

Aufbau und Justage eines Leckstrahlmikroskopes
zum Nachweis des plasmonischen
Spin-Hall-Effektes

Hanno Christiansen

März 2021

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	2
2 Theorie	3
2.1 Oberflächen-Plasmon-Polariton (SPP)	3
2.1.1 Dispersion	4
2.1.2 Anregung	5
2.1.3 Leckstrahlung	7
2.1.4 Berechnung von charakteristischen Größen für das System Luft-Gold-Glas	8
2.2 Plasmonischer Spin-Hall-Effekt (PSHE)	9
2.2.1 Raumfrequenzspektrum von elektromagnetischen Feldern	9
2.2.2 Raumfrequenzspektrum der elektromagnetischen Strah- lung eines oszillierenden Dipols	10
2.2.3 Analyse des Spins von elektromagnetischer Strahlung . .	12
3 Messung und Methoden	15
3.1 Leckstrahlmikroskopie	15
3.1.1 Immersionsobjektiv	16
3.1.2 Fourier-Optik	16
3.2 Einstellung der Polarisation des Lasers	17
3.3 Details des optischen Aufbaus	18
3.3.1 Veränderungen des vorhandenen Aufbaus	19
3.4 Probe	23
3.5 Justage des Aufbaus	23
3.6 Messung	24
4 Ergebnisse und Diskussion	24
4.1 Überprüfung der Funktionsweise des LRM	24
4.1.1 Verunreinigte Proben	24
4.1.2 Bestimmung von k_{spp} an neuer Probe	25
4.2 Nachweis des Plasmonischen Spin-Hall-Effektes	26
4.3 Diskussion	27
5 Zusammenfassung und Ausblick	30
A Literatur	31
B Programmierung	32
C Polarimeter	32
D Technische Zeichnungen	33
E Liste der verwendeten Komponenten	37

1 Einführung

Ein Leckstrahlmikroskop (LRM) dient der Beobachtung von Oberflächen-Plasmon-Polariton (engl. Surface-Plasmon-Polariton SPP). Ein SPP ist eine kollektive Ladungsdichteoszillation der freien Elektronen in einem Metall an der Grenzschicht zu einem Dielektrikum. Diese Elektronendichte-Welle ist stark an das elektromagnetische Feld des Dielektrikums gebunden und eng an der Grenzschicht lokalisiert. SPPs können, wenn sie an sehr dünnen Metallfilmen ange regt werden, unter bestimmten Umständen elektromagnetische Strahlung an einer zweiten Grenzschicht in ein weiteres Dielektrikum abgeben. Diese Strahlung wird als Leckstrahlung bezeichnet und kann im Fernfeld mit einem Leckstrahlmikroskop (LRM) beobachtet werden. Aus der Leckstrahlung können verschiedene Rückschlüsse auf die Eigenschaften des SPPs gezogen werden.[3]

Da die räumliche Ausdehnung von SPPs maßgeblich durch die Geometrie ihrer Trägerstruktur und nicht durch die optische Wellenlänge bestimmt wird, ist es möglich, das klassische Beugungslimit zu umgehen. Speziell können SPPs auf gezielt hergestellten Strukturen genutzt werden, um auf einer Oberfläche optische Informationen zu transportieren. Außerdem reagieren SPPs empfindlich auf die optischen Eigenschaften ihrer Trägerstruktur und können deswegen für Anwendungen in der Sensorik genutzt werden.[9]

SPPs können durch unterschiedliche Mechanismen angeregt werden. Beispielsweise können SPPs durch elektromagnetische Strahlung (EM-Strahlung) an einem Defekt auf einer Goldoberfläche angeregt werden. Der plasmonische Spin-Hall-Effekt (PSHE) tritt auf, wenn diese anregende EM-Strahlung elliptisch polarisiert ist und den Defekt unter streifendem Einfall trifft. Durch Nahfeldinterferenz an dem Defekt findet die SPP-Anregung dann gerichtet statt. Die effektivste Anregungsrichtung hängt hierbei von dem Drehsinn der elliptischen Polarisation ab. Dieser Effekt könnte dafür genutzt werden, die Propagationsrichtung von SPPs in plasmonischen Bauteilen gezielt zu steuern. Durch die Polarisationsabhängigkeit des Effektes sind auch Anwendungen in der Sensorik denkbar.[13]

Ziel dieser Arbeit ist es, zunächst ein vorhandenes Leckstrahlmikroskop so zu modifizieren, dass eine Beobachtung des PSHE möglich wird. Im nächsten Schritt soll der PSHE dann an einem Defekt in einem Luft-Gold-Glas-System nachgewiesen werden. Im ersten Teil dieser Arbeit werden daher einige Grundlagen der Plasmonik diskutiert, die für ein Verständnis der Leckstrahlmikroskopie notwendig sind. Außerdem wird im ersten Teil auf einige Details des PSHE eingegangen. In dem Kapitel *Messung und Methoden* werden das verwendete Leckstrahlmikroskop und die in dieser Arbeit durchgeföhrten Modifikationen detailliert erläutert. Das Kapitel *Ergebnisse und Diskussion* befasst sich mit der Auswertung und Interpretation der aufgezeichneten Messdaten. Abschließend werden die Ergebnisse kurz zusammengefasst und es wird ein Ausblick auf zukünftig mögliche Projekte gegeben.

2 Theorie

2.1 Oberflächen-Plasmon-Polariton (SPP)

Ein SPP ist das quantisierte Quasiteilchen einer an das elektromagnetische Feld gekoppelten Elektronen-Dichte-Oszillation an einer Dielektrikums-Metall-Grenzschicht. Durch die spezielle Form dieser Grenzschichtgeometrie ist es möglich, trotz des rein longitudinalen Charakters der Elektronen-Dichte-Oszillation ein elektromagnetisches Feld mit transversalen Komponenten zu erzeugen. Durch die Existenz dieser transversalen Komponenten ist eine Kopplung zwischen SPP und der rein transversalen elektromagnetischen Strahlung tendenziell möglich. Die einfachste Geometrie, in der SPPs auftreten können, ist ein Zweischichtsystem. Der Halbraum oberhalb der xy -Ebene mit $z > 0$ sei von einem Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_D ausgefüllt. Der Halbraum unterhalb der xy -Ebene mit $z < 0$ sei von einem Metall mit der im allgemeinen komplexen dielektrischen Funktion $\epsilon(\omega)$ ausgefüllt. An der Grenzschicht zwischen diesen beiden Halbräumen können SPPs propagieren. Um nun einige charakteristische Eigenschaften von SPPs zu erläutern, wird davon ausgegangen, dass das SPP entlang der x -Achse propagiert und entlang der y -Achse homogen ist. So wird das Problem effektiv auf zwei Dimensionen reduziert. Wie in [10] gezeigt, lassen sich die elektromagnetischen Felder eines SPPs in dieser einfachen Geometrie durch folgende Ausdrücke beschreiben:

$$\vec{E}_n = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \pm k_{\text{spp}}/k_{z,n} \end{pmatrix} E_0 \exp(i(k_{\text{spp}}x + k_{z,n}|z| - \omega t)) \quad (2.1a)$$

$$\vec{H}_n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} H_0 \exp(i(k_{\text{spp}}x + k_{z,n}|z| - \omega t)) \quad (2.1b)$$

Der Index n beschreibt hierbei das Material (M für das Metall, D für das Dielektrikum). In dem Operator \pm steht das $+$ für das Metall und das $-$ für das Dielektrikum. Die Winkelfrequenz der Anregung ist ω . Der im allgemeinen komplexe Wellenvektor der Anregung k_{spp} ist in beiden Materialien identisch. Der Realteil $\Re\{k_{\text{spp}}\}$ des komplexen Wellenvektors lässt sich in die Wellenlänge $\lambda_{\text{spp}} = 2\pi/\Re\{k_{\text{spp}}\}$ des SPP umrechnen. Der Imaginärteil $\Im\{k_{\text{spp}}\}$ beschreibt das Dämpfungsverhalten des SPP entlang der Ausbreitungsrichtung. Der Imaginärteil lässt sich über $L_{\text{spp}} = 1/(2\Im\{k_{\text{spp}}\})$ in eine Propagationslänge umrechnen. Hierfür gilt: Nachdem das SPP eine Propagationslänge in Ausbreitungsrichtung zurückgelegt hat, sind die ursprünglichen Intensitäten des SPP auf $1/e$ ihres ursprünglichen Betrages abgeklungen.

Analog beschreibt $\Im\{k_{z,n}\}$ das exponentielle Abklingen der Anregung senkrecht zur Grenzfläche. Hier lassen sich die Eindringtiefen $\delta_{M,D}$ definieren. Diese drücken aus, nach welcher Entfernung senkrecht zur Grenzfläche die ursprüngliche Feldstärke auf $1/e$ abgeklungen ist. Das SPP hat sowohl transversale als auch longitudinale Komponenten des elektrischen Feldes. Das magne-

tische Feld ist rein transversal. Daher spricht man auch von einer transversalmagnetischen Anregung (TM). Der quantitative Verlauf des elektrischen Feldes ist für ein rein reelles k_{spp} und ein rein imaginäres $k_{z,n}$ in Abb. 2.1 dargestellt.

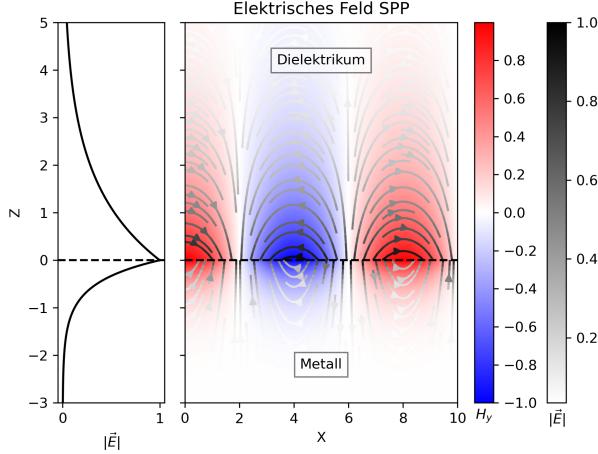


Abbildung 2.1: Quantitativer Verlauf der EM-Felder eines SPP entlang einer Metall-Dielektrikums-Grenzschicht. Das elektrische Feld ist durch die Pfeile dargestellt. Die Schwarzweiss-Skala der Pfeile entspricht dem Betrag der elektrischen Feldstärke. Die y -Komponente des Magnetfeldes ist durch die Farbskala dargestellt.

2.1.1 Dispersion

Die Herleitung der Dispersionsrelation orientiert sich an den Ausführungen in [4, pp. 261–ff] und kann dort im Detail nachvollzogen werden. Die Ausführungen in dieser Arbeit beschränken sich daher auf eine kurze Beschreibung des Vorgehens. Damit die oben angesetzten elektromagnetischen Felder (2.1) die Maxwell-Gleichungen (2.2) und die Randbedingungen an der Grenzschicht erfüllen, müssen die Bedingungen (2.3a), (2.3b) gelten. (Hierbei handelt es sich um den Spezialfall nicht magnetischer Materialien.)

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= 0 & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\frac{k_{z,M}}{\epsilon_M} + \frac{k_{z,D}}{\epsilon_D} = 0 \quad (2.3a)$$

$$k_{\text{spp}}^2 + k_{z,n}^2 = \epsilon_n \left(\frac{\omega}{c} \right)^2; \text{ für } n = M, D \quad (2.3b)$$

ϵ_D und $\epsilon_M = \epsilon_M(\omega)$ sind hierbei die Permittivitäten der Materialien in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz. Durch das Lösen der Bedingungen (2.3a), (2.3b) ergibt sich die Dispersionsrelation des SPP an einer Grenzschicht zwischen einem Metall und einem Dielektrikum zu:

$$k_{\text{spp}}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_D \epsilon_M(\omega)}{\epsilon_D + \epsilon_M(\omega)}} = k_0(\omega) n_{\text{eff}}(\omega) \quad (2.4)$$

Hierbei ist $k_0 = \omega/c$ die Dispersion von elektromagnetischer Strahlung im Vakuum. Und $n_{\text{eff}}(\omega)$ wird als effektiver Brechungsindex der Anregung bezeichnet. Die Dispersion kann über den Zusammenhang $E = \hbar\omega$ auch in Abhängigkeit von der Energie dargestellt werden.

Aus der Gleichung (2.3b) folgt $k_{z,n} = \sqrt{\epsilon_n k_0^2 - k_{\text{spp}}^2}$. Diese Beziehung legt den Zusammenhang zwischen k_{spp} und $k_{z,n}$ fest. Außerdem lässt sich hieraus erkennen, dass für typische Materialien gilt: $\text{Im}\{k_{z,n}\} \gg \text{Re}\{k_{z,n}\}$. Durch die Dominanz des Imaginärteils über den Realteil der Wellenvektorkomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung fallen die Amplituden der Felder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung exponentiell ab. Die Anregung ist daher stark an die Grenzfläche gebunden.

Im folgenden werden die Messdaten der dielektrischen Funktion von Gold aus der Publikation [12] verwendet, um den Verlauf der Dispersion einer Vakuum-Gold- und einer Glas-Gold-Mode zu analysieren. Die Publikation stellt Messdaten für unterschiedliche Gold-Oberflächenrauigkeiten zur Verfügung. In dieser Arbeit wurden die Messdaten für aufgedampftes Gold verwendet. Für die Berechnung der Dispersion der Gold-Glas-Mode wurde $\epsilon_D = n_D^2 = 1.52^2$ verwendet. In der Dispersionskurve Abb. ?? ist zu erkennen, dass die Dispersionskurven bei einer Anregungs-Energie von $E = hc/\lambda_{\text{HeNe}} = 1.95\text{eV}$ jeweils rechts von der Lichtlinie des jeweiligen Materials liegen. Die starken Auswölbungen der Dispersionskurven bei $E > 2.4\text{eV}$ lassen sich durch Interbandabsorptionen erklären. Die Differenz zwischen Dispersionskurve und Lichtlinie sorgt dafür, dass SPPs nicht ohne weiteres von elektromagnetischer Strahlung im jeweiligen Medium angeregt werden können.

