

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

Hanno Christiansen

März 2021

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einführung</b>	<b>2</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>2</b>
2.1 Oberflächen-Plasmon-Polariton (SPP) . . . . .	2
2.1.1 Dispersion . . . . .	2
2.1.2 Anregung . . . . .	4
2.1.3 Leckstrahlung . . . . .	6
2.2 Plasmonischer-Spin-Hall-Effekt . . . . .	6
2.2.1 Raumfrequenzspektrum von Elektromagnetischen-Feldern . . . . .	7
2.2.2 Raumfrequenzspektrum der Elektromagnetische Strahlung eines oszillierenden Dipols . . . . .	8
2.2.3 Analyse des SPP Spins . . . . .	9
<b>3 Messung und Methoden</b>	<b>12</b>
3.1 Leckstrahlmikroskopie . . . . .	12
3.1.1 Immersionsobjektiv . . . . .	12
3.1.2 Fourier-Optik . . . . .	13
3.2 Einstellung der Polarisation des Lasers . . . . .	14
3.3 Optischer Aufbau . . . . .	14
3.4 Probe . . . . .	17
3.5 Justage und Kalibrierung . . . . .	17
<b>4 Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>18</b>
4.1 Bestimmung des Polarisationszustandes . . . . .	18
4.1.1 Modellierung Jones-Polarimeter . . . . .	18
4.1.2 least-square-fit . . . . .	18
4.2 Bestimmung des Kontrastverhältnisses linkes/rechtes SPP . . . . .	18
4.3 Diskussion . . . . .	18
<b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>20</b>

# 1 Einführung

## 2 Theorie

### 2.1 Oberflächen-Plasmon-Polariton (SPP)

Ein Oberflächen-Plasmon-Polariton (engl. Surface-Plasmon-Polariton SPP) ist das quantisierte Quasiteilchen, der an das elektromagnetischen Feld gekoppelten Elektronen-Dichte-Oszillation, an einer Dielektrikums-Metall-Grenzschicht. Durch die spezielle Form dieser Geometrie ist es möglich, trotz des rein longitudinalen Charakters der Elektronen-Dichte-Oszillation, ein elektromagnetisches Feld mit transversalen Komponenten zu erzeugen. Diese transversalen Komponenten sind notwendig, um damit eine Kopplung an das rein transversale elektromagnetische Feld des Vakuums tendenziell zu ermöglichen. Die einfachste Geometrie in der SPPs auftreten können ist ein Zwei-Schichtsystem. Der Halbraum oberhalb der  $xy$ -Ebene mit  $z > 0$  sei von einem Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_D$  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, gehe ich davon aus, dass das SPP entlang der  $x$ -Achse propagiert und entlang der  $y$ -Achse homogen ist. So wird das Problem effektiv 2-dimensional. Wie in [5] gezeigt, lassen sich die elektromagnetischen Felder eines SPPs in dieser einfachen Geometrie durch folgende Ausdrücke beschreiben:

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

$$\vec{H}_n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} H_0 \exp(i(k_{\text{spp}}x + k_{z,n}|z| - \omega t)) \quad (2)$$

Der Index  $n$  beschreibt hierbei das Material ( $M$  für das Metall,  $D$  für das Dielektrikum). Das  $\pm$  ist  $+$  für das Metall und  $-$  für das Dielektrikum.  $\omega$  ist die Winkelfrequenz der Anregung.  $k_{\text{spp}}$  ist der im allgemeinen komplexe Wellenvektor der Anregung.  $k_{\text{spp}}$  ist für beide Medien gleich. Der Realteil  $\text{Re}\{k_{\text{spp}}\}$  des komplexen Wellenvektors lässt sich in die Wellenlänge  $\lambda_{\text{spp}} = 2\pi/\text{Re}\{k_{\text{spp}}\}$  des SPP umrechnen. Der Imaginärteil  $\text{Im}\{k_{\text{spp}}\}$  beschreibt das Dämpfungsverhalten des SPP entlang der Ausbreitungsrichtung. Es lässt sich über  $L_{\text{spp}} = 1/(2\text{Im}\{k_{\text{spp}}\})$  eine Propagationslänge definieren. Nachdem das SPP eine Propagationslänge zurückgelegt hat, sind die ursprünglichen Intensitäten des SPP auf 1/e ihres ursprünglichen Betrages zurückgegangen.

Analog beschreibt  $\text{Re}\{k_{z,n}\}$  den Exponentiellen-Abfall der Anregung, wenn man sich von der Grenzfläche entfernt. Hier lassen sich die Eindringtiefen  $\delta_{M,D}$  definieren, die angeben nach welcher Entfernung in z-Richtung die ursprüngliche Feldstärke auf 1/e abgeklungen ist. Das SPP hat sowohl transversale, als auch longitudinale Komponenten des Elektrischen Feldes. Das magnetische Feld ist rein transversal. Daher spricht man auch von einer Transversal-Magnetischen Anregung (TM). Der quantitativer Verlauf des elektrischen Feldes für ein rein reelles  $k_{\text{spp}}$  und ein rein imaginäres  $k_{z,n}$  ist in Abb. 1 dargestellt.

#### 2.1.1 Dispersion

Die Herleitung der Dispersionsrelation orientiert sich an den Ausführungen in [1, pp. 261–ff] und kann dort im Detail nachvollzogen werden. Ich beschränke mich hier auf eine kurze Beschreibung

