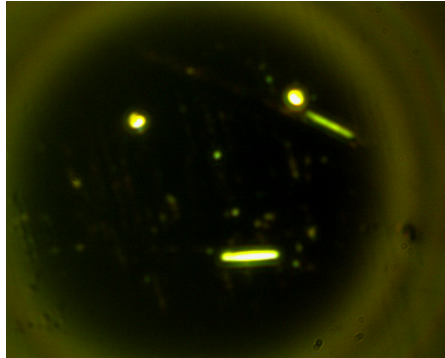


Nanoplasmonik und Dunkelfeldmikroskopie

Fortgeschrittenpraktikum 2, Festkörperphysik



Julian Schröer
julian.schroeer@tu-dortmund.de
und
Stefan Grisard
stefan.grisard@tu-dortmund.de

Tag der Durchführung: 07.06.19

Tag der 2. Abgabe: 09.07.19

Einleitung

Das Verhalten von makroskopischen Vielteilchensystemen und einzelnen Atomen weist im Allgemeinen starke Unterschiede auf. Systeme, die eine Teilchenzahl zwischen einigen hundert und hunderttausend Atomen aufweisen, bilden den Übergang zwischen makroskopischem und mikroskopischem Verhalten. Die Untersuchung der optischen Eigenschaften solcher mesoskopischen Systeme hat für die Grundlagenforschung und die Technik eine hohe Relevanz und steht daher im Mittelpunkt des durchgeführten Versuchs. [1] [2]

Um diese Eigenschaften für metallische Nanopartikel unterschiedlicher Form und Größe zu untersuchen, wird sich des Verfahrens der Dunkelfeldmikroskopie bedient. Dieses Verfahren basiert auf der ausschließlichen Detektion des von der untersuchten Probe emittierten Streulichtes und liefert einen faszinierenden Einblick in die Welt der Nanoplasmonik. [3]

Das Ziel des vorgestellten Versuchs ist die Untersuchung von Gold-Nanopartikeln mit einem Dunkelfeldmikroskop und die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der Teilchen nach Mie- und Rayleigh-Theorie. Außerdem werden die Polarisations- und Intensitätsabhängigkeit von der Streuung untersucht.

1 Theorie

1.1 Plasmonen

In metallischen Nanopartikeln ist das oberste Leitungsband nur zum Teil durch Elektronen besetzt. Diese Leitungsbandelektronen lassen sich als quasifreie Ladungsträger beschreiben und können beispielsweise durch Einstrahlen von Licht kollektiv zu Schwingungen angeregt werden. Diese kollektive Oszillation von Leitungsbandelektronen wird als Plasmon bezeichnet. Je nach Struktur des untersuchten Metalls, wird von Volumen-, Oberflächen- oder Partikelplasmonen gesprochen. Bei Strukturgrößen im Bereich von einigen zehn bis hundert Nanometern ist die Bewegung der Ladungsträger räumlich so begrenzt, dass von lokalisierten Oberflächenplasmonen gesprochen wird, die sich im Wesentlichen wie Partikelplasmonen verhalten.

Bei genauerer Betrachtung der Bandstruktur eines Metalls wird ersichtlich, dass die Schwingung der Ladungsträger nur durch das Vorhandensein einer Vielzahl unbesetzter Leitungsbandzustände möglich ist. Die Anregung der Elektronen kann daher beliebig stark oder schwach sein, was eine Beschreibung durch ein freies Elektronengas rechtfertigt. Für lokalisierte Oberflächenplasmonen ist zur Beschreibung der Oszillation außerdem die laterale Beschränkung der Ladungsträgerbeweglichkeit zu beachten. Die Wellenfunktionen der Elektronen wird dadurch ähnlich wie bei einem quantenmechanischen Potentialtopf eingeschränkt, woraus eine Diskretisierung der Energieniveaus folgt. Da lokalisierte Oberflächenplasmonen und Partikelplasmonen aber kein Quantenphänomen sind, kann eine semiklassische Beschreibung der ablaufenden Prozesse vorgenommen werden. [1][2]