2.1.2 Anregung

Um trotz der k -Differenz in der Dispersionsrelation SPPs mit elektromagnetischer Strahlung anregen zu können, ist es notwendig, den k -Wert der Anregungsstrahlung zu erhöhen. Hierfür gibt es unterschiedliche Mechanismen:

Kretschmann-Konfiguration In der Kretschmann-Konfiguration wird ausgenutzt, dass man den auf eine Ebene projizierten Anteil eines Wellenvektors durch Variieren des Einfallswinkels verkleinern kann. Da der Wellenvektor allerdings vergrößert werden muss, um ein SPP mit EM-Strahlung aus dem Dielektrikum anzuregen, ist es notwendig, ein System mit mehr als zwei

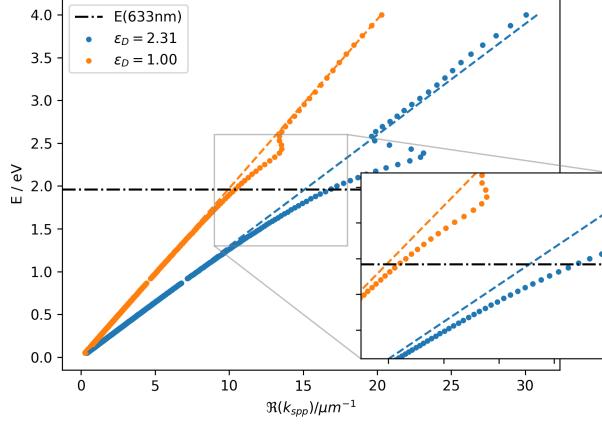


Abbildung 2.2: Dispersionskurve der Gold-Vakuum- und der Gold-Glas-Mode. Die Lichtlinien im jeweiligen Medium sind zur Orientierung gestrichelt dargestellt

Schichten zu verwenden. Ein dünner Metallfilm wird zwischen zwei Dielektrika mit $\epsilon_{D_1} > \epsilon_{D_2}$ eingeschlossen. So ist es möglich, den Wellenvektor der anregenden Strahlung zunächst durch Wechsel in das Dielektrikum 1 zu vergrößern und dann durch den Einfallsinkel zur Grenzschichtebene exakt an das SPP der Mode Metall-Dielektrikum 2 anzupassen. Dieses Verfahren wird bei der Kretschmann-Konfiguration verwendet. Ein schematischer Aufbau der Kretschmann-Konfiguration findet sich in Abb. 2.3. Die Anregungsstrahlung

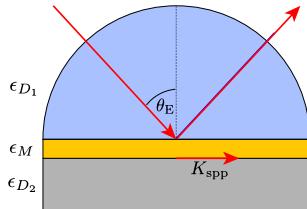


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau der Kretschmann-Konfiguration. Die Abbildung ist an [7] angelehnt

tritt hier zunächst in das Medium mit ϵ_{D_1} ein. Hierdurch wird der Wellenvektor der Anregungsstrahlung auf $k_{D_1} = k_0\sqrt{\epsilon_{D_1}}$ vergrößert. Das Material des Prismas wird so gewählt, dass gilt: $k_{D_1} > k_{\text{SPP}}$ (k_{SPP} bezieht sich hierbei auf die Mode Metall-Dielektrikum 2 und ergibt sich aus (2.4)) Der Einfallsinkel θ_E wird so gewählt, dass die Projektion von k_{D_1} auf die Goldoberfläche exakt k_{SPP}

entspricht. Es gilt also:

$$\sin(\theta_E) = \frac{\Re\{k_{\text{spp}}\}}{k_{D_1}} \quad (2.5)$$

$$\Rightarrow \Re\{k_{\text{SPP}}\} = \sin(\theta_E) k_0 \sqrt{\epsilon_{D_1}} \quad (2.6)$$

Damit diese Phasen-Anpassungs-Bedingung erfüllbar ist, ist es notwendig, dass gilt: $\sqrt{\epsilon_{D_1}} > n_{\text{eff,SPP}}$. Bei der Reflektion einer elektromagnetischen Welle an einem Metall dringen in das Metall evaneszente Felder ein. [11]. Ist die Metallschicht dünn genug, haben diese evaneszenten Felder an der unteren Grenzfläche des Metalls noch ausreichend Intensität, um dort ein SPP anzuregen. Dies ist nur möglich, da die k -Komponenten wie oben erläutert einander angepasst worden sind. Die in Abb. 2.3 gezeigte Geometrie nutzt für das Dielektrikum 1 einen Halbkreis, damit der Strahl unabhängig vom Winkel θ_E senkrecht in das Dielektrikum 1 eintritt. Als Dielektrikum 2 wird häufig Vakuum oder Luft verwendet.

Anregung an Strukturen Eine weitere Möglichkeit, die Wellenvektordifferenz zu überwinden, stellen scharfe Strukturen in oder an der Metalloberfläche dar. Scharfe Strukturen im Ortsraum besitzen gemäß den Gesetzen der Fouriertransformation ein breites Raumfrequenzspektrum. Dieses breite Raumfrequenzspektrum kann durch Streuprozesse an die elektromagnetische Strahlung übertragen werden, die so die nötige Wellenvektordifferenz überwinden kann, um ein SPP anzuregen. Der Streuprozess an einem kleinem Partikel auf der Goldoberfläche kann in erster Näherung als abstrahlender Dipol aufgefasst werden. Dieser Prozess wird detaillierter in Section 2.2.2 anhand des Raumfrequenzspektrums eines Dipoles dargestellt.

2.1.3 Leckstrahlung

Leckstrahlung ist der inverse Effekt zur Anregung in der Kretschmann-Konfiguration. In einem Dreischichtsystem Dielektrikum2-Metall-Dielektrikum1 kann ein an der Grenzfläche Dielektrikum2-Metall propagierendes SPP durch evaneszente EM-Felder an der Grenzfläche Metall-Dielektrikum1 erzeugen. Diese Felder können EM-Strahlung im Dielektrikum1 unter dem Winkel θ_L erzeugen. Damit die Wellenvektorkomponenten des SPPs und der Leckstrahlung übereinstimmen, muss dieser Winkel analog zu (2.5) folgende Phasenanpassungsbedingung erfüllen:

$$\boxed{\Re\{k_{\text{spp}}\} = \sin(\theta_L) k_0 \sqrt{\epsilon_{D_1}}} \quad (2.7)$$

Dies ist nur möglich, wenn gilt: $\sqrt{\epsilon_{D_1}} > \Re\{n_{\text{eff,SPP}}\}$. Diese in das Dielektrikum 1 abgegebene Strahlung bezeichnet man als Leckstrahlung. Für das Auftreten von Leckstrahlung muss der Metallfilm hinreichend dünn sein, damit die evaneszenten Felder des SPP an der zweiten Grenzschicht noch ausreichend Intensität aufweisen, um in das Dielektrikum 1 auszukoppeln. Durch die Phasenanpassungsbedingung (2.7) kann einem bestimmten Abstrahlwinkel θ_L ein

konkreter $\operatorname{Re}\{k_{\text{SPP}}\}$ zugeordnet werden und umgekehrt. Dieser Umstand wird bei der Leckstrahlmikroskopie ausgenutzt, um den Wellenvektor des SPP zu bestimmen. Die Phasenanpassungsbedingung (2.7) kann wie in [2] gezeigt werden, durch Fouriertransformation verallgemeinert werden. So erhält man den Ausdruck (2.8) für die winkelabhängige Abstrahlung von Leckstrahlung einer SPP-Mode mit bekanntem Wellenvektor $k_{\text{SPP}} \in \mathbb{C}$

$$I(\Theta) = \frac{\text{const.}}{(k_{\perp}(\Theta) - \operatorname{Re}\{k_{\text{SPP}}\})^2 + (\Im\{k_{\text{SPP}}\})^2} \quad (2.8)$$

Hierbei ist $k_{\perp}(\Theta) = k_{D_1} \sin(\Theta)$ der Wellenvektor-Anteil senkrecht zur optischen Achse. Die Winkelabhängigkeit der Leckstrahlung ist also ein Lorentz-Profil mit Maximum bei $\Theta = \Theta_L$. Die Profilbreite wird durch den Imaginärteil von k_{SPP} (also die Dämpfung der Mode) bestimmt. Die Beobachtung von Leckstrahlung mit optischen Instrumenten ist durch diese Zusammenhänge ein nützliches Werkzeug, um Rückschlüsse auf die Eigenschaften des SPPs zu ziehen.

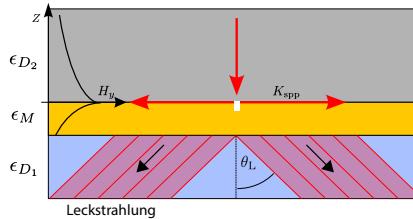


Abbildung 2.4: Abstrahlung von Leckstrahlung in einem Dreischichtsystem

2.1.4 Berechnung von charakteristischen Größen für das System Luft-Gold-Glas

Alle in dieser Arbeit durchgeföhrten Messungen wurden am System Luft-Gold-Glas durchgeföhrten. Daher werden an dieser Stelle die oben eingeföhrten Größen für dieses System angegeben. Die Dielektrizitätskonstante des Glases ist $\epsilon_G = 2.327$ [16] und die von Luft ist $\epsilon_L = 1.00059$ [15]. Die dielektrische Funktion von Gold wurde bei einer Anregungsenergie von $E_{\text{HeNe}} = h\lambda/c = 1.96\text{eV}$ durch Interpolation der Messdaten aus der Publikation [12] berechnet: $\epsilon_{\text{Au}}(1.96\text{eV}) = -12.04 + 1.163i$. Aus diesen Daten lassen sich nun folgende Größen berechnen:

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\epsilon_L \epsilon_{\text{Au}}(\omega)}{\epsilon_L + \epsilon_{\text{Au}}(\omega)}} = 1.044 + 0.005i \quad (2.9a)$$

$$\theta_L = \arcsin\left(\frac{\operatorname{Re}(n_{\text{eff}})}{n_G}\right) = 43.2^\circ \quad (2.9b)$$

$$k_{\text{SPP}} = k_0 n_{\text{eff}} = (10.365 + 0.0449i) \mu\text{m}^{-1} \quad (2.9c)$$

2.2 Plasmonischer Spin-Hall-Effekt (PSHE)

Als plasmonischer Spin-Hall-Effekt wird bezeichnetet, dass an einer räumlich symmetrischen Struktur angeregte SPP, abhängig von der Polarisation der anregenden Strahlung, bevorzugt in eine bestimmte Richtung propagieren. Speziell propagiert das SPP bei links-zirkular polarisierter Anregungsstrahlung in eine um 180° zu der Richtung desjenigen SPP verschobene Richtung, welches mit rechts-zirkular polarisierter Strahlung angeregt worden ist. Der PSHE kann durch zwei verschiedene Vorgehensweisen erklärt werden. Ein Weg ist es, die Strahlung welche von der Struktur ausgeht, an welcher SPPs angeregt werden, durch einen zirkular polarisierten Dipol zu nähern. Das Fernfeld eines zirkular polarisierten Dipoles ist isotrop. Daher ist es zunächst verwunderlich, dass ein zirkular polarisierter Dipol zu einer gerichteten Anregung führen kann. Bei genauerem Betrachten des Dipol-Feldes fällt allerdings auf, dass das Nahfeld nicht isotrop ist. Wenn nun ein SPPs unterstützendes Schichtsystem in dieses Nahfeld des Dipoles gebracht wird, kann diese Nahfeld-Anisotropie zu einer gerichteten Anregung führen. Eine weitere Vorgehensweise, den Effekt zu erklären, ist es, über die Erhaltung des Spins zu argumentieren. Das Photon hat vor der Wechselwirkung mit der Struktur einen longitudinalen Spin, der je nach Drehsinn der zirkularen Polarisation in oder entgegen der Ausbreitungsrichtung des Photons zeigt. Das SPP hingegen hat einen Spin, der transversal auf seiner Ausbreitungsrichtung steht. Damit der Spin nach der Wechselwirkung nicht seine Richtung ändert, ist also eine gerichtete Anregung notwendig.

2.2.1 Raumfrequenzspektrum von elektromagnetischen Feldern

Um den plasmonischen Spin-Hall-Effekt zu verstehen, wird die Raumfrequenzdarstellung von elektromagnetischen Feldern benötigt. Die folgenden Ausführungen orientieren sich an [11], wobei in dieser Arbeit nur der etwas einfachere 2D-Fall diskutiert wird.

