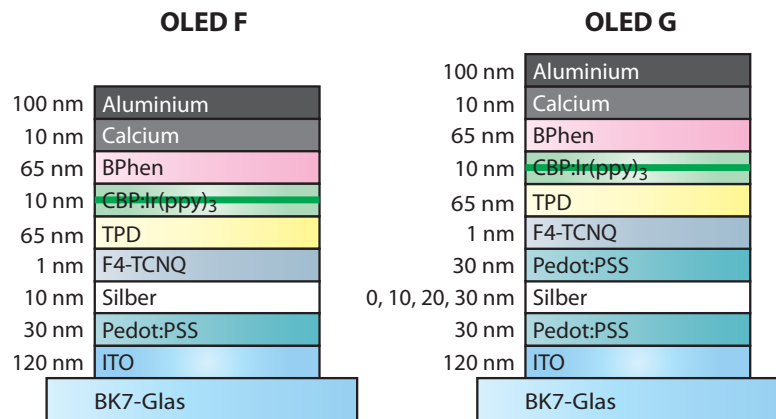
**Abbildung 6.29.:** Emissionsspektrum von OLED E aus Abbildung 6.28. Vergleich von Messung und Simulation. Zur Auskoppelung wurde ein Halbkreisprisma verwendet.

Simulation und Messung stimmen gut überein. Es kommt jedoch nicht zu der benötigten Trennung von s- und p-polarisiertem Licht. Die Verschmälerung des Emissionsspektrums und die Verschiebung des Emissionsmaximums von  $0^\circ$  zu höheren Winkeln sind jedoch auch hier klar erkennbar.

Im nächsten Abschnitt soll der Schicht-Stack weiter optimiert werden. Die Umstellung des Emitters von  $\text{Alq}_3$  auf  $\text{Ir}(\text{ppy})_3$  in CBP-Matrix und eine weitere Glättung oder Einkapselung der Silberrauigkeit soll untersucht werden.

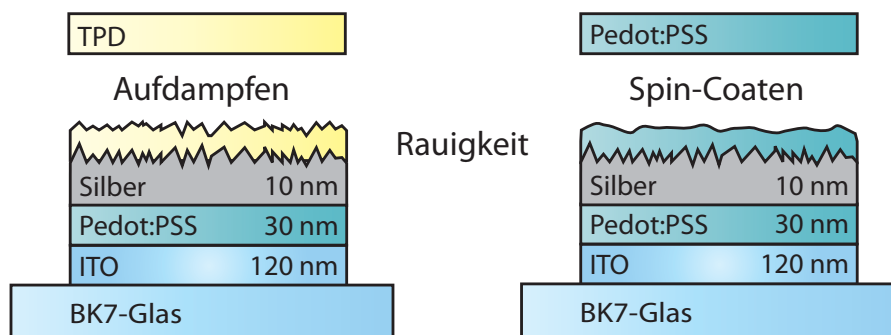
### 6.2.3. Optimierung der Microcavity-OLEDs

In diesem Abschnitt soll nun versucht werden, die im vorherigen Abschnitt erzielten Ergebnisse auf Ir(ppy)<sub>3</sub> OLEDs zu übertragen. Als weiteres Ziel muss die Organikdicke so weit reduziert werden, dass s- und p-polarisierte Emission getrennt werden. Der ideale Ir(ppy)<sub>3</sub>-OLED-Stack ist in Abbildung 6.30 links skizziert. Dieser zeigte aber analog zu OLED D hohe Leckströme und eine geringe Stabilität.



**Abbildung 6.30.:** OLED F: idealer Stack einer CBP:Ir(ppy)<sub>3</sub>-OLED. Dieser ist aufgrund der Silberrauigkeit instabil. OLED G: Untersuchungen einer zweiten Pedot:PSS-Schicht in der OLED. Für Silberdicken von 10 nm, 20 nm und 30 nm wurde eine zweite Pedot:PSS-Schicht aufgesponnen.

Um die Stabilität der OLED zu erhöhen, wurden Überlegungen zum Wachstum von TPD auf Silber angestellt. Die verdampften TPD-Moleküle sollten wie Schneeflocken auf die Probenoberfläche fallen und dort einen gleichmäßig dicken Film bilden. Dies ist in Abbildung 6.31 links dargestellt. Im Gegensatz dazu sollten beim Spin-Coaten die

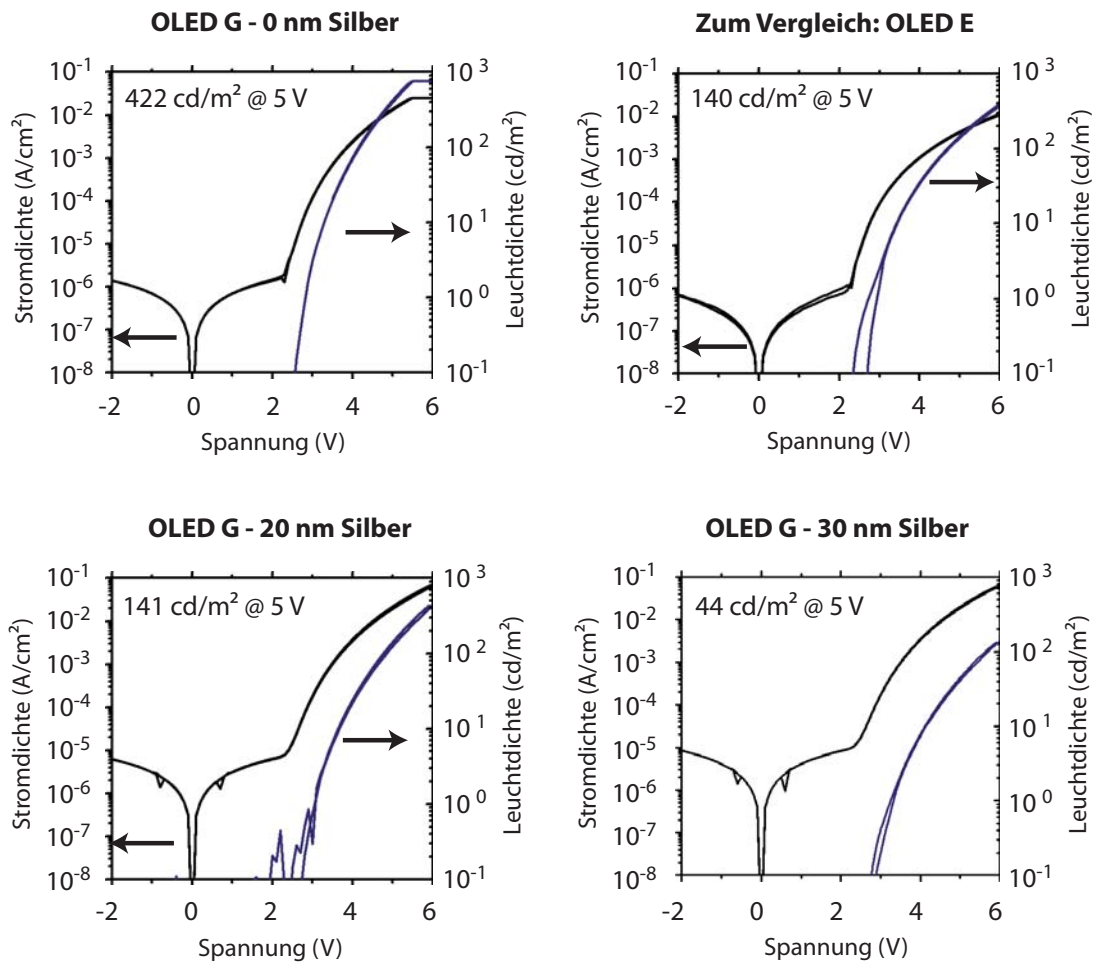


**Abbildung 6.31.:** Überlegungen zu Spin-Coaten und Aufdampfen. Beim Aufdampfen erreichen die Moleküle die Oberfläche wie Schneeflocken, während sie beim Spin-Coaten über die Oberfläche geschwemmt werden. Die Folge sind unterschiedliche Oberflächenmorphologien.



Oberflächenrauigkeiten verstärkt ausgeglichen werden. Es soll daher untersucht werden, ob eine Spin-Coat-Schicht einen positiven Einfluss auf die Stabilität der OLED hat.

OLED G wurde deshalb mit einer zweiten Pedot:PSS-Schicht versehen, die auf die zuvor aufgespinnene Silberschicht aufgebracht wurde. Anschließend wurde die Probe wieder in die Glovebox-Aufdampfanlage eingeschleust und der restliche Schicht-Stack aufgebracht. Die fertigen Proben wurden bezüglich ihrer Strom-Spannungs-Luminanz-Kennlinien vermessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.32 dargestellt.



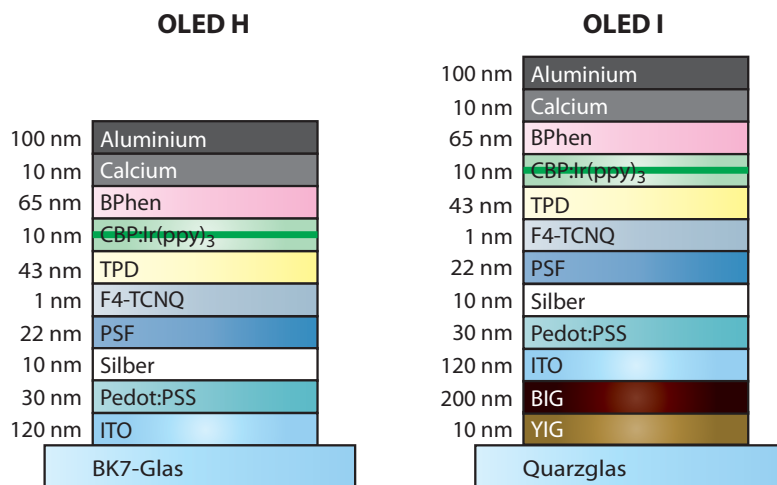
**Abbildung 6.32.:** Strom-Spannungs-Luminanz-Kennlinien der OLEDs G und E. Aufbau von OLED G nach Abbildung 6.30. Die 10 nm dicke Silberschicht war nicht vollständig geschlossen, die darunter liegende Pedot:PSS-Schicht wurde beim zweiten Spin-Coaten aufgelöst und die Silberschicht zerstört.

Als Referenz wurde OLED E eingefügt. Sie nimmt den Platz der OLED mit 10 nm Silberschicht ein. Diese wurde beim zweiten Spin-Coaten von Pedot:PSS auf Silber zerstört, da eine 10 nm dicke Silberschicht noch nicht vollständig geschlossen ist. Die erste

Pedot:PSS-Schicht war hier ungeschützt und wurde während des zweiten Spin-Coaten angelöst und das Silber abgetragen. Bei den dickeren Silberschichten wurde die untere Pedot:PSS-Schicht geschützt.

Die gezeigten Strom-Spannungs-Luminanz-Kennlinien zeigen stabile OLEDs mit ausgeprägter Luminanz. Diese sinkt mit steigender Silberdicke, während die Leckströme mit steigender Silberdicke stetig ansteigen. Der Vergleich mit OLED E zeigt, dass der effizientere Emitter Ir(ppy)<sub>3</sub> in CBP bei 20 nm Silber ungefähr die Effizienz von OLED E mit 10 nm Silber erreicht. Nicht berücksichtigt ist hier die Absorption der zweiten Pedot:PSS-Schicht. Es ist aber festzuhalten, dass die zweite Pedot:PSS-Schicht die per Spin-Coaten in die OLED eingebaut wurde, die Stabilität der OLED deutlich erhöht. Die zu Abbildung 6.31 angestellten Überlegungen scheinen daher zuzutreffen.

Um auch eine 10 nm dicke Silberschicht realisieren zu können, wurde ein leitfähiges, transparentes Material mit guten Lochinjektionseigenschaften gesucht. Dieses sollte sich optimalerweise in Toluol oder Chloroform lösen lassen, da dann die Pedot:PSS-Schicht, die aus einer wässrigen Lösung aufgesponnen wird, nicht beschädigt wird. Die Wahl fiel auf PSF (Polyspirofluorene) mit einem HOMO von -5,5 eV. Siehe hierzu auch Abbildung 3.5 und Abbildung 3.6. PSF kann in Toluol gelöst werden. Um eine Schichtdicke im Bereich um 25 nm zu erreichen, wurden 5 mg PSF in 1 ml Toluol gelöst. Die Lösung wurde jeweils zwei Stunden vor dem Spin-Coaten angesetzt. Um eine Photodegradation zu verhindern, wurde sie in einem lichtdichten Behälter gelagert. Zur Bestimmung der Schichtdicke wurden zusätzlich zu den zu bedampfenden Proben weitere ITO-Substrate mit Pedot:PSS eingebaut. Diese wurden ebenfalls mit Silber bedampft und zur Bestimmung der exakten Spin-Coat-Parameter für PSF in Toluol genutzt. Nach dem Spin-Coat-Vorgang in der Glovebox wurde die PSF-Dicke im Profilometer vermessen und dann die Parameter für die eigentlichen Proben festgelegt. Die gemessene Dicke wurde



**Abbildung 6.33.:** OLED H: Über Silber wurde eine PSF Schicht eingebaut. OLED I: Finaler Aufbau einer OLED mit YIG-Puffer und BIG-Schicht.

später beim Aufdampfen von TPD abgezogen. Nach dem Spin-Coat-Vorgang wurden die Proben wieder in die Glovebox-Aufdampfanlage eingeschleust und der Aufdampfprozess fortgesetzt. In Abbildung 6.33 links ist der entsprechende OLED-Stack skizziert (OLED H).

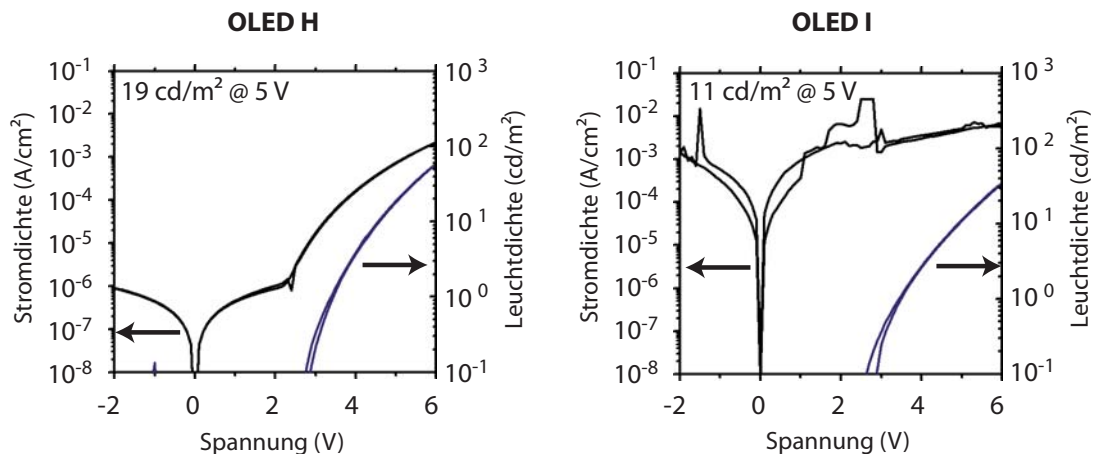
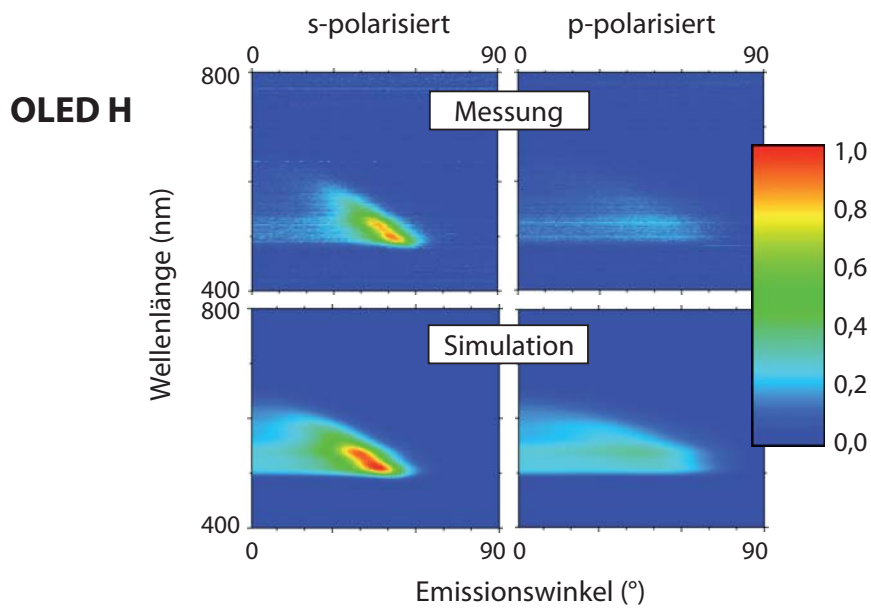


Abbildung 6.34.: Strom-Spannungs-Luminanz-Kennlinien der OLEDs H und I.

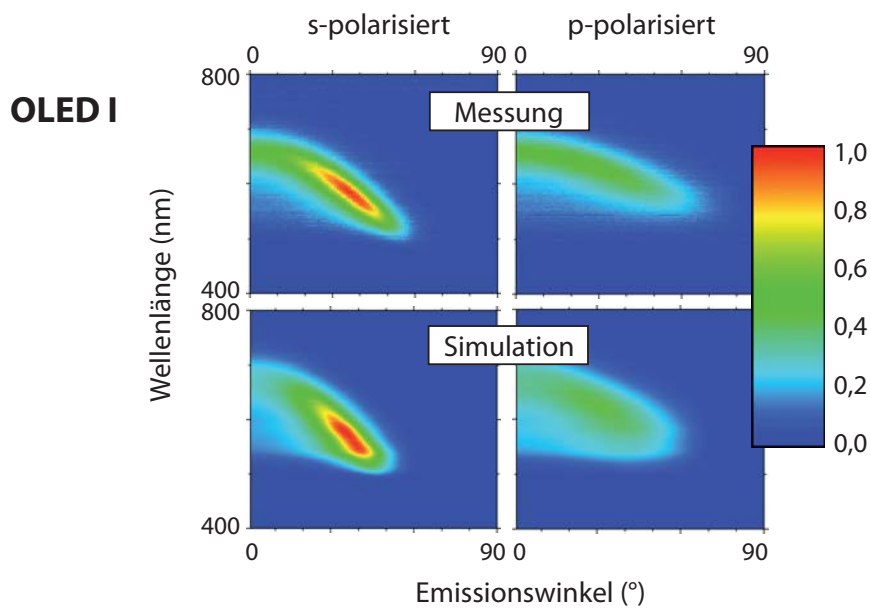
In Abbildung 6.34 ist ebenfalls auf der linken Seite die zugehörige Strom-Spannungs-Luminanz-Kennlinie dargestellt. Am Verlauf der Stromdichtenkurve erkennt man, dass die elektrischen Eigenschaften von PSF für den Einsatz als zusätzliche Schicht in der OLED eher ungeeignet sind. Durch die suboptimale Lage des HOMO und LUMO von PSF kommt es zu einer Reduktion des Stromflusses um eine Größenordnung. Dies wirkt sich auch auf die Luminanz der OLED aus. Mit  $19 \text{ cd/m}^2$  bei einer Spannung von 5 Volt ist diese ebenfalls eine Größenordnung unter dem erwarteten Niveau. Dieser negative Effekt von PSF lässt sich jedoch mit einer Spannungserhöhung ausgleichen.

Der verwendete Stack wurde schließlich mit OLED I um die Granatschichten ergänzt. Die zusätzliche hohe Rauigkeit des Granats führte erneut zu Problemen mit der Stabilität. Es ließ sich jedoch eine Kennlinie der Probe messen und das Spektrum einer verkapselten Probe aufnehmen. Die Kennlinie findet sich in Abbildung 6.34 rechts. Zu der negativen Auswirkung des PSFs kommt hier die Absorption der Granatmaterialien. Die Luminanz liegt hier bei 5 Volt Spannung lediglich bei  $11 \text{ cd/m}^2$ .