Wird ein Partikelplasmon in einem Nanopartikel optisch angeregt, kann das einstrahlende Licht das Teilchen vollständig durchdringen. Dabei regt es die Elektronen im Leitungsband in höhere Zustände an, wodurch ein Ladungsgradient innerhalb des Partikels entsteht. Die Coulomb-Anziehung zwischen den ortsfesten positiven Ionen und den Elektronen induziert eine rücktreibende Kraft die zu einer Oszillation der Ladungsträger führt. Der Vorgang ist in Abbildung 1 schematisch dargestellt.

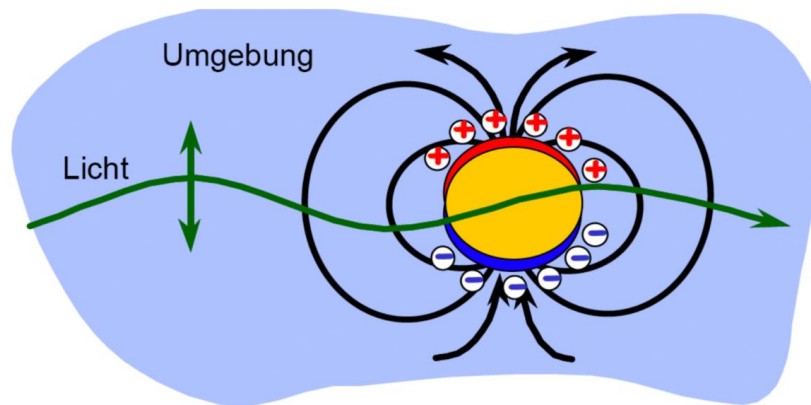
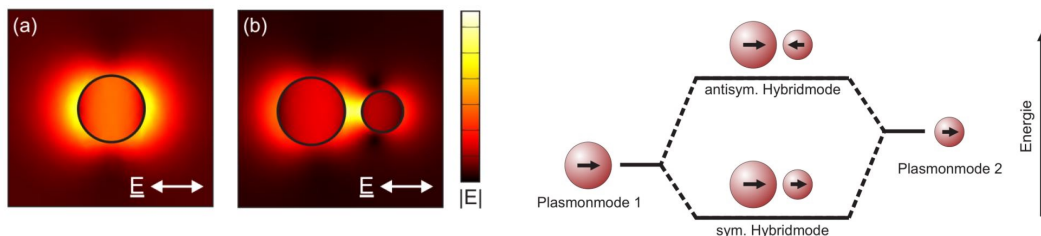


Abbildung 1: Dipolmodell eines optisch angeregten Plasmons. [1]

Die Oszillation der Elektronen ist klassisch als ein Hertz'scher Dipol aufzufassen und strahlt dementsprechend ein elektromagnetisches Dipolfeld ab. Werden zwei nah aneinander liegende Nanopartikel angeregt, so kommt es zur Überlagerung der beiden Dipolfelder. Diese Überlagerung führt zur sogenannten Plasmonhybridisierung, die die Energieniveaus der Schwingungen ähnlich wie bei der Orbitalhybridisierung verschiebt. Die Plasmonhybridisierung ist in Abbildung 2 veranschaulicht. [2] In Abbildung 2a ist das Feld eines einzelnen Partikelplasmons dem überlagerten Feld zweier Plasmonen gegenübergestellt. Zwischen den beiden Partikelplasmonen ist das Feld sehr stark, während es außen an den Plasmonen schwächer als bei einem einzelnen Plasmone ist. In Abbildung 2b ist ein Schema der Energieniveaus zweier Plasmonen zu sehen. Die einzelnen unterschiedlichen Plasmonenmoden hybridisieren zu einer symmetrischen, niederenergetischen und einer antisymmetrischen, höherenergetischen Mode.