Das elektrische Feld am Ort $\vec{r} = (x, z)$ sei durch $\vec{E}(\vec{r})$ gegeben. Die Zeitabhängigkeit von \vec{E} sei durch $\vec{E}(\vec{r}, t) = \Re\{\vec{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega t)\}$ gegeben. Dann lässt sich $\vec{E}(\vec{r})$ durch eine Fouriertransformation in x -Richtung wie folgt darstellen:

$$\vec{E}(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \hat{\vec{E}}(k_x, z) \exp(ik_x x) \quad (2.10)$$

$$\hat{\vec{E}}(k_x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx \vec{E}(x, z) \exp(-ik_x x) \quad (2.11)$$

Wenn wir davon ausgehen, dass das Medium entlang der x -Achse homogen, isotrop, linear und quellfrei ist, muss das elektrische Feld die sich unter diesen Bedingungen aus den Maxwell-Gleichungen (2.2) ergebende Helmholtz-Gleichung $(\vec{\nabla}^2 + k^2) \vec{E}(\vec{r}) = 0$ erfüllen. Einsetzen von (2.10) in die Helmholtz-Gleichung ergibt mit der Definition $k_z := \sqrt{k^2 - k_x^2}$ folgenden Zusammenhang:

$$\hat{\vec{E}}(k_x, z) = \hat{\vec{E}}(k_x, z=0) \exp(\pm ik_z z) \quad (2.12)$$

Das Vorzeichen legt hier die Propagationsrichtung fest. Einsetzen in (2.10) ergibt:

$$\vec{E}(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \hat{\vec{E}}(k_x, z=0) \exp(i(k_x x \pm k_z)) \quad (2.13)$$

Wenn also das Raumfrequenzspektrum für einen z-Wert bekannt ist, lassen sich die Spektren für alle anderen z-Werte gemäß (2.12) berechnen. Für einen festen Wert von k_x gibt es, je nachdem ob k_x größer oder kleiner als k ist, zwei unterschiedliche Lösungsarten: Wenn $k_x^2 < k^2$ ist, ist $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ eine reelle Zahl. Daher handelt es sich nach (2.12) um eine ebene Welle, die entlang der z-Achse propagiert. Wenn hingegen $k_x^2 > k^2$ ist, ist $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ eine imaginäre Zahl. Dann handelt es sich bei (2.12) um eine evaneszente Welle, die entlang der z-Achse exponentiell abklingt. In dem Raumfrequenzspektrum kann man also zwischen Bereichen mit ebenen Wellen und Bereichen mit evaneszenten Wellen unterscheiden. Dieses Konzept lässt sich ohne weiteres auch auf drei Raumdimensionen und das magnetische Feld erweitern.

2.2.2 Raumfrequenzspektrum der elektromagnetischen Strahlung eines oszillierenden Dipols

Durch das oben beschriebene Verfahren lässt sich das Raumfrequenzspektrum eines beliebig polarisierten Dipols bestimmen. Unter einem polarisierten Dipol versteht man die Überlagerung zweier Dipole, die mit gleicher Frequenz, aber mit beliebiger Phasendifferenz und Amplitude schwingen. Dieses Dipolmoment lässt sich durch folgenden Ausdruck darstellen (diese Arbeit beschränkt sich dabei wieder auf den 2D-Fall):

$$\vec{P}(t) = \text{Re} \left[\underbrace{\begin{pmatrix} p_x \\ p_z \end{pmatrix}}_{\vec{P}} \exp(-i\omega t) \right]$$

p_x und p_y sind im allgemeinen komplexe Zahlen. So kann \vec{P} auch elliptische Polarisierungen darstellen. Die y-Komponente des Magnetfeldes dieses Dipols lässt sich nun, wie in [11] und [13] gezeigt wird, analog zu den obigen Ausführungen in Raumfrequanzanteile zerlegen.

$$H_y(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \hat{H}_y(k_x, z) \exp(ik_x x) \quad (2.14)$$

mit

$$\boxed{\hat{H}_y(k_x, z) = \frac{i\omega}{8\pi^2} \left\{ p_z \frac{k_x}{k_z} \mp p_x \right\} \exp(ik_z|z - z_{\text{Dipol}}|)} \quad (2.15)$$

z_{Dipol} ist hierbei die Position des Dipols auf der z-Achse. k_z lässt sich wieder über die Differenz von k_x zur Gesamtwellenzahl k berechnen. $k_z := \sqrt{k^2 - k_x^2}$. Wenn k_x schon den gesamten Anteil der Gesamtwellenzahl 'aufbraucht', wird k_z

imaginär. Hierdurch klingt der Beitrag von $\hat{H}_y(k_x, z)$ mit zunehmendem z ab. Deswegen bezeichnet man die resultierende Welle als evaneszent. Diese Wellen können nicht über weite Strecken propagieren und beeinflussen deswegen nur das Nahfeld. Wenn k_x einen Anteil von der Gesamtwellenzahl 'übrig' lässt, bleibt k_z reell und die Welle kann propagieren. Ähnlich wie bei der Leckstrahlung ergibt sich durch die Phasenanpassungsbedingung ein Winkel zur z -Achse, unter dem die Welle mit bestimmten k_x propagiert: $\Theta = \arcsin(k_x/k)$. Da $k = \omega/c$ gilt, hängt das Raumfrequenzspektrum nur von dem äußeren Parameter ω bzw. k ab.

Numerische Analyse des Dipol-Raumfrequenzspektrums Die Analyse des Raumfrequenzspektrums erfolgt in dieser Arbeit rein quantitativ unter Verwendung von willkürlichen Einheiten. Hierfür wurde (2.15) für festgelegte Größen numerisch ausgewertet. Das Raumfrequenzspektrum wurde entlang der $z = 0$ 'Ebene' (im 2D Fall eine Gerade) dargestellt. Der Dipol wurde in einer Entfernung von $d = 0.1\lambda$ von dieser Ebene auf der z -Achse positioniert. k_x wurde hierbei in Einheiten von k dargestellt. Dann ist für das Intervall $-1 < k_x/k < 1$ der Wert von k_z real. Dieses k_x -Intervall entspricht also propagierenden Wellen. Die Raumfrequenzspektrums-Amplitude wurde im Bereich der Darstellung auf 1 normiert. Außerdem wurden Real- und Imaginärteil der Raumfrequenzamplitude getrennt voneinander dargestellt.

Linear polarisierte Dipol in x -Richtung Der Dipol sei:

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Das Raumfrequenzspektrum des in x -Richtung orientierten Dipols ist in 2.5a dargestellt und weist eine gerade Parität auf, ist also achsensymmetrisch.

Linear polarisierte Dipol in z -Richtung Der Dipol sei:

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} 0 \\ -i \end{pmatrix}$$

Das Raumfrequenzspektrum dieses Dipols ist in 2.5b dargestellt und zeigt ungerade Parität, ist also punktsymmetrisch um den Ursprung.

Zirkular polarisierte Dipol Der Dipol sei:

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$$

Das Raumfrequenzspektrum (Abb. 2.6) aus dieser phasenverschobenen Überlagerung der beiden Dipole ist asymmetrisch. Im negativen x -Bereich überlagern sich die Spektren destruktiv, im positiven Bereich konstruktiv. Wenn nun sehr nah an

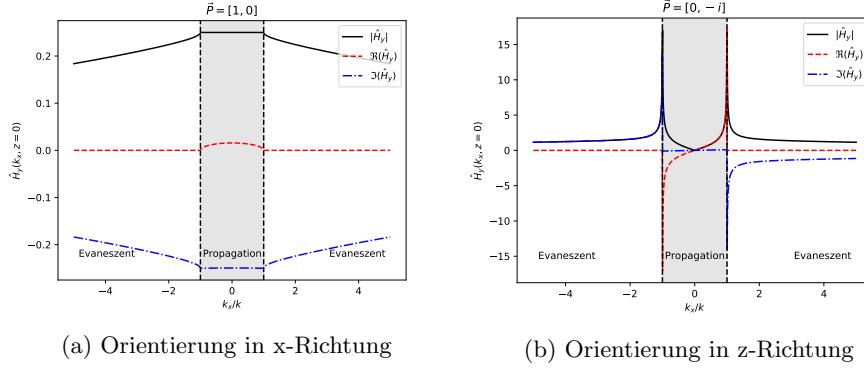


Abbildung 2.5: Das Raumfrequenzspektrum eines linear polarisierten Dipols zeigt je nach dessen Orientierung unterschiedliche Parität. In rot ist jeweils der Realteil, in blau der Imaginärteil und in schwarz der Betrag der jeweiligen Raumfrequenzamplitude dargestellt.

diesem zirkular polarisierten Dipol ein Schichtsystem positioniert wird, welches die Anregung von SPPs unterstützt, kann durch den Teil des Spektrums, der k_{SPP} entspricht, ein SPP angeregt werden. Das Vorzeichen von k_{SPP} entspricht hierbei der Propagationsrichtung des SPPs. Weil gilt: $\hat{H}_y(k_{\text{SPP}}) \neq \hat{H}_y(-k_{\text{SPP}})$, findet die Anregung bevorzugt in eine bestimmte Propagationsrichtung statt. Diese Richtung ist abhängig von dem Drehsinn des zirkular polarisierten Dipols. Das Nahfeld eines zirkular polarisierten Dipols ist also anisotrop, obwohl das Fernfeld, welches man durch substituieren von $k_x = k_o \sin(\theta)$ erhält, isotrop ist.

Damit die hier angenommene Orientierung des Dipols in der Struktur zur z -Ebene und damit auch zur Metalloberfläche auftritt, ist ein streifender Einfall der anregenden Strahlung notwendig. Erst dieser streifende Einfall erzeugt den Bruch der Symmetrie, welcher eine Unterscheidung der beiden Anregungsrichtungen ermöglicht. (...)

2.2.3 Analyse des Spins von elektromagnetischer Strahlung

Elektromagnetische Strahlung kann Impuls und Drehmoment transportieren. Das Drehmoment übersetzt sich nach dem Quantenmechanischen-Korrespondenzprinzip in einen Spin. Im folgenden wird daher im klassischen Bild das Drehmoment von unterschiedlichen Elektromagnetischen-Strahlungsarten analysiert.

Propagierende-Ebene-Wellen Propagierende EM-Wellen transportieren abhängig von ihrer Polarisation ein Drehmoment. Linear polarisierte EM-Wellen besitzen kein Drehmoment. Ihr Elektrischer und Magnetischer Feldvektor oszilliert jeweils nur in einer Ebene.

Bei elliptisch polarisierten Elektromagnetischen Wellen hingegen rotiert der

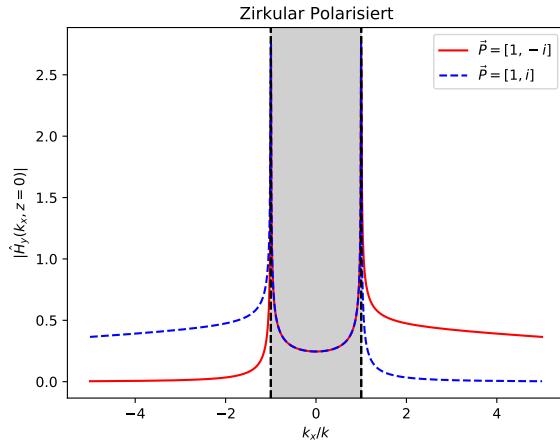


Abbildung 2.6: Raumfrequenzspektrum eines zirkular polarisierten Dipols bei unterschiedlichem Drehsinn der Polarisation

Elektrische-Feld-Vektor an einem festen Ort mit dem fortschreiten der Zeit. Das gleiche gilt auch für den magnetischen Feldvektor. Diese Felder können daher ein Referenzteilchen in Rotation versetzen und transportieren dementsprechend auch einen Drehimpuls. Da die Rotation nur in Ebenen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stattfindet, ist der Drehimpuls parallel bzw. antiparallel zur Ausbreitungsrichtung der EM-Welle. Daher haben elliptisch polarisierte propagierende Elektromagnetische Felder einen Longitudinalen Spin.

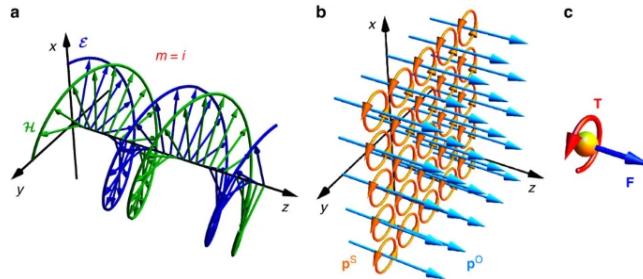


Abbildung 2.7: Der Elektrische Feldvektor einer propagierenden zirkular polarisierten Welle beschreibt bei festgehaltener Zeit eine Helix Bahn entlang der Ausbreitungsrichtung. An einem festgehaltenen Ort beschreibt der Elektrische Feldvektor also bei fortlaufender Zeit eine Kreisbahn senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Die Abbildung ist aus [1] übernommen.

Evanescente Wellen Evanescente Elektromagnetische Felder weisen hingegen unabhängig von ihrer Polarisation einen Spin in Transversaler Richtung auf.

Wenn man bei einer evaneszenten Elektromagnetischen Welle den zeitlichen Verlauf des elektrischen Feldvektors $\vec{E}(t)$ an einem festen Ort beobachtet, stellt man fest, dass $\vec{E}(t)$ in der zx -Ebene schwingt. Der Elektrische Feldvektor rotiert hier also in einer Ebene parallel zur Ausbreitungsrichtung. Das Drehmoment steht hier also senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung. [1]

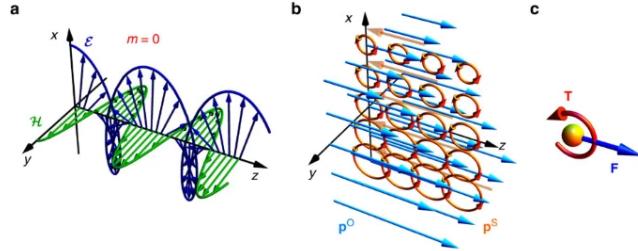


Abbildung 2.8: Der Elektrische Feldvektor einer evaneszenten Welle beschreibt bei festgehaltener Zeit eine Zykloide in der xz -Ebene. An einem festgehaltenen Ort beschreibt der Elektrische Feldvektor also eine Kreisbahn.