Die Spektren der OLEDs H und I sind in Abbildung 6.35 und Abbildung 6.36 dargestellt. Die Messungen sind aufgrund des schlechten Signals stark verrauscht. Da für PSF keine optischen Konstanten vorlagen, wurden PSF, F4-TCNQ und TPD für die Simulation zu einer einzigen dicken TPD-Schicht zusammengefasst. Generell fällt auf, dass die gemessenen Spektren bei höheren Winkeln auftreten und schärfer sind. Die schärferen Moden könnten aus einer höheren Absorption des PSFs resultieren, falls diese höher als die von TPD ist. Die Ursache der Verschiebung könnte durch eine Abweichung der Schichtdicken oder Rauigkeiten verursacht worden sein. Bei einem Aufbau mit einer solchen Anzahl von Schichten ist dies nicht vollständig auszuschließen.



**Abbildung 6.35.:** Emissionsspektrum von OLED H. Vergleich von Messung und Simulation. Da für PSF keine optischen Konstanten vorlagen, wurde PSF, F<sub>4</sub>-TCNQ und TPD zu einer TPD-Schicht zusammengefasst. Die Emission wurde mit einem Halbkreisprisma gemessen. Die Emissionsspektren sind jeweils auf das Maximum bezüglich Simulation oder Messung normiert.



**Abbildung 6.36.:** Emissionsspektrum von OLED I. Vergleich von Messung und Simulation analog zu OLED H in Abbildung 6.35.

Im Allgemeinen stimmen Simulation und Messung bei beiden OLEDs relativ gut überein. Beim Vergleich von OLED H und OLED I fällt zunächst auf, dass die unterliegende BIG-Schicht zu einer erhöhten Auskopplung von Licht führt. Dies ist nur bedingt richtig, da die Intensität im Maximum der s-polarisierten Emission von OLED H sechsmal stärker ist als die Intensität der s-polarisierten Emission von OLED I. Die Dämpfung durch den BIG ist wie erwartet sehr hoch. In den Strom-Spannungs-Luminanz-Kennlinien wird zur Bestimmung der Luminanz über die gesamte OLED-Fläche integriert. Da die emittierende Fläche bei OLED I deutlich größer ist als bei OLED H, wird der Unterschied in der Maximalintensität zum Teil wieder ausgeglichen. Das Verhältnis von s- und p-polarisierter Emission bei 532 nm Wellenlänge und 45 ° Emissionswinkel liegt bei OLED I bei 5:1.

Mit diesen Messungen wurde gezeigt, dass es möglich ist, eine Microcavity-OLED auf Granat mit einer akzeptablen Trennung von s- und p-polarisierter Emission zu realisieren. Diese und andere Varianten eines Hybridsystems aus OLED und Granatwellenleiter werden im nächsten Kapitel detailliert untersucht. Im nächsten Abschnitt wird außerdem eine Methode zur Bestimmung der internen Quanteneffizienz von OLEDs unter Verwendung von Cavity-Effekten vorgestellt.

### 6.3. Anwendung von Microcavity-OLEDs zur IQE Bestimmung

In diesem Abschnitt wird eine Methode vorgestellt, mit der sich die intrinsische strahlende Quanteneffizienz  $q$  und die intrinsische Lebenszeit  $\tau_{\text{Emitter},0}$  eines Matrix-Emitter-Systems in seiner tatsächlichen Umgebung bestimmen lässt. Dafür muss lediglich eine Silberschicht in die OLED eingebaut werden. Dies ist interessant, da die intrinsische strahlende Quanteneffizienz je nach Matrix-Emitter-System variieren kann.

Baut man in eine OLED eine Silberschicht ein, so ändern sich die elektrischen Eigenschaften der OLED mit zunehmender Silberdicke kaum. Die optischen Eigenschaften werden dagegen mit zunehmender Silberdicke stark beeinflusst. Es kommt zu einer Änderung des Purcell-Faktors  $F$ . Die Auswirkung des Purcell-Faktors  $F$  auf die Lebenszeit  $\tau_{\text{Emitter}}^*$  wurde bereits in Gleichung 3.7 dargelegt:

$$\frac{1}{\tau_{\text{Emitter}}^*} = k_r^* + \sum k_{nr} = F \cdot k_r + \sum k_{nr} . \quad (6.4)$$

Unter der Annahme fehlender Cavity-Effekte ( $F = 1$ ) gilt für die intrinsische Lebenszeit  $\tau_{\text{Emitter},0}$ :

$$\frac{1}{\tau_{\text{Emitter},0}} = k_r + \sum k_{nr} . \quad (6.5)$$

Teilt man nun  $\tau_{\text{Emitter},0}$  durch  $\tau_{\text{Emitter}}^*$  so folgt:

$$\frac{\tau_{\text{Emitter},0}}{\tau_{\text{Emitter}}^*} = \frac{F \cdot k_r + \sum k_{nr}}{k_r + \sum k_{nr}}. \quad (6.6)$$

Mit Gleichung 6.2 folgt dann:

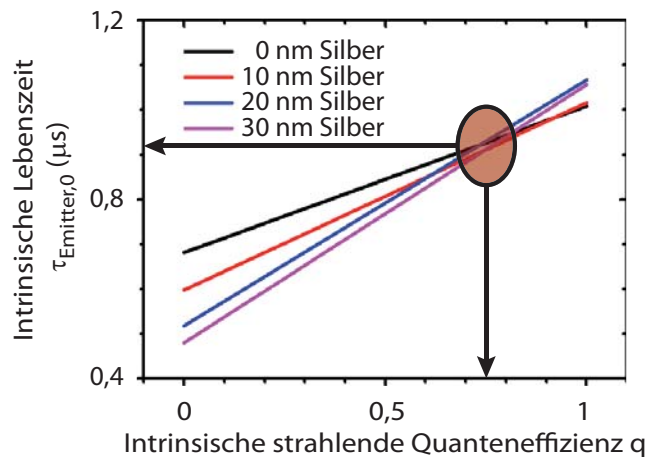
$$\frac{\tau_{\text{Emitter},0}}{\tau_{\text{Emitter}}^*} = \frac{F \cdot k_r + k_r/q - k_r}{k_r + k_r/q - k_r}. \quad (6.7)$$

Dies kann zu

$$\frac{\tau_{\text{Emitter},0}}{\tau_{\text{Emitter}}^*} = F \cdot q + 1 - q \quad (6.8)$$

vereinfacht werden.

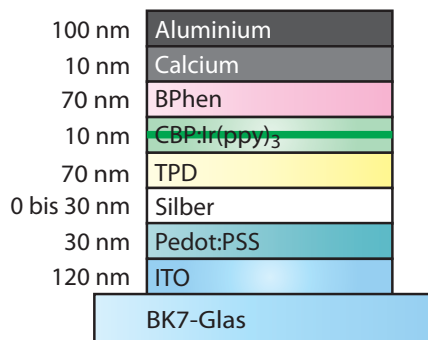
In dieser Gleichung lässt sich der Purcell-Faktor  $F$  durch Simulation eines Stacks ermitteln. Die effektive Lebenszeit des Stacks  $\tau_{\text{Emitter}}^*$  kann mittels Streak-Kamera-Messungen bestimmt werden. Variiert man nun  $q$  auf der x-Achse und trägt für verschiedene Stacks die gemäß Gleichung 6.8 berechneten  $\tau_{\text{Emitter},0}$ -Werte auf, so erhält man mehrere Geraden. Siehe hierzu Abbildung 6.37.



**Abbildung 6.37.:** Geraden nach Gleichung 6.8. Lebenszeiten und Purcell-Faktoren gehören zu dem in Abbildung 6.38 dargestellten Stack.

Die hier gezeigten Geraden gehören zu dem in Abbildung 6.38 gezeigten Stack. Es wurden Proben für 0 nm, 10 nm, 20 nm und 30 nm Silberdicke simuliert, hergestellt und mittels Streak-Kamera vermessen. Die Ergebnisse der Simulationen und der Lebenszeitmessungen sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Da die intrinsische strahlende Quanteneffizienz  $q$  und die intrinsische Lebenszeit  $\tau_{\text{Emitter},0}$  für alle Silberschichtdicken gleich sind, müssen sich alle Geraden in einem Punkt schneiden. Ist der Schnittpunkt gefunden, kann das Lot zu den Achsen gefällt werden und



**Abbildung 6.38.:** Microcavity-OLED-Stack. Proben wurden hergestellt für 0 nm, 10 nm, 20 nm und 30 nm Silber.

| Silberdicke | Lebenszeit $\tau_{\text{Emitter}}^*$ | Purcell-Faktor F |
|-------------|--------------------------------------|------------------|
| 0 nm        | 0,6812 $\mu\text{s}$                 | 1,48             |
| 10 nm       | 0,5976 $\mu\text{s}$                 | 1,70             |
| 20 nm       | 0,5177 $\mu\text{s}$                 | 2,06             |
| 30 nm       | 0,4800 $\mu\text{s}$                 | 2,20             |

**Tabelle 6.1.:** Lebenszeiten und Purcell-Faktoren für den in Abbildung 6.38 dargestellten Stack für Silberschichten mit 0 nm, 10 nm, 20 nm und 30 nm Dicke.

dort die intrinsische strahlende Quanteneffizienz und die intrinsische Lebenszeit abgelesen werden. Für die hier verwendete Matrix-Emitter-Kombination 90 % CBP/ 10 % Ir(ppy)<sub>3</sub> ergibt sich für in Abbildung 6.38 gezeigten Stack eine intrinsische Lebenszeit von  $\tau_{\text{Emitter},0} = 0,92 \pm 0,1 \mu\text{s}$  und eine intrinsische strahlende Quanteneffizienz von  $q = 0,75 \pm 0,07$ . Dies entspricht dem in [98] präsentierten Wert von  $q = 0,75$ .





## 7. BIG-basierte magnetooptische Funktionsstrukturen

Nach Herstellung und Optimierung von BIG-basierten magnetooptischen Funktionsstrukturen in Kapitel 5 wurden in Kapitel 6 die Simulation und Fabrikation von Microcavity-OLED-Stacks behandelt. Hier sollen nun konkrete Anwendungen der optimierten Bauteile aufgezeigt werden. Dabei sollen sowohl Anwendungsmöglichkeiten der Granatmaterialien, als auch Hybridsysteme aus OLED und Granat präsentiert werden.

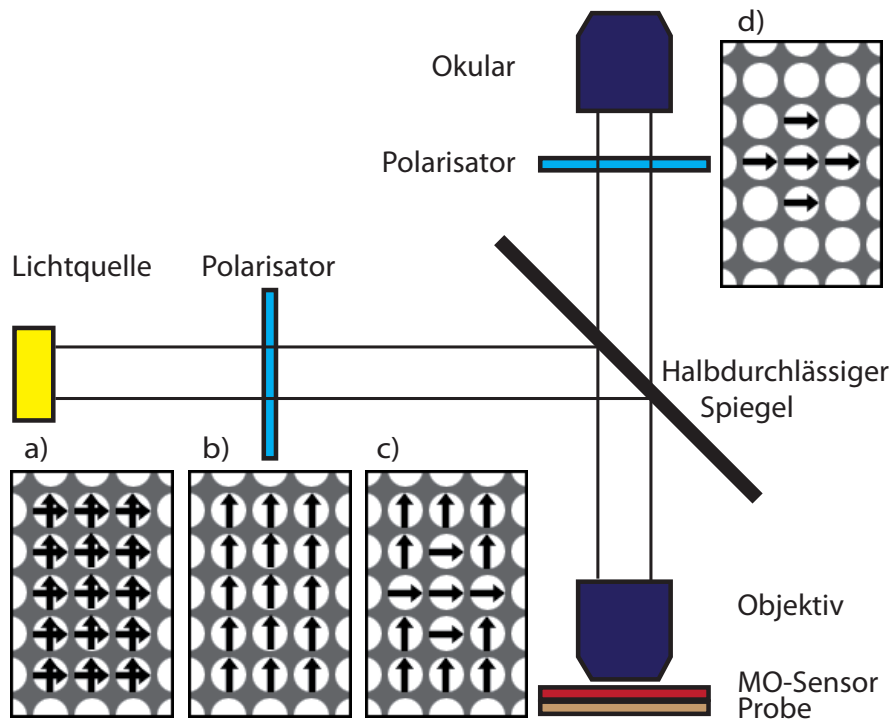
Im Folgenden wird nicht mehr auf Herstellung oder Analyse der Materialsysteme selbst eingegangen. Ziel ist hier vielmehr, konkrete Bauteile vorzustellen. Die in den vorherigen Kapiteln vorgenommenen Optimierungen sind jedoch die Basis für die in diesem Kapitel gezeigten Anwendungen.

### 7.1. Magnetooptische Sensorik

Die für die Magnetooptik namensgebende Anwendung ist die magnetooptische Sensorik. Ziel ist der Magnetooptik die Visualisierung von Magnetfeldern. Hierfür werden magnetooptische Sensorschichten in ein Polarisationsmikroskop eingebaut. Eine schematische Darstellung findet sich in Abbildung 7.1.

Das von der Lampe des Mikroskops emittierte unpolarisierte Licht (Abbildung 7.1 a) wird zunächst mittels eines Polarisators (Abbildung 7.1 b) linear polarisiert. Es trifft dann auf einen halbdurchlässigen Spiegel und wird von diesem in Richtung der Probe reflektiert. Die benötigte Vergrößerung wird mittels des Objektivs eingestellt. Das Licht trifft dann auf den magnetooptischen Sensor. Dieser ist auf der Rückseite mit einer reflektierenden Schicht versehen. Das Magnetfeld einer darunter liegenden Probe durchdringt die Sensorschicht, so dass diese lokal magnetisiert wird. Dies führt zu einer in der Fläche variierenden Drehung des Lichts (Abbildung 7.1 c). Diese ist umso größer, je stärker das Magnetfeld ist.

Das an der Spiegelschicht reflektierte Licht durchquert den Sensor erneut, was die Drehung weiter erhöht, und passiert den halbdurchlässigen Spiegel in Richtung Okular. Es trifft auf einen zweiten Polarisator dessen Polarisationssebene gegen den ersten um  $90^\circ$  verdreht ist (Abbildung 7.1 d). Hier wird der Anteil des Lichts, welcher nicht durch die Sensorschicht beeinflusst wurde, entfernt. Es verbleibt eine optische Darstellung der magnetischen Struktur der Probe. Diese kann nun mittels Okular betrachtet werden.



**Abbildung 7.1.:** Schematische Darstellung eines Polarisationsmikroskops. a) Die Lichtquelle emittiert unpolarisiertes Licht. b) Dieses wird linear polarisiert und trifft auf einen halbdurchlässigen Spiegel. Das Licht wird in Richtung Probe gelenkt und dort mittels Objektiv auf die benötigte Vergrößerung fokussiert. c) Die Magnetfelder der Probe führen zu einer lokal variierenden Drehung des Lichts beim Durchgang durch die Sensorschicht. Das Licht wird an der Rückseite der Sensorschicht reflektiert und durchquert die Sensorschicht somit nochmals. Es passiert den halbdurchlässigen Spiegel in Richtung des Okulars. d) Ein zweiter Polarisator, welcher gegen den ersten um  $90^\circ$  verdreht ist, entfernt das Licht, das nicht durch die Sensorschicht beeinflusst wurde. Mit dem Okular kann nun die magnetische Struktur der Probe beobachtet werden.

### 7.1.1. Auflösung von magnetooptischen Sensorschichten

Die Qualität des erzielten Bildes hängt von dessen Kontrast und Auflösung ab. Hier werden zunächst einige Überlegungen zur Auflösung von magnetooptischen Sensorschichten angestellt. Dafür soll das Feld eines magnetischen Dipols, der parallel oder senkrecht zu einer Materialoberfläche orientiert ist, analysiert und das zugehörige Sensorbild eines solchen Magnetfeldes dargestellt werden. Durch Simulationen des Magnetfeldes wird schließlich auf die maximal mögliche Auflösung des magnetooptischen Signals eines Dipols geschlossen.

Das magnetische Feld  $B(\vec{r})$  eines magnetischen Dipols  $\vec{m}$  am Ort  $\vec{r}$  ist durch folgende Gleichung 7.1 gegeben:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{3\vec{r}(\vec{m} \cdot \vec{r}) - \vec{m}r^2}{r^5} . \quad (7.1)$$

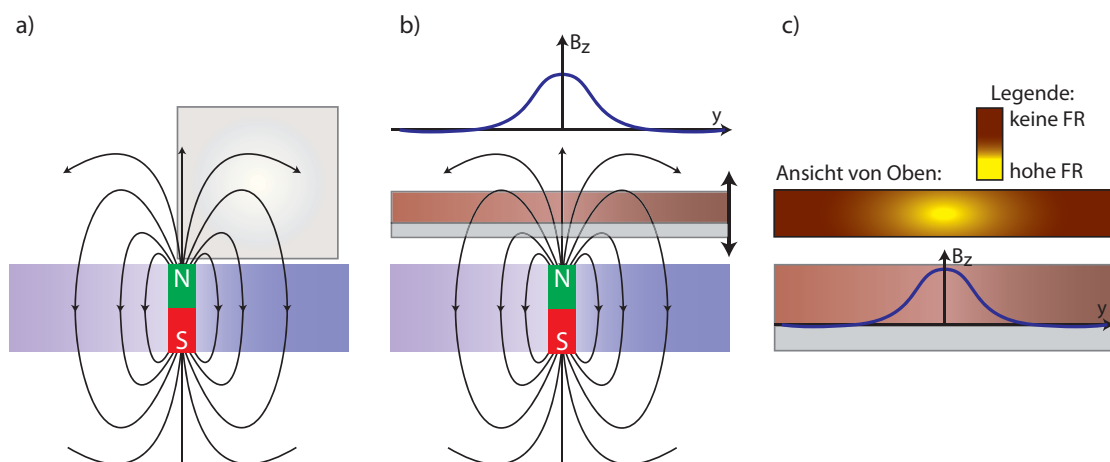
Der Dipol selbst befindet sich am Ort  $r_m = (0, 0, 0)$ . Er sei entlang der  $z$ -Achse des Koordinatensystems ausgerichtet und habe den Betrag  $d$ :

$$\vec{m} = d \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} . \quad (7.2)$$

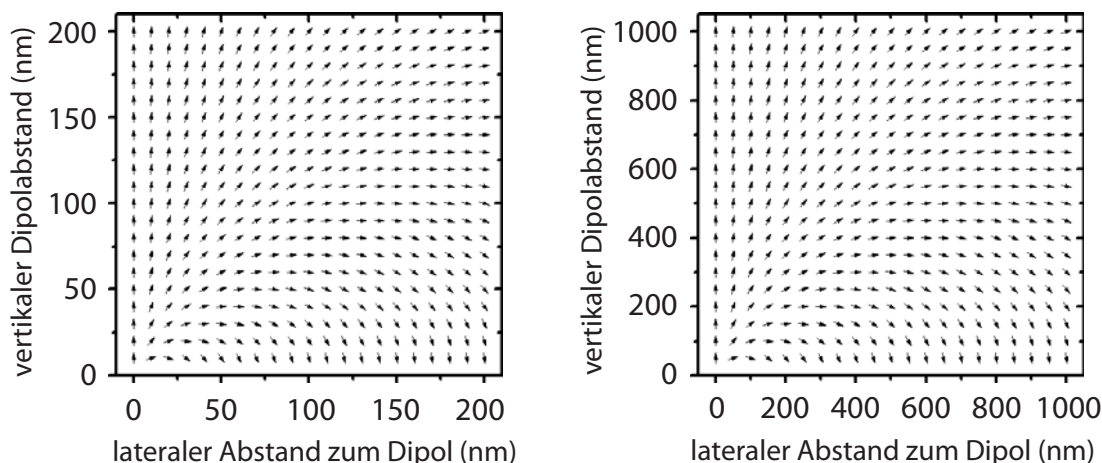
In diesem Fall ist das Magnetfeld des Dipols rotationssymmetrisch um die  $z$ -Achse. Da nur ein zweidimensionaler Schnitt durch das Magnetfeld betrachtet werden soll, kann das Problem auf zwei Dimensionen reduziert werden. Die Berechnung der  $y$ -Komponente des B-Feldes  $B_y$  und der  $z$ -Komponente  $B_z$  am Ort  $r = (0, y, z)$  kann dann mittels folgender Formeln erfolgen:

$$B_y = \frac{3 \cdot y \cdot z}{(\sqrt{y^2 + z^2})^5} \cdot d \cdot 10^{-7} , \quad (7.3)$$

$$B_z = \frac{3 \cdot z^2 - y^2 - z^2}{(\sqrt{y^2 + z^2})^5} \cdot d \cdot 10^{-7} . \quad (7.4)$$



**Abbildung 7.2.:** Ein magnetischer Dipol mit einem Dipolmoment parallel zur  $z$ -Achse. a) Der markierte Bereich rechts oben ist in Abbildung 7.3 detailliert dargestellt. b) Ein Sensor mit Spiegelschicht befindet sich im Feld des Dipols. Oberhalb der Schicht ist  $\sum B_z$  über die Sensorschichtdicke aufgetragen. c) Fällt Licht entlang der  $z$ -Achse auf den Sensor, so ist nur  $B_z$  für die Faraday-Rotation (FR) relevant. Der qualitative Verlauf der Helligkeit eines Sensorbildes des Dipols ist ebenfalls skizziert.