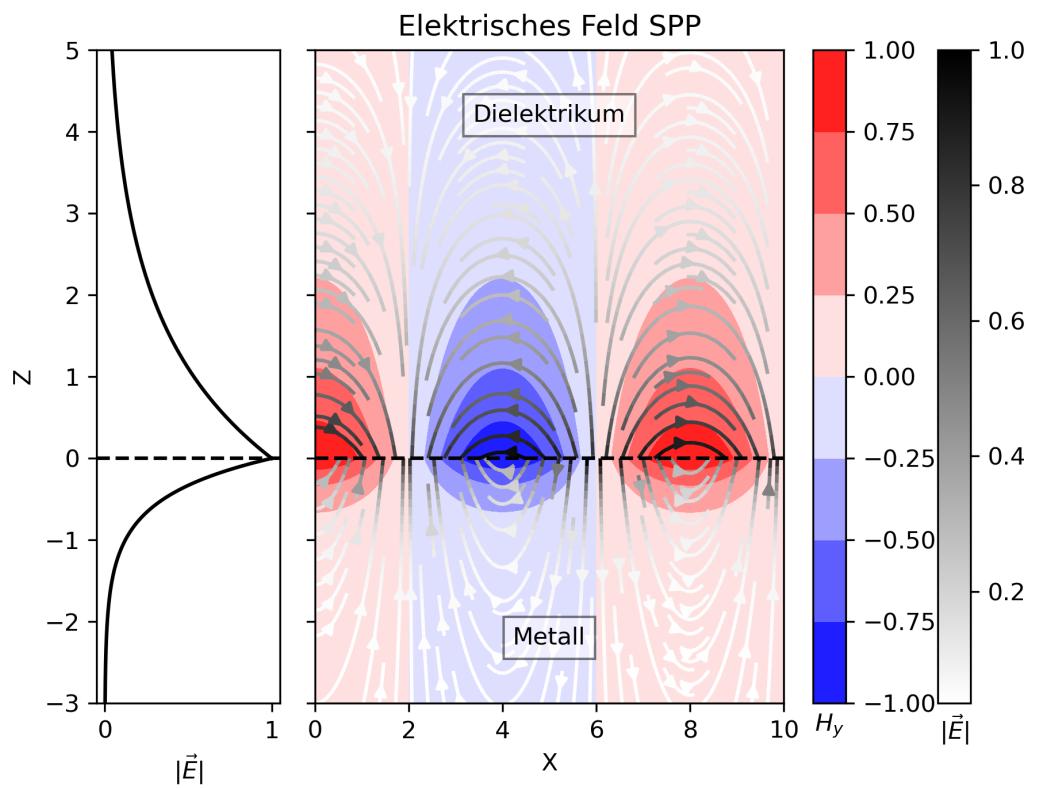


Abbildung 1: Quantitativer Verlauf des Elektrischen Feldes eines SPPs entlang einer Metall-Dielektrikums-Grenzschicht in der xy-Ebene mit Ausbreitungsrichtung in positiver x-Richtung

des Vorgehens. Damit die oben angesetzten elektromagnetischen Felder (1), (2) die Maxwellgleichungen (3) und die Randbedingungen an der Grenzschicht erfüllen, müssen die Bedingungen (4a), (4b) gelten. (Hierbei handelt es sich um den Spezialfall nicht magnetischer Materialien.)

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= 0 & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\end{aligned}\quad (3)$$

$$\frac{k_{z,M}}{\epsilon_M} + \frac{k_{z,D}}{\epsilon_D} = 0 \quad (4a)$$

$$k_{\text{spp}}^2 + k_{z,n}^2 = \epsilon_n \left( \frac{\omega}{c} \right)^2; \text{ für } n = M, D \quad (4b)$$

$\epsilon_{M,D} = \epsilon_{M,D}(\omega)$  sind hierbei die Permittivitäten der Materialien in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz. Aus Gleichung (4b) folgt  $k_{z,n} = \sqrt{\epsilon_n k_0^2 - k_{\text{spp}}^2}$ . Diese Beziehung legt den Zusammenhang zwischen  $k_{\text{spp}}$  und  $k_{z,n}$  fest. Außerdem lässt sich hieraus erkennen, dass für typische Materialien  $\text{Im}\{k_{z,n}\} \gg \text{Re}\{k_{z,n}\}$ . Durch die Dominanz des Imaginärteils über den Realteil der Wellenvektorkomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, fallen die Felder senkrecht zu Ausbreitungsrichtung exponentiell ab. Man spricht deswegen von evaneszenten Feldern. Die Anregung ist daher stark an die Grenzfläche gebunden. Durch das Lösen der Bedingungen (4a), (4b) ergibt sich die Dispersionsrelation des SPP an einer Grenzschicht zwischen einem Metall und einem Dielektrikum zu:

$$k_{\text{spp}}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_D \epsilon_M(\omega)}{\epsilon_D + \epsilon_M(\omega)}} = k_0(\omega) n_{\text{eff}}(\omega) \quad (5)$$

Hierbei ist  $k_0 = \omega/c$  die Dispersion von elektromagnetischer Strahlung in 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 der Energie dargestellt werden.

Im folgenden werden die Messdaten der Dielektrischen-Funktion von Gold aus der Publikation [7] verwendet, um den Verlauf der Dispersion einer Vakuum-Gold Mode qualitativ zu analysieren. Die Publikation stellt Messdaten für unterschiedliche Oberflächenrauhigkeiten zur Verfügung. In dieser Arbeit wurden die Messdaten für aufgedampftes Gold verwendet. Für die Berechnung der Dispersion wurde  $\epsilon_D = n_D^2 = 1.52^2$  verwendet. In der Dispersionskurve Abb. ?? ist zu erkennen, dass die Dispersionskurve bei einer Anregungs-Energie von  $E = hc/\lambda_{\text{HeNe}} = 1.95\text{eV}$  rechts von der Lichtlinie des jeweiligen Mediums liegt. Diese k-Differenz sorgt dafür, dass SPPs nicht ohne weiteres von Elektromagnetischer-Strahlung des Vakuums 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.

**Kretschman-Konfiguration** In der Kretschmann Konfiguration wird ausgenutzt, dass man den auf eine Ebene projizierten Anteil eines Wellenvektors durch Einfallsinkel verkleinern kann. Da der Wellenvektor allerdings vergrößert werden muss, um ein SPP mit Strahlung aus Dielektrikum anzuregen, ist es notwendig ein System mit mehr als zwei Schichten zu verwenden. Ein