Spin-Erhaltung beim Plasmonischen-Spin-Effekt Durch den streifenden Einfall des zirkularpolarisierten Lasers hat der Gesamtspin des Photons vor der Wechselwirkung mit dem Nanopartikel eine x -Komponente. Je nach dem, ob das resultierende SPP in $+y$ -Richtung oder in $-y$ -Richtung propagiert, hat das SPP einen Gesamtspin in $+x$ oder $-x$ Richtung. Die Propagationsrichtung wird sich nun so ergeben, dass der Gesamtspin bei der Interaktion mit dem Nanopartikel erhalten bleibt. Da eine Umkehr des Drehsinns der Polarisation der anregenden Strahlung auch zu einer Umkehr des Spins der anregenden Strahlung führt, führt ein umgekehrter Drehsinn zu unterschiedlichen Propagationsrichtungen des SPPs. (Dargestellt in Abbildung 2.9)

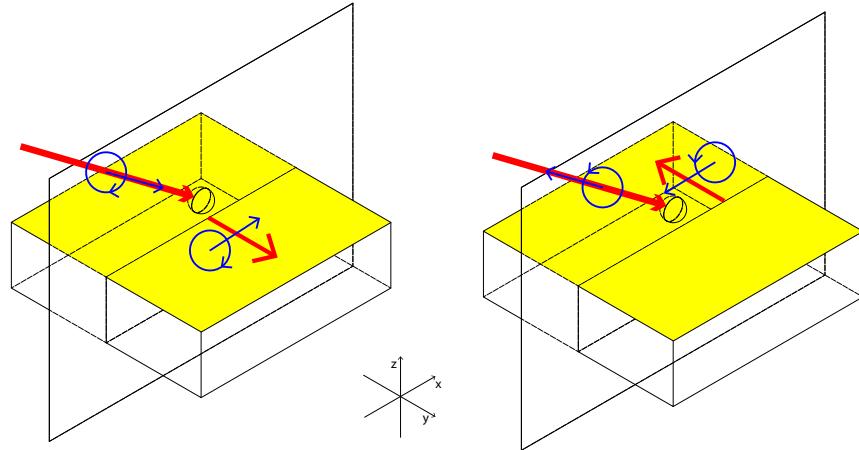


Abbildung 2.9: Spin-Erhaltung beim Plasmonischen-Spin-Hall Effekt. In Blau ist jeweils der Spin des Plasmons und der anregenden Strahlung gekennzeichnet.

3 Messung und Methoden

3.1 Leckstrahlmikroskopie

In dieser Arbeit wurde ein Leckstahlmikroskop verwendet, um den plasmonischen Spin-Hall Effekt experimentell nachzuweisen. Ein LRM hat gegenüber anderen Methoden zur Untersuchung Plasmonischer Systeme den Vorteil, dass es rein optisch arbeitet und deswegen nicht auf aufwendige Vakuum-Technik angewiesen ist. Ein Leckstahlmikroskop nutzt aus, dass SPPs in einem Mehrschichtsystem wie in Section 2.1.3 erläutert, Leckstrahlung unter einem spezifischen Winkel in ein Substrat abstrahlen können. Als Probe wurde in dieser Arbeit ein auf ein Glassubstrat aufgedampfter Goldfilm verwendet. Das Schichtsystem ist also Luft-Gold-Glas.

Ein Defekt auf der Probe wird zunächst von der Luftseite mit einem Laser bestrahlt. An der Luft-Gold Grenzflächen werden hierdurch SPPs angeregt. Diese SPPs strahlen nun Leckstrahlung in das Glassubstrat ab. Außerdem wird ein Teil des Lasers direkt transmittiert. Auf der Glasseite der Probe wird mit einem Immersionsobjektiv die Leckstrahlung und der direkt transmittierte Laser gesammelt und abgebildet. Aus diesem Bild wird mit Hilfe eines 4f-Aufbaus die Leckstrahlung selektiert, welche unter dem spezifischen Leckstrahlwinkel aus dem Glassubstrat ausgetreten ist. So ist es möglich, die plasmonischen Anregungen ohne Störungen des direkt transmittierten Strahles zu beobachten. Das in dieser Arbeit verwendete Leckstrahlmikroskop basiert auf dem Aufbau, den *Jaruschewski* im Rahmen seiner Masterarbeit [7] entwickelt hat.

3.1.1 Immersionsobjektiv

Da der Winkel, unter dem das SPP Leckstrahlung in das Glas abstrahlt, größer ist, als der kritische Winkel für die Totalreflektion an der Grenzschicht Dielektrikum-Luft, muss für das Abbilden der Leckstrahlung ein Immersionsobjektiv verwendet werden. Ein Immersionsobjektiv nutzt ein Immersionsöl, dass zwischen Objektiv und Probe aufgebracht wird. Durch die Adhäsions- und Kohäsionskräfte in dem Öl, ist es möglich dauerhaft einen kleinen Öltropfen zwischen Objektiv und Probe zu halten. Der Brechungsindex des Öls ist so auf das Glas der Probe angepasst, dass beide einen ähnlichen Brechungsindex aufweisen. Dadurch tritt an der Grenzfläche für die Leckstrahlung keine Totalreflektion auf. Durch den großen Winkel, unter dem die Leckstrahlung aus der Probe austritt ist es außerdem notwendig, dass das Objektiv einen großen maximalen Öffnungswinkel aufweist, damit die Leckstrahlung korrekt abgebildet wird und nicht im Inneren des Objektives absorbiert wird. Die Fähigkeit eines Objektives Licht unter großen Winkeln zur optischen Achse aufzunehmen, lässt sich durch die Numerische Apertur $NA = n_{oil} \sin \theta_{max}$ beschreiben. θ_{max} ist hierbei der halbe Maximale Öffnungswinkel des Objektives. Eine große Numerische Apertur bedeutet, dass das Objektiv Licht noch unter großen Winkeln zur optischen Achse aufnehmen kann. Die Numerische Apertur ist eine Größe, die beim Durchgang eines Strahles durch unterschiedliche Medien mit senkrechten Flächen zur optischen Achse konstant bleibt. (... weiter Erläuterungen zu NA) Das in dieser Arbeit verwendete Immersionsobjektiv war unendlich korrigiert. Dies bedeutet, dass die Korrekturen der Abbildungsfehler des Objektives darauf abgestimmt worden sind, dass die Probe in der Brennweite des Objektives steht. Wenn die Probe in der Brennweite des Objektives steht, ist die Strahlung welche aus dem Objektiv austritt, parallel und das Zwischenbild entsteht erst im Unendlichen. Um dieses Zwischenbild in eine endliche Distanz zu verschieben, ist noch eine weitere Sammellinse, die sogenannte Tubuslinse notwendig. Ein unendlich korrigierte Objektiv kann auch außerhalb dieser Betriebsart verwendet werden. Allerdings treten dann zunehmend Fehler in der Abbildung auf. Der korrekte Betrieb des Objektives kann durch die Position des 1. Zwischenbildes hinter der Tubuslinse überprüft werden. Liegt das Zwischenbild hinter der Tubuslinse genau in der Brennweite der Tubuslinse, liegt die Probe in der Brennweite des Objektives und die Abbildung des Objektives ist optimal korrigiert.[8]

3.1.2 Fourier-Optik

Da hinter der Probe nicht nur die Leckstrahlung, sondern auch die Strahlung des direkt transmittierten Strahls zu beobachten ist, ist es notwendig die Leckstrahlung zu selektieren. Die Leckstrahlung tritt dank der notwendigen Phasenanpassung nur unter einem charakteristischen Winkel zur optischen Achse (2.7) aus der Probe aus. Daher ist es möglich, die Leckstrahlung durch ihren Emissionswinkel zu identifizieren. Hierfür ist die Fourier-Optik nützlich. Eine Sammellinse besitzt die Eigenschaft, in der hinteren Brennebene (eng. Back Focal Plane BFP) ein Winkel aufgelöstes Bild von der Strahlung die sie erreicht,

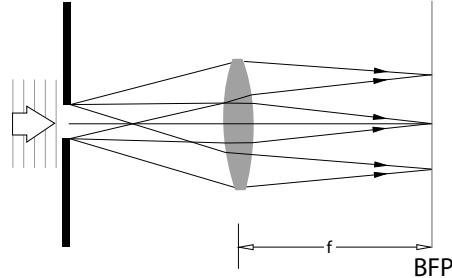


Abbildung 3.1: Eine Sammellinse erzeugt das Fraunhofersche-Beugungsbild in ihrer hinteren Brennebene(BFP). Parallele Strahlen werden in Abhängigkeit ihres Winkels zur optischen Achse auf einem Punkt in der BFP fokussiert Die Abbildung ist an [6] angelehnt.

zu erzeugen.[5] Die Position eines Lichtstrahles in der BFP ist also nur von dem Winkel des Strahls zur optischen Achse, nicht aber von der absoluten Position des Strahles vor der Linse abhängig. So ist es möglich gezielt bestimmte Emissionswinkel in der BFP aus dem Bild herauszufiltern. Dieses winkelaufgelöste Bild kann auch als eine räumliche Fouriertransformation der Feldstärkeverteilung an der beobachteten Struktur aufgefasst werden.

4f-Aufbau In dieser Arbeit wird für diese optische Filterung ein sogenannter 4f Aufbau verwendet. Ein 4f-Aufbau besteht aus zwei Linsen mit der Brennweite f , die im Abstand $2f$ zueinander positioniert werden. Die beiden Linsen werden so positioniert, dass sich im Abstand f von der ersten Linse das Zwischenbild des Immersionsobjektives befindet. Zwischen den beiden Linsen entsteht nun ein winkelaufgelöstes Fourierbild. In diesem winkelaufgelöstes Fourierbild kann nun gezielt ein Teil des Fourierspektrum (bzw. Strahlung die unter einem bestimmten Winkel zur optischen Achse aus der Probe ausgetreten ist) herausgefiltert werden. Die zweite Linse erzeugt nun aus dem gefiltertem Fourierspektrum wieder das Ortsbild. Dieses besteht nun nur noch aus den gefilterten Fourierkomponenten. Der 4f Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.3a erläutert. In dieser Arbeit wurde so der direkt transmittierte Strahl aus der optischen Abbildung gefiltert.

3.2 Einstellung der Polarisation des Lasers

Um den optischen Spin-Hall-Effekt nachweisen zu können, ist es notwendig, die Polarisation des Anregungslasers zu kontrollieren. Hierfür wurde ein Polfilter und eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte verwendet. Der in dieser Arbeit verwendete He-Ne Laser der Firma *Thorlabs* ist linear polarisiert.

Polarisationsfilter Um die Polarisationsebene des Lasers präzise festzulegen wurde ein linearer Polfilter verwendet. Ein beliebiger Polarisationszustand lässt

sich immer durch eine Überlagerung von zwei senkrecht aufeinander stehenden linearen Polarisationen darstellen. Ein Polfilter transmittiert nun nur Licht, welches entlang einer festgelegten Achse linear polarisiert ist. Die anderen Polarisationsrichtungen werden absorbiert oder reflektiert. Ein Polfilter kann also aus einer beliebigen Polarisation linear polarisiertes Licht erzeugen. Der Polfilter wurde nach dem letzten Spiegel des optischen Aufbaus positioniert, da ein Spiegel im Allgemeinen unterschiedliche Reflektivitäten für Licht, dass senkrecht bzw. parallel zur EinfallsEbene des Strahles auf den Spiegel polarisiert ist, aufweist. Der Filter wurde auf eine Polarisation parallel zur EinfallsEbene eingestellt und der Laser dann so entlang der optischen Achse gedreht, dass die gemessene Intensität hinter dem Polfilter maximal ist. So entsteht hinter dem Polfilter unabhängig von der exakten ursprünglichen Polarisation des Lasers p-polarisiertes Licht.

Verzögerungsplättchen Mit einem Verzögerungsplättchen lässt sich die Polarisation einer einfallenden Welle verändern. Eine EM-Welle lässt sich immer als Überlagerung von zwei linear senkrecht zueinander polarisierten Wellen beschreiben. Diese beiden senkrecht aufeinander stehenden Polarisationen sind im Allgemeinen zueinander phasenverschoben. Das Funktionsprinzip eines Verzögerungsplättchen ist, die relative Phasenverschiebung zwischen diesen beiden Polarisationen zu verändern. So kann man mit einem geschickt gewählten Verzögerungsplättchen aus jeder beliebigen Ausgangspolarisation in einen beliebigen anderen Polarisationszustand wechseln. Ein Verzögerungsplättchen weist immer eine schnelle und eine langsame Achse auf. Diese beiden Achsen stehen senkrecht aufeinander. Die Phasenverschiebung, die zwischen einer Welle die entlang der langsamen Achse und einer Welle die entlang der schnellen Achse polarisiert ist, auftritt, ist eine charakteristische Größe ($\Delta\Phi$) des jeweiligen Verzögerungsplättchens. Physikalisch werden Verzögerungsplättchen durch doppelbrechende Kristalle realisiert. Die jeweilige Phasendifferenz ist hierbei von der Dicke des doppelbrechenden Kristalls und dem Brechungssindizes der langsamsten und der schnellen Kristallachse abhängig. Wenn das Verzögerungsplättchen so dimensioniert ist, dass die Phasendifferenz zwischen den beiden Polarisationen, die eine EM-Welle beim Durchgang durch das Plättchen erfährt $\Delta\Phi = \pi/4$ ist, spricht man von einem $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen. Diese Phasendifferenz ist immer auf eine bestimmte Wellenlänge angepasst. Ein $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen kann aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisierte Licht erzeugen, wenn eine der beiden Kristallachsen eine Orientierung von 45° zur ursprünglichen Polarisationsachse des Lasers aufweist. Diese Eigenschaft wurde in dieser Arbeit ausgenutzt. In Abbildung 3.2 ist die Polarisation hinter dem Verzögerungsplättchen in Abhängigkeit der relativen Orientierung von Polfilter zu $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen dargestellt.