**Abbildung 7.3.:** Darstellung des Magnetfeldes eines magnetischen Dipols für zwei Bereiche. Die Beträge aller Pfeile sind gleichgesetzt. Die Abbildung zeigt, dass sich das Feld prinzipiell unendlich weit in alle Richtungen ausbreitet. Die Form des Magnetfeldes bleibt dabei gleich, lediglich der Betrag nimmt ab.

Für  $x = 0$  folgt automatisch  $B_x = 0$ . Auffällig ist, dass die Stärke des Dipols  $d$  keinen Einfluss auf die Form des Magnetfeldes hat. In Abbildung 7.2 ist das Feld eines magnetischen Dipols skizziert.

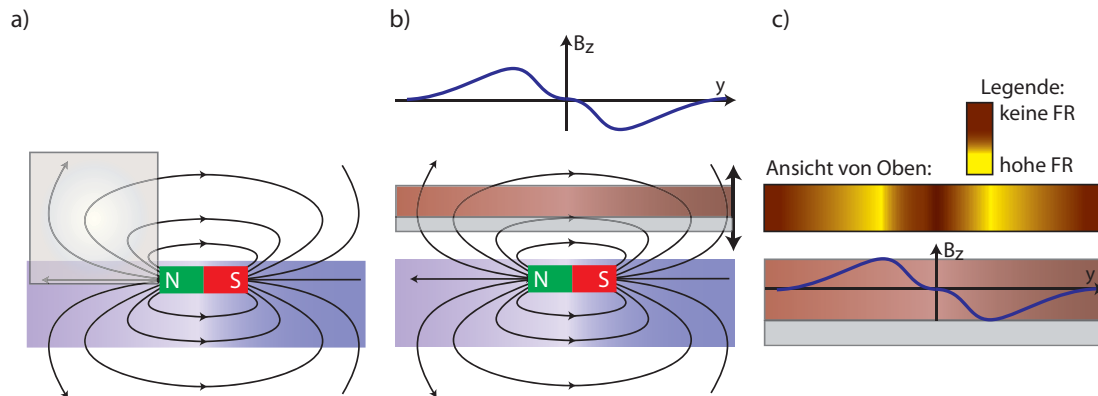
Der markierte Ausschnitt in Abbildung 7.2 a ist in Abbildung 7.3 detailliert dargestellt. Man sieht hier, dass sich die Form des Magnetfeldes bei linearer Skalierung beider Achsen mit dem gleichen Faktor nicht ändert. Lediglich die Beträge des Feldes ändern sich.

Das Licht fällt in diesem Modell entlang der  $z$ -Achse auf den Sensor. Für die Visualisierung von Magnetfeldern mittels Sensoren, die auf der Faraday-Rotation basieren, ist daher die Magnetfeldkomponente in  $z$ -Richtung  $B_z$  relevant. Summiert man  $B_z$  über die Sensor-Schichtdicke auf, so führt dies zu dem in Abbildung 7.2 b skizzierten qualitativen Verlauf von  $\sum B_z$ . Die zugehörige Helligkeitsverteilung des Sensors beim Blick entlang der  $z$ -Achse auf die Oberfläche ist in Abbildung 7.2 c visualisiert.

Wie sich die Helligkeitsverteilung eines Sensors auf einem liegenden Dipol verhält ist in Abbildung 7.4 analog skizziert. Hier würde es zu zwei Maxima in der Helligkeitsverteilung kommen. Diese resultieren aus einer Drehung des Lichts in unterschiedliche Richtungen.

Sowohl in Abbildung 7.2 a als auch in Abbildung 7.4 b fällt auf, dass die dort gezeigten Kurven mit zunehmendem Abstand zum Dipol breiter und flacher werden. Ein Annähern an die Oberfläche, in der sich der Dipol befindetet, würde zu einem Verschmälern der Kurve führen. Das bedeutet, dass ein zunehmender Abstand von Sensor und Probe, einer Abnahme der Sensoraufösung bedingt.

Um dies zu untersuchen, wurde in Abbildung 7.5 die Summe über das Magnetfeld  $\sum B_z$  über einen jeweils 40 nm dicken Bereich in unterschiedlichen Entfernungen zur Oberfläche



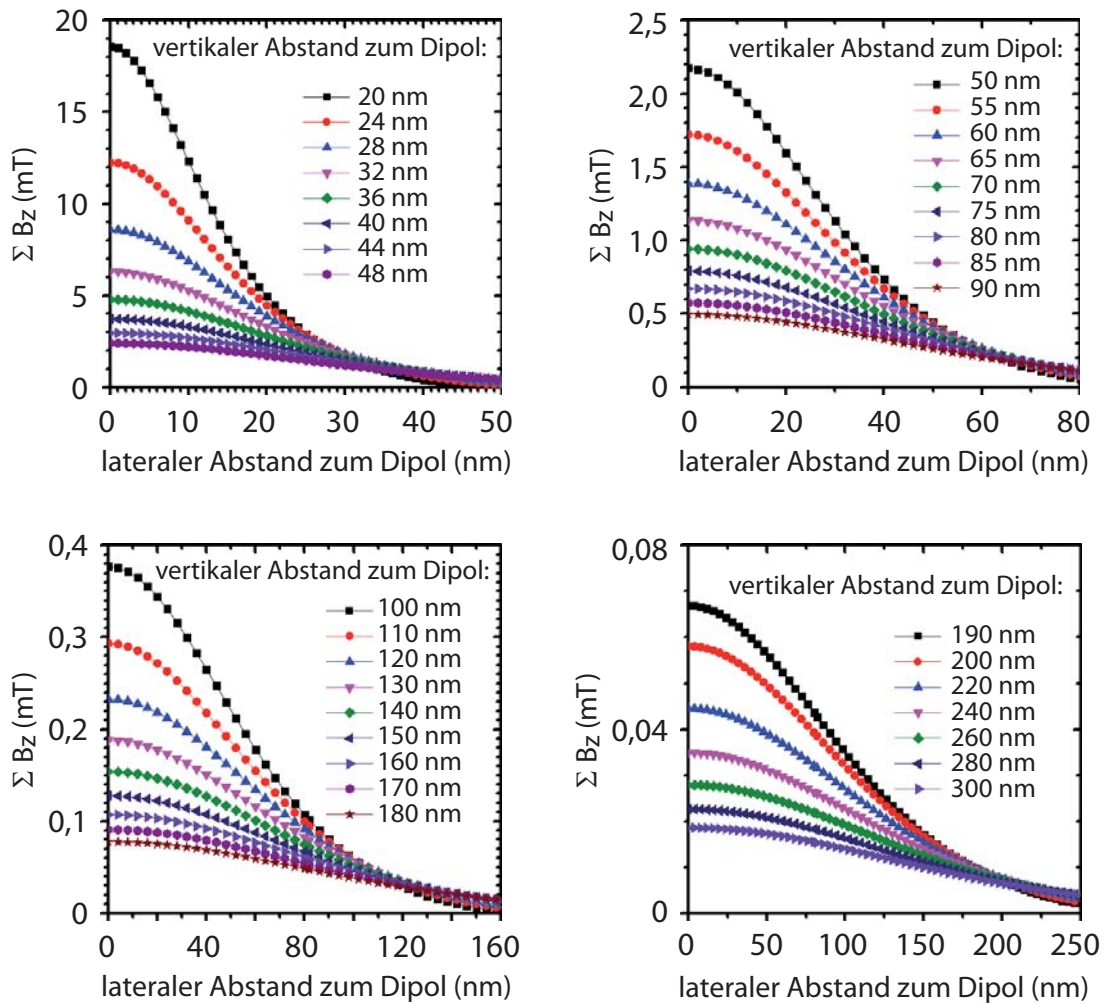
**Abbildung 7.4.:** Ein magnetischer Dipol mit einem Dipolmoment parallel zur  $y$ -Achse. a) Darstellung des prinzipiellen Feldverlaufs. b) Ein Sensor mit Spiegelschicht befindet sich im Feld des Dipols. Über der Schicht ist  $\sum B_z$  über die Sensorschichtdicke skizziert. c) Fällt Licht entlang der  $z$ -Achse auf den Sensor, so ist nur  $B_z$  für die Faraday-Rotation relevant. Der qualitative Verlauf der Helligkeit eines Sensorbildes des Dipols ist ebenfalls skizziert.

dargestellt. Hier sieht man deutlich, wie die Halbwertsbreite der Kurve von 13 nm bei 20 nm Abstand auf 162 nm bei 300 nm Abstand anwächst. Da diese Störung auf beiden Seiten des Dipols auftreten, müssen die Werte noch verdoppelt werden.

Es ist also wichtig, einen möglichst geringen Abstand zur Oberfläche zu erreichen. Dies ist bei der Dimensionierung der Spiegelschicht zu beachten. Die Problematik besteht hier jedoch eher in der starken Abnahme des Magnetfeldes als in der Störung durch die Feldverteilung. Eine Störungsbreite von insgesamt 324 nm bei 300 nm Abstand liegt am unteren Rand der optischen Wellenlängen und ist daher vernachlässigbar.

Der Abstand zwischen magnetooptischer Schicht und Probe sollte normalerweise unter 300 nm liegen. Die zur Verspiegelung eingesetzte Silberschicht ist in unserem Fall 90 nm dick. Der zusätzliche Abstand wird durch die Rauigkeit von Probe und Sensorschicht bestimmt.

Die Annahme eines Dipols parallel oder senkrecht zur Oberfläche stellt selbstverständlich eine starke Vereinfachung dar. Die tatsächliche Form des Magnetfeldes wird durch eine Superposition vieler der oben gezeigten Dipolfelder bestimmt. Ein einzelnes Dipolfeld stellt lediglich den einfachsten Fall dar.



**Abbildung 7.5.:** Summe von  $B_z$  über einen jeweils 40 nm dicken Bereich in unterschiedlichen Entfernungen zur Proben-Oberfläche. Die Kurven werden kontinuierlich breiter und flacher.

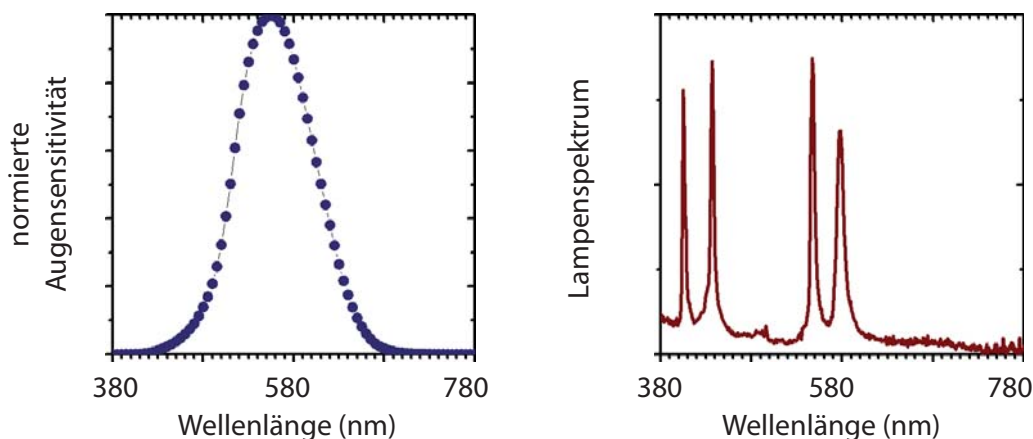
### 7.1.2. Kontrast von BIG-Sensorschichten

Für BIG-basierte Sensorschichten wurden in der Literatur bisher Schichten mit einer Dicke von  $1\ \mu\text{m}$  Schichtdicke [63] empfohlen. Zur optimalen Schichtdicke sollen hier nun einige Überlegungen angestellt werden.

Abbildung 5.21 in Abschnitt 5.6 stellt Transmission und Faraday-Rotation für verschiedene Schichtdicken gegenüber. Wie dort bereits festgestellt wurde, führt eine steigende Schichtdicke zu einem Anstieg der Faraday-Rotation  $\theta(d, \lambda)$  und einer Abnahme der Transmission  $T(d, \lambda)$ . Um diese Effekte zu untersuchen, und gegeneinander abzuwägen, wurde ein Qualitätswert  $Q_d$  definiert:

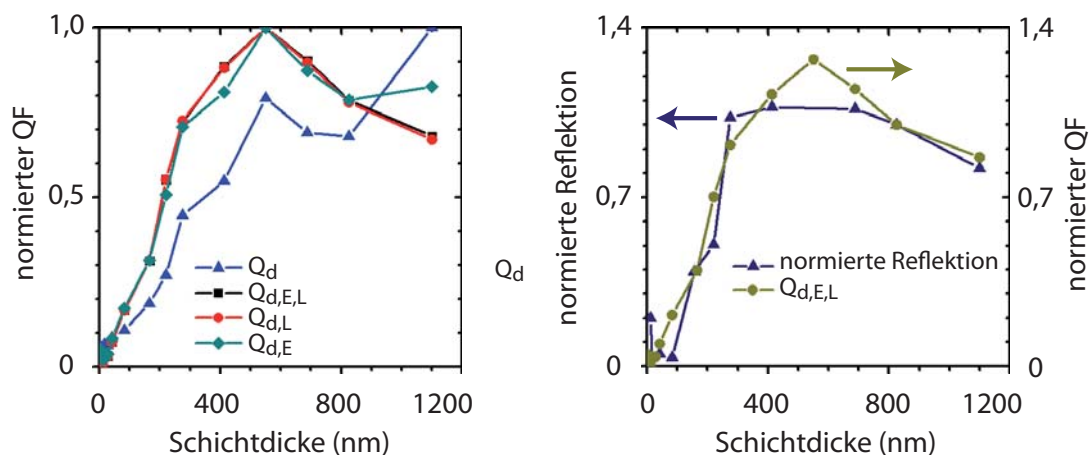
$$Q_d = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \theta(d, \lambda) \cdot T(d, \lambda) \cdot C(\lambda) d\lambda . \quad (7.5)$$

$Q_d$  muss für jede Schichtdicke  $d$  einzeln berechnet werden. Mittels des Faktors  $C(\lambda)$  können hierbei weitere Einflüsse auf  $Q$  berücksichtigt werden. Konkret ist dies das Lampenspektrum der Mikroskoplampe und die Sensitivität des menschlichen Auges. Diese sind in Abbildung 7.6 gezeigt.



**Abbildung 7.6.:** Lampenspektrum der Mikroskoplampe und Sensitivität des menschlichen Auges nach Festlegungen der Commission internationale de l'Eclairage, 1931.

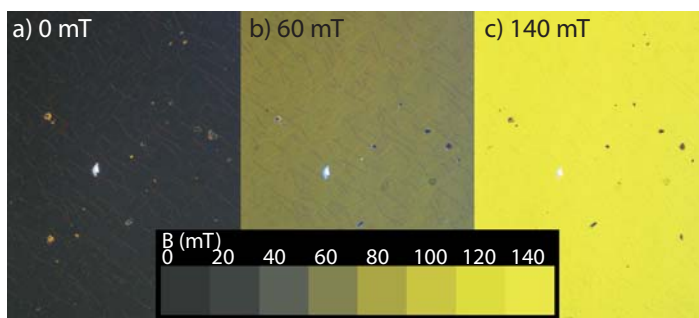
Das Lampenspektrum wurde mittels eines Spektrometers aufgenommen. Die Daten für die Sensitivität des menschlichen Auges stammen von der Commission internationale de l'Eclairage (CIE, 1931). Da Transmission  $T(d, \lambda)$ , Faraday-Rotation  $\theta(d, \lambda)$  und Korrekturfaktor  $C(\lambda)$  jeweils diskret vorlagen, wurden die Werte zunächst für jede Wellenlänge multipliziert und anschließend addiert. Der so entstandene Wert wurde noch durch den verwendeten Wellenlängenbereich geteilt. Je nach verwendeten Faktoren wurde zwischen  $Q_d$ ,  $Q_{d,L}$ ,  $Q_{d,E}$  und  $Q_{d,E,L}$  unterschieden. Bei  $Q_d$  war  $C(\lambda) = 1$ . Es wurde also nur Transmission und Faraday-Rotation berücksichtigt. Bei  $Q_{d,L}$  wurde das Lampenspektrum, bei  $Q_{d,E}$  die Augensensitivität und bei  $Q_{d,E,L}$  beides berücksichtigt. Die Werte wurden für



**Abbildung 7.7.:** Links: Q-Werte aufgetragen über der Schichtdicke: für  $Q_d$  gilt  $C(\lambda) = 1$ . Bei  $Q_{d,L}$ ,  $Q_{d,E}$  und  $Q_{d,E,L}$  wurde das Lampenspektrum, bei  $Q_{d,E}$  die Augensensitivität und bei  $Q_{d,E,L}$  beides berücksichtigt. Rechts: Vergleich der mittels Mikroskop bestimmten Reflektionswerte im Vergleich mit  $Q_{d,E,L}$ . Beide Kurven sind auf ihren Wert bei 800 nm Schichtdicke normiert.

verschiedene Schichtdicken berechnet und sind in Abbildung 7.7 dargestellt. Jede Kurve wurde auf ihr Maximum normiert.

Die Q-Werte bei 550 nm Schichtdicke nehmen eine spezielle Position ein. Hier haben  $Q_{d,L}$ ,  $Q_{d,E}$  und  $Q_{d,E,L}$  ihr Maximum und  $Q_d$  einen ausgeprägten Peak. Für  $Q_d$  ist jedoch der Wert mit der höchsten Schichtdicke der beste Wert. Berücksichtigt man Lampenspektrum und/ oder Augensensitivität, so gleichen sich die Kurven fast an. Die Ursache hierfür liegt darin begründet, dass die Lampe für menschliche Wahrnehmung optimiert ist, und sich beide Korrekturen daher ergänzen. In dem Intervall von 250 nm Schichtdicke bis 700 nm Schichtdicke werden noch 80% des maximalen  $Q_{d,E,L}$ -Werts erreicht



**Abbildung 7.8.:** Bestimmung der Schichtgüte mittels Helligkeitsmessungen. Eine Probe wurde im Mikroskop einem Magnetfeld von 0 mT bis 140 mT ausgesetzt. In 20 mT Schritten wurden Bilder der Oberfläche aufgenommen. Die Bilder wurden über die Gesamtfläche gemittelt und so ein Helligkeitsverlauf erstellt.