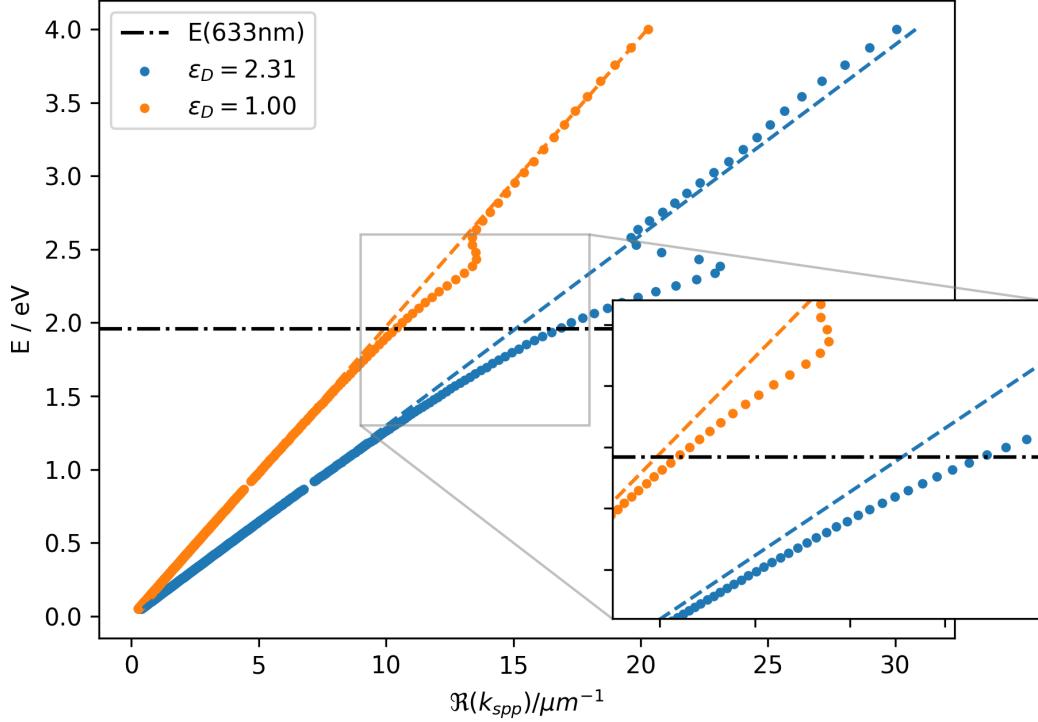


Abbildung 2: Dispersionskurve der Gold-Vakuum und der Gold-Glas Mode. Die Lichtlinien im jeweiligen Medium sind zur Orientierung gestrichelt gekennzeichnet

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 mit  $\epsilon_{D_1} > \epsilon_{D_2}$  zu vergrößern, und dann durch den Einfallswinkel zu Grenzschichtebene exakt an das SPP der Mode Metall-Dielektrikum2 anzupassen. Dieses Verfahren wird bei der Kretschmann-Konfiguration verwendet. Ein schematischer Aufbau der Kretschmann Konfiguration ist Abb. 3 zu entnehmen. Die Anregungsstrahlung tritt hier zunächst in das Prisma ein. Hierdurch wird der Wellenvektor der Anregungsstrahlung um  $k_{D_1} = k_0 \sqrt{\epsilon_{D_1}}$  vergrößert. Das Material des Prismas wird so gewählt, dass der Wellenvektor größer als der Wellenvektor des SPPs (5) ist. Der Einfallswinkel  $\theta_E$  wird so gewählt, dass die Projektion von  $k_{D_1}$  auf die Goldoberfläche gerade  $k_{\text{spp}}$  entspricht. Es gilt also:

$$\sin(\theta_E) = \frac{\Re\{k_{\text{spp}}\}}{k_{D_1}} \quad (6)$$

$$\Rightarrow \boxed{\Re\{k_{\text{spp}}\} = \sin(\theta_E) k_0 \sqrt{\epsilon_{D_1}}} \quad (7)$$

Bei der Reflektion einer elektromagnetischen Welle an einem Metall, dringen in das Metall evanescente Felder ein. [6]. Ist die Metallschicht dünn genug, haben diese evaneszenten Felder an unteren Grenzfläche des Metalls noch ausreichend Intensität, um dort ein SPP anzuregen. Dies ist möglich, da die k-Komponenten wie oben erläutert aneinander angepasst worden sind.

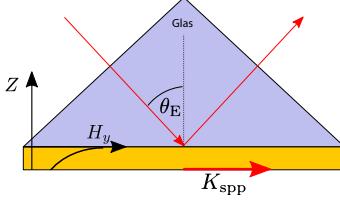


Abbildung 3: Schematischer Aufbau der Kretschmann-Konfiguration. Die Abbildung ist aus [3] entnommen

Die in Abb. 3 gezeigte Geometrie nutzt für das Dielektrikum 1 ein Prisma, um die Einkopplung der elektromagnetischen Welle aus dem Vakuum in das Dielektrikum1 möglichst effektiv zu gestalten. Als Dielektrikum 2 wurde hier Luft verwendet.

**Anregung an Strukturen** Eine weitere Möglichkeit, die Wellenvektordifferenz zu überwinden stellen scharfe Strukturen an der Metalloberfläche da. An diesen Strukturen streut das anregende Licht, und kann somit ausreichend  $k$  gewinnen, um ein SPP anzuregen. Diese Strukturen können entweder künstlich hergestellt werden, oder es werden Defekt-Stellen auf der Probe genutzt. Da die Struktur scharf im Ortsraum ist, besitzt Sie ein breites Raumfrequenzspektrum.

...

### 2.1.3 Leckstrahlung

Leckstrahlung ist der inverse Effekt zur Anregung in der Kretschmann-Konfiguration. In einem Dreischichtsystem Dielektrikum1-Metall-Dielektrikum2 kann ein an der Grenzfläche Dielektrikum1-Metall propagierendes SPP, durch evanescente Felder, durch den Metallfilm in das Dielektrikum2 abstrahlen. Dies ist nur möglich, wenn  $\epsilon_{D_2} < \epsilon_{D_1}$  ist, da sonst die Phasenanpassungsbedingung (6) nicht erfüllt werden kann. Diese Strahlung tritt dann unter einem Winkel  $\theta_L$  aus der Probe, so dass die Phasenanpassungsbedingung gerade erfüllt ist. Diese in das Dielektrikum 2 abgestrahlte Strahlung bezeichnet man als Leckstrahlung. Für das auftreten von Leckstrahlung muss der Metallfilm ausreichen dünn sein, damit die evaneszenten Felder des SPP an der zweiten Grenzschicht noch ausreichend Intensität aufweisen. Durch die Phasenanpassungsbedingung (6) kann einem Bestimmten Abstrahlwinkel  $\theta_L$  ein konkreter  $\text{Re}\{k_{\text{spp}}\}$  zugeordnet werden und umgekehrt. Dieser Umstand wird bei der Leckstrahlmikroskopie ausgenutzt, um den Wellenvektor des SPP zu bestimmen.

## 2.2 Plasmonischer-Spin-Hall-Effekt

Der Plasmonische-Spin-Hall-Effekt beschreibt, wie an einer räumlich symmetrischen Struktur angeregte SPPs, abhängig von der Polarisation der anregenden Strahlung, in unterschiedliche Richtungen propagieren. Speziell propagiert das SPP bei links-zirkular polarisierter Strahlung in eine um 180° verschiedene Richtung zu dem SPP, dass mit rechts zirkular polarisiertem Licht angeregt worden ist.

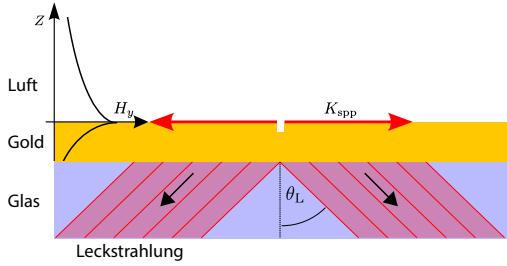


Abbildung 4: Schematischer Aufbau der Abstrahlung von Leckstrahlung. Die Abbildung ist aus [3] entnommen

### 2.2.1 Raumfrequenzspektrum von Elektromagnetischen-Feldern

Um den Plasmonischen-Spin-Hall-Effekt zu verstehen, ist es zunächst notwendig, die Raumfrequenzdarstellung von Elektromagnetischen Feldern zu verstehen. Die folgenden Ausführungen orientieren sich an [6], wobei in dieser Arbeit nur der etwas einfacherer 2D-Fall ausgeführt wird.