(a) Einzelnes Plasmonendipolfeld (links) und überlagertes Feld zweier Plasmonen (rechts). **(b)** Schemazeichnung zweier hybridisierender Plasmonenmoden.

Abbildung 2: Plasmonhybridisierung zu einem symmetrischen und einem antisymmetrischen Energieniveau. [2]

1.2 Absorption und Streuung an Plasmonen

Bei der Wechselwirkung von Licht mit metallischen Nanopartikeln wird zwischen Absorption in und elastischer Streuung an den beteiligten Partikeln unterschieden. Die Gesamtwechselwirkung wird durch die Extinktion quantifiziert, welche die Änderung der Transmission im Medium beschreibt. Den drei Größen werden die Wirkungsquerschnitte C_{sc} , C_{abs} und $C_{\text{ext}} = C_{\text{sc}} + C_{\text{abs}}$ zugeordnet. Normierung der Wirkungsquerschnitte auf die Querschnittsfläche A des Teilchens ergeben die entsprechenden Wirkungsgrade Q_i . Um den frequenzabhängigen Beitrag der Intensität I zu Streuung, Absorption und Extinktion zu bestimmen, wird die Formel

$$I_i(\omega) = \frac{I_0(\omega)}{A} C_i(\omega) \quad (1)$$

verwendet.¹ Ein weiterer aufschlussreicher Parameter ist durch die sogenannte externe Quantenausbeute

$$\eta = \frac{C_{\text{sc}}}{C_{\text{ext}}} = \frac{Q_{\text{sc}}}{Q_{\text{ext}}} \quad (2)$$

definiert, welche das Verhältnis von Streuung und Extinktion beschreibt. Die Parameter C , Q und η sind stark von der Größe des betreffenden Partikels abhängig. Für makroskopische Wechselwirkungspartner ergeben sich Wirkungsgrade von $Q_{\text{sc}} = Q_{\text{abs}} = 1$ und $Q_{\text{ext}} = 2$. Mit kleinerer Ausdehnung der Partikel nimmt die Streuung des Lichtes stark ab und die Absorption nimmt rapide zu.

Die Streuung des Lichtes an den Teilchen kann aus zwei verschiedenen Theorien hergeleitet werden, welche jeweils unterschiedliche Rahmenbedingungen fordern.

Rayleigh-Theorie: In der Rayleigh-Theorie wird die Ausdehnung der Teilchen als deutlich kleiner als die Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes angenommen. Dadurch kann die Phase der elektromagnetischen Welle über den betrachteten Raumbereich als konstant genähert werden. In der Rayleigh-Theorie kann das Teilchen als ein zu Oszillation angeregter Dipol verstanden werden, dessen Streuquerschnitt proportional zur vierten Potenz der Frequenz des Lichts ist. Aus der Herleitung des Streuquerschnitts für ein kugelförmiges Metallteilchen mit Permittivität ϵ_r und Volumen V ergibt sich für die Polarisierbarkeit

$$\alpha = \epsilon_0 3V \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} . \quad (3)$$

Die Streuung einer elektromagnetischen Welle mit Wellenzahl k an einem solchen Teilchen führt auf die Streuquerschnitte

$$C_{\text{sc}} = \frac{k^4}{6\pi} \left| \frac{\alpha}{\epsilon_0} \right|^2 \quad \text{und} \quad C_{\text{abs}} = k \Im \left(\frac{\alpha}{\epsilon_0} \right) . \quad (4)$$

¹Der Index i kann hier Wahlweise für den Absorptions-, Extinktions- oder Streuanteil stehen.