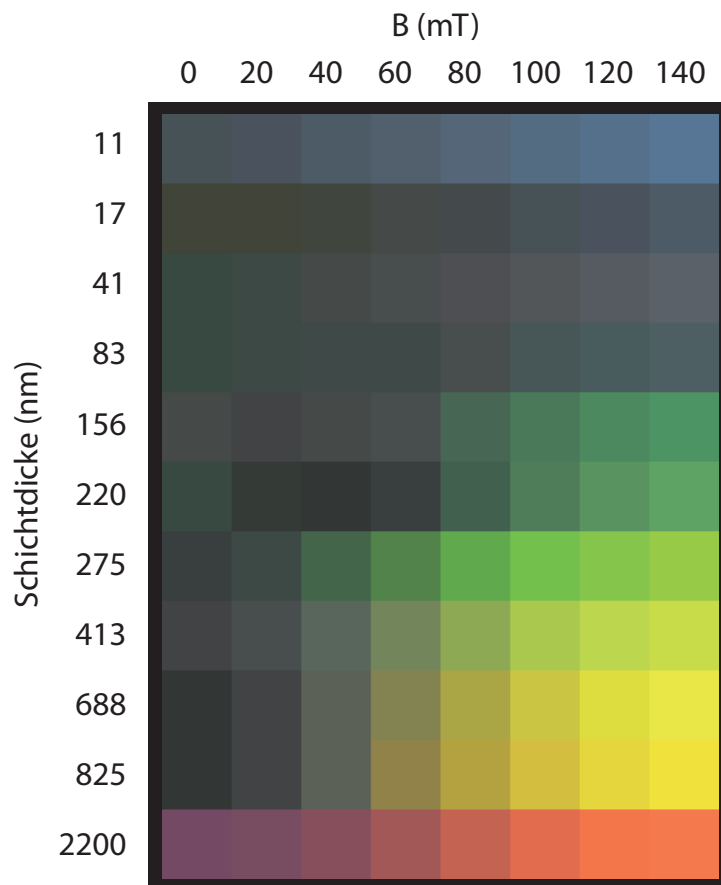


Abbildung 7.9.: Zusammenfassung mehrerer Helligkeitsverläufe.

Die Basis der Q-Werte waren Transmissions- und Faraday-Rotationsmessungen. Diese sollen nun mittels direkter Helligkeitsmessungen an Sensorschichten verifiziert werden. Dafür wurden verschieden dicke Sensorschichten in einen Elektromagneten eingelegt und in ein Polarisationsmikroskop eingebaut. Der Elektromagnet wurde dann in 20 mT-Schritten von 0 mT bis auf 140 mT hochgefahren und für jedes Magnetfeld ein Bild der Probe aufgenommen. Siehe hierzu Abbildung 7.8. Diese Bilder wurden dann über alle Pixel gemittelt. Eine Zusammenfassung der Bilder unterschiedlicher Magnetfelder ergab einen Farbverlauf. Eine weitere Zusammenfassung der Farbverläufe über die Schichtdicke ergibt die in Abbildung 7.9 dargestellte Matrix.

Sie zeigt, welchen beachtlichen Kontrastumfang mit der Wahl der richtigen Schichtdicke erreicht werden kann. Eine deutliche Zunahme der Helligkeitswerte ist beim Schritt von 220 nm zu 275 nm Schichtdicke zu sehen. Einen unerwartet guten Kontrast zeigt die 11 nm dicke Schicht. Hier macht sich die extrem hohe Faraday-Rotation im blauen Spektralbereich bemerkbar. Mit einer blauen Lichtquelle ließe sich hier sicher eine signifikante Verbesserung erzielen.

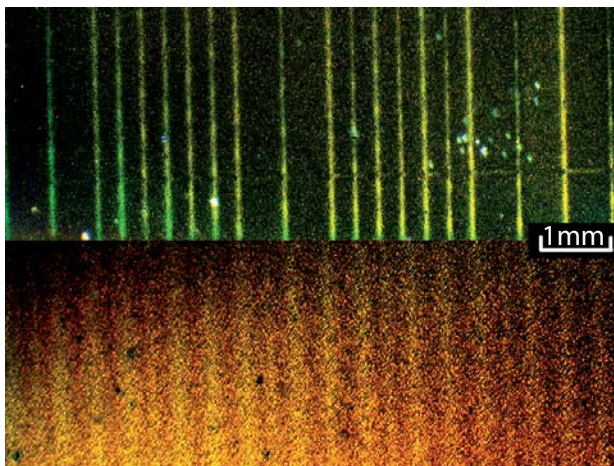
Um die Werte aus den Farbverläufen mit den Q-Werten zu vergleichen, wurde ein Helligkeitswert aus den RGB-Farbdaten der Bilder abgeleitet. Die Daten für 140 mT wurden in einem Graphen zusammengefasst. Dieser ist in Abbildung 7.7 rechts gemeinsam mit  $Q_{d,E,L}$  dargestellt. Beide Kurven sind auf ihren Wert bei 800 nm Schichtdicke normiert. Sie zeigen eine hohe Übereinstimmung, lediglich der Peak bei 550 nm konnte weder bestätigt noch widerlegt werden, da hier keine Helligkeitsmessung vorlag. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass ein BIG-basierter Sensor ab einer Schichtdicke von 250 nm einen guten Kontrast für Magnetfeldmessungen liefert.

### 7.1.3. Rauigkeit von BIG-Sensorschichten

Um die tatsächliche Sensorqualität zu zeigen, wurden in Abbildung 7.10 zwei Schichten gegenübergestellt. Bei der oberen wurde 250 nm BIG auf YIG-gepuffertem Quarzglas abgeschieden. Bei der unteren 500 nm BIG. Beide Schichten wurden gleichzeitig mit einer 90 nm dicken Silberschicht bedampft. Der Kontrast beider Aufnahmen wurde nachträglich um 50 % erhöht. Sie zeigen das Signal des Magnetstreifens einer handelsüblichen EC-Karte. Während bei der 250 nm-Schicht das Signal nur bedingt verrauscht ist, ist es bei der 500 nm Schicht bereits fast nicht mehr zu erkennen.

BIG-Sensor,  
Dicke: 250 nm

BIG-Sensor,  
Dicke: 500 nm

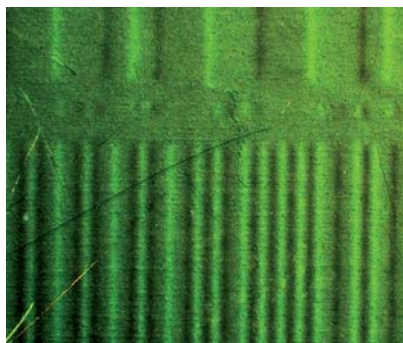


**Abbildung 7.10.:** Vergleich einer 250 nm dicken (oben) und 500 nm dicken (unten) BIG-Sensorschicht auf einer EC-Karte. Der Kontrast beider Aufnahmen wurde nachträglich um 50 % erhöht.

Die Größe der Körner an der Oberfläche steigt mit der Schichtdicke signifikant an. Sie vergrößern sich sichtbar um einen Faktor vier. Eine mögliche Ursache hierfür könnte die Oberflächenrauigkeit sein. Diese unterscheidet sich aber mit  $R_{a,250} = 12$  nm bei 250 nm nicht gravierend von der Rauigkeit bei 500 nm  $R_{a,500} = 13,4$  nm. Die Oberflächenstrukturen sind bei 500 nm Schichtdicke ebenfalls deutlich kleiner als  $1 \mu\text{m}$  (siehe hierzu Abbildung 5.11). Die beobachteten Körner sind jedoch ungefähr  $25 \pm 10 \mu\text{m}$  groß. Zudem befindet sich die raue Oberfläche im fertigen Sensor an der Rückseite und ist mit Silber

beschichtet. Es wird die glatte, dem Quarzglassubstrat zugewandte Seite betrachtet. Eine Erklärung hierfür könnte sein, dass das Licht beim Durchgang durch die Schicht an Rissen und Störstellen im BIG gestreut wird. Da bei einer 500 nm dicken Schicht mehr BIG durchquert werden muss, würde dies zu einer deutlichen Zunahme der Störungen führen.

**BIG-Sensor  
100 nm**



**Abbildung 7.11.:** Ein 100 nm dicker BIG-Sensor. Der Kontrast der Aufnahmen wurde nachträglich um 50 % erhöht.

In Abbildung 7.11 wurde zum Vergleich eine 100 nm dicke BIG-Schicht dargestellt. Diese Schicht hat einen geringeren Kontrast, zeigt jedoch eine höhere Auflösung bei geringerer Körnung.

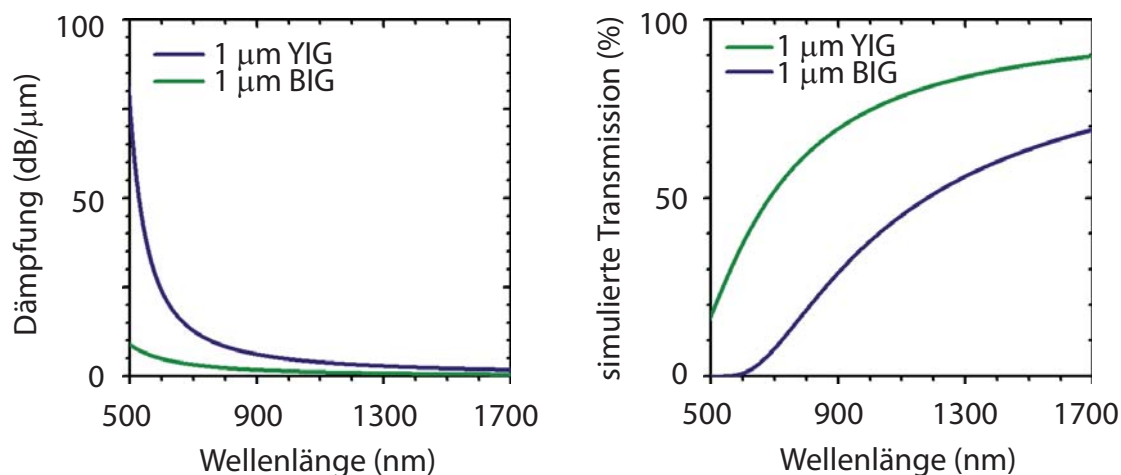
Abschließend lässt sich sagen, dass BIG-Sensorschichten einen hohen Kontrastumfang bieten. Je nach Anwendungsgebiet ist es sinnvoll, eine Sensorschicht zwischen 100 nm und 250 nm Dicke zu verwenden. Schichten dicker als 250 nm sind aufgrund der steigenden Rauigkeit nicht geeignet. Hier wäre allerdings das Verhältnis von Faraday-Rotation zu Transmission ideal.

## 7.2. BIG-Wellenleiterstrukturen

In Abschnitt 5.7 wurden BIG-Wellenleiter simuliert und so mögliche Propagationswinkel und -wellenlängen identifiziert. Diese Simulationen zeigten, dass es für eine Wellenlänge von 532 nm eine Vielzahl von möglichen Kombinationen aus Winkel und Schichtdicke gibt, die eine Wellenleitermode erlauben. Ursache hierfür ist der hohe Brechungsindex von BIG.

Was bei diesen Simulationen nicht berücksichtigt wurde, ist die ebenfalls hohe Absorption von BIG im optischen Wellenlängenbereich. Diese führt zu einer hohen Dämpfung des Lichts beim Durchgang durch das Material. In Abbildung 7.12 ist die Dämpfung pro Mikrometer von YIG und BIG gegen die Wellenlänge aufgetragen. Aus den Dämpfungsdaten wurde die Transmission durch eine 1  $\mu\text{m}$  dicke YIG- und BIG-Schicht abgeleitet.

Die hohe Dämpfung im optischen Bereich führt dazu, dass in Wellenleitern aus reinem



**Abbildung 7.12.:** Aus den optischen Konstanten berechnete Dämpfung und mit dieser simulierte Transmission von YIG und BIG. Zur Simulation der Transmission wurden für YIG und BIG eine Schichtdicke von einem  $\mu\text{m}$  angenommen.

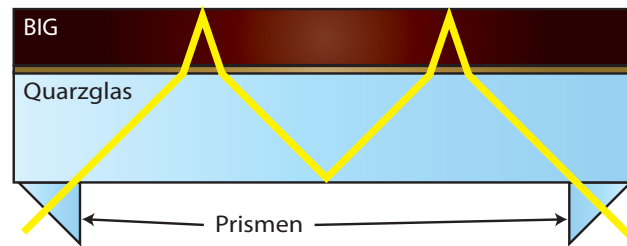
BIG schon nach weniger als einem  $\mu\text{m}$  das Licht nahezu vollständig abgedämpft wird. Das Konzept eines reinen BIG-Wellenleiters ist daher ungeeignet für integrierte optische Bauteile. Dennoch ist es möglich, einen Wellenleiter zu bauen, der eine hohe Faraday-Rotation mit einer akzeptablen Transmission verbindet. Hierzu wird ein Wellenleiter aus Quarzglas mit einer BIG-Schicht funktionalisiert. Dieses Konzept soll im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

### 7.2.1. Mittels BIG funktionalisierte magnetooptische Wellenleiter

Licht, das in einem Wellenleiter gefangen ist, kann diesen aufgrund von Totalreflektion an der Wellenleiterbegrenzung nicht verlassen. Dies wird durch Gleichung 4.34 in Abschnitt 4.4 beschrieben. Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass der Brechungsindex des umgebenden Materials kleiner ist als der des Wellenleiters. Ist der Brechungsindex des umgebenden Materials größer, so findet keine Reflektion an der Grenzfläche statt. Das Licht durchquert auch das weitere Material und wird eventuell an der nächsten Grenzfläche reflektiert. Da das Licht aus einem Medium mit niedrigem Brechungsindex in dieses zusätzliche Material eingedrungen ist, kann es dieses auch wieder dorthin verlassen.

In Abbildung 7.13 ist der prinzipielle Aufbau eines funktionalisierten Wellenleiters skizziert. Auf einen Wellenleiter aus Quarzglas wurde zunächst ein YIG-Puffer ablatiert. Ein BIG-Film schließt den Wellenleiter ab. Das Licht wandert nun wie oben beschrieben durch den Wellenleiter.

Um Licht in den Wellenleiter einzukoppeln, sind spezielle Strukturen oder Bauteile notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Dreiecksprismen zum Ein- und Auskoppeln



**Abbildung 7.13.:** Funktionalisierter Wellenleiter aus Quarzglas mit einer dünnen BIG-Schicht auf YIG-Puffer.

des Lichts verwendet. Alternativ könnte man an eine Wellenlänge angepasste Gitter verwenden, oder das Licht am Ende des Wellenleiters einstrahlen.

Da ein funktionalisierter Wellenleiter aus mehreren Schichten besteht, ist es nicht mehr trivial, die Wellenleitermoden zu berechnen. Für diese Arbeit wurde daher ein dicker Wellenleiter von  $500\ \mu\text{m}$  Dicke verwendet. In diesem laufen eine Vielzahl von Moden unter allen Winkeln.

Die Wahl der richtigen BIG-Dicke ist ebenfalls nicht trivial. Um einerseits die benötigte Drehung und andererseits genug Restintensität zu erhalten, muss die Dicke des BIG-Films auf die Transmissionslänge im Wellenleiter abgestimmt werden. Da aber die gewünschte Drehung bei einer Wellenlänge vorgegeben wird und die Wellenleiterstrecke feststeht, gibt es keinen zu optimierenden Freiheitsgrad. Die Absorption folgt direkt aus den Vorgaben.

Im Wellenleiter wird die Faraday-Rotation  $\theta$  durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$\theta(\lambda) = V(\lambda) \cdot d \cdot 2n \cdot H \cdot \cos(\gamma) . \quad (7.6)$$

Dies ist im Wesentlichen Gleichung 2.1.  $V(\lambda)$  ist die Verdetkonstante,  $d$  die Dicke der BIG-Schicht,  $2n$  die Anzahl der Durchläufe durch die BIG-Schicht bei  $n$  Reflektionen an der BIG/Luft-Grenzfläche.  $H$  ist das Magnetfeld am Ort der BIG-Schicht und  $\gamma$  der Winkel zwischen Magnetfeld und Propagationsrichtung des Lichts. In Abbildung 7.14 ist die Verdetkonstante von BIG dargestellt.

Mit Gleichung 7.6 lässt sich der Wellenleiter bezüglich seiner gewünschten Eigenschaften auslegen. Es muss lediglich noch der Propagationswinkel  $\gamma$  berechnet werden. In Abbildung 7.15 ist ein Ausschnitt eines mit BIG funktionalisierten Wellenleiters dargestellt. Hier ist auch die Lage von  $\gamma$  eingezeichnet.

In dieser Arbeit wurde das Licht immer mittels Prisma unter einem Winkel von  $45^\circ$  von der Glasseite aus eingekoppelt. Mit  $n_{\text{BIG}, 532} = 3,01$  und  $n_{\text{Quarzglas}, 532} = 1,51$  ergibt sich somit ein  $\gamma$  von  $20,6^\circ$ .

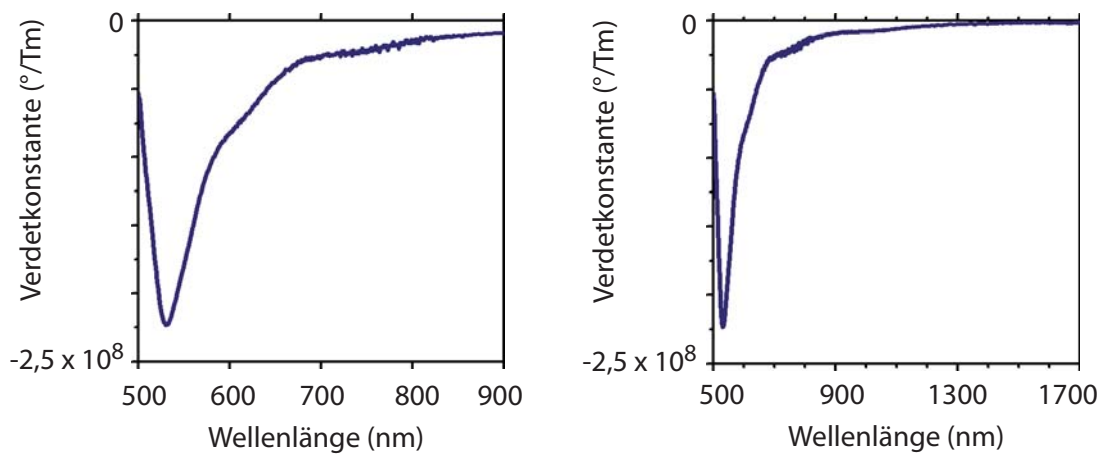


Abbildung 7.14.: Verdetkonstante von BIG über zwei Wellenlängenbereiche aufgetragen.