Das Elektrische Feld am Ort  $\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$  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:

$$\vec{E}(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \hat{\vec{E}}(k_x, z) \exp(ik_x x) \quad (8)$$

$$\hat{\vec{E}}(k_x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx \vec{E}(x, z) \exp(-ik_x x) \quad (9)$$

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 Maxwellgleichungen (3) ergebende Helmholtz-Gleichung  $(\vec{\nabla}^2 + k^2) \vec{E}(\vec{r}) = 0$ , erfüllen. Einsetzen von (8) in die Helmholtz-Gleichung ergibt mit der Definition  $k_z := \sqrt{k^2 - k_x^2}$  folgenden Zusammenhang:

$$\hat{\vec{E}}(k_x, z) = \hat{\vec{E}}(k_x, z=0) \exp(\pm ik_z z) \quad (10)$$

Das Vorzeichen legt hier die Propagationsrichtung fest. Einsetzen in (8) ergibt:

$$\vec{E}(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \hat{\vec{E}}(k_x, z=0) \exp(i(k_x x \pm k_z z)) \quad (11)$$

Wenn also das Raumfrequenzspektrum für einen  $z$ -Wert bekannt ist, lassen sich die Spektren für alle anderen  $z$ -Werte gemäß (10) berechnen. Für einen festen Wert von  $k_x$  gibt es, je nach dem ob  $k_x$  größer oder kleiner als  $k$  ist zwei unterschiedliche Lösungen. Wenn  $k_x^2 < k^2$  ist, ist  $k_z := \sqrt{k^2 - k_x^2}$  eine reelle Zahl. Daher handelt es sich nach (10) um eine ebene Welle, die entlang der  $z$ -Achse propagierte. 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 (10) um eine evanescente 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 3 Raumdimensionen und das Magnetische Feld erweitern.

## 2.2.2 Raumfrequenzspektrum der Elektromagnetische Strahlung eines oszillierenden Dipols

Wenn man das oben beschriebene Verfahren auf einen Elliptisch-Polarisierten Dipol anwendet, lässt sich das Raumfrequenzspektrum bestimmen. Hier werde ich mich wieder auf den 2-Dimensionalen Fall beschränken. Das Dipolmoment sei:

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix}$$

$p_x$  und  $p_y$  sind im allgemeinen komplexe Zahlen. So kann  $\vec{P}$  auch Elliptische Polarisationen darstellen. Das Die y-Komponente des Magnetfeldes dieses Dipols lässt sich nun, wie in [6] und [8] gezeigt wird, analog zu den obigen Ausführungen in Raumfrequenzanteile zerlegen.

$$H_y(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \hat{H}_y(k_x, z) \exp(ik_x x) \quad (12)$$

mit

$$\boxed{\hat{H}_y(k_x, z) = \frac{i\omega}{8\pi^2} \left\{ p_z \frac{k_x}{k_z} \mp p_x \right\} \exp(ik_z |z - z_{\text{Dipol}}|)} \quad (13)$$

$z_{\text{Dipol}}$  ist hierbei die Position des Dipols auf der  $z$ -Achse.  $k_z$  lässt sich hierbei 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 "aufgebraucht" wird  $k_z$  imaginär und die resultierende Welle deswegen evaneszent. Wenn  $k_x$  einen Anteil der Gesamtwellenzahl "übrig lässt", bleibt  $k_z$  reell und die Welle kann propagieren. Ähnlich wie bei der Leckstrahlung, ergibt sich ein durch die Phasenanpassungsbedingung ein Winkel zur  $z$ -Achse, unter dem die Welle mit bestimmten  $k_x$  propagiert:  $\theta = \arcsin(k_x/k)$ . Da  $k = \omega/c$  hängt das Raumfrequenzspektrum nur von dem äußeren Parameter  $\omega$  bzw.  $k$  ab.

**Analyse des Dipol-Raumfrequenzspektrums** Die Analyse des Raumfrequenzspektrums erfolgt in dieser Arbeit rein quantitativ unter Verwendung von willkürlichen Einheiten.

**Linear polarisierte Dipol in  $x$ -Richtung** Der Dipol sei:

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

Der Real und Imaginär Teil des Raumfrequenzspektrums in einer halben Wellenlänge unterhalb des Dipols lässt sich nun plotten.  $k_x$  wurde hierbei in Einheiten von  $k$  dargestellt. Die Raumfrequenzspektrums-Amplitude wurde in dem Bereich der Darstellung auf 1 normiert. Das Raumfrequenzspektrum des in x-Richtung orientierten Dipols hat eine gerade Parität, ist also achsensymmetrisch.

**Linear polarisierte Dipol in  $z$ -Richtung** Der Dipol sei:

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

Das Raumfrequenzspektrum dieses Dipols zeigt ungerade Parität, ist also punktsymmetrisch um den Ursprung.