Mie-Theorie: In der Mie-Theorie Theorie wird die Wechselwirkung von sphärischen Teilchen mit einer elektromagnetischen Welle aus den Maxwellgleichungen bestimmt. Dabei werden Teilchengrößen betrachtet, die in derselben Größenordnung wie das einfallende Licht liegen. Die Maxwellgleichungen werden dazu exakt analytisch mithilfe einer Multipolentwicklung gelöst. Die erste Ordnung der Multipolentwicklung entspricht dabei einer Plasmonenresonanz, die die Rayleigh-Streuung beinhaltet. Aus den Berechnungen ergeben sich die Wirkungsgrade

$$Q_{\text{sc}}^{(n)} = \frac{2}{k^2 r^2} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (5)$$

$$Q_{\text{abs}}^{(n)} = \frac{2}{k^2 r^2} (2n+1) \Re(a_n + b_n). \quad (6)$$

Dabei folgen aus der Entwicklung die Mie-Koeffizienten

$$a_n = \frac{m\psi_n(mkr)\psi'_n(kr) - \psi_n(kr)\psi'_n(mkr)}{m\psi_n(mkr)\xi'_n(kr) - \xi_n(kr)\psi'_n(mkr)} \quad (7)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mkr)\psi'_n(kr) - m\psi_n(kr)\psi'_n(mkr)}{\psi_n(mkr)\xi'_n(kr) - m\xi_n(kr)\psi'_n(mkr)} \quad (8)$$

Der Wellenvektor kann dabei durch $k = \omega/(N_{\text{medium}}c)$ und das Verhältnis $m = N_{\text{partikel}}/N_{\text{medium}}$ der Brechungsindizes ausgedrückt werden. In die Rechnungen gehen außerdem der Partikelradius r , die Frequenz ω und die Riccati-Bessel-Funktionen ψ_n und ξ_n ein. [1] [4]

1.3 Einfluss von Resonanz und Dämpfung

Die Resonanzfrequenz der Plasmonenstreuung wird durch die Rückstellkraft bestimmt. Diese hängt im Wesentlichen von der Polarisierbarkeit des Mediums und der Teilchengröße ab. Daraus folgt außerdem eine Abhängigkeit vom Umgebungsmedium, sowie von der Polarisierbarkeit der Kernelektronen.

Um das Verhältnis zwischen Treiber- und Resonanzamplitude und die Breite der Plasmonenresonanz erklären zu können, müssen die auftretenden Dämpfungsmechanismen betrachtet werden. Die Dämpfung der Elektronenschwingung kann dabei durch stattfindende strahlende und nichtstrahlende Übergänge einzelner Elektronen in energetisch niedrigere Zustände beschrieben werden. Die nichtstrahlende Dämpfung kann dabei ähnlich wie im Drude-Sommerfeld-Modell erklärt werden, welches ein Plasmon als Überlagerung vieler einzelner unabhängiger Elektronenschwingungen approximiert. Demnach sind wirkende Dämpfungsprozesse vor allem die Streuung an Phononen, anderen Elektronen in Kern und Hülle oder Verunreinigungen. Insgesamt wird die durch die Dämpfung verlorene Energie im Kristall in Wärme umgewandelt und geht somit verloren. [1] Die Breite der Partikelplasmonresonanz ist mit den Zerfallskonstanten τ der unterschiedlichen Dämpfungsmechanismen über

$$\Gamma \sim \frac{\hbar}{\tau} \quad (9)$$

verbunden.[5] Die einzelnen Zeitkonstanten sind mit den Wirkungsgraden und der strahlenden Quanteneffizienz

$$\eta_{\text{rad}} = \frac{Q_{\text{sc}}}{Q_{\text{ext}}} \quad (10)$$

für die Resonanzfrequenz $Q_i = Q_i(\omega_{\text{res}})$ verknüpft. Dabei gilt

$$\tau_{\text{nonrad}} \iff Q_{\text{abs}}, \tau_{\text{rad}} \iff Q_{\text{sc}} \text{ und } \tau_{\text{tot}} \iff Q_{\text{ext}}. \quad (11)$$