3.3 Details des optischen Aufbaus

In dieser Arbeit wurde der Aufbau von *Jaruszewski* [7] in einigen Details verbessert und umgerüstet, so dass der Laser auch unter schrägem Einfall auf die

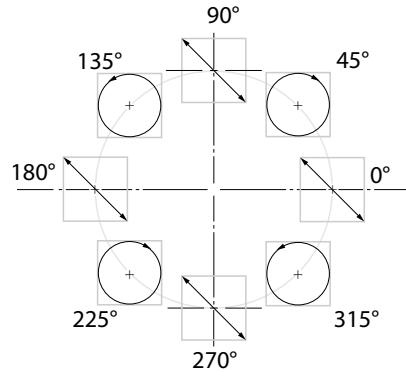
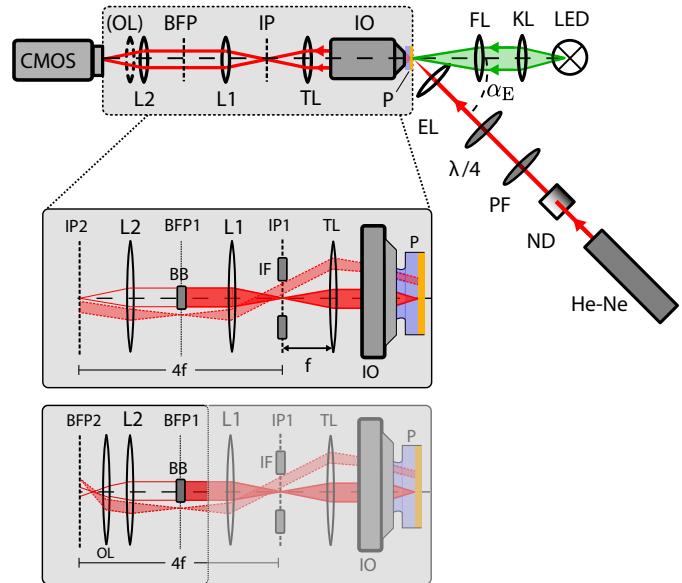


Abbildung 3.2: Die Abbildung zeigt die Polarisation abhängig von der relativen Orientierung zwischen $\lambda/4$ -Plättchen und Polfilter hinter dem $\lambda/4$ -Plättchen.

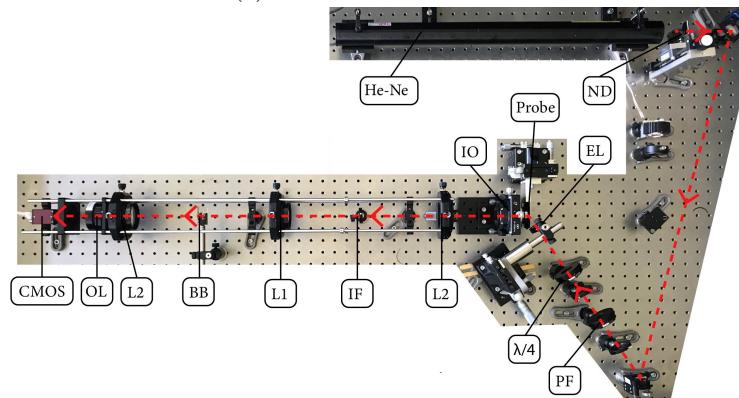
Probe gerichtet werden kann. Die Verwendeten Komponenten sind detailliert in Anhang ?? aufgelistet. Der Aufbau ist in Abbildung 3.3a schematisch dargestellt. In dieser Arbeit wurde als Anregungslaser ein He-Ne Dauerstrich Laser der Firma *Thorlabs* mit einer Leistung von $P = 35\text{mw}$ und Wellenlänge $\lambda = 633\text{nm}$ verwendet. Der Laser ist linear polarisiert. Um den CMOS-Detektor vor Beschädigungen zu schützen, wurde ein Neutraldichtefilter verwendet, damit die Leistung des Lasers abgeschwächt werden kann. Um die Fokussierung der Probe zu erleichtern, wurde außerdem eine LED-Hintergrundbeleuchtung verwendet. Das Licht der LED wurde mit einer Sammellinse($f=...$) kolimiert, und mit einer weiteren Linse FL $f_{FL} = 50\text{mm}$ auf die Probe fokussiert. Diese Linse wurde bei Bedarf mit einer Magnetsäule an der richtigen Stelle vor der Probe positioniert.

3.3.1 Veränderungen des vorhandenen Aufbaus

Einkoppellinse Aus geometrischen Gründen war es nicht mehr möglich, den Laser mit einem Objektiv bei streifenden Einfall auf die Probe zu fokussieren, da sonst das Objektiv mit der Probe kollidieren würde. Stattdessen wurde eine Sammellinse als Einkoppellinse (EL) verwendet mit $f_{EL} = 30\text{mm}$. Die Wahl der Brennweite der Einkoppellinse ist ein Kompromiss: Je kleiner die Brennweite ist, desto kleiner lässt sich der Laser fokussieren. Wenn die Brennweite allerdings zu klein ist, kollidiert die Linsenhalterung mit der Probe. Mit kleinerer Brennweite sind also nur kleinere Einfallswinkel zur Probennormale möglich. Um trotzdem eine möglichst kleine Brennweite verwenden zu können, wurde eine sehr kompakte Linsenhalterung verwendet. Diese Halterung wurde über einen Querarm an einer xyz-Verfahreinheit montiert, so dass man die Linse in allen drei Raumrichtungen verfahren kann. Dies ist wichtig, um den Laser gezielt auf den Punkt zu fokussieren, an welchem die optische Achse die Probe



(a) Schematischer Aufbau

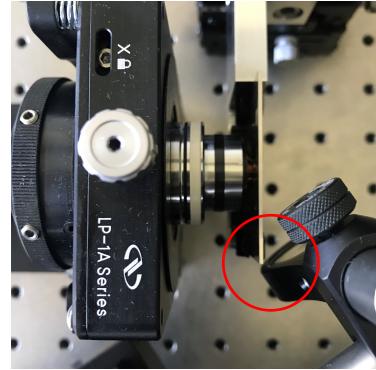


(b) Foto des Aufbau

Abbildung 3.3: Die Komponenten des Aufbaus sind: CMOS-Sensor (CMOS), Optionale Linse (OL), Linse2 (L2), BeamBlock (BB), Linse1 (L1), ImageFilter (IF), Linse2 (L2), Immersionsobjektiv (IO), Probe, Einkoppel-Linse (EL), Verzögerungsplättchen ($\lambda/4$), Polarisationsfilter (PF), Neutraldichtefilter (ND), He-Ne Laser (He-Ne). Außerdem ist auch noch eine LED Hintergrundbeleuchtung verbaut. In Rot ist schematisch der Strahlengang des Lasers eingezeichnet. Die Abbildung des Schematischen Aufbaus ist an die Abbildung von Jaruschewski [7] angelehnt



(a) Querarm



(b) Kollision Linse mit Probe

Abbildung 3.4: Diese Abbildungen zeigen die Linsenhalterung welche über einen Querarm an einer xyz-Verfahreinheit montiert ist, und die Kollision zwischen Linsenhalterung und Probe

schneidet. Dieser Aufbau ist in Abbildung 3.4 gezeigt

Probenhalterung Die Probenhalterung des alten Aufbaus hatte das Problem, dass die senkrechte Ausrichtung der Probe zur Optischen Achse nur grob per Auge erfolgen konnte. Dadurch war beim Verfahren der Probe ein ständiges Nachfokussieren notwendig. Außerdem hatte die Halterung nicht ausreichend Stabilität, was die Fokussierung zusätzlich erschwert hat. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Probenhalterung entwickelt. Diese Probenhalterung behebt die Schwachstellen der alten und hat außerdem einen Anschlag für die Probe, so dass es prinzipiell möglich ist, anhand der Skalen an den Mikrometerschrauben der Verfahreinheit Koordinaten abzulesen. So ist es möglich trotz Probenwechsel später wieder die gleichen Orte auf der Probe anzufahren. Die Probenhalterung wurde von der Uni-Werkstatt gefertigt. Eine Technische Zeichnung der Probenhalterung ist im Anhang zu finden.

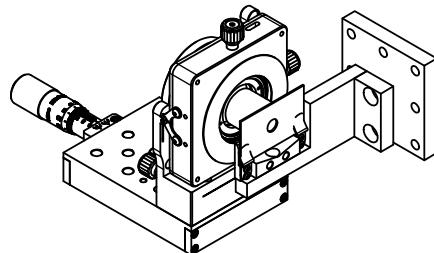


Abbildung 3.5: Probenhalter mit Montierter Probe vor dem Immersionsobjektiv

Cage-System Sämtliche Optiken hinter dem Immersionsobjektiv wurden in ein Cage-System der Firma *Thorlabs* integriert (Abbildung 3.6). Das Cage-System besteht aus quadratischen Halterungen, die in ihren Eckpunkten Bohrungen habe, durch welche sich Edelstahlstäbe schieben lassen. Diese Fixierung der Halterungen an vier Punkten verhindert ein Verkippen der Linsen entlang der optischen Achse. Die Halterungen können entlang der optischen Achse auf den vier Eckstäben verschoben werden. Für die Linsen TL, L1, L2 wurden xy-Halter verwendet, die senkrecht zur optischen Achse mit feinen Justierschrauben sehr genau verstellt werden können. Im Laufe dieser Arbeit hat sich herausgestellt, dass diese sehr feine Justierung nicht notwendig gewesen wäre. Die Tubuslinse TL des Herstellers *Zeiss* ist in einem Halter mit einem $M32 \times 0.5$ Gewinde montiert. Eine Technische Zeichnung der Tubuslinse ist in (...) zu finden. Für dieses Gewinde stellt *Thorlabs* keine Komponenten her, deswegen war ein Adapter notwendig. Eine Technische Zeichnung dieses Adapters ist in (...) zu fingen. Die optionale Linse OL wurde mit einer Magnethalterung in dem Cage-System montiert. Diese Halterung ermöglicht es, die Linse sehr einfach zu entfernen und so zwischen der Darstellung der Image-Plane und Backfocal-Plane zu wechseln. Außerdem wurde die OL in einem längerem Gewindetubus montiert, so das ein präzises Verfahren der Linse entlang der optischen Achse möglich ist. Die ist notwendig, um die BFP präzise zu fokussieren. Ist die richtige Position der OL einmal bestimmt, kann der Gewindetubus mit einem Gewindefixierring gekontert werden. Auch der CMOS-Sensor der Firma *Allied-Vision* wurde in das Cage-System integriert. Hierfür war ein Adapter von der Kameraobjektiv-Gewindenorm *C-Mount* auf die Gewindenorm *SM-2* des Cage-Systems Herstellers *Thorlabs* notwendig. Ein Technische Zeichnung des Cage-Systems ist im Anhang (...) zu finden. Der BeamBlock (BB) und der ImageFilter (IF) sind mit Magnetsäulen auf dem optischen Tisch befestigt.

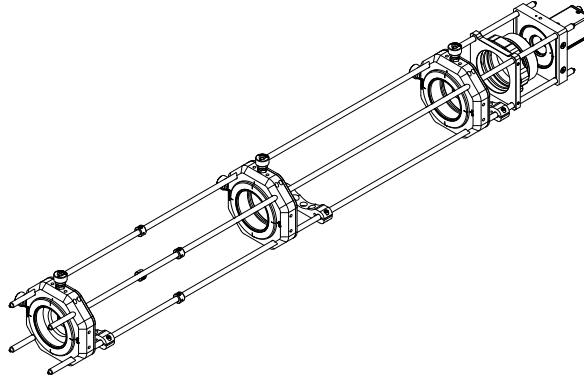
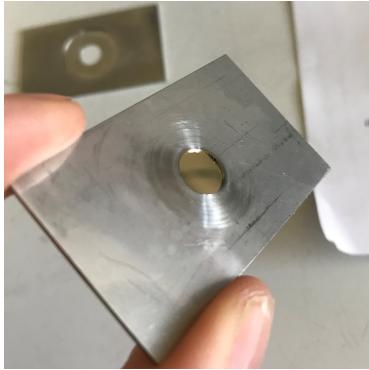
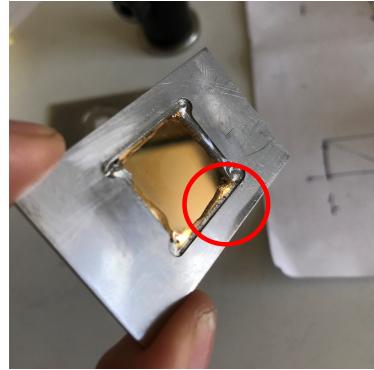


Abbildung 3.6: Tubuslinse, 4f-System, optionale Linse und CMOS im Cage-System



(a) Goldseite



(b) Glasseite

Abbildung 3.7: Die Bilder zeigen die in das Edelstahlblech eingeklebte Probe. In rot ist die Verklebung markiert. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Klebung dicht ist, so dass kein Öl von der Glasseite auf die Goldseite laufen kann.