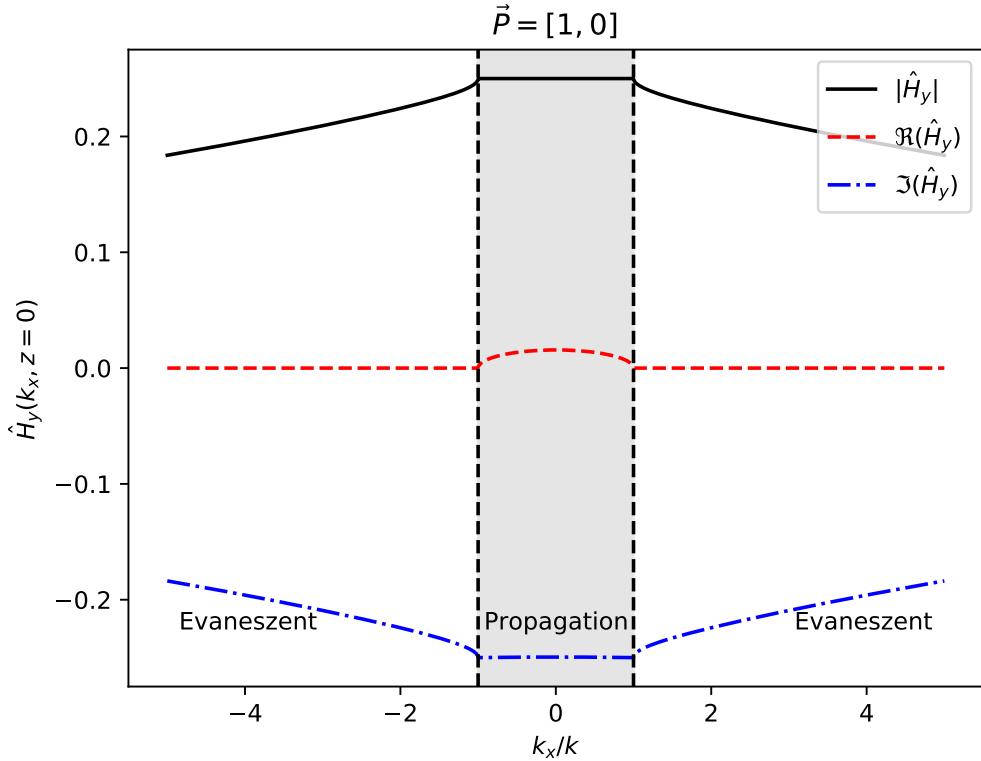


Abbildung 5: Raumfrequenzspektrum in der z-Ebene, eines entlang der x-Achse orientiertem linear polarisiertem Dipol. Position des Dipols bei  $z_{\text{dipol}} = 0.01\lambda$

**Zirkular polarisierte Dipol** Der Dipol sei:

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

Das Raumfrequenzspektrum aus der 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 dem Zirkular polarisierten Dipol ein Schichtsystem, dass die Anregung von SPPs unterstützt positioniert wird, kann durch den Teil des Spektrums der dem effektiven Brechungsindex der SPP-Mode entspricht ein SPP angeregt werden. Das Vorzeichen von  $k_x$  entspricht hierbei der Anregungsrichtung des SPPs. Da  $\hat{H}_y(k_{\text{spp}}) \neq \hat{H}_y(-k_{\text{spp}})$  findet die Anregung bevorzugt in eine Richtung 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.

### 2.2.3 Analyse des SPP Spins

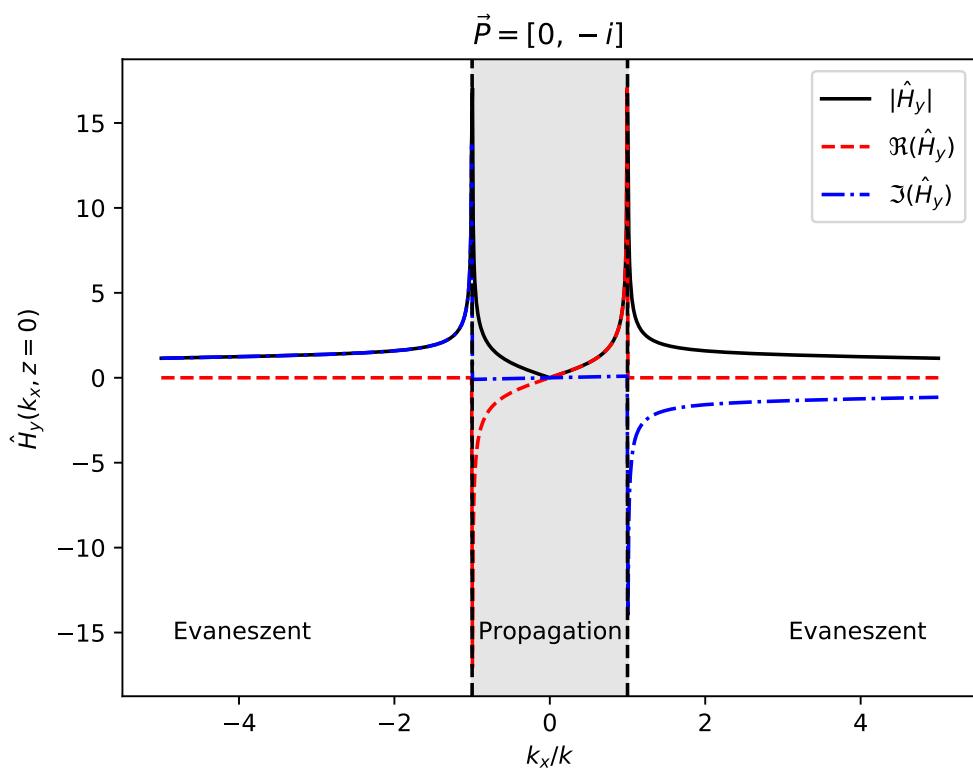


Abbildung 6: Raumfrequenzspektrum in der  $z$ -Ebene, bei entlang der  $z$ -Achse orientiertem linear polarisiertem Dipol. Position des Dipols bei  $z_{\text{dipol}} = 0.01\lambda$

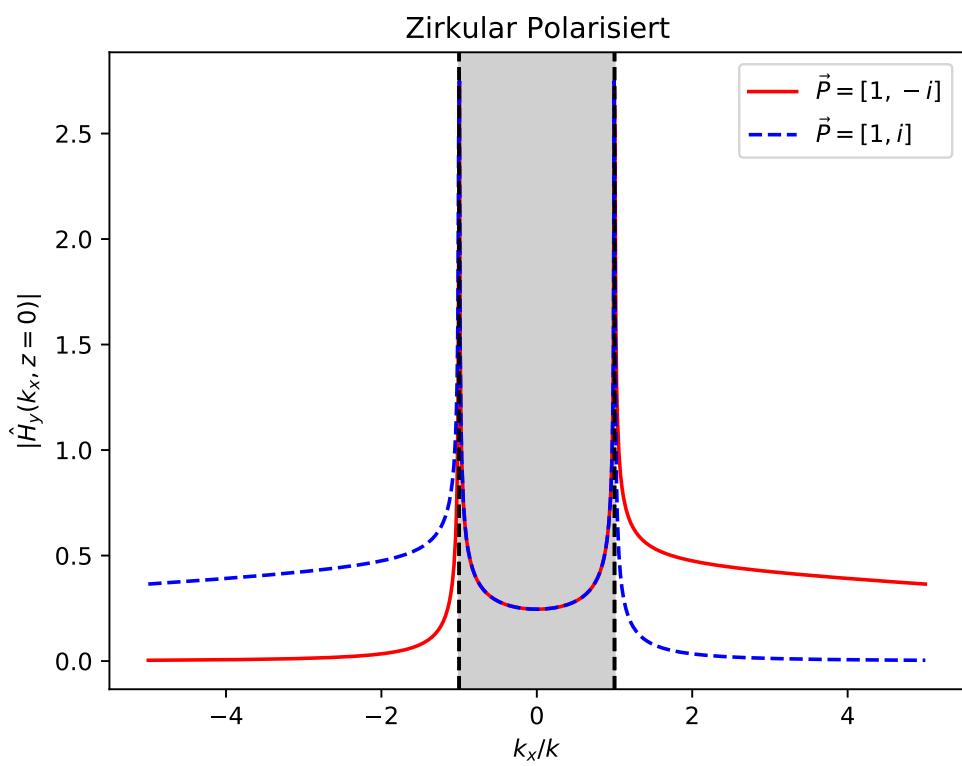


Abbildung 7: Betrag des Raumfrequenzspektrums in der z-Ebene, bei links und rechts zirkular polarisiertem Dipol. Position des Dipols bei  $z_{\text{dipol}} = 0.01\lambda$