2 Das Dunkelfeldmikroskop

Zur Betrachtung der Nanopartikel wird ein Dunkelfeldmikroskop eingesetzt. Der entscheidende Unterschied zwischen einem Dunkelfeldmikroskop und einem Hellfeldmikroskop liegt in dem Beleuchtungs- und Detektionsverfahren. In einem Dunkelfeldmikroskop wird das Licht durch eine Zentralblende geführt und anschließend durch ein Objektiv oder einen Kondensor mit sehr hoher Numerischer Apertur aufgeweitet. Dadurch entsteht ein hohlkegelförmiger Strahlverlauf, welcher auf die Probe fokussiert wird. In einem Transmissionsaufbau wird hinter der Probe ein Okular mit etwas kleinerer Numerischer Apertur installiert, welches nur das von der Probe gestreute Licht einfängt. Das Licht aus der Beleuchtungsquelle wird also nicht detektiert, wodurch sich die beobachtete Probe hell vor einem dunklen Hintergrund abhebt. Dadurch können mit einem Dunkelfeldmikroskop sehr hohe Kontraste erreicht werden. Mithilfe eines Dunkelfeldmikroskops lassen sich auch Teilchen beobachten, welche Strukturgrößen jenseits des Abbe-Limits aufweisen, da auch diese Licht ablenken. [1]

3 Versuchsaufbau und Durchführung

Eine Schemazeichnung der Versuchsanordnung ist in Abbildung 3 dargestellt. Im Versuch wird als Beleuchtung eine Weißlichtquelle verwendet, welche über Silberspiegel in den Aufbau eingekoppelt wird. Anschließend wird der Lichtstrahl durch Lochblenden und Kollimatoren passend auf die Zentralblende (Durchmesser: 20 mm, Ringbreite: 300 μm) geführt. Als Objektiv wird ein Mikroskopobjektiv mit einer Numerischen Apertur von 0.9 und 60-facher Vergrößerung bei einem Arbeitsabstand von 0,2 mm gewählt. Für das Okular wird ein weiteres Mikroskopobjektiv mit 50-facher Vergrößerung und Numerischer Apertur 0.5 sowie einem Arbeitsabstand von 10,6 mm verwendet. Das entstehende Bild wird mit einer CMOS-Kamera in Echtfarbe aufgenommen und auf einem PC dargestellt. Um Spektren des gestreuten Lichts aufzunehmen kann hinter dem Okular ein Klappspiegel eingesetzt werden, mit dessen Hilfe das Licht in eine Glasfaser und so in ein Spektrometer geführt wird. Für Messungen der Polarisationsabhängigkeit des Streulichtes, wird vor der Zentralblende ein Polarisator in Form eines Glan-Taylor Prismas eingesetzt, mit dem die Polarisation des eingestrahnten Weißlichts gedreht werden kann.