3.4 Probe

Die ersten Messungen dieser Arbeit wurden mit Proben, die noch durch die Messungen von Jarusheckski [7] vorhanden waren durchgeführt. Da diese Proben jedoch auch auf der Goldseite mit Immersionsöl verdreckt waren, wurden später neue Proben verwendet, diese Proben wurden von Till Leißner in Sonderborg hergestellt. Hierfür wurden Deckgläser der Firma *Carl Zeiss* mit einem Brechungsindex von $n_{\text{Glas}} = 1.52$ verwendet. Die Deckgläser wurden mit einer $d_{\text{Gold}} = 50\text{nm}$ dicken Goldschicht bedampft. Die Deckgläser haben eine Dicke von $d_{\text{Glas}} = 170\mu\text{m}$. Als Anregungsstruktur wurden Defektstellen verwendet. Die Proben wurden in kleine Edelstahlbleche (Technische Zeichnung D.2) eingeklebt, welche wiederum in die Probenhalterung passen. Damit die Proben auf der Goldseite nicht mit Immersionsöl verdreckt werden, wurden die sie mit einem Epoxid-Kleber in die Edelstahlbleche eingeklebt.

3.5 Justage des Aufbaus

Die allgemeine Justage des LRM verlief, bis auf das Justieren des Lasers auf die Probe, wie von Jarusheckski [7] beschrieben. Dieses war durch den notwendigen schrägen Einfall des Lasers auf die Probe deutlich erschwert. Die Justage erfolgte mit montierter Probe. Als erste wurde die Probe mit Hilfe der Hintergrundbeleuchtung in den korrekten Abstand zum IO gebracht (Im korrekten Abstand ist das Bild der Probe scharf zu sehen). Als nächstes wurde der Laser mit zwei Spiegeln grob in dem erwünschten Winkel auf die Probe justiert. Danach wurden Einkoppellinse, $\lambda/4$ -Plättchen und Polfilter in den Strahlweg gestellt. Die Feinjustierung des Lasers auf die Probe wurde nun durch das Verschieben der Einkoppellinse durchgeführt. Hierbei war es hilfreich, den Strahl durch das Verfahren der EL entlang der optischen Achse etwas zu defokussieren, so dass man

die Randbereiche des Strahls über den CMOS-Sensor in der Image-Plane auch schon sehen kann, wenn der Strahl noch nicht exakt die optische Achse trifft. Sobald ein Teil des Strahles in der Image-Plane detektiert worden ist, wird er durch weiteres bewegen der Linse zentriert und dann sukzessive weiter fokussiert. Durch das Verkippen der Einkoppellinse zum Laser, wandert der Strahl beim Fokussieren des Lasers stark auf der Probe. Das Verkippen der Linse wird, sobald der Laser optimal fokussiert ist, behoben. Hierfür wird der Laser durch die beiden Spiegel sukzessive so einjustiert, dass der Spot auf der Probe beim de-fokussieren des Lasers nicht mehr wandert.

3.6 Messung

Zunächst wurde die Funktionsfähigkeit des LRM durch einige Probe-Messungen, die mit den Daten von Jaruszewski [7] und Ebel [14] verglichen worden ist, überprüft. Da für den Nachweis des Plasmonischen-Spin-Hall-Effektes keine Kenntnisse über den Betrag des Wellenvektors notwendig ist, wurde auf eine Kalibrierung der BFP verzichtet. Die in den Abbildungen dargestellten Skalen von $|\vec{k}_{\text{SPP}}|$ wurden durch die bekannte Luft-Gold Mode berechnet. Die Polarisation des Lasers wurde so ausgerichtet, dass sie bei Orientierung des $\lambda/4$ -Plättchen $\alpha_{\lambda/4} \in \{0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ\}$ parallel zur Einfallsebene des Lasers liegt. Dann wurde ein geeigneter Defekt auf der Probenoberfläche gesucht. Das Vorgehen hierbei war, die Probe zu verfahren und dabei das Bild der BFP zu beobachten. Sobald der Laser hierbei auf einen Defekt trifft, sind in der BFP die charakteristischen Fringes der Leckstrahlung zu erkennen. Das Ziel war es, einen Defekt zu finden, der möglichst symmetrisch abstrahlt. Nach dem ein geeigneter Defekt gefunden worden ist, wurden Bilder der FP und der BFP für unterschiedliche Orientierungen des $\lambda/4$ -Plättchen bei gleichbleibender Belichtungszeit aufgenommen.

4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Überprüfung der Funktionsweise des LRM

In diesem Abschnitt soll kurz verifiziert werden, ob die Messdaten des LRM tatsächlich plasmonischer Natur sind.

4.1.1 Verunreinigte Proben

Die ersten Probemessungen wurden an Proben durchgeführt, die noch aus vorangegangenen Arbeiten übrig geblieben waren. Diese Proben waren auch auf der Goldseite mit Immersionsöl verdreckt. Diese Kontamination sorgte dafür, dass die Anregung im k -Raum ein deutlich breiteres Spektrum aufweist. Dies ist durch Dämpfungseffekte auf der Probe zu erklären. Eine der Proben wurden mit Ethanol gereinigt. Daraufhin wurde die Messung wiederholt. Die Kontamination konnte so weitestgehend entfernt werden und die Anregung zeigt ein deutlich

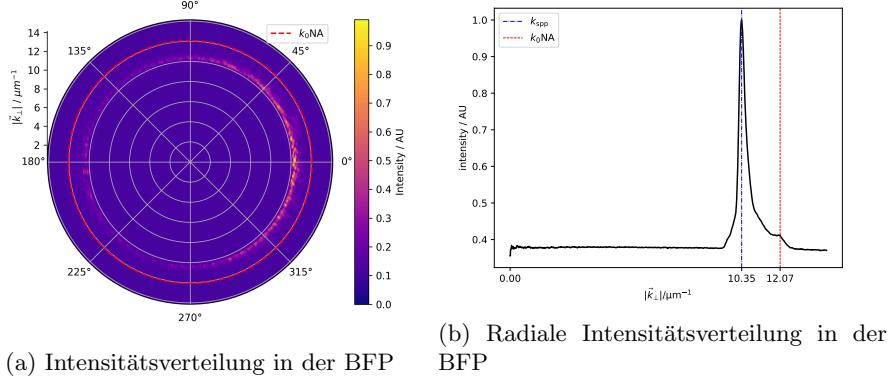
schmaleres Spektrum. Allerdings wurde die Probe durch die Reinigung mechanisch so stark beschädigt, dass die Defektdichte zu hoch war, um einen Defekt mit einer Umgebung ohne Fehlstellen zu finden. Insbesondere hat die Reinigung zu vielen Kratzten auf der Goldoberfläche geführt, die scharfe Beugungskanten in der BFP erzeugen. Für den weiteren Verlauf der Arbeit wurden daher neue Proben hergestellt. Diese Proben wurden statt mit Leitsilber mit Epoxidkleber in die Probenbleche Eingeklebt, so dass keine erneute Kontamination mit Immersionsöl auftreten kann. ToDo: Messdaten verunreinigte Probe!

4.1.2 Bestimmung von k_{spp} an neuer Probe

Dafür wurden die Anregung an einem Punktdefekt bei einem Einfallswinkel $\alpha_E = 60^\circ$ bei linearer Polarisation parallel zur Einfallsebene untersucht. Da die Begrenzung der BFP durch die NA nur vom Immersionsobjektiv und dem Brechungsindex des verwendeten Immersionsöls abhängt, ist diese Begrenzung gut geeignet, um eine Kalibrierung der BFP zu ermöglichen. In dieser Arbeit wird sowohl das gleiche Immersionsöl als auch das gleiche Immersionsobjektiv wie in [7] verwendet. Daher kann die Kalibrierung aus dieser Arbeit übernommen werden. Dort wurde durch eine SPP-Mode mit bekanntem k_{spp} der Wert der Numerischen Apertur der Kombination Immersionsobjektiv-Immersionssöl bei einer Wellenlänge von $\lambda = 633\text{nm}$ auf $\text{NA}_{\lambda=633\text{nm}} = 1.216 \pm 0.005$ und $k_0 \text{NA}_{\lambda=633\text{nm}} = 12.07 \pm 0.05 \mu\text{m}^{-1}$ bestimmt. Anhand dieser Kalibrierung wurde der Wert von k_{spp} bestimmt. Hierfür wurde für jeden Radius das Integral:

$$I(|\vec{k}_\perp|) = \int_0^{2\pi} I(|\vec{k}_\perp|, \theta) d\theta$$

ausgewertet. Das Maximum dieser radialen Intensitätsverteilung entspricht $k_{\text{spp}} = 10.35 \mu\text{m}^{-1}$. Dieser Wert stimmt bis auf 0.2% mit dem Wert aus der theoretischen Berechnung (2.9c) überein. Allerdings ist hier zu bemerken, dass die Luft-Gold-Glas Mode auch für die Kalibrierung genutzt worden ist. Die Messdaten sind in Abbildung 4.1a und die radiale Intensitätsverteilung ist in Abbildung 4.1b dargestellt. Die Einfallsrichtung des Lasers war entlang der 0° -Linie. Es fällt auf, dass die Anregung in Richtung der Einfallsebene deutlich stärker ausgeprägt ist. Aus der radialen Intensitätsverteilung der BFP lässt sich außerdem der Imaginärteil des Wellenvektors bestimmen. Hierfür wird ausgenutzt, dass die radiale Intensitätsverteilung der BFP nach (2.8) ein Lorentz-Profil sein sollte. Die Profilbreite wird hierbei durch den Imaginärteil des Wellenvektors bestimmt. Aus den Messdaten lässt sich diese Profilbreite nun über ein Anpassen eines Lorentzprofiles mit der Methode der kleinsten Quadrate bestimmen. Diese Fit-Kurve ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Dieser Fit hat $\Im\{k_{\text{SPP}}\} = 0.16 \mu\text{m}^{-1}$ ergeben. Die Abweichung von 250% zu dem theoretisch errechneten Wert 2.9c lässt sich durch zwei Effekte erklären. Durch Abbildungsfehler in dem LRM kommt es zu einer Verbreiterung des Profiles in der BFP [7], daher ergibt die gemessene Profilbreite nur eine obere Schranke für die tatsächliche Dämpfung des SPPs. Außerdem ist die genaue Qualität der Probe unbekannt und weitere Defekte und größere Oberflächenrauheiten können zu einer stärkeren Dämpfung



(a) Intensitätsverteilung in der BFP

(b) Radiale Intensitätsverteilung in der BFP

Abbildung 4.1: Messung unter $\alpha_E = 60^\circ$ bei p-Polarisation. Der rot markierte Knick in der Intensitätsverteilung entsteht durch die Begrenzung der BFP durch die NA und wurde ausgenutzt, um die Skala zu kalibrieren. Die radiale Intensitätsverteilung hat ein Maximum bei $k_{\text{spp}} = 10.35 \mu\text{m}^{-1}$.

des SPPs führen. In der Arbeit [7] wurde $\Im\{k_{\text{SPP}}\} = 0.19 \mu\text{m}^{-1}$ gemessen. Dieser Wert weicht nur um 19% von dem in dieser Arbeit gemessenen Wert ab. Da die Profilbreite im vgl. zu [7] kleiner geworden ist, ist davon auszugehen, dass entweder die Probenqualität zugemessen hat, oder die Qualität der optischen Abbildung verbessert werden konnte. (In [7] wurde das Intensitätsprofil nur entlang einer Linie und nicht über den gesamten Vollkreis berechnet)

4.2 Nachweis des Plasmonischen Spin-Hall-Effektes

Zum Nachweis des Plasmonischen Spin-Hall-Effektes wurde das plasmonische k-Spektrum an einem Punktdefekt in Abhängigkeit der Orientierung des $\lambda/4$ -Plättchens gemessen. Die Messung wurde an einem Punktdefekt durchgeführt. Bei der Auswahl des Defektes wurde auf eine möglichst isotrope Anregung und eine möglichst Defekt freie Umgebung geachtet. Das Ortsbild wurde in der Imageplane 1 mit einer Blende auf einen einzelnen Defekt gefiltert. Es wurde die BFP für in Unterschiedliche Orientierungen des $\lambda/4$ -Plättchens von $0^\circ - 360^\circ$ mit einer Schrittweite von 2° aufgenommen. Außerdem wurde mit einer Schrittweite von 20° das Ortsbild der Anregung aufgenommen.

Die so entstandenen Bilder der BFP wurden mit einem Python-Script ausgewertet. Hierfür wurde das kartesische Pixel-Bild zunächst in Polarkoordinaten transformiert. Hierbei fand eine Interpolation der Daten auf ein äquidistantes Gitter in Polarkoordinaten statt. In der BFP wurden nun senkrecht zur Einfallsebene des Lasers zwei Integrationsbereiche ausgewählt. Im nächsten Schritt wurde für jede Orientierung des $\lambda/4$ -Plättchens das Kontrastverhältnis der beiden Integrationsbereiche berechnet. Diese Kontrastverhältnisse zeigen die Abhängigkeit der Propagations-Richtung des SPPs von der Polarisation des Anregenden-

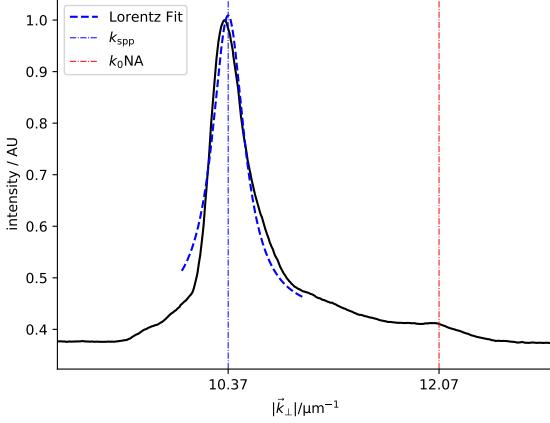


Abbildung 4.2: Lorentz-Fit an radiale Intensitätsverteilung.