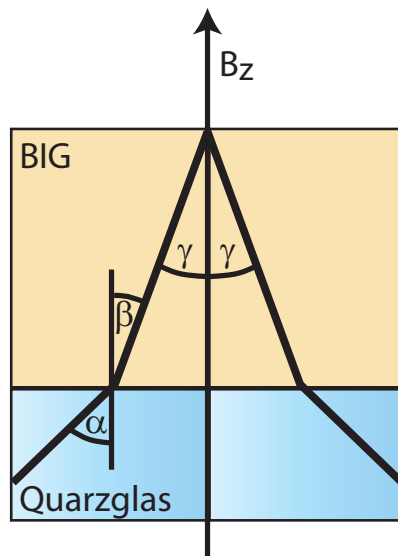
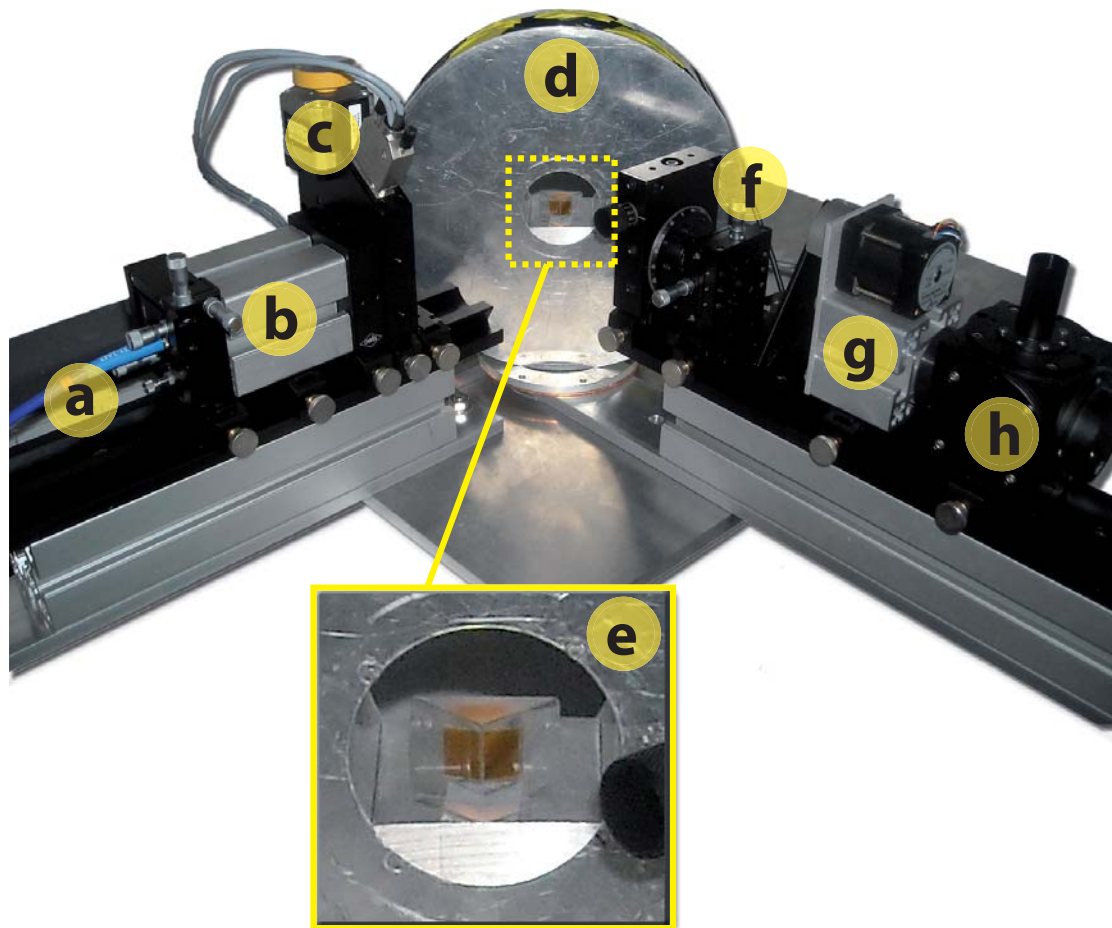


Abbildung 7.15.: Ausschnitt aus einem mit BIG funktionalisierten Wellenleiter. Es ist der Übergang von Quarzglas zu BIG dargestellt. Der Lichtweg ist schwarz eingezeichnet.

### 7.2.2. Analyse des Wellenleiters

Mehrere mit BIG funktionalisierte Wellenleiter wurden schließlich bezüglich ihrer Faraday-Rotation vermessen. Dafür kam der in Abbildung 7.16 gezeigte Messplatz zum Einsatz. Die Lichtquelle (h) wurde hierfür allerdings durch einen frequenzverdoppelten Nd-YAG-Laser mit 532 nm Wellenlänge ersetzt.

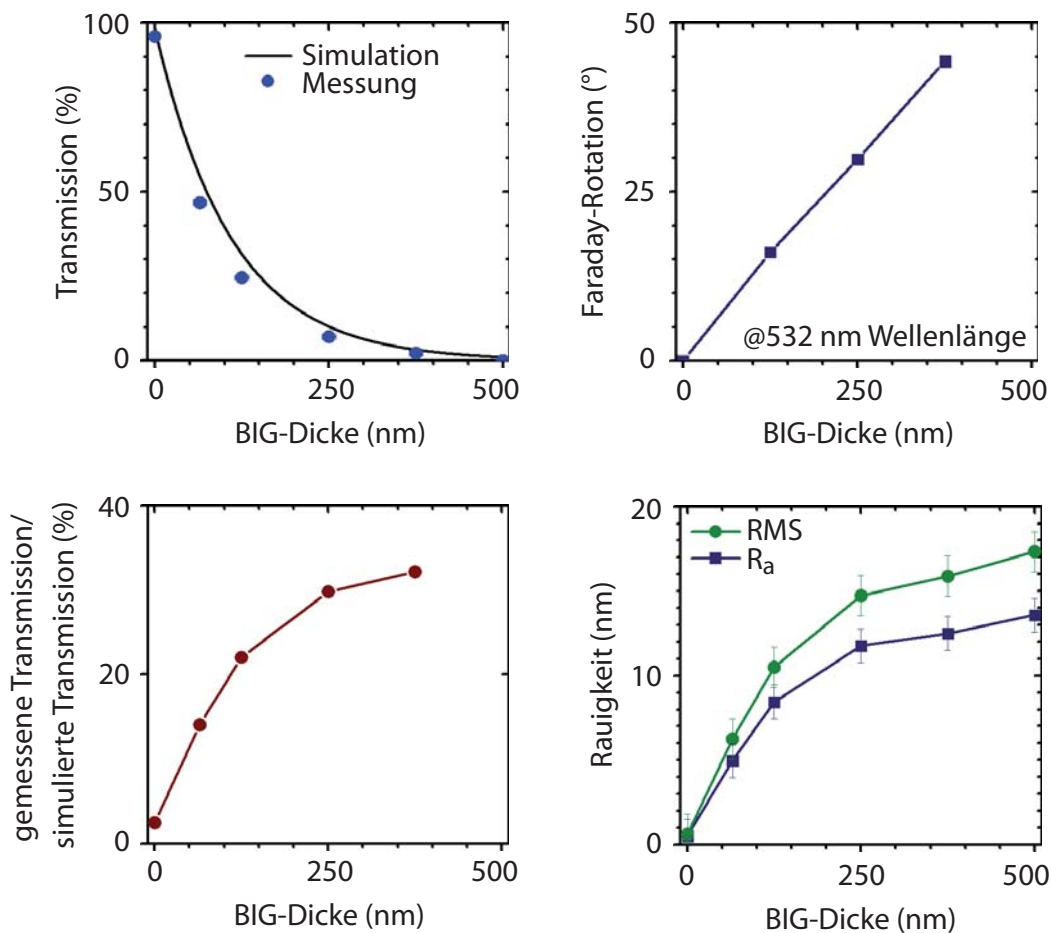


**Abbildung 7.16.:** Faraday-Messplatz in  $90^\circ$  Geometrie. a) Glasfaser zum Spektrometer, b) Abdunkelung und Sammellinse, c) drehbarer Polarisator (Analysator), d) Elektromagnet bis 150 mT, e) Probenhalter mit Prisma und BIG-Probe, f) Polarisator und Sammellinse, g) Shutter, h) Lichtquelle (kann durch einen Laser ersetzt werden).

Im Elektromagnet (d) befindet sich ein Prisma. An diesem wurde ein BIG-Film mittels Indexmatching-Gel befestigt. Dieser Aufbau diente zu Testzwecken und wurde später durch eine Anordnung mit zwei Prismen ersetzt. Der Abstand zwischen den Prismen betrug 2 mm. Auf dieser Strecke finden bei einer Gesamtdicke von  $500\ \mu\text{m}$  und  $45^\circ$  Propagationswinkel vorraussichtlich zwei Durchgänge durch BIG statt. Der Verlauf des Lichts im Wellenleiter gleicht dem in Abbildung 7.13 gezeigten. Während der Messung

wurde der Bereich zwischen den Prismen jedoch mit einem Absorbermaterial gefüllt um einen direkten Lichtübertrag zwischen den Prismen zu vermeiden, und Störungen durch Streulicht auszuschließen.

Vermessen wurden Schichten mit 75 nm, 125 nm, 250 nm, 375 nm und 500 nm Dicke. Für die Wellenlänge von 532 nm wurde jeweils die Faraday-Rotation und die Transmission durch den Aufbau vermessen. Für 500 nm Schichtdicke war allerdings kein Signal mehr messbar und für 75 nm Schichtdicke wurde keine Faraday-Rotationsmessung durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.17 dargestellt.



**Abbildung 7.17.:** Transmissions- und Faraday-Rotationsmessungen an Schichten mit 75 nm, 125 nm, 250 nm, 375 nm und 500 nm Dicke. Bei 500 nm Schichtdicke war keine Transmission mehr messbar. Zusätzlich zur gemessenen Transmission wurde eine Simulation der Transmission basierend auf den Dämpfungswerten eingezeichnet (siehe Abbildung 7.12). Die Abweichung zwischen Simulation und Messung wurde visualisiert. Ihr Verlauf ist linear mit der ebenfalls dargestellten Rauigkeit verknüpft. Die Faraday-Rotation wurde bei 100 mT gemessen und auf 150 mT umgerechnet.



Gemeinsam mit der gemessenen Transmission wurde eine Simulation der Transmission basierend auf den Dämpfungswerten aus Abbildung 7.12 eingezeichnet. Die gemessenen Werte fallen durchweg niedriger aus als die simulierten. Unter der Transmissionskurve wurde daher das Verhältnis von gemessener zu simulierter Transmission visualisiert. Die Abweichung von den erwarteten Werten steigt stetig an. Sie korreliert überraschend gut mit dem rechts daneben dargestellten Verlauf der BIG-Rauigkeit. Es wird daher davon ausgegangen, dass die Abweichungen von gemessener zu simulierter Transmission aus Lichtstreuung an der BIG/Luft-Grenzfläche resultiert.

Die gemessene Faraday-Rotation liegt in der erwarteten Größenordnung. Sie wurde für 100 mT Magnetfeldstärke gemessen und dann auf 150 mT umgerechnet. Zum Vergleich von Messung und Theorie kann die erwartete Faraday-Rotation mit Gleichung 7.6 berechnet werden. Aus dieser folgt mit  $V(532\text{nm}) = 2,2271 \cdot 10^8 \frac{\circ}{\text{T}\cdot\text{m}}$ ,  $n = 2$ ,  $H = 150 \text{ mT}$  und  $\gamma = 20,6^\circ$ :

$$\theta(532\text{nm}) = 125081891 \frac{\circ}{\text{m}} \cdot d . \quad (7.7)$$

Für 125 nm Schichtdicke ergibt sich somit eine berechnete Faraday-Rotation von  $15,64^\circ$ . Mit 250 nm Schichtdicke werden  $31,28^\circ$  und mit 375 nm Schichtdicke  $46,91^\circ$  erreicht.

Die für 375 nm BIG gemessene Faraday-Rotation lag für  $H = 100 \text{ mT}$  bei  $29,45^\circ$  was einen Wert von  $44,18^\circ$  bei 150 mT ergibt. Für 250 nm BIG und 100 mT wurde eine Drehung von  $19,92^\circ$  gemessen und für 125 nm BIG eine Drehung von  $10,80^\circ$ . Dies ergibt  $29,88^\circ$  und  $16,2^\circ$  für 150 mT. Bei 375 nm BIG beträgt die Restintensität jedoch lediglich 2,2 % der eingestrahnten Intensität.

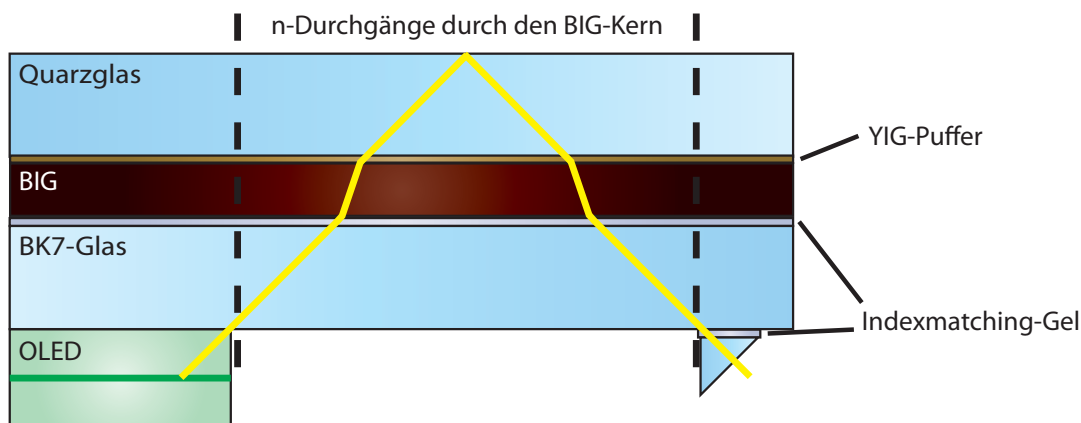
Es ist also möglich, durch die Funktionalisierung von Wellenleitern mittels dünnen BIG-Schichten einen magnetooptisch aktiven Wellenleiter zu bauen. Um den Einfluss von Rauigkeiten an der Oberfläche möglichst gering zu halten, sollte ein dünner Aufbau mit häufiger Durchquerung der BIG-Schicht gewählt werden. Die Absorption im Material bleibt allerdings der bestimmende Faktor. Die Drehung des Lichts bei 532 nm Wellenlänge wird mit hoher Absorption erkauft. Im nächsten Abschnitt soll nun ein Hybridsystem aus OLED und BIG-Wellenleiter untersucht werden.

### 7.3. Hybridsysteme aus Microcavity-OLEDs und BIG-Wellenleitern

In Abschnitt 6.2.3 wurde gezeigt, dass es möglich ist, eine Microcavity-OLED auf Granatmaterialien zu integrieren. Dies ist die Basis für Hybridsysteme aus OLED und magnetooptischen Funktionsschichten. Zur Verifizierung der Kombinierbarkeit von OLED und funktionalisiertem Wellenleiter wurden allerdings zwei getrennte Bauteile verwendet.

Der Modulator bestand aus einem 250 nm dicken magnetooptischen Kern aus BIG eingebettet in zwei 500  $\mu\text{m}$  dicke Glassubstrate. Diese wurden mit Indexmatching-Gel zu-

sammengeklebt. Ein ebenfalls aufgeklebtes Prisma ermöglichte die Lichtauskopplung. Die OLED war zuvor auf dem nicht mittels BIG funktionalisierten Substrat abgeschieden worden. Der OLED-Aufbau entsprach OLED E (siehe Abbildung 6.28). Sie wurde für die Messung verkapselt. Der Abstand zwischen OLED und Prisma betrug 5 mm. In Abbildung 7.18 ist der Aufbau skizziert.

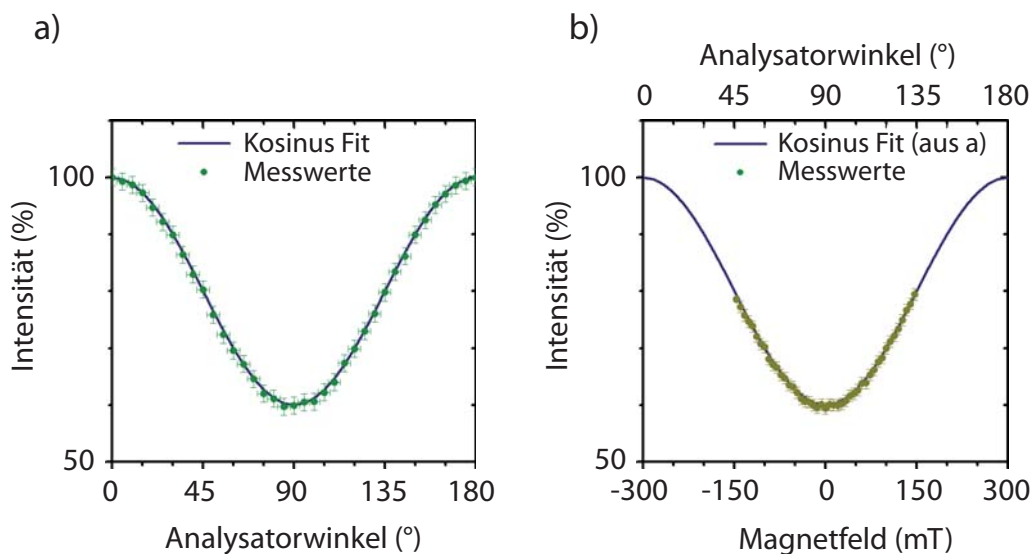


**Abbildung 7.18.:** *OLED kombiniert mit funktionalisiertem Wellenleiter. OLED und Wellenleiter wurden mit Indexmatching-Gel zusammengeklebt. Die magnetooptische Schicht des Wellenleiters befindet sich bei diesem Aufbau in der Mitte (magnetooptischer Kern). Ein Prisma sorgt für die Auskopplung des Lichts.*

Die Messungen an diesem Modulator wurden in dem in Abbildung 7.16 gezeigten Messplatz durchgeführt. Da die OLED im Modulator als polarisierte Lichtquelle dient, wurde die Lampe des Aufbaus nicht genutzt. Es wurden lediglich die Komponenten a) bis e) verwendet. Aufgrund der schwachen Intensität der OLED und der großen Absorption des BIGs ist es notwendig, hohe Integrationszeiten am Spektrometer zu verwenden. Eine Messung wurde über 5 Sekunden integriert und es wurde über 4 Messungen gemittelt. Zur Vermeidung von Streulicht war die Verdunkelung des Raums geschlossen sowie alle Lichtquellen abgeschaltet.

Nach der Justierung der Probe wurde zunächst der Intensitätsverlauf bei Drehung des Analysators aufgenommen. Die Schrittweite der Messung betrug  $5^\circ$ . Die Messung ist zusammen mit einem Kosinus-Fit in Abbildung 7.19 a dargestellt. Der Unterschied zwischen Maximum und Minimum ergibt dabei die Differenz zwischen s- und p-polarisierter Emission. Die Darstellung wurde auf den stärkeren s-polarisierten Anteil normiert. Der p-polarisierte Anteil liegt bei ungefähr 60 % des s-polarisierten Lichts.

Zur weiteren Messung wurde das Emissionsminimum ausgewählt und das Magnetfeld in Schritten von 6,5 mT (entspricht einem Ampere am Netzteil) zunächst auf 150 mT und anschließend auf -150 mT hochgefahren. Um den Magneten abkühlen zu lassen musste die Messung dabei mehrmals unterbrochen werden. Die Änderung der Intensität bei 532 nm Emissionswellenlänge mit dem Magnetfeld wurde aufgenommen. Die Messwerte sind in



**Abbildung 7.19.:** *OLED kombiniert mit Wellenleiter. Änderung der Intensität bei 532 nm: a) mit Drehung des Analysators und b) mit Änderung des Magnetfeldes. Für die Messungen in a) wurde zunächst das Intensitätsmaximum gesucht und von dort aus der Winkel durchgeföhren. Für b) wurde vom Minimum ausgegangen und das Magnetfeld in beiden Polungsrichtungen bis 150 mT hochgeföhren. Zum Vergleich wurde der Fit aus a) nochmals dargestellt.*

Abbildung 7.19 b dargestellt. Zum Vergleich wurde der Kosinus-Fit aus Abbildung 7.19 a ebenfalls eingezeichnet.

Ein Vergleich beider Kurven zeigt, dass es zu einer Drehung der Lichtebeue im Modulator kommt. Es ist somit möglich, Licht welches von einer OLED abgestrahlt wird, in einem mittels BIG funktionalisierten Wellenleiter zu transportieren und zu modulieren. Damit ist gezeigt, dass ein Hybridsystem aus OLED und funktionalisiertem magnetooptischen Wellenleiter realisierbar ist.

Durch eine weitere Miniaturisierung von Quarzglas-Wellenleiter und BIG-Schicht, ist es möglich die Dicke des Wellenleiters noch deutlich zu reduzieren. Über Gleichung 7.6 können diese dünneren Wellenleiter ausgelegt werden.



## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Zum Abschluss dieser Arbeit sollen die wesentlichen Ergebnisse noch einmal kurz rekapituliert werden. Zudem wird auf Basis der erzielten Resultate ein Ausblick auf mögliche weiterführende Forschungsthemen gegeben.

Nach einer Einführung in die Grundlagen zu Magnetooptik, organischen Leuchtdioden (OLEDs) und Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie, wurde zunächst eine Analyse und Optimierung der Bismut-Eisen-Granat-(BIG)-Schichten durchgeführt. Die dafür benötigten Granatfilme wurden mittels gepulster Laserablation (PLD) hergestellt. Die Optimierung von BIG war Voraussetzung für dessen Einsatz in konkreten Anwendungen. Die größten Schwierigkeiten bestanden dabei in der hohen Rauigkeit sowie in der Rissbildung auf der Film-Oberfläche.