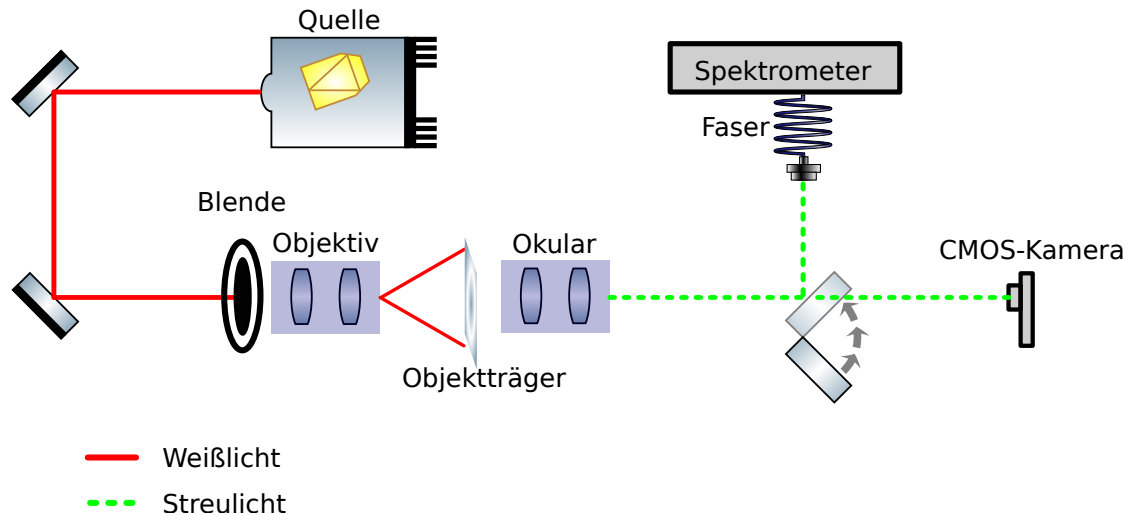


Abbildung 3: Schemazeichnung des verwendeten Dunkelfeldmikroskops.

Mithilfe des Dunkelfeldmikroskops werden Bilder und Spektren von einer Probe mit Gold-Nanoröhrchen mit $25 \times 60\text{nm}$ Dimension, sowie von Gold-Nanosphären aufgenommen. Die Nanopartikel sind auf einem gläsernen Objektträger aufgebracht. Es werden für beide Proben Bilder mit unterschiedlich hohen Teilchenzahlen aufgenommen. Außerdem werden für die Nanoröhrchen Spektren bei unterschiedlich polarisiertem Eingangslicht aufgenommen. [1]

4 Auswertung

Im Folgenden werden die aufgenommenen Daten vorgestellt und notwendiger Rechnungen durchgeführt. Hierbei werden für die verschiedenen Proben jeweils die Aufnahmen mit der CMOS-Kamera gezeigt und qualitativ besprochen. Für die gemessenen Spektren werden Ausgleichsrechnungen an den theoretisch zu erwartenden Verlauf der Mie-Theorie durchgeführt.

4.1 Au-Nanoröhrchen

In den Abbildungen 4 (a)-(d) sind vier beispielhafte Aufnahmen der Au-Nanoröhrchen mit der CMOS-Kamera einzusehen. Die unterschiedlichen Formen deuten auf vereinzelte Cluster-Bildungen der Nanopartikel hin. In Abbildung 4 (c) ist ein größeres Gold-Cluster zu sehen. Es ist jeweils an der überwiegend weißen Farbe der Nanopartikel zu erkennen, dass die Intensität der Lampe zu einer Sättigung geführt hat. In den Abbildungen 6 (a) und (b) sind zwei weitere Aufnahmen gezeigt, für die ebenfalls ein Spektrum aufgenommen wurde. Hierbei wurde die selbe Stelle der Probe einmal mit

einer Einstellung des Polarisationsfilter von 104° und einmal von 14° (um 90° gedreht) aufgenommen.

Die Spektren sind in Abbildung 6 (c) und (d) gezeigt, wobei hier bereits das Spektrum einer Hintergrundaufnahme (oder Dunkelaufnahme) abgezogen wurde. Da das Spektrum aus mehreren Spektren zusammengesetzt ist, fällt die Wellenlängenabhängigkeit der Empfindlichkeit der CCD-Kamera des Spektrometers ins Gewicht. Hierdurch werden die ersichtlichen Sprünge in den Daten verursacht. Es ist deutlich zu erkennen, dass die maximal Intensität bei der Einstellung von 14° höher ist. Die Spektren sollen nun quantitativ analysiert werden.