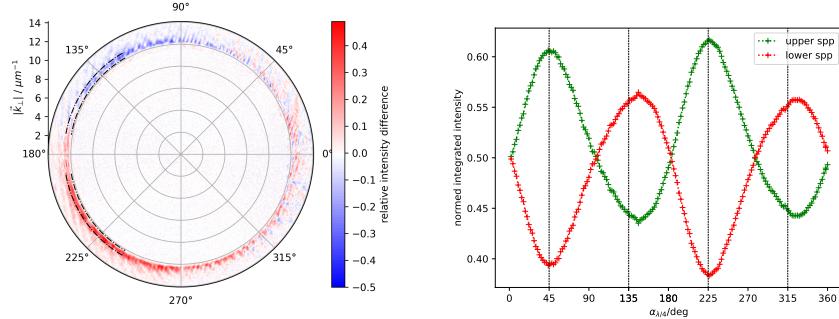
Lasers. Diese Daten sind in Abbildung 4.3a - 4.3f für unterschiedliche Integrationsbereiche dargestellt.

4.3 Diskussion

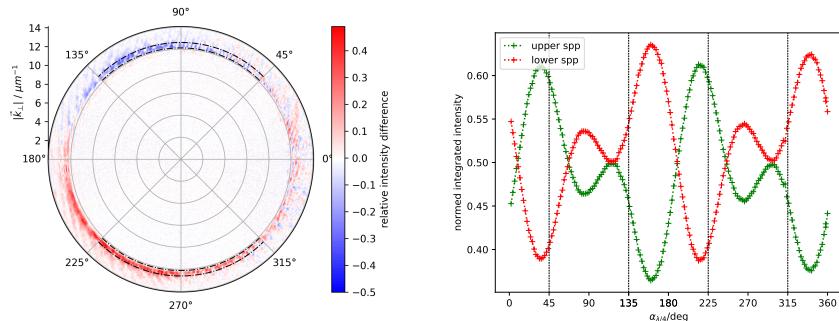
In den Messdaten ist sind für unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen relativ zum Einfallsebene des Lasers qualitativ unterschiedliche Verhaltensweisen zu beobachten.

Rückwärtsrichtung In Rückwärtsrichtung zum Strahl (Abbildungen 4.3a u. 4.3b) konnte der erwartete Effekt beobachtet werden. Bei zirkularer Polarisation ($\alpha_{\lambda/4} \in \{45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ\}$) ist jeweils die maximale Asymmetrie in Bezug auf die Einfallsebene zu erkennen. Diese Asymmetrie wechselt beim Wechsel des Drehsinns der zirkularen Polarisation wie erwartet ihre Orientierung. Das maximal beobachtet Kontrastverhältnis ist hierbei $\eta = 0.62 : 0.38$. Bei linearer Polarisation ($\alpha_{\lambda/4} \in \{0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ\}$) verschwindet die Asymmetrie bis auf einen kleinen Rest, der vermutlich durch eine intrinsische Asymmetrie der Anregungsstruktur verursacht wird. Durch diese intrinsische Asymmetrie lässt sich auch erklären, dass das Kontrastverhältnis bei 135° und 315° jeweils etwas geringer ist, als bei 45° und 225° . Die intrinsische Asymmetrie der Struktur addiert sich auf die Asymmetrie, die durch den Spin-Hall-Effekt verursacht wird und verstärkt bzw. schwächt diese abwechselnd ab.

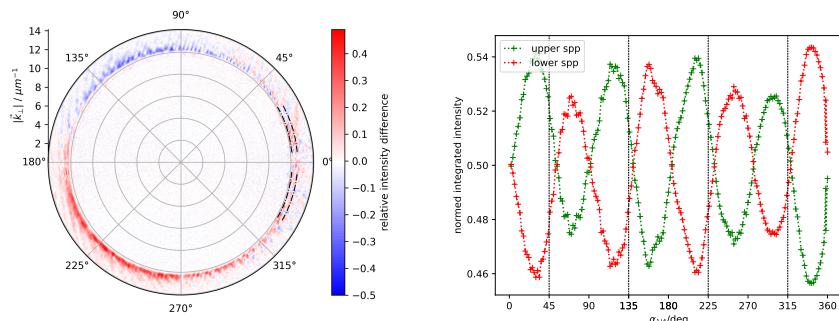
Vorwärtsrichtung In Vorwärtsrichtung (Abbildungen 4.3e u. 4.3f) konnte nicht der erwartete Effekt beobachtet werden. Hier tritt die maximale Asymmetrie jeweils bei elliptischer Polarisation auf und verschwindet bei zirkularer Polarisation. Bei linearer Polarisation verschwindet die Asymmetrie ebenfalls.



(a) Differenz, Integrationsmaske 120° – (b) Kontrast zwischen oberem und unterem SPP



(c) Differenz BFP, Integrationsmaske 45° – (d) Kontrast zwischen oberem und unterem SPP



(e) Differenz BFP, Integrationsmaske 5° – (f) Kontrast zwischen oberem und unterem SPP

Abbildung 4.3: Die Differenz BFP-Abbildungen zeigen jeweils die relative Differenz in der Intensitäten in der BFP zwischen $\alpha_{\lambda/4} = 45^\circ$ und $\alpha_{\lambda/4} = 135^\circ$ also die Fälle von links bzw. rechts zirkular Polarisierter Anregung. Außerdem sind in der BFP in schwarz jeweils die Integrationsmasken dargestellt. Der Rand der Abbildung entspricht $k_0\text{NA}$. Die Abbildungen auf der linken Seite zeigen die Abhängigkeit des Kontrastes zwischen der Intensität in der oberen und der unteren Integrationsmaske in Abhängigkeit der Orientierung des $\lambda/4$ -Plättchens. Die vertikalen Linien in den Diagramm an den Positionen $\alpha_{\lambda/4} \in \{45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ\}$ entsprechen einer Anregung mit zirkular polarisiertem Licht (alternierend links bzw. rechts zirkular).

Insgesamt zeigt der Verlauf die doppelte Frequenz der erwarteten Asymmetrie Modulation. Daher ist das Signal auch Symmetrisch bezüglich des Drehsinns der Polarisation. Für diese Phänomene wurde im Rahmen dieser Arbeit keine endgültige Erklärung gefunden.

Eine möglicher Erklärungsansatz ist die unbekannte Detailstruktur des Defektes. In den Theoretischen Überlegungen ist von einem idealen Dipol ausgegangen worden. Wenn die Multipolentwicklung des polarisierten Defektes noch höhere von null verschiedene Terme aufweist, könnten weitere unbekannte Effekte auftreten. Das durch kompliziertere Strukturen weitere nicht triviale Effekte auftreten können, kann man auch in den Messungen (Abbildung 4.4b) von [13] erkennen. Dort wurde der PSHE unter anderem an einer Gitterstruktur beobachtet. Die Messung an der Gitterstruktur zeigt auch eine gewisse Überlagerung von Signalen unterschiedlicher Frequenz. So ist dort bei ca. 10° ein weiteres Maximum der *left SPP intensity* zu erkennen, dass durch die einfachen Modelle des Spin Hall Effektes nicht zu erklären ist. Diese Messungen bestätigen die Vermutung, dass kompliziertere Strukturen sich in nicht trivialer Weise auf das Intensitätsbild auswirken.

Ein weiterer Erklärungsansatz ist, dass in den Simulation von einem ideal streifenden Einfall ausgegangen worden ist. In dem realen Experiment konnte durch Geometrische Begrenzungen nur ein Einfallswinkel von 60° zur Oberflächennormale realisiert werden. Auch diese andere Orientierung des Dipol könnte einen Effekt auf die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit der Polarisation haben.

Bei genauerer Betrachtung des Differenzbildes zwischen links und rechts zirkularer Polarisation (Abbildung 4.3e) fällt außerdem auf, dass das Differenzbild in Vorwärtsrichtung eine feine Struktur aufweist. Diese Struktur könnte durch Interferenzeffekte erklärt werden.

Senkrecht zur Einfallsebene Senkrecht zur Einfallsebene (Abbildungen 4.3c u. 4.3d) wurde eine Überlagerungen aus den oben beschriebenen Periodizitäten beobachtet. Diese Überlagerung führt dazu, dass das Signal des PSHE nicht mehr eindeutig zu identifizieren ist.

Vergleich mit Spin-Hall-Effekt ...

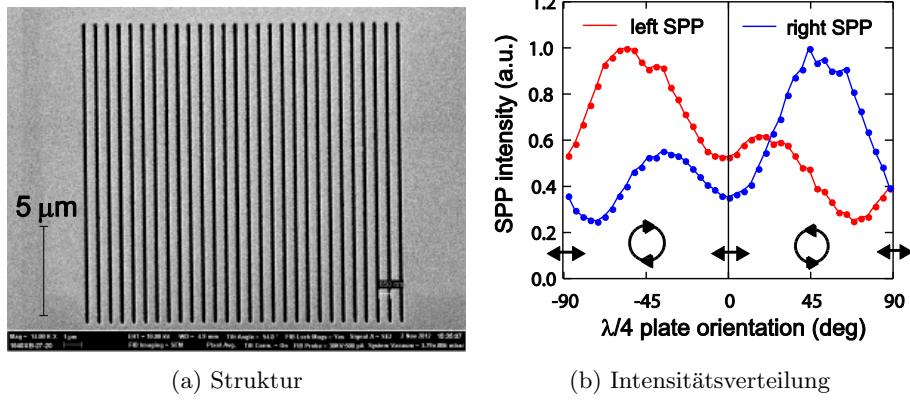


Abbildung 4.4: Die Abbildung zeigt die Messungen von [13], die an einer Gitterstruktur durchgeführt worden sind.

5 Zusammenfassung und Ausblick

A Literatur

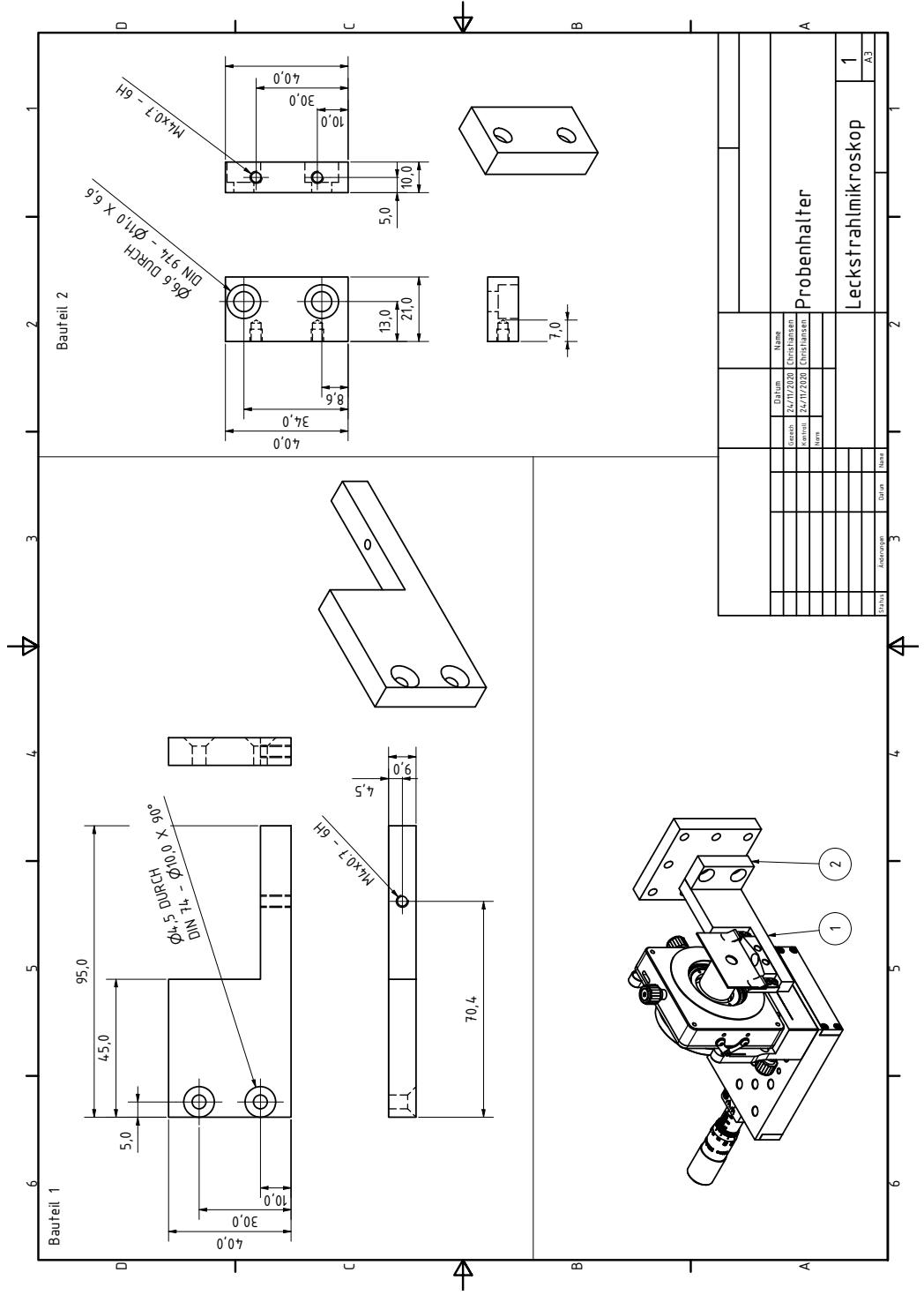
- [1] K. Y. Bliokh, A. Y. Bekshaev, and F. Nori. Extraordinary momentum and spin in evanescent waves. *Nature communications*, 5:3300, 2014. doi: 10.1038/ncomms4300.
- [2] Burke, Stegeman, and Tamir. Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films. *Physical review. B, Condensed matter*, 33(8):5186–5201, 1986. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.33.5186.
- [3] A. Drezet, A. Hohenau, D. Koller, A. Stepanov, H. Ditlbacher, B. Steinberger, F. R. Aussenegg, A. Leitner, and J. R. Krenn. Leakage radiation microscopy of surface plasmon polaritons. *Materials Science and Engineering: B*, 149(3):220–229, 2008. ISSN 0921-5107. doi: 10.1016/j.mseb.2007.10.010. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921510707005995>.
- [4] M. Fox. *Optische Eigenschaften von Festkörpern*. De Gruyter Oldenbourg, München and Wien, 2020. ISBN 9783110669138. doi: 10.1515/9783110669138.
- [5] Hecht, Bielefeldt, Novotny, Inouye, and Pohl. Local excitation, scattering, and interference of surface plasmons. *Physical review letters*, 77(9):1889–1892, 1996. doi: 10.1103/PhysRevLett.77.1889.
- [6] E. Hecht. *Optik*. De Gruyter, 2018. ISBN 9783110526653. doi: 10.1515/9783110526653.
- [7] Joris Jaruszewski. *Aufbau eines Leckstrahlungsmikroskopes zur Untersuchung plasmonischer Systeme*. Masterarbeit, Kiel, 2020.
- [8] S. Kühl, B. Ilsinger, S. Lenz, and M. Thaler. *Grundlagen der Licht- und Elektronenmikroskopie*, volume 4864 of *UTB*. Verlag Eugen Ulmer, Stuttgart, 2018. ISBN 9783838548647. URL <http://www.utb-studi-e-book.de/9783838548647>.
- [9] J. Lin, J. P. B. Mueller, Q. Wang, G. Yuan, N. Antoniou, X.-C. Yuan, and F. Capasso. Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons. *Science*, 340(6130):331–334, 2013. ISSN 1095-9203. doi: 10.1126/science.1233746.
- [10] S. A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and applications*. Springer, New York, 2007. ISBN 9780387331508.
- [11] L. Novotny and B. Hecht. Theoretical foundations. In L. Novotny and B. Hecht, editors, *Principles of nano-optics*, pages 12–44. Cambridge University Press, Cambridge, 2012. ISBN 9780511794193. doi: 10.1017/CBO9780511794193.004.