Um Rauigkeit und Rissbildung reduzieren zu können, wurde eine detaillierte Analyse des Volumenwachstums von BIG auf verschiedenen Granatsubstraten durchgeführt. Ausgehend von unterschiedlichen Nukleationsstrukturen wurde die Auswirkung des Kristallschnitts eines Substrats auf die Oberflächenmorphologie betrachtet. Bei gleichzeitiger Anpassung der Gitterkonstanten durch die Verwendung dotierter Granatsubstrate gelang es, die Rauigkeit der Oberfläche um über 40 % auf  $R_a = 7,9$  nm zu reduzieren. Durch die Anwendung von Sauerstoff-Plasmaprozessen im Anschluss an die Deposition war es möglich, die Rauigkeit um weitere 50 % auf 3,4 nm abzusenken.

Um BIG auch auf Nicht-Granatsubstraten aufwachsen zu können, wurden Gadolinium-Gallium-Granat- und Yttrium-Eisen-Granat-Puffer untersucht. Die Puffer wurden zunächst bezüglich ihrer Risse und Rauigkeiten charakterisiert. Durch die Wahl des richtigen Substrats konnten die Risse in den gepufferten BIG-Filmen vollständig entfernt werden. Zudem wurden eine optische Charakterisierung der Puffer vorgenommen und die Mindest-Pufferdicke bestimmt. Mittels Ellipsometermessungen an YIG-gepufferten BIG-Filmen auf Silizium konnte der Epsilontensor von YIG und BIG bestimmt werden. Die daraus abgeleiteten optischen Konstanten wurden mit Daten aus Transmissions- und Faraday-Rotations-Messungen abgeglichen. Die ermittelten Werte für Brechungsindex und Absorption waren die Grundlage für eine spätere Simulation von Granat-Schichten in OLEDs. Zudem wurden sie für die Simulation von planaren BIG-Wellenleitern eingesetzt. Hierfür wurde eigens ein Simulationsprogramm für Wellenleiter implementiert.

Um OLEDs für eine Verwendung in integrierten optischen Systemen nutzbar zu machen, wurden an diesen umfassende Untersuchungen durchgeführt. Durch den Einsatz des Simulationsprogramms PDCalc wurde unter anderem der Übergang von einer OLED zu einer Microcavity-OLED, durch den Einbau einer semitransparenten Silberschicht be-

trachtet. Zur Optimierung der OLED-Leistungsverteilung für verschiedene Einsatzbereiche wurde eine Vielzahl von Parametervariationen durchgeführt. Hier wurden Alq<sub>3</sub>- und Ir(ppy)<sub>3</sub>-basierte OLEDs bezüglich direkter Emission, Emission in einen angebaute Wellenleiter und der besten Trennung von s- und p-polarisierter Emission optimiert. Diese wurden mittels einer Auftragung von simulierter Leistungsverteilung und Purcell-Faktor der OLED über die Wellenlänge analysiert. Eine detaillierte Betrachtung der Spektren war ebenfalls sehr hilfreich. Es wurde ein mögliches Verhältnis von s- und p-polarisierter Emission von 10:1 prognostiziert.

Für die Umsetzung der Simulationsergebnisse war das Deponieren von transparenten und leitfähigen Anodenmaterialien auf Granat erforderlich. Hierfür wurde zunächst Indiumzinnoxid (ITO) und aluminiumdotiertes Zinkoxid mittels PLD hergestellt. Aufgrund von dessen insgesamt besseren Eigenschaften wurde im Folgenden mit ITO weitergearbeitet. Die Microcavity-OLEDs wurden mittels einer semitransparenten Silberschicht realisiert. Wegen der hohen Rauigkeit der Silberschicht erwies sich die Herstellung von Microcavity-OLEDs jedoch als unerwartet schwierig. Durch den Einbau einer Spin-Coat-Schicht zur Glättung konnte die Rauigkeit des Silbers jedoch reduziert werden. Dies ermöglichte die Herstellung einer stabilen Microcavity-OLED auf ITO und Granat. Darauf aufbauend wurde eine Methode entwickelt, mit der die Bestimmung der intrinsischen strahlenden Quanteneffizienz und der intrinsischen Lebenszeit einer Matrix-Emitter-Kombination allein durch die Variation der Silberdicke in der OLED möglich ist.

Die Ergebnisse der Optimierungen von OLED und Granat wurden schließlich zur Erstellung eines anorganisch-organischen-Hybridsystems zusammengeführt. Dazu musste zunächst das Problem der hohen Absorption von BIG gelöst werden. Das Konzept eines mit BIG funktionalisierten magnetooptischen Wellenleiters wurde daraufhin entwickelt und untersucht. Bei diesem ist das Verhältnis von Wellenleiterlänge zur Dicke der funktionalen Schicht entscheidend. Ein ähnliches Konzept war zuvor bereits für die Optimierung magnetooptischer Sensorik verwendet worden. Hier wurde die Abhängigkeit von Kontrast und Auflösung von der Schichtdicke betrachtet und ein optimaler Sensor entwickelt. Durch eine Kombination von funktionalisiertem magnetooptischen Wellenleiter und optimierter Microcavity-OLED konnte schließlich ein magnetfeldsensitiver Modulator gebaut, und dessen Funktion nachgewiesen werden.

## Ausblick

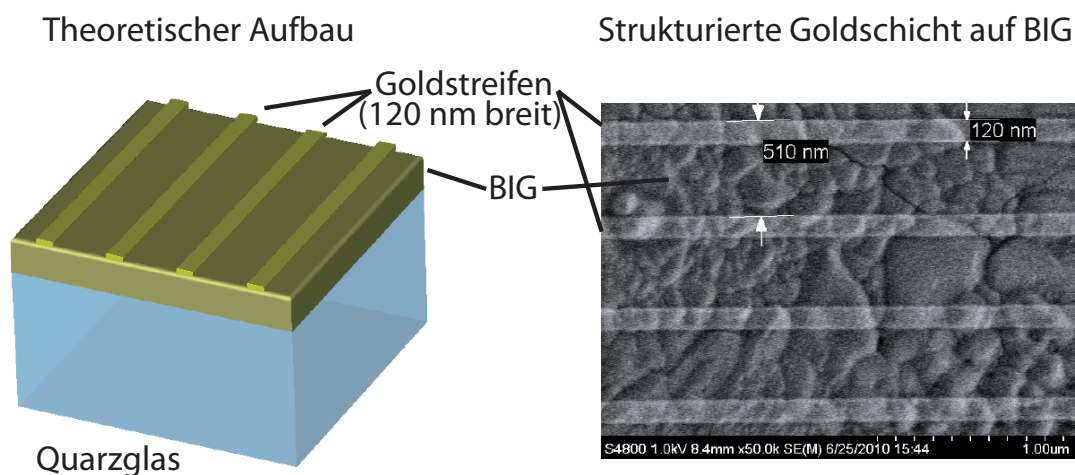
Die hohe Absorption von BIG im optischen Wellenlängenbereich führte bei den hier präsentierten Ergebnissen immer wieder zu Einschränkungen in der Anwendbarkeit dieses Granatmaterials. Im Gegensatz dazu zeigt BIG im infraroten Wellenlängenbereich eine gute Transmission. Aufgrund dessen sind verschiedene weiterführende Ansätze denkbar. Interessant ist beispielsweise die Untersuchung des funktionalisierten magnetooptischen Wellenleiters im infraroten Wellenlängenbereich, verbunden mit einer Verschiebung der OLED-Emission, ebenfalls hin zu höheren Wellenlängen. Dies gestaltet sich aufgrund der dafür benötigten schmalen Bandlücken als schwierig. Emitter mit unterstütztem Ener-

gietransfer wie DCM in  $\text{Alq}_3$  unter Anwesenheit von Rubrenen wären hier interessante Materialsysteme [49].

Untersuchungswert ist auch die weitere Miniaturisierung des funktionalisierten Wellenleiters. Ein reduzierte Baugröße des Modulators, sowie eine Kombination mit Gittern zur Lichteinkopplung, scheint vielversprechend.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind bereits Basis für einen weiterführenden Projektantrag. In diesem wird die Kombination von Plasmonik und Magnetooptik angestrebt. Das Konzept wird im Folgenden kurz vorgestellt.

Mittels an der Oberfläche befindlichen oder vergrabenen Goldstrukturen kann demnach die Faraday-Rotation bei einer Wellenlänge um ein bis zwei Größenordnungen verstärkt werden. Durch die Wahl der richtigen Parameter sollte es zudem möglich sein bei der gleichen Wellenlänge ein Maximum in der Transmission zu erreichen. Damit wäre es möglich die Faraday-Rotation für eine beliebige Wellenlänge an die Bedürfnisse des Einsatzgebiets anzupassen. Es wäre beispielsweise eine Verwendung als Faraday-Rotator in optischen Isolatoren denkbar. Ausgehend von einer Veröffentlichung von Belotelov et al. [13] wurden hierfür bereits erste Strukturen simuliert und hergestellt (siehe Abbildung 8.1).



**Abbildung 8.1.:** Plasmonik kombiniert mit Magnetooptik. Eine Goldstruktur auf BIG führt zu einer deutlich verstärkten Faraday-Rotation. Links: simulierter Modell-Stack, Rechts: Umsetzung der Simulation.

Die Ergebnisse der Transmissionsmessungen sind bereits vielversprechend, an der Messung der Faraday-Rotation mit entsprechender Auflösung und auf entsprechend kleiner Fläche wird derzeit noch gearbeitet. Insgesamt bietet dieses Projekt eine höchst interessante Perspektive für die zukünftige Forschung an magnetooptischen Granaten.





## A. Anhang

### A.1. Verwendete Anlagen und Analysemethoden

#### PLD-System

Das PLD-System besteht aus einem KrF-Excimer-Laser vom Typ LPX 305i der Firma LambdaPhysik (heute Coherent [29]) und einer angeschlossenen Vakuumkammer. Der Laser liefert Pulse mit einer Dauer von 30 ns, einer Frequenz von 1 Hz bis 50 Hz, und einstellbaren Energien zwischen 0,5 J und 1,2 J pro Puls. Die angeschlossene Vakuumkammer ist mit Sauerstoff- und Stickstoff-Einlass versehen. Es können Drücke von  $10^{-5}$  mbar bis  $10^0$  mbar eingestellt werden. Die maximal mögliche Heizertemperatur liegt bei 820 °C. Der Heizer kann zur Beschichtung größerer Flächen lateral verfahren werden. Abbildung 5.1 zeigt eine schematische Darstellung der Ablationskammer. Die zur Schichtdeposition verwendeten Parameter finden sich in Tabelle 5.1.

#### Glovebox-Aufdampfanlage

Die Glovebox-Aufdampfanlage ist eine Vakuumdepositionsanlage für dünne metallische und organische Schichten die an eine Glovebox der Firma M. Braun [78] angeschlossen ist. Die Aufdampfanlage verfügt über sechs thermische Effusionszellen für Organik und drei Metallverdampferquellen. Das Wechseln der organischen Materialien und der Metalle ist zwischen den Prozessen problemlos durchführbar. Über das gleichzeitige Verdampfen von organischen Materialien aus zwei Zellen, ist es möglich dotierte Schichten herzustellen. Die Messung der Aufdampraten erfolgt über fünf wassergekühlte Schwingquarze. Der mittels Turbomolekularpumpe erreichte Basisdruck während des Aufdampfens liegt bei  $10^{-7}$  mbar.

Die Proben befinden sich im oberen Teil der Kammer. Es können vier Proben mit  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  in einem Probenhalter aufgenommen werden. Der Probenhalter kann beliebig zwischen den Aufdampfpositionen bewegt werden. Je Aufdampfposition existiert ein Halter für die vier benötigten Aufdampfmasken.

#### Laserstrukturierung

Mittels Laserstrukturierung ist es gut möglich, die chemisch sehr beständigen Granatfilme zu strukturieren. Die Laserstrukturierungen für diese Arbeit wurde gemeinsam mit

Dr. Sandra Zoppel am Forschungszentrum Mikrotechnik der Fachhochschule Vorarlberg durchgeführt [127]. Als Laser wurde ein diodengepumpter Festkörperlaser 'FemtoRegen' der Firma HighQLaser eingesetzt. Der Laser wurde bei einer Wellenlänge von 1040 nm betrieben. Die Laser-Pulsdauer beträgt 350 fs, die Repetitionsrate bis zu 100 kHz und die Leistung bis zu 1,28 Watt. Der Fokusbereich liegt bei ca. 15  $\mu\text{m}$ . Die Strahlsteuerung erfolgt vollautomatisch über einen Scanner der eine Fläche von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  abrastern kann. Die maximale Strahlgeschwindigkeit liegt bei 1 m/s. Die Ergebnisse der Laserstrukturierung werden in Abschnitt 5.5 präsentiert.

### **Rutherford-Rückstreupektrometrie (RBS)**

Mittels Rutherford-Rückstreupektrometrie kann man zerstörungsfrei die oberflächennahe chemische Zusammensetzung einer Probe untersuchen. Die Messung bestimmt dabei tiefe aufgelöst die Zusammensetzung des Materials [28]. Dafür wird die Probe mit leichten Ionen wie  $\text{He}^{2+}$ ,  $\text{He}^+$  oder  $\text{H}^+$  beschossen und die Energie der rückgestreuten Ionen detektiert. Die RBS-Messungen in dieser Arbeit wurden an einem Tandem-Beschleuniger von High Voltage Engineering Europe B.V. [56] durchgeführt. Der Beschleuniger hat eine Maximalenergie von 6.0 MeV, einen Detektorwinkel von  $170^\circ$  und eine Detektorauflösung von 1024 Kanälen. Die Messungen für diese Arbeit erfolgten meist mit  $\text{He}^{2+}$ -Ionen im Energiebereich zwischen 2,0 MeV und 3,0 MeV. Sie wurden standardmäßig zur Kontrolle der Schichtqualität durchgeführt. Die Auswertung der Ergebnisse erfolgte mit der Software DataFurnace [58].

### **Röntgendiffraktometrie (XRD)**

Die Bestimmung der in der Schicht vorliegenden Phasen wurde mittels eines Seifert XRD 3003TT Pulverdiffraktometers durchgeführt. Die Messung erfolgte in Bragg-Brentano-Geometrie [16–18]. Das verwendete Verfahren war ein  $\Theta$ - $2\Theta$ -Scan. Die polykristallinen Proben werden während der Messung gedreht um eine Reflektion des Strahls an den zufällig orientierten Netzebenen zu machen. Die Reflexe werden mittels eines Detektors registriert. Aus den auftretenden Reflexen und Winkeln lassen sich Rückschlüsse auf die Kristallstrukturen und Phasen der Probe ziehen. Die Auswertung der Daten erfolgt über einen Vergleich mit den sogenannten PDF-Dateien (Powder-Diffraction-Files [57, 94]). XRD-Messungen wurden regelmäßig zur Kontrolle der Schichtstruktur durchgeführt.

### **Profilometrie**

Als Profilometer stand ein VEECO Dektak 8 zur Verfügung [116]. Das Gerät verfügt über eine Auflösung für Oberflächenhöhen-Variationen von ca. 1 nm. Es wurde zur Bestimmung von Schichtdicken eingesetzt.

### **Rasterkraftmikroskopie (AFM)**

Als Rasterkraftmikroskop (engl. Atomic Force Microscope) stand ein AFM Autoprobe CP-Research der Firma Thermo Microscope zur Verfügung [14]. Die Messungen am AFM wurden im Nicht-Kontakt-Modus (engl. Non-Contact-Mode oder Tapping Mode) durchgeführt. Das AFM wurde bei einer Cantilever-Frequenz der Größenordnung 250 kHz [92] betrieben. Es wurden üblicherweise über eine Fläche von  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$  bei einer Auflösung von  $512 \times 512$  Pixeln gemessen. Zur Auswertung der Daten wurde die dem Gerät beiliegende Software oder Gwyddion [48] verwendet.

### **Rasterelektronenmikroskop (SEM)**

Alle mittels Elektronenmikroskopie [5, 103] durchgeführten Messungen in dieser Arbeit wurden am ESEM (Environmental Scanning Electron Microscope) des Anwenderzentrums für Material- und Umweltforschung der Universität Augsburg [7] durchgeführt. Es handelt sich um ein XL30 ESEM FEG der Firma Fei [37, 38]. Die maximale Elektronen-Beschleunigungsspannung des Geräts liegt bei 30 kV. Es sind Messungen im Hochvakuum und bei Wasserdampf-Hintergrund möglich. Der Wasserdampf-Hintergrund erlaubt Messungen an nicht-leitenden Proben, da durch diesen die durch den Elektronenstrahl aufgebrachten Ladungen abgeführt werden können. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurde ausschließlich der ESEM-Modus mit Back Scattered Electron-Detektor (BSE-Detektor) verwendet. Im Probenraum wurde ein Wasserdampfdruck von 0,1 bis 0,3 mbar eingestellt. In dieser Konfiguration war, aufgrund der Störungen durch den Wasserdampf, maximal eine 20000-fache Vergrößerung möglich.

### **Faraday-Messplatz**

Der Faraday-Messplatz, welcher eine automatisierte Messung der Faraday-Rotation ermöglicht ist in [77] detailliert beschrieben. Eine grafische Darstellung des Aufbaus findet sich in Abbildung 7.16. Die Genauigkeit der Faraday-Rotations-Messung am Faraday-Messplatz liegt bei  $0,1^\circ$  und ist zuverlässig über einen Wellenlängenbereich von 528 nm bis 950 nm möglich.

### **Spektrale Ellipsometrie**

Mittels spektraler Ellipsometrie [8] können durch Reflexionsmessungen an Schichtsystemen zerstörungsfrei die Schichtdicken und die spektralen Brechungsindizes der einzelnen Schichten bestimmt werden. Bringt man die Arme des Ellipsometers in horizontale Lage, so sind zudem Transmissions- und Faraday-Rotationsmessungen möglich. Letztere benötigen jedoch einen zusätzlichen Magneten. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten ellipsometrischen Untersuchungen wurden mit einem Spektral-Ellipsometer SE 850 der Fa. Sentech [109] durchgeführt. Der Messbereich des Ellipsometers ist im Bereich von

280 nm bis 1700 nm beliebig wählbar. Für Ellipsometrie-Messungen liegt der Winkel der Arme zur Vertikalen bei  $70^\circ$ . Das Auswerten der Daten und die Modellbildung erfolgt mittels der zugehörigen Software.

### **Polarisations-Mikroskop**

Für die Aufnahmen der Sensorschichten stand ein Zeiss Axio Imager für Polarisationsmikroskopie [125] zur Verfügung. Die Aufnahme der Bilder erfolgte mittels einer Digitalkamera. Eine schematische Darstellung der Funktionsweise des Mikroskops findet sich in Abbildung 7.1.

### **Strom-Spannungs-Luminanz-Messung**

Um die Kennlinien einer OLED, bestehend aus Stromdichte- und Leuchtdichte-Verlauf, bei vorgegebener Spannung messen zu können, wurde ein Keithley 2612 Dual-Source-Meter [68] verwendet. Die Kennlinien der OLED wurden in einem Spannungsbereich von -2 V bis 6 V in Schritten von 0,1 V aufgenommen. Die Steuerung des Dual-Source-Meters und die Messdatenerfassung erfolgt mittels eines PCs. Eine exemplarische Kennlinie findet sich in Abbildung 6.27.

### **Winkelabhängige Emissionsmessung**

Um die winkelabhängige Emission einer OLED zu messen, wurde diese auf einem Drehteller vor einem Spektrometer positioniert. Durch ein Verfahren des Drehtellers kann nun ein winkelabhängiges Spektrum der OLED aufgenommen werden. Alle Spektren werden dann zu einem 2D-Bild der Emission zusammengesetzt. Die Messung kann dabei mit oder ohne Halbkreisprisma erfolgen. Das Aufkleben eines Halbkreisprismas mittels Index-Matching-Gels erlaubt die Messung der Emission ins Substrat. Ein Polarisator vor dem Spektrometer erlaubt die Messung von s- oder p-polarisierter Emission. Beispiele für Emissionsmessungen finden sich in Abbildung 6.29.