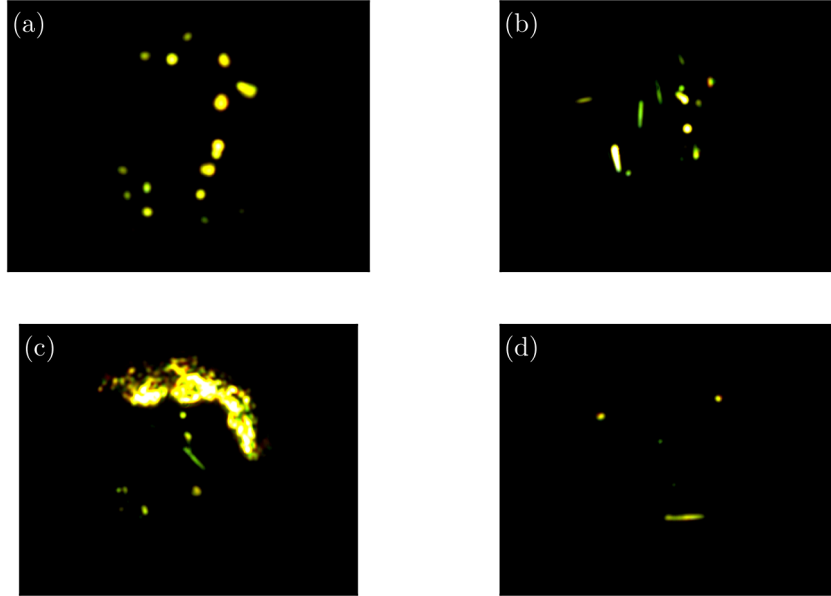


Abbildung 4: Dunkelfeld-Aufnahmen der Au-Nanoröhren, aufgenommen mit der CMOS-Kamera.

Zunächst soll der Einfluss von ungestreutem Licht, das in das Spektrometer gelangt ist, untersucht werden. Hierzu wird das normierte Spektrum $S(\lambda)$ der Weißlichtquelle (Daten aus [6] entnommen) mittels des Modells

$$D(\lambda) = A \cdot S(\lambda), \quad A \in \mathbb{R}^+ \quad (12)$$

an die Daten $D(\lambda)$ angepasst. Es ergibt sich

$$A_{14} \approx 52, \quad A_{104} \approx 38. \quad (13)$$

Der Index gibt hierbei die Einstellung des Polarisators in $^\circ$ an. Durch das Ergebnis (13) wird der bereits erwähnte Intensitätsunterschied verdeutlicht. Das Ergebnis der Fits für die beiden Spektren ist ebenfalls in den Abbildungen 6 (c) und (d) eingezeichnet (grüne

Linien). Der Fit macht deutlich, dass die Gestalt der aufgenommenen Spektren durch das Licht der Lichtquelle dominiert wird.

Dennoch soll die Kompatibilität mit dem Mie-Modell überprüft werden. Hierzu wird als alternatives Modell zur Beschreibung der Daten eine Linearkombination aus dem Spektrum der Lampe und dem Streuquerschnitt Q_{sc} angesetzt

$$D(\lambda) = A \cdot S(\lambda) + B \cdot Q_{sc}(\lambda, d). \quad (14)$$

Der Durchmesser der Nanopartikel d wird hierbei ebenfalls als freier Fit-Parameter zugelassen. Für die Funktion ist ebenfalls der Wellenlängen-abhängige komplexe Brechungsindex $n + ik$ von Gold relevant. Hierzu wurden Daten aus [7] entnommen und stückweise, quadratisch interpoliert, sodass Werte für alle hier auftretenden Wellenlängen vorhanden sind. Die Verläufe der Brechungsindex-Komponenten und die Interpolationen sind in Abbildung 5 dargestellt. Die Fits an das Modell (14) sind in Abbildung 6 eingezeichnet. Für die Durchmesser d ergeben sich für die beiden Polarisations-einstellungen

$$d_{14} \approx 101 \text{ nm}, \quad d_{104} \approx 90 \text{ nm}, \quad (15)$$

Nach [1] haben die Nanoröhren eine Ausdehnung von $25 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$. Die hier bestimmten Werte können nicht als eine dieser beiden Abmessungen interpretiert werden. Vielmehr lassen sich die Werte als der effektive Durchmesser einer Kugel mit dem gleichen Volumen wie die Nanoröhren deuten. Da das Volumen der Nanoröhren unbekannt ist, kann dieses Argument nicht weiter verfolgt werden. In Abbildung 7 sind die Komponenten $Q_{sc}(\lambda, d)$ der Fits zum Vergleich erneut aufgetragen. Hier sind ebenfalls die Halbwertbreiten der Peaks eingezeichnet. Für die Position λ_{max} der maximalen Intensitäten gilt

$$\lambda_{max,14} \approx 598 \text{ nm}, \quad \lambda_{max,104} \approx 582 \text{ nm} \quad (16)$$

und für die Halbwertsbreiten $\Delta\lambda$

$$\Delta\lambda_{14} \approx 139 \text{ nm}, \quad \Delta\lambda_{104} \approx 108 \text{ nm}. \quad (17)$$