- [12] R. L. Olmon, B. Slovick, T. W. Johnson, D. Shelton, S.-H. Oh, G. D. Boreman, and M. B. Raschke. Optical dielectric function of gold. *Physical Review B*, 86(23), 2012. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.86.235147.
- [13] F. J. Rodríguez-Fortuño, G. Marino, P. Ginzburg, D. O'Connor, A. Martínez, G. A. Wurtz, and A. V. Zayats. Near-field interference for the unidirectional excitation of electromagnetic guided modes. *Science*, 340(6130):328–330, 2013. ISSN 1095-9203. doi: 10.1126/science.1233739.
- [14] Sven Ebel. *Aufbau und Test eines Leckstrahlemikroskops*. Bachelorarbeit, Kiel, 2019.
- [15] A. R. von Hippel. *Dielectric materials and applications*. Artech House, Boston and London, 1995. ISBN 0890068054.
- [16] Zeiss. Datenblatt deckglas.

B Programmierung

C Polarimeter

D Technische Zeichnungen



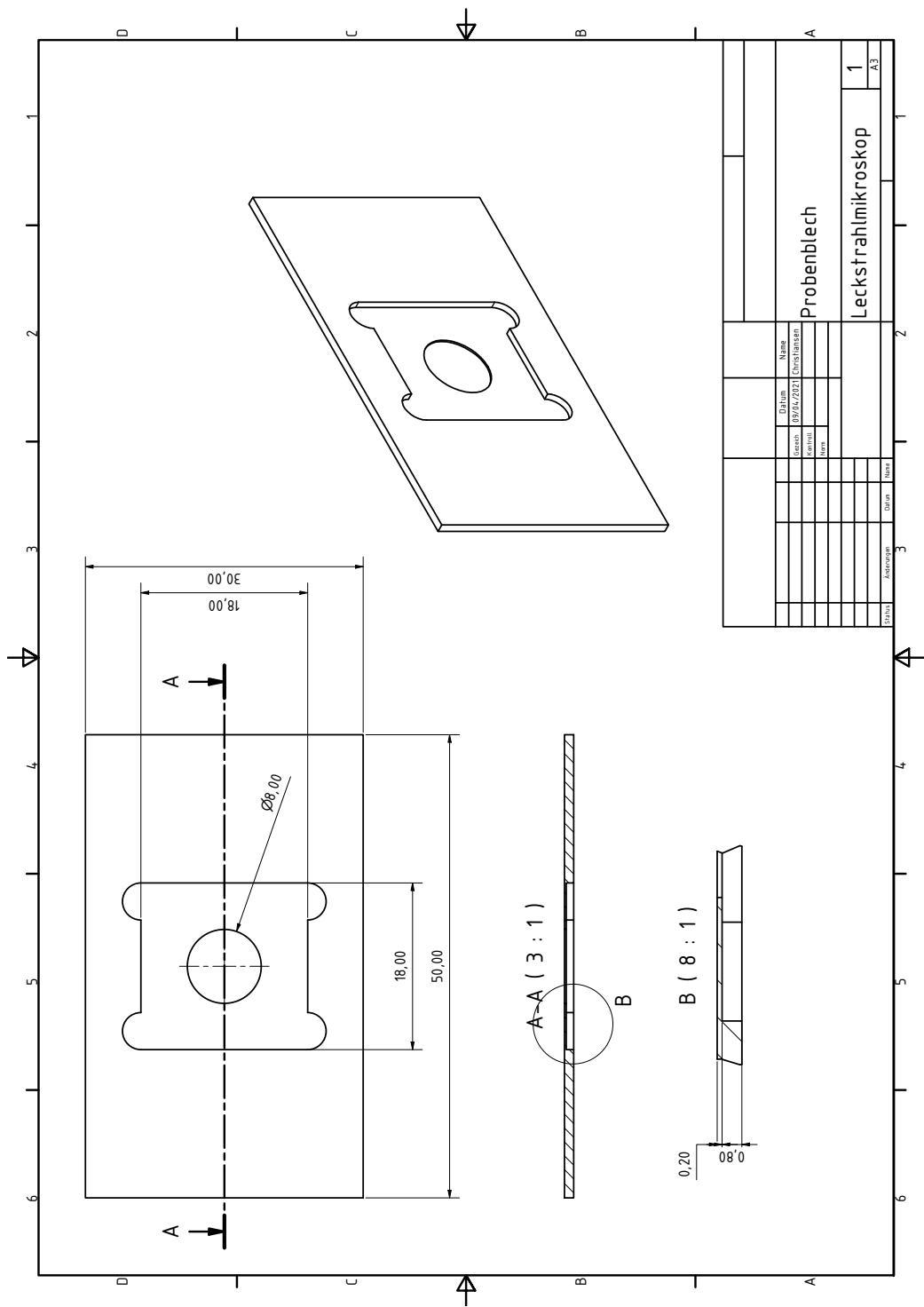


Abbildung D.2: Technische Zeichnung Probblech

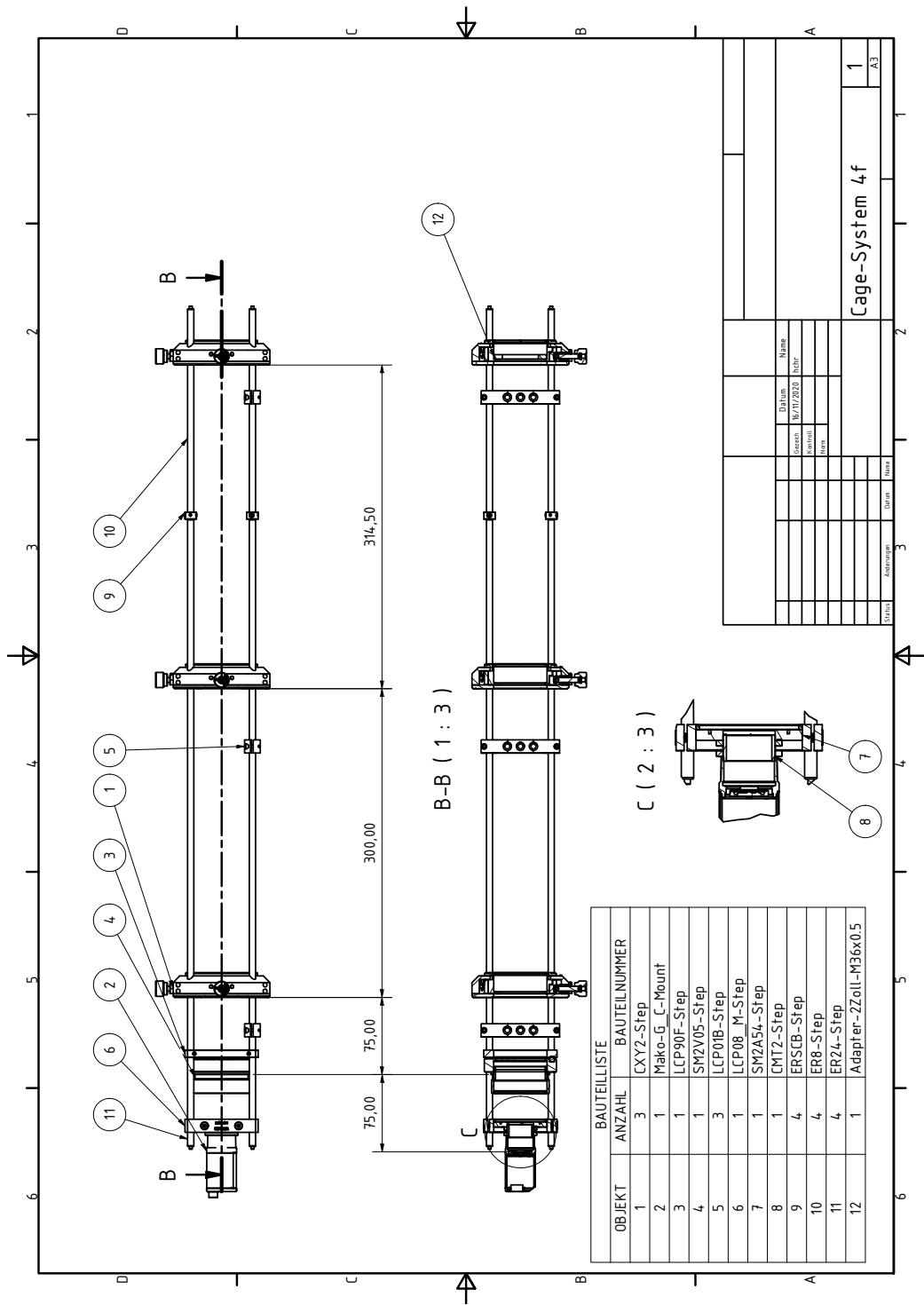


Abbildung D.3: Technische Zeichnung Cage-System

E Liste der verwendeten Komponenten

Bauteil	Typ	Hersteller
Helium-Neon-Laser	HNL210L-EC	<i>Thorlabs</i>
ND Filter	NDL-25C-2	<i>Thorlabs</i>
$\lambda/4$ -Plättchen	WPMQ05M-633	<i>Thorlabs</i>
Polarisationsfilter	-	<i>Newport</i>
Hintergrund LED	-	-
Blenden	-	-
Spiegel	-	-
Kollimatorlinse	Lens Asphere Ach 25x40Vis 0 TS	<i>Edmund Optics</i>
Immersionsobjektiv	100-fach/1.25 N-Achroplan	<i>Carl Zeiss</i>
Immersionsöl	518N, n=1.518	<i>Carl Zeiss</i>
Tubuslinse	452149-0000-000	<i>Carl Zeiss</i>
2x Linsen	LA1417-A-ML, f = 150 mm	<i>Thorlabs</i>
1x Linsen	LA1417-A-ML, f = 75 mm	<i>Thorlabs</i>
2x Lineartisch	2000551	<i>Thorlabs</i>
Kristallhalter	LP-1A (XYZ) Series	<i>Newport</i>
Objektiv-Adapter	LPMH-1	<i>Newport</i>
3-Achsen-Bühne	TSD	<i>OptoSigma</i>
2-Achsen-Bühne	TSD	<i>OptoSigma</i>
Filter-Halter	FH2	<i>Thorlabs</i>
Einkoppellinse	LA-1805	<i>Thorlabs</i>
Linsenhalter	M-LH-1A	<i>Newport</i>
Cage Plate	LCP08/M	<i>Thorlabs</i>
Linsen Tubus Verbinder	CMT2	<i>Thorlabs</i>
SM2, CMount Adapter	SM2A54	<i>Thorlabs</i>
Justierbarer Linsentubus	SM2V05	<i>Thorlabs</i>
Magnet Cage-Plate	LCP90F	<i>Thorlabs</i>
3x xy-Linsenhalter	CXY2	<i>Thorlabs</i>
3x Cage-System-Halter	LCP01B	<i>Thorlabs</i>
4x Cage-System-Stange	ER8	<i>Thorlabs</i>
4x Cage-System-Stange	ER24	<i>Thorlabs</i>
4x Stangenverbinder	ERSCB	<i>Thorlabs</i>
CageSystem Justier Hilfe	LCPA1	<i>Thorlabs</i>
Probenhalter	Eigendesign	Werkstatt
Probenblech	Eigendesign	Werkstatt
BeamBlock	Eigendesign	Werkstatt
Tubuslinsenhalter	Eigendesign	Werkstatt

Tabelle E.1: Liste der verwendeten Komponenten