## 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 Joris Jaruszewski im Rahmen seiner Masterarbeit [3] 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  $NA = n_{oel} \sin \theta_{max}$  beschreiben.  $\theta_{max}$  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. 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.[4]

### 3.1.2 Fourier-Optik

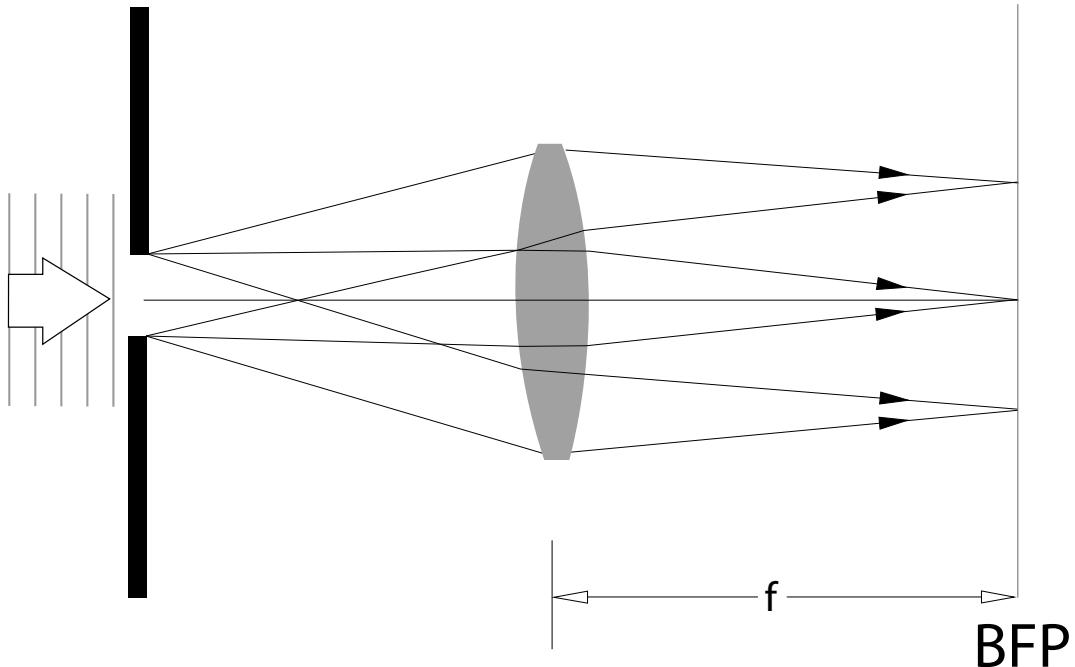


Abbildung 8: Eine Sammellinse erzeugt das Frauenhofersche-Beugungsbild in ihrer hinteren Brennebene(BFP). Parallelle Strahlen werden in Abhängigkeit ihres Winkels zur optischen Achse auf einem Punkt in der BFP fokussiert. Die Abbildung ist an [? ] angelehnt.

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 (6) 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 (BackFocalPlane BFP) ein Winkel aufgelöstes Bild von der Strahlung die sie erreicht, zu erzeugen.[2] 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 bestimmte Emissionswinkel aus dem Bild herauszufiltern.

**4f-Aufbau** Im Allgemeinen 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 Immersionsobjektivs befindet. Zwischen den beiden Linsen entsteht nun ein winkelaufgelöstes Fourierbild. Zwischen den beiden Linsen können nun Teile des Fourierspektrums herausgefiltert werden. Die zweite Linse erzeugt nun aus dem gefilterten Fourierspektrum wieder das Ortsbild, welches nun nur noch aus den gefilterten Komponenten besteht. Der 4f Aufbau ist schematisch in Abbildung 9 erläutert.

## 3.2 Einstellung der Polarisation des Lasers

Um den optischen Spin-Hall-Effekt nachweisen zu können, ist es notwendig, die Polarisation der Anregung zu kontrollieren. Hierfür wurde ein Polfilter und eine  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte verwendet. Der verwendete He-Ne Laser der Firma ThorLabs ist linear Polarisert. Um die Polarisationsebene des Lasers präzise festzulegen wurde ein lineare Polfilter verwendet. Der Polfilter 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.

**Verzögerungsplatte** Eine Verzögerungsplatte besteht aus einem Doppelbrechenden Kristall und hat deswegen eine langsame und eine schnelle Achse. Die beiden Achsen haben einen Winkel von 90 Grad zueinander und stehen senkrecht auf der optischen Achse. Wenn das Verzögerungsplättchen so dimensioniert ist, dass die Phasendifferenz, die eine EM-Welle beim Durchgang durch das Plättchen erfährt  $\delta\phi = \pi/4$  ist, spricht man von einem  $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen.  $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen kann aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisierte Licht erzeugen, wenn eine der beiden Kristallachsen eine Orientierung von  $45^\circ$  zur ursprünglichen Polarisationsachse des Lasers aufweist.

## 3.3 Optischer Aufbau

In dieser Arbeit wurde der Aufbau von *Jaruszewski* in einigen Details verbessert und umgerüstet, so dass der Laser auch unter nicht senkrechtem Einfall auf die Probe gerichtet werden kann. Die Verwendeten Komponenten sind detailliert in Anhang ... aufgelistet. Der Aufbau ist in Abbildung 9 schematisch dargestellt. In dieser Arbeit Als Anregungslaser wurde ein He-Ne Dauerstrich Laser der Firma Thorlabs mit einer Leistung von  $P = 35\text{mw}$  verwendet. ( $\lambda = 633\text{nm}$ ) Der Laser ist linear polarisiert. Um die Polarisation des Lasers gezielt von linearer Polarisation zu zirkulare Polarisation regeln zu können, wurde ein  $\lambda/4$ -Plättchen eingesetzt. Um den CMOS-Detektor vor Beschädigungen zu schützen, wurde außerdem ein Neutraldichtefilter verwendet, um den Laser abzuschwächen. 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  $f = 50\text{mm}$  auf die Probe fokussiert. Diese Linse wurde bei Bedarf mit einer Magnethalterung grob an der richtigen Stelle vor der Probe positioniert.