### **Lebenszeitmessung mittels Streak-Kamera**

Die Lebenszeitmessungen in dieser Arbeit wurden mit einer Streak-Kamera von Hamamatsu Photonics [50] durchgeführt. Dabei wird die Emission einer Probe, beispielsweise nach Anregung durch einen Laser oder einen Stromstoß, wellenlängen- und zeitaufgelöst vermessen. Im Anschluss daran kann die Messung angefittet und so die Lebenszeit der Anregung bestimmt werden. Die Kamera arbeitet mit einer Messfrequenz von maximal 10 Hz. Als Anregungsquelle wurde ein Stickstofflaser MNL 202 von Laser Technik Berlin [74] mit einer Basiswellenlänge von 337,1 nm verwendet. Über Farbstoffmodule kann die Wellenlänge von 365 nm bis 950 nm eingestellt werden. Die Synchronisation von Puls und Streak-Kamera-Messung erfolgt über einen Delaygenerator.

## A.2. Brechungsindizes und Emissionsspektren der verwendeten Materialien

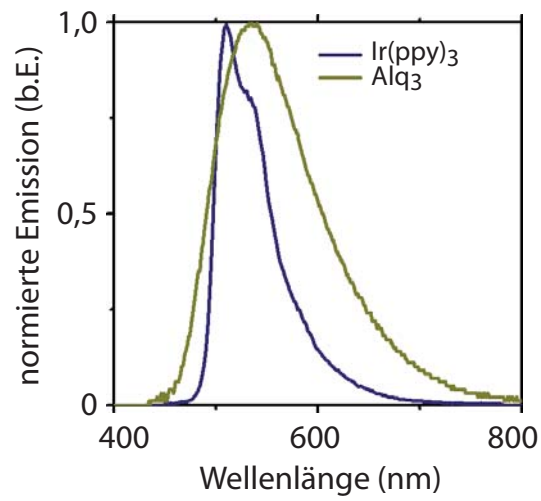


Abbildung A.1.: Normierte Emissionsspektren von  $\text{Alq}_3$  und  $\text{Ir(ppy)}_3$ .

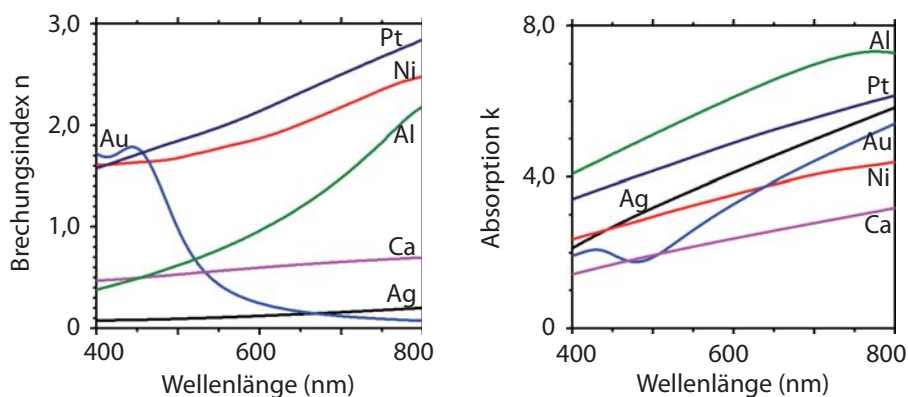


Abbildung A.2.: Brechungsindizes und Absorptionen der verwendeten Metalle.

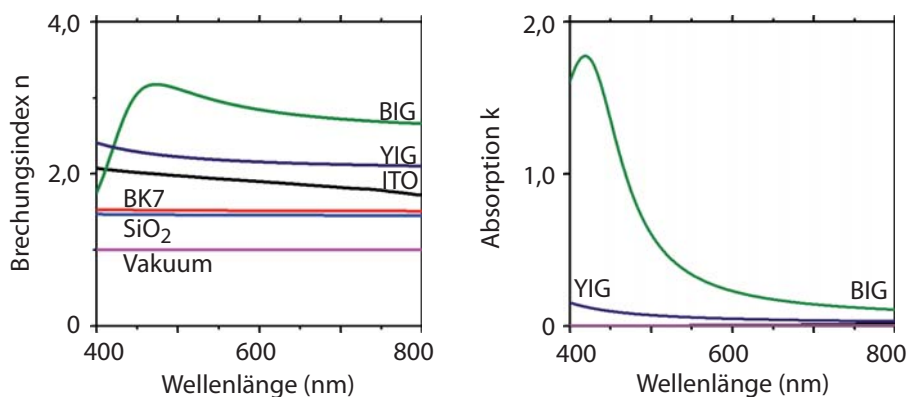


Abbildung A.3.: Brechungsindizes und Absorptionen von YIG, BIG und ITO, sowie von den Substraten SiO<sub>2</sub> und BK7. Bei den Substraten wurde die Absorption gleich null gesetzt.

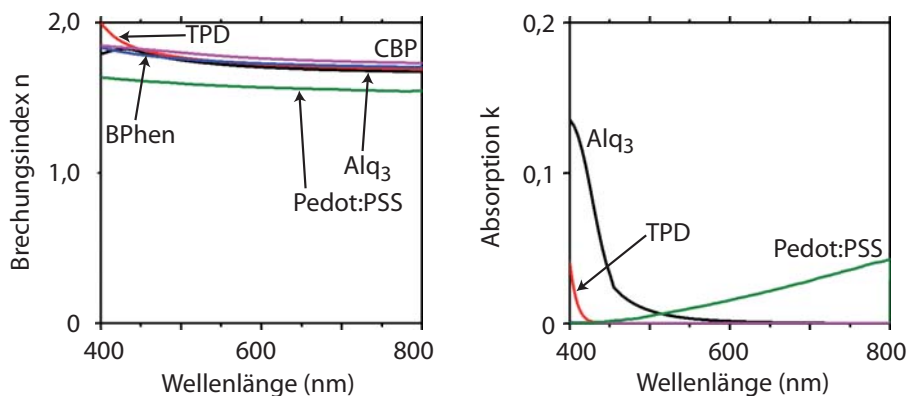


Abbildung A.4.: Brechungsindizes und Absorptionen der verwendeten organischen Materialien.

### A.3. Ionenabstände, -positionen und -winkel in YIG

In Tabelle A.1 sind die Ionenabstände und in Tabelle A.2 die Ionenpositionen von YIG zu finden. Die exakten Positionen der Ionen von YIG in der Einheitszelle sind in Tabelle A.3 angegeben.

| Ion           | Nachbar-Ion   | Anzahl | Abstände [Å]     |                  |       |
|---------------|---------------|--------|------------------|------------------|-------|
| $O^{2-}$      | $Y^{3+}$      | 2      | 2,357            | 2,436            |       |
|               | $Fe^{3+}$ [a] | 1      | 2,017            |                  |       |
|               | $Fe^{3+}$ (d) | 1      | 1,865            |                  |       |
|               | $O^{2-}$      |        | 9                | $2 \times 2,692$ | 2,789 |
|               |               |        |                  | 2,837            | 2,976 |
|               |               |        | $2 \times 3,005$ | 3,146            |       |
| $Y^{3-}$      | $Fe^{3+}$ [a] | 4      | 3,46             |                  |       |
|               | $Fe^{3+}$ (d) | 6      | $2 \times 3,09$  | $4 \times 3,79$  |       |
|               | $O^{2-}$      | 8      | $4 \times 2,357$ | $4 \times 2,436$ |       |
| $Fe^{3+}$ [a] | $Y^{3+}$      | 2      | 3,46             |                  |       |
|               | $Fe^{3+}$ (d) | 6      | 3,46             |                  |       |
|               | $O^{2-}$      | 6      | 2,017            |                  |       |
| $Fe^{3+}$ (d) | $Y^{3+}$      | 6      | $2 \times 3,09$  | $4 \times 3,79$  |       |
|               | $Fe^{3+}$ [a] | 4      | 3,46             |                  |       |
|               | $O^{2-}$      | 4      | 1,865            |                  |       |

**Tabelle A.1.:** Interatomare Abstände der nächsten Nachbarn in YIG [122].

| Konfiguration   | Winkel        |
|---|---------------|
| $\text{Fe}^{3+} [\text{a}] - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+} (\text{d})$   | $125,9^\circ$ |
| $\text{Fe}^{3+} [\text{a}] - \text{O}^{2-} - \text{Y}^{3+}$ (Abstand $\text{Y}^{3+} - \text{O}^{2-}$ : 2,426 Å) | $101,5^\circ$ |
| $\text{Fe}^{3+} [\text{a}] - \text{O}^{2-} - \text{Y}^{3+}$ (Abstand $\text{Y}^{3+} - \text{O}^{2-}$ : 2,357 Å) | $104,3^\circ$ |
| $\text{Fe}^{3+} (\text{d}) - \text{O}^{2-} - \text{Y}^{3+}$ (Abstand $\text{Y}^{3+} - \text{O}^{2-}$ : 2,436 Å) | $123,0^\circ$ |
| $\text{Fe}^{3+} (\text{d}) - \text{O}^{2-} - \text{Y}^{3+}$ (Abstand $\text{Y}^{3+} - \text{O}^{2-}$ : 2,357 Å) | $93,5^\circ$  |
| $\text{Y}^{3+} - \text{O}^{2-} - \text{Y}^{3+}$   | $104,5^\circ$ |
| $\text{Fe}^{3+} [\text{a}] - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+} [\text{a}]$   | $147,2^\circ$ |
| $\text{Fe}^{3+} (\text{d}) - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+} (\text{d})$   | $86,6^\circ$  |
| $\text{Fe}^{3+} (\text{d}) - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+} (\text{d})$   | $78,8^\circ$  |
| $\text{Fe}^{3+} (\text{d}) - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+} (\text{d})$   | $74,7^\circ$  |
| $\text{Fe}^{3+} (\text{d}) - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+} (\text{d})$   | $74,6^\circ$  |

**Tabelle A.2.:** *Interatomare Winkel in YIG [122].*

|                        | Y   | Fe  | Fe  | O       |
|------------------------|-----|-----|-----|---------|
| Oxidationsstufe        | +3  | +3  | +3  | -3      |
| Raumgruppenposition    | 24c | 16a | 24d | 96h     |
| Sauerstoffkoordination | 8   | 6   | 4   | -       |
| x-Koordinate           | 0   | 0   | 0   | -0,0274 |
| y-Koordinate           | 1/4 | 0   | 1/4 | 0,0572  |
| z-Koordinate           | 1/4 | 0   | 1/4 | 0,1495  |

**Tabelle A.3.:** *Position der Ionen von YIG nach [41, 42, 122].*



## Literaturverzeichnis

- [1] ADACHI, C., R. KWONG und S. R. FORREST: *Efficient electrophosphorescence using a doped ambipolar conductive molecular organic thin film*. *Organic Electronics*, 2(1):37 – 43, 2001.
- [2] ADACHI, N., V.P.. DENYSENKOV, S.I. KHARTSEV, A.M. GRISHIN und T. OKUDA: *Epitaxial  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}(001)$  films grown by pulsed laser deposition and reactive ion beam sputtering techniques*. *Journal of Applied Physics*, 88(5):2734–2739, 2000.
- [3] ADACHI, N., K. OBATA, T. OKUDA, T. MACHI und N. KOSHIZUKA: *Synthesis of Bi-Lu-Substituted Iron Garnet Films for Visualization of Magnetic Flux in High-Tc Superconductors*. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45:5986–5990, 2002.
- [4] ADACHI, N., T. OKUDA, V.P. DENYSENKOV, S.I. KHARTSEV, A. JALALI-ROUDSAR und A.M. GRISHIN: *Magnetic properties of single crystal film  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  prepared onto  $\text{Sm}_3(\text{Sc,Ga})_5\text{O}_{12}(111)$* . *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242-245:775–777, 2002.
- [5] ALEXANDER, H.: *Physikalische Grundlagen der Elektronenmikroskopie*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1997, ISBN 3-519-03221-X.
- [6] ALLEN, G.A. und G.F. DIONNE: *Application of permittivity tensor for accurate interpretation of magneto-optical spectra*. *Journal of Applied Physics*, 73(10):6130–6132, 1993.
- [7] ANWENDERZENTRUM FÜR MATERIAL- UND UMWELTFORSCHUNG (AMU) DER UNIVERSITÄT AUGSBURG: <http://www.amu-augsburg.de/>. Homepage.
- [8] AZZAM, R. M. A., N. M. BASHARA und STANLEY S. BALLARD: *Ellipsometry and Polarized Light*. *Physics Today*, 31(11):72–72, 1978.
- [9] BALDO, M. A., C. ADACHI und S. R. FORREST: *Transient analysis of organic electrophosphorescence. II. Transient analysis of triplet-triplet annihilation*. *Phys. Rev. B*, 62(16):10967–10977, Oct 2000.
- [10] BALDO, M.A., D.F. O'BRIEN, Y. YOU, A. SHOUSTIKOV, S. SIBLEY, M.E. THOMPSON und S.R. FORREST: *Highly efficient phosphorescent emission from organic electroluminescent devices*. *Nature*, 395:151–154, 1998.
- [11] BASTINGS, D.: *Excimer Laser Technology: laser sources, optics, systems and applications*. Lambda Physik AG, Göttingen, 2001.

- [12] BASTINGS, D., K. RIPPERT und U. STAMM: *History and future prospects of excimer laser technology*. 2nd International Symposium on Laser Precision Microfabrication, Seiten 14–22, 2001.
- [13] BELOTELOV, V. I., L. L. DOSKOLOVICH und A. K. ZVEZDIN: *Extraordinary Magneto-Optical Effects and Transmission through Metal-Dielectric Plasmonic Systems*. Phys. Rev. Lett., 98(7):077401, Feb 2007.
- [14] BINNING, G., C.F. QUATE und GERBER C.: *Atomic Force Microscope*. Physical Review Letters, 56(9):930–934, 1986.
- [15] BLANK, D.H.A., R.P.J. IJSSELSTEIJN, P.G. OUT, H.J.H. KUIPER, J. FLOKSTRA und H. ROGALLA: *High  $T_c$  thin Films prepared by laser ablation: material distribution and droplet problem*. Materials Science and Engineering, B13(1):67–74, 1992.
- [16] BRAGG, W. H. und W. L. BRAGG: *The reflection of X-rays by crystals*. Proceedings of the Physical Society London A, Vol. 88, 428–438, 1913.
- [17] BRAGG, W.H.: *Application of the Ionisation Spectrometer to the Determination of the Structure of Minute Crystals*. Proceedings of the Physical Society London; Vol. 33, 222–224, 1921.
- [18] BRENTANO, J.C.M.: *An X-ray goniometer using beams of large aperture for photographically recording crystal-powder reflections*. Proceedings of the Physical Society London, Vol. 49, 61–77, 1937.
- [19] BRÜTTING, W.: *Physics of Organic Semiconductors*. Wiley-VCH, Weinheim, 2005.
- [20] BÄSSLER, H.: *Charge transport in disordered organic photoconductors*. Physica Status Solidi B, 175:15, 1993.
- [21] BUHRER, C.F.: *Faraday Rotation and Dichroism of Bismuth Calcium Vanadium Iron Garnet*. Journal of Applied Physics, 40:4500–4502, 1969.
- [22] CHANCE, R.R., A. PROCK und R SILBEY: *Lifetime of an emitting molecule near a partially reflecting surface*. The Journal of Chemical Physics, 60(7):2744–2748, 1974.
- [23] CHANCE, R.R., A. PROCK und R SILBEY: *Molecular Fluorescence and Energy Transfer near Interfaces*. Advances in Chemical Physics, 37:1–65, 1978.
- [24] CHERN, M.-Y. und J.-S. LIAW: *Study of  $Bi_x Y_{3-x} Fe_5 O_{12}$  Thin Films Grown by Pulsed Laser Deposition*. Japanese Journal of Applied Physics, 36:1049–1053, 1997.
- [25] CHERN, M.-Y., F.-Y. LO, D.-R. LIU, K. YANG und J.-S. LIAW: *Red Shift of Faraday Rotation in Thin Films of Completely Bismuth-Substituted Iron Garnet  $Bi_3 Fe_5 O_{12}$* . Japanese Journal of Applied Physics, 38:6687–6689, 1999.
- [26] CHICHKOV, B.N., C. MOMMA, S. NOLTE, A. ALVENSLEBEN, A. TUENNERMANN und H. WELLING: *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*. Appl. Phys. A, 63:109, 1996.

- [27] CHRISEY, D.B. und G.K. HUBLER: *Pulsed laser deposition of thin Films*. John Wiley and Sons, New York, 1994.
- [28] CHU, W.K., J.W. MAYER und M.-A. NICOLET: *Backscattering Spectrometry*. Academic Press, New York, 1978, ISBN 0-12-173850-7.
- [29] COHERENT: <http://www.coherent.de/>. Homepage.
- [30] DILLON, J.F.: *Physics of Magnetic Garnets*. Proceedings of the international school of physics 'Enrico Fermi', edited by A. Paoletti, North Holland Publishing, 1978.
- [31] DIONNE, G.F. und G.A. ALLEN: *Spectral origins of giant Faraday rotation and ellipticity in Bi-substituted magnetic garnets*. Journal of Applied Physics, 73(10):6127–6129, 1993.
- [32] DIONNE, G.F. und G.A. ALLEN: *Molecular-orbital analysis of magneto-optical Bi-O-Fe hybrid excited states*. Journal of Applied Physics, 75(10):6372–6374, 1994.
- [33] DIONNE, J.A., L.A. SWEATLOCK, H.A. ATWATER und A. POLMAN: *Planar metal plasmon waveguides: frequency-dependent dispersion, propagation, localization, and loss beyond the free electron model*. Physical Review B, 72:075405, 2005.
- [34] DÖTSCH, H., N. BAHLMANN, O. ZHUROMSKYY, M. HAMMER, L. WILKENS, R. GERHARDT, P. HERTEL und A. F. POPKOV: *Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics: review*. Journal of the Optical Society of America B Optical Physics, 22:240–253, Januar 2005.
- [35] DÖTSCH, H.: *Magnetooptik*. Vorlesungsskript.
- [36] FARADAY, M.: *On the Magnetization of Light and the Illumination of Magnetic Lines of Force*. Phil. Trans. R. Soc. Lond, 136:1–20, 1846.
- [37] FEI: <http://www.fei.com/>. Homepage.
- [38] FEI, FIRMA: *Bedienungsanleitung - XL30 ESEM FEG Operating Instructions*. Firma Fei, 1999.
- [39] FRATELLO, V.J., S.J. LICHT, C.D. BRANDLE, H.M. OBRYAN und F.A. BAIO-CCHI: *Effect of bismuth doping on thermal expansion and misfit dislocations in epitaxial iron garnets*. Journal of Crystal Growth, 142:93–102, 1994.
- [40] GATHER, M.C., F. VENTSCH und K. MEERHOLZ: *Embedding Organic Light-Emitting Diodes into Channel Waveguide Structures*. Advanced Materials, 20:1966–1971, 2008.
- [41] GELLER, S. und M.A. GILLES: *The Crystal Structure and Ferrimagnetism of Yttrium-Iron Garnet  $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$* . J. Phys. Chem. Solids, 3:30–36, 1957.
- [42] GELLER, S. und M.A. GILLES: *The Effects of Dispersion Corrections on the Refinement of the Yttrium-Iron Garnet Structure*. J. Phys. Chem. Solids, 9:235–237, 1959.