**Einkoppellinse** Aus geometrischen Gründen war es nicht mehr möglich, den Laser mit einem Objektiv 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 Probenormale 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 schneidet. Dieser Aufbau ist in Abbildung 10 gezeigt

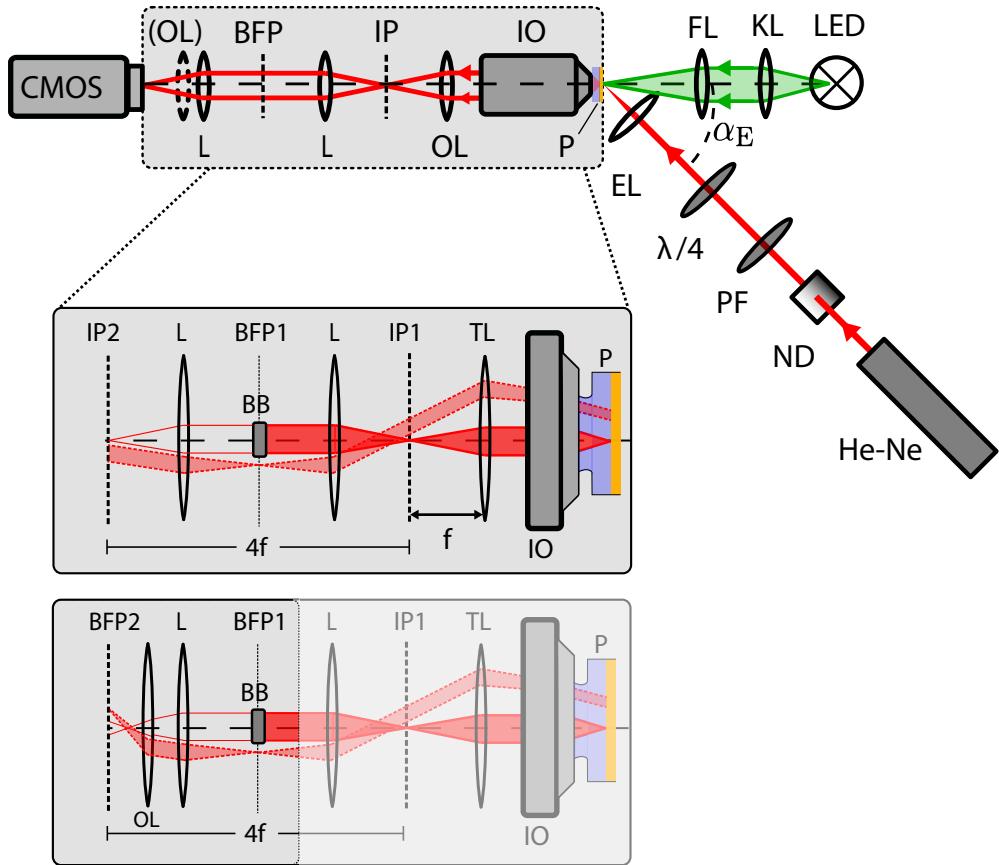
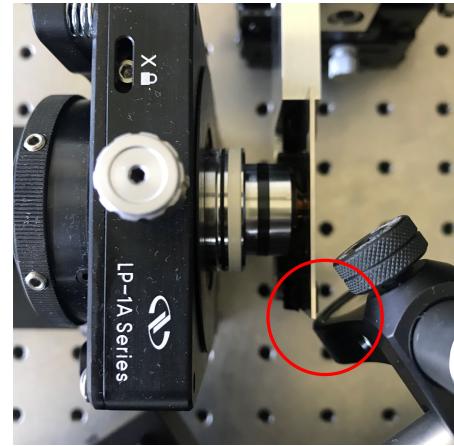


Abbildung 9: Die Komponenten des Aufbaus sind: CMOS-Sensor (CMOS), Optionale Linse (OL), Linse2 (L2), BeamBlock (BB), Linse1 (L1), ImageFilter (IF), Linse2 (L2), Immersionsobjektiv (IO), Probe, Einkoppel-Linse (EL), Verzögerungsplättchen ( $\lambda/4$ ), Polarisationsfilter (PF), Neutraldichtefilter (ND), He-Ne Laser (He-Ne). Außerdem ist auch noch eine LED Hintergrundbeleuchtung verbaut. In Rot ist schematisch der Strahlengang des Lasers eingezeichnet



(a) Querarm



(b) Kollision Linse mit Probe

Abbildung 10: Diese Abbildungen zeigen die Linsenhalterung welche über einen Querarm an einer xyz-Verfahreinheit montiert ist, und die Kollision zwischen Linsenhalterung und Probe

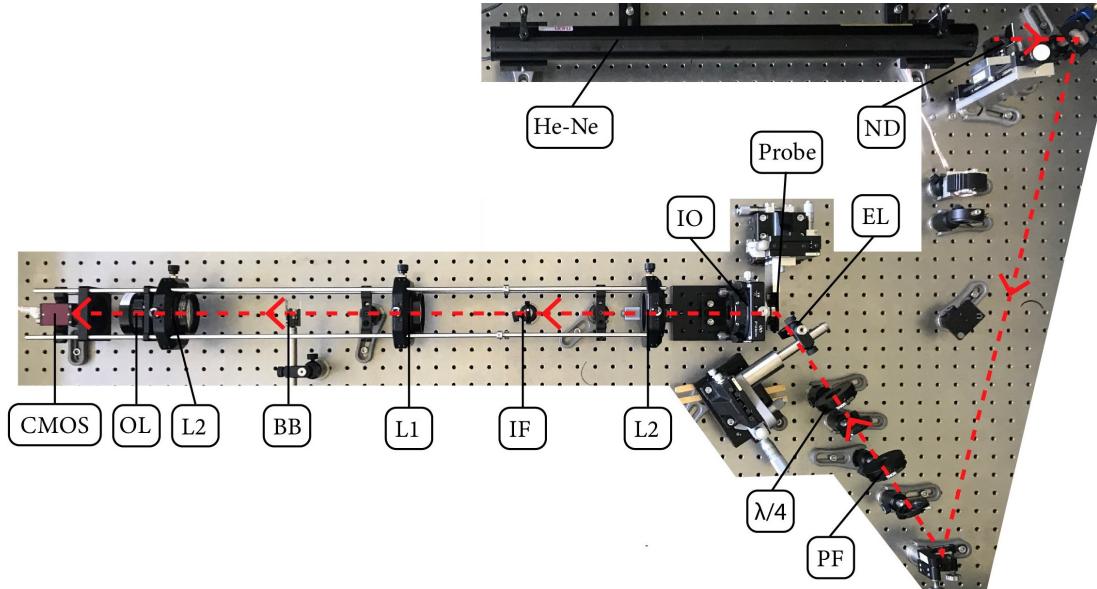


Abbildung 11: Die Komponenten des Aufbaus sind: CMOS-Sensor (CMOS), Optionale Linse (OL), Linse2 (L2), BeamBlock (BB), Linse1 (L1), ImageFilter (IF), Linse2 (L2), Imersionsobjektiv (IO), Probe, Einkoppel-Linse (EL), Verzögerungsplättchen ( $\lambda/4$ ), Polarisationsfilter (PF), Neutraldichtefilter (ND), He-Ne Laser (He-Ne). Außerdem ist auch noch eine LED Hintergrundbeleuchtung verbaut. In Rot ist schematisch der Strahlengang des Lasers eingezeichnet