- [43] GOLDFUSS, J.: *Dissertation: Herstellung und Modifizierung heteroepitaktischer Oxidschichten auf Si*. Dissertation, Universität Augsburg, 2005.
- [44] GOMI, M., K. SATOH und M. ABE: *Improvement in optical and magnetic properties of Bi-substituted garnet sputtered films for magneto-optical recording*. Journal of Applied Physics, 63(8):3642–3644, 1988.
- [45] GOMI, M., T. TANIDA und M. ABE: *rf sputtering of highly Bi-substituted garnet films on glass substrates for magneto-optic memory*. Journal of Applied Physics, 57(1):3888–3890, 1985.
- [46] GRIESBAUER, J., T. KÖRNER, T. WEHLUS, HEINRICH A., STRITZKER B., J. SIMON und MADER W.: *Mechano- and magneto-optical sensitivity of YIG buffer systems*. CrystEngComm, accepted, to be published, 2010.
- [47] GUSAROV, A.V. und I. SMUROV: *Thermal model of nanosecond pulsed laser ablation: Analysis of energy and mass transfer*. Journal of Applied Physics, 97(3):014307, 2005.
- [48] GWYDDION: <http://www.gwyddion.net/>. Homepage.
- [49] HAMADA, Y., H. KANNO, T. TSUJIOKA, H. TAKAHASHI und T. USUKI: *Red organic light-emitting diodes using an emitting assist dopant*. Applied Physics Letters, 75(12):1682 – 1684, 1999.
- [50] HAMMAMATSU PHOTONICS: <http://www.hamamatsu.com/>. Homepage.
- [51] HANSEN, P. und J.P. KRUMME: *Magnetic and Magneto-optical Properties of Garnet Films*. Thin Solid Films, 114:69–107, 1984.
- [52] HANSEN, P., K. WITTER und W. TOLKSDORF: *Magnetic and magneto-optic properties of lead- and bismuth-substituted yttrium iron garnet films*. Phys. Rev. B, 27 (11):6608–6625, 1983.
- [53] HEINRICH, A.: *Magnetooptische Materialien und magnetooptische Untersuchungen an Supraleitern*. Habilitationsschrift, Universität Augsburg, 2006.
- [54] HEINRICH, A., T. KOERNER, J. SIMON, W. MADER, M. KNOLL, A. KALYTTA, S. HORN und B. STRITZKER: *Double-Layered Polycrystalline Iron Garnet Structure of  $Bi_3Fe_5O_{12}$  and  $Y_3Fe_5O_{12}$  grown on  $SiO_2$  substrates by pulsed laser deposition*. Journal of the Magnetism Society of Japan, 32(2-2):130–134, 2008.
- [55] HEINRICH, A., S. LEITENMEIER, T. KOERNER, R. LUX, M. HERBERT und B. STRITZKER: *Pulsed Laser Deposition and Growth Studies of  $Bi_3Fe_5O_{12}$  on  $Gd_3Ga_5O_{12}$  and  $SiO_2$* . Journal of the Magnetism Society of Japan, 30(6-2):584–587, 2006.
- [56] HIGH VOLTAGE: <http://www.highvolteng.com/>. Homepage.
- [57] HIRSCH, P., A. HOWIE, R. NICHOLSON, D.W. PASHLEY und M. J. WHELAN: *Electron Microscopy of Thin Crystals*. Malabar, Florida, 1977.

- [58] JEYNES, C., P. BARRADAS, MARRIOTT P.K., G. BOUDREAU, M. JENKIN, E. WENDLER und R.P. WEBB: *Elemental thin film depth profiles by ion beam analysis using simulated annealing - a new tool*. J. Phys. D: Appl. Phys., 36:R97–R127, 2003.
- [59] KAHL, S.: *Bismuth iron garnet films for magneto-optical photonic crystals*. Dissertation, Royal Institute of Technology, IMIT, Stockholm, 2004.
- [60] KAHL, S. und A.M. GRISHIN: *Pulsed laser deposition of  $Y_3Fe_5O_{12}$  and  $Bi_3Fe_5O_{12}$  films on garnet substrates*. Journal of Applied Physics, 93(10):6945–6947, 2003.
- [61] KAHL, S. und A.M. GRISHIN: *Enhanced Faraday rotation in all-garnet magneto-optical photonic crystal*. Applied Physics Letters, 84(9):1438–1440, 2004.
- [62] KAHL, S. und A.M. GRISHIN: *Evolution of properties of epitaxial bismuth iron garnet films with increasing thickness*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 278:244–255, 2004.
- [63] KAHL, S., A.M. GRISHIN, S.I. KHARTSEV, K. KAWANO und J.S. ABELL:  *$Bi_3Fe_5O_{12}$  Thin Film Visualizer*. IEEE Transactions on Magnetics, 3(2):2457–2459, 2001.
- [64] KAHL, S., S.I. KHARTSEV, A.M. GRISHIN, K. KAWANO, G. KONG, R.A. CHAKALOV und J.S. ABELL: *Structure, microstructure, and magneto-optical properties of laser deposited  $Bi_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}(111)$  films*. Journal of Applied Physics, 91(12):9556–9560, 2002.
- [65] KAHL, S., V. POPOV und A.M. GRISHIN: *Optical transmission and Faraday rotation spectra of a bismuth iron garnet film*. Journal of Applied Physics, 94(9):5688–5694, 2003.
- [66] KAHN, A. und G. WEIYING: *Electrical doping of molecular films: efficient charge injection in organic devices*. NSF workshop: Technological Challenges for Flexible, Light-weight, Low-cost and Scalable Organic Electronics and Photonics, 2003.
- [67] KAUTEK, W.: *Physical Chemistry of Ultrafast Laser Interactions with Solids*. Springer Series in Optical Sciences, Laser Ablation and its Applications, 129:215–229, 2007.
- [68] KEITHLEY: <http://www.keithley.de/>. Homepage.
- [69] KIM, S.-Y. und J.-J. KIM: *Outcoupling efficiency of organic light emitting diodes and the effect of ITO thickness*. Organic Electronics, 11:1010–1015, 2010.
- [70] KITTEL, CH.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenburger Wissenschaftsverlag, München, 2006.
- [71] KÖRNER, T.: *Integration magneto-optisch aktiver Granate auf Nicht-Granat-Substraten*. Promotionsschrift, Universität Augsburg, 2008.

- [72] KÖRNER, T., A HEINRICH, M. WECKERLE, P. ROOCKS und B. STRITZKER: *Integration of magneto-optical active bismuth iron garnet on nongarnet substrates*. Proceedings of the 52nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, 103, 2008.
- [73] KUNDT, A.: *Die elektromagnetische Drehung der Polarisationssebene des Lichts durch Eisen, Cobalt und Nickel*. Annalen der Physik und Chemie, 259 (F3/Bd.23):228–251, 1884.
- [74] LASERTECHNIK BERLIN: <http://www.ltb-berlin.de/>. Homepage.
- [75] LAULAJAINEN, M., P. PATURI, J. RAITTILA, H. HUHTINEN, A.B. ABRAHAMSEN, N.H. ANDERSEN und R. LAIHO: *Bi<sub>x</sub>Y<sub>3-x</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> thin films prepared by laser ablation for magneto-optical imaging of superconducting thin films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 279:218–223, 2004.
- [76] LEE, K.K., D.R. LIM, H.-C. LUAN, A. AGARWAL, J. FORESI und L.C. KIMERLING: *Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO<sub>2</sub> waveguide: Experiments and model*. Appl. Phys. Lett., 77:1617, 2000.
- [77] LEITENMEIER, S.: *Zum Wachstum von magnetooptischen bismutdotierten Seltenerdeisengranatfilmen*. Promotionsschrift, Universität Augsburg, 2007.
- [78] M. BRAUN: <http://www.mbraun.com/>. Homepage.
- [79] MATSUMOTO, K., S. SASAKI, K. HARAGA, K. YAMAGUCHI, T. FUJII und Y. ASAHARA: *Theoretical consideration of Faraday rotation spectra of bismuth substituted yttrium iron garnet films*. IEEE Transactions on Magnetics, 28:2985–2987, 1992.
- [80] MILLER, J.C.: *Laser Ablation: Principles and Applications*. Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- [81] MINO, S., M. MATSUOKA, A. SHIBUKAWA und K. ONO: *Preparation of Bi Iron Garnet Film with a Two-Step Growth Technique*. Japanese Journal of Applied Physics, 29(10):1823–1825, 1990.
- [82] MINO, S., M. MATSUOKA, A. TATE, A. SHIBUKAWA und K. ONO: *Completely Bi-substituted Iron Garnet (BIG) Films Prepared by Electron Cyclotron Resonance (ECR) Sputtering*. Japanese Journal of Applied Physics, 31:1786–1792, 1992.
- [83] MLADENOVSKI, SASO, SEBASTIAN REINEKE und KRISTIAAN NEYTS: *Measurement and simulation of exciton decay times in organic light-emitting devices with different layer structures*. Opt. Lett., 34(9):1375–1377, May 2009.
- [84] MOMMA, C., B.N. CHICHKOV, S. NOLTE, F. ALVENSLEBEN, A. TUENNERMANN und WELLING H.: *Short-pulse laser ablation of solid targets*. Opt. Commun., 129:134, 1996.

- [85] MU, H., W. LI, R. JONES, A. STECKL und J. KLOTZKIN: *A comparative study of electrode effects on the electrical and luminescent characteristics of Alq3/TPD OLED: Improvements due to conductive polymer (PEDOT) anode*. Journal of Luminescence, 126:225–229, 2007.
- [86] NASSAR, E.J., L.R. AVILA, P.F.S. PEIRA, C. MELLO, K.J. DE LIMA, O.J. AMD CIUFFI und CARLOS L.D.: *Eu(III) incorporation in sol-gel aluminium-yttrium matrix by non-hydrolytic route*. Journal of Luminescence, 111:159–166, 2005.
- [87] NOWY, S.: *Understanding losses in OLEDs: optical device simulation and electrical characterization using impedance spectroscopy*. Dissertation, Universität Augsburg, 2010.
- [88] OKADA, M., S. KATAYAMA und K. TOMINAGA: *Preparation and magneto-optic properties of Bi-substituted yttrium iron garnet thin films by metalorganic chemical vapor deposition*. Journal of Applied Physics, 69(6):3566–3570, 1991.
- [89] OKUDA, T., T. KATAYAMA, H. KOBAYASHI, N. KOBAYASHI, K. SATOH und H. YAMAMOTO: *Magnetic properties of Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> garnet*. Journal of Applied Physics, 367:4944–4946, 1990.
- [90] OKUDA, T., K. KOSHIZUKA, K. HAYASHI, H. TANIGUCHI, K. SATOH und H. YAMAMOTO: *Synthesis of New Magneto-optical Material, Bismut Iron Garnet*. IEEE Translation Journal on Magnetism in Japan, 3:483–484, 1988.
- [91] ONDRACEK, G.: *Werkstoffkunde. Leitfaden für Studium und Praxis. 2. Aufl.* Expert-Verlag, 1986.
- [92] *User's Guide to Autoprobe CP, Part II*. Manual, Park Scientific Instruments, 1998.
- [93] POPE, M. und C. SWENBERG: *Electronic Processes in Organic Crystals and Polymers*. Oxford Science Publications, 2. Auflage, Oxford, 1999.
- [94] POWDER DIFFRACTION STANDARDS, JOINT COMMITTEE ON: *Powder Diffraction File*. International Centre of Diffraction Data, Swarthmore, PA., 2001.
- [95] PRONKO, P.P., S.K. DUTTA, J. SQUIER, J.V.. RUDD, D. DU und G. MOUROU: *Machining of sub-micron holes using a femtosecond laser at 800 nm*. Opt. Commun., 114:106, 1995.
- [96] PROSS, E., W. TOLKSDORF und H. DAMMANN: *Yttrium iron garnet single-mode buried channel waveguides for waveguide isolators*. Appl. Phys. Lett., 52:682, 1988.
- [97] RAETHER, H.: *Surface Plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer, 1988.
- [98] RAMOS-ORTIZ, G., Y. OKI, B. DOMERCQ und B. KIPPELEN: *Förster energy transfer from a fluorescent dye to a phosphorescent dopant: a concentration and intensity study*. Phys. Chem. Chem. Phys., 4:4109–4114, 2002.

- [99] RANGGER, GEROLD M., OLIVER T. HOFMANN, LORENZ ROMANER, GEORG HEIMEL, BENJAMIN BRÖKER, RALF-PETER BLUM, ROBERT L. JOHNSON, NORBERT KOCH und EGBERT ZOJER: *F4TCNQ on Cu, Ag, and Au as prototypical example for a strong organic acceptor on coinage metals*. Phys. Rev. B, 79(16):165306, Apr 2009.
- [100] REINKE, N.: *Photophysikalische Prozesse und Lichtextraktion in organischen Leuchtdioden*. Dissertation, Universität Augsburg, 2008.
- [101] RICHARD, J.: *'Film Deposition'. Introduction to Microelectronic Fabrication*. Upper Saddle River: Prentice Hall, 2002.
- [102] SCHMIDT, H.K.: *Anorganische synthesesmethoden: Das Sol-Gel-Verfahren*. Chemie in unserer Zeit, 35(3):176–184, 2001.
- [103] SCHMIDT, P.F.: *Praxis der Rasterelektronenmikroskopie und Mikrobereichsanalyse*. expert-Verlag: Remingen, 1994.
- [104] SCHROEDER, M.A.: *Magnetooptische Kerr-Eekte im VUV an Eisen und Eisensystemen*. Dissertation, Universität Hamburg, 2000.
- [105] SCHUBERT, U. und N. HÜSING: *Synthesis of Inorganic Materials (Second, Revised and Updated Edition)*. Wiley, 2004.
- [106] SCHWOERER, M. und WOLF H.C.: *Organische Molekulare Festkörper*. Wiley-VCH, 2005.
- [107] SCOTT, G.B. und LACKLISON: *Magneto optic Properties and Applications of Bismuth Substituted Iron Garnets*. IEEE Transactions on Magnetics, 12(4):292–311, 1976.
- [108] SCOTT, G.B., D.E. LACKLISON, H.I. RALPH und J.L. PAGE: *Magnetic circular dichroism and Faraday rotation spectra of  $Y_3Fe_5O_{12}$* . Phys. Rev. B, 12(7):2562–2571, 1975.
- [109] SENTECH: <http://www.sentech.de/>. Homepage.
- [110] STUART, B.C., M.D. FEIT, S. HERMAN, A.M. RUBENCHIK, B.W. SHORE und M.D. PERRY: *Anorganische synthesesmethoden: Das Sol-Gel-Verfahren*. J. Opt. Soc., 13:459, 1996.
- [111] TANG, C.W. und S.A. VANSLYKE: *Organic electroluminescent diodes*. Applied Physics Letters, 51(12):913–915, 1987.
- [112] TEPPER, T., C.A. ROSS, T. OKUDA, T. MACHI und N. KOSHIZUKA: *Pulsed laser deposition and refractive index measurement of fully substituted bismuth iron garnet films*. Journal of Crystal Growth, 255:324–331, 2003.
- [113] THAVENDRARAJAH, A., M. PARDAVI-HORVATH und P.E. WIGEN: *Magnetic properties of sputtered  $Bi_3Fe_5O_{12}$* . IEEE Transactions on Magnetics, 25(5):4015–4017, 1989.



- [114] TIOH, J.-W., M. MINA und R.J. WEBER: *Magnetically Controlled Switches for Optoelectronics Networking: The Problem, Available Technology, New Implementations*. IEEE Transactions on Magnetics, 43:2698–2700, 2007.
- [115] TSUTSUI, T., E. AMINAKA, C.P. LIN und D.-U. KIM: *Extended molecular design concept of molecular materials for electroluminescence: sublimed-dye films, molecularly doped polymers and polymers with chromophores*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London A, 355:801–814, 1997.
- [116] VEECO: <http://www.veeco.com/>. Homepage.
- [117] VENKATESAN, T. und S.M. GREEN: *Pulsed Laser Deposition: Thin Films in a Flash*. The Industrial Physicist, 2(3):22–24, 1996.
- [118] WATANABE, N., N. TAKAHASHI und K. TSUSHIMA: *Non-equilibrium garnet films grown by pulsed laser deposition*. Materials Chemistry and Physics, 54:173–176, 1998.
- [119] WEHLUS, T., T. KÖRNER, S. NOWY, J. FRISCHEISEN, H. KARL, B. STRITZKER und W. BRÜTTING: *Hybrid organic–inorganic materials for integrated optoelectronic devices*. physica status solidi (a), published online, 2010.
- [120] WEI, J., H. HU und H. HE: *Theoretical Calculation of Faraday Rotation Spectra of Bi YIG*. physica status solidi (a), 168:501–504, 1998.
- [121] WILLIAMS, D.F. und M. SCHADT: *A simple organic electroluminescent diode*. Proceedings of the IEEE, 58(3):476, 1970.
- [122] WINKLER, G.: *Magnetic Garnets*. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1981.
- [123] WITTEKOEK, S., T.J.A. POPMA, J.M. ROBERTSON und P.F. BONGERS: *Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2–5.2 eV*. Phys. Rev. B, 12(7):2777–2788, 1975.
- [124] YEH, P.: *Optical Waves in Layered Media*. John Wiley & Sons, 1988.
- [125] ZEISS MIKROSKOPE: <http://www.zeiss.de/mikro>. Homepage.
- [126] ZENKOV, A.V. und A.S. MOSKVIN: *Bismuth-induced increase of the magneto-optical effects in iron garnets: a theoretical analysis*. Journal of Physics: Condensed Matter, 14:6957–6968, 2002.
- [127] ZOPPEL, S.: *Mikrostrukturierung von Dielektrika und Halbleitern mit ultrakurzen Laserpulsen*. FHK Wels, Austria, 2008.
- [128] ZVEZDIN, A.K. und V.A. KOTOV: *Modern Magneto-optics and Magneto-optic Materials*. Institute of Physics Publishing, Bristol, 1997.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die auf irgendeine Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Wolfgang Brütting für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die stets offene Tür und die zahlreichen Diskussionen.
- Prof. Dr. Bernd Stritzker für die Möglichkeit an seinem Lehrstuhl zu promovieren, die Unterstützung dieser Arbeit und das damit entgegengebrachte Vertrauen.
- Prof. Dr. Achim Wixforth für seine Bereitschaft, das Zweitgutachten für diese Arbeit zu erstellen.
- den Kollegen aus der Organik Arbeitsgruppe: Jörg Frischeisen, Mark Gruber, Ulrich Hörmann, Michael Kraus, Stefan Nowy, Andreas Opitz, Tobias Schmidt, Bert Scholz und Julia Wagner für die gute Zusammenarbeit, die vielen Diskussionen, die gegenseitige Unterstützung und das gemeinsame Grillen.
- der Lasercrew unter Dr. Timo Körner für die gute Zusammenarbeit und die immer gute Stimmung: Josef Griesbauer, Tobias Hackl, Peter Spießl, Philipp Griche, Dejan Hasic und Thomas Geislinger.
- Herrn Priv.-Doz. Dr. Helmut Karl für die Unterstützung meiner Arbeit und eine immer offene Tür bei Fragen aller Art.
- allen anderen Mitgliedern des Lehrstuhls, insbesondere unseren Sekretärinnen Cornelia Ludescher und Maria Fuso, sowie den Technikern Wolfgang Reiber, Sybille Heidemeyer und Birgit Knoblich.
- Dr. Sandra Zoppel und Dr. Johannes Edlinger von der FH Vorarlberg in Dornbirn, Österreich für die Einweisung in die Laserstrukturierung und die Möglichkeit, ihren Aufbau nutzen zu dürfen.
- den Korrekturlesern: Liana Grieger, Annelena Wehler, Tobias Schmidt, Timo Körner und Bert Scholz.
- meinen Eltern, die mich immer in jeder Hinsicht unterstützen.
- meiner Frau Annelena für die Motivation und die  $\infty$ -Geduld.



# Lebenslauf

## von Thomas Wehlus

geboren am 26.10.1980 in Worms

|                   |   |
|-------------------|---|
| seit 10/2007      | <b>Wissenschaftlicher Mitarbeiter</b><br>Lehrstuhl für Experimentalphysik IV<br>Universität Augsburg  |
| 10/2001 - 07/2007 | <b>Studium der Physik an der Universität Augsburg</b><br>Abschluss: Diplom-Physiker<br><br>physikalisches Wahlfach: Materialwissenschaften<br>nicht-physikalisches Wahlfach: Informatik |
| 09/2000 - 07/2001 | <b>Zivildienst beim Commit cbf, Mainz</b>   |
| 08/1991 - 06/2000 | <b>Eleonoren-Gymnasium, Worms</b><br>Abschluss: Abitur  |

Stadtbergen, im Januar 2011