**3.4 Probe**

**3.5 Justage und Kalibrierung**

## 4 Ergebnisse und Diskussion

### 4.1 Bestimmung des Polarisationszustandes

#### 4.1.1 Modellierung Jones-Polarimeter

#### 4.1.2 least-square-fit

### 4.2 Bestimmung des Kontrastverhältnisses linkes/rechtes SPP

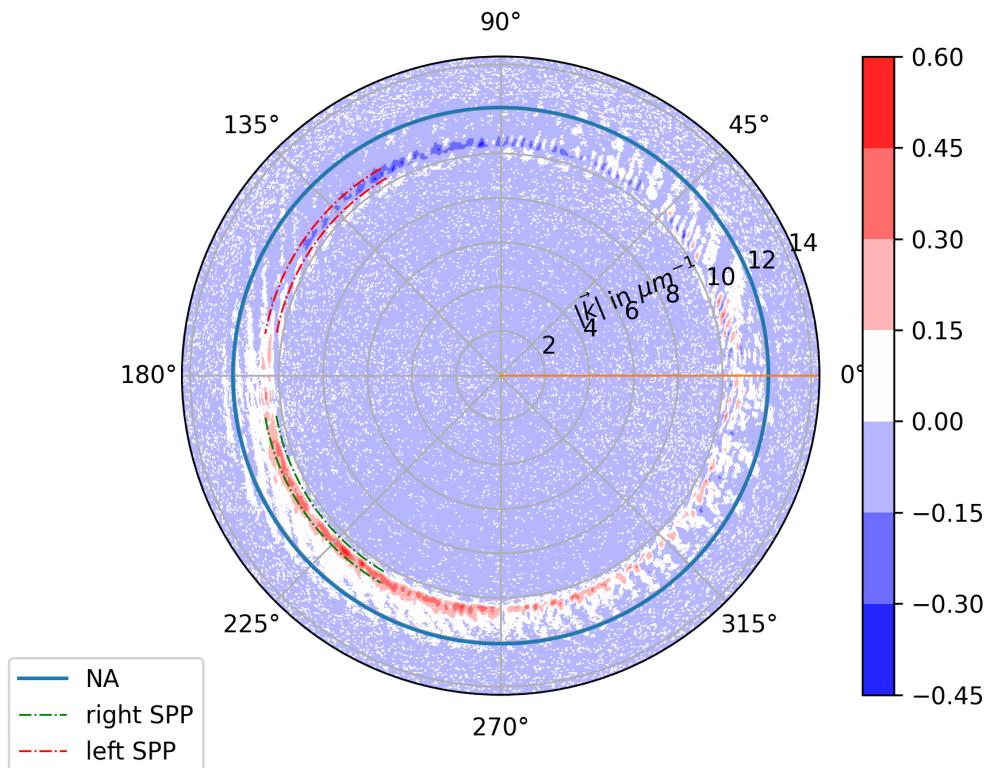


Abbildung 12: Die Abbildung zeigt in rot und grün die Integrationsmasken. Außerdem zeigt sie die Differenz zwischen dem Winkel 44 und 134

### 4.3 Diskussion

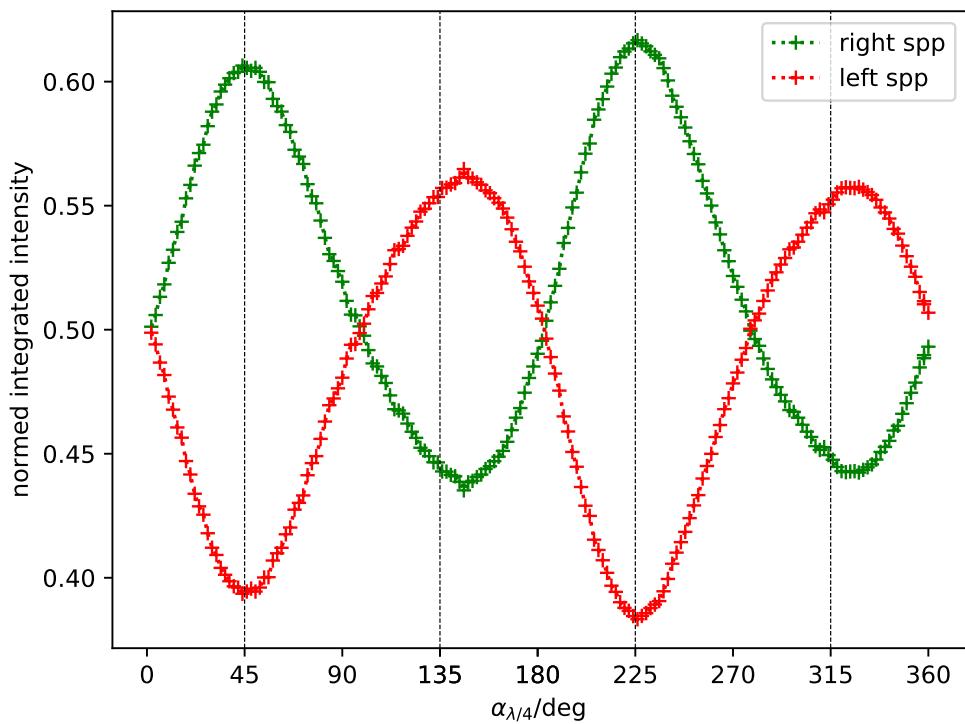


Abbildung 13: Kontrastverhältnis

## **5 Zusammenfassung und Ausblick**

## Literatur

- [1] M. Fox. *Optische Eigenschaften von Festkörpern*. De Gruyter Oldenbourg, München and Wien, 2020. ISBN 9783110669138. doi: 10.1515/9783110669138.
- [2] 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.
- [3] Joris Jaruszewski. *Aufbau eines Leckstrahlungsmikroskopes zur Untersuchung plasmonischer Systeme*. Masterarbeit, Kiel, 2020.
- [4] 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>.
- [5] S. A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and applications*. Springer, New York, 2007. ISBN 9780387331508.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] 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.