Hieraus kann eine Abschätzung für die Dephasierungszeit $\tau = 2\Delta\lambda/c$ [8] der Plasmonen vorgenommen werden

$$\tau_{14} \approx 927 \text{ as}, \quad \tau_{104} \approx 720 \text{ as}. \quad (18)$$

In Quelle [8] findet man Werte für ähnliche Strukturen in der Größenordnung von 10 fs. Hier wurde jedoch sicher gestellt, dass das Signal nur von einzelnen Partikeln stammt, was in diesem Versuch nicht der Fall ist. Die hier gemessenen Werte können also als die Mittlung über ein Ensemble aufgefasst werden.

4.2 Au-Nanosphären

Abbildung 8 zeigt zwei der aufgenommenen CMOS-Bilder an der Probe mit den Au-Nanosphären. Es wurde für eine feste Einstellung der Polarisierung ein Spektrum des Streulichtes, sowie

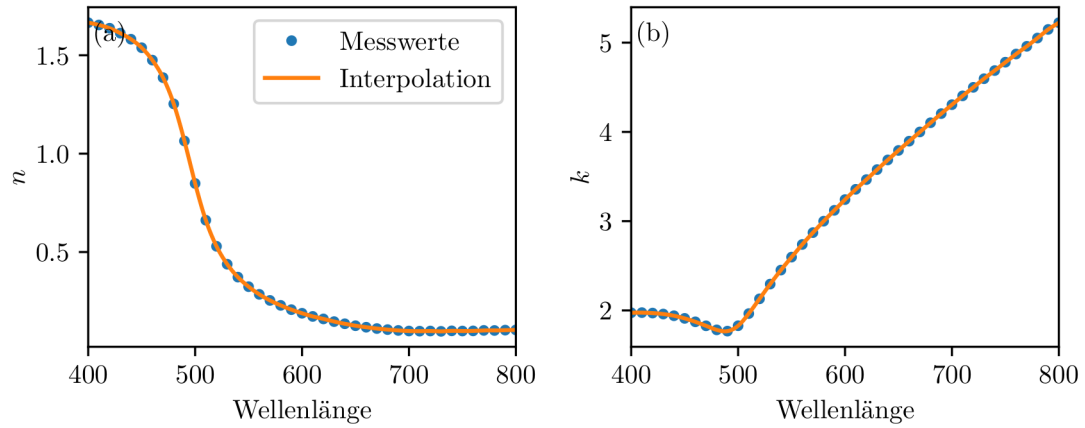


Abbildung 5: Verlauf der Komponenten n und k des komplexen Brechungsindex $n + ik$ von Gold mit den Daten nach [7] und einer quadratischen Interpolation.

ein Hintergrundspektrum gemessen. Die Daten sind in Abbildung 9 aufgetragen. In Teil (c) ist die Differenz der Spektren dargestellt, die dem reinen Einfluss der Nanosphären entsprechen sollte. Hier zeigt sich, dass die Spektren in etwa gleich verlaufen. Dies spricht dafür, dass in dem Bereich der Probe, für den das Hintergrundspektrum aufgenommen wurde, Nanosphären vorhanden waren. Auf eine quantitative Analyse der Spektren wie in Abschnitt 4.1 wird aus diesem Grund verzichtet. Zudem sind hier die Sprünge in den Daten, die bereits oben angesprochen wurden, wesentlich deutlicher ausgeprägt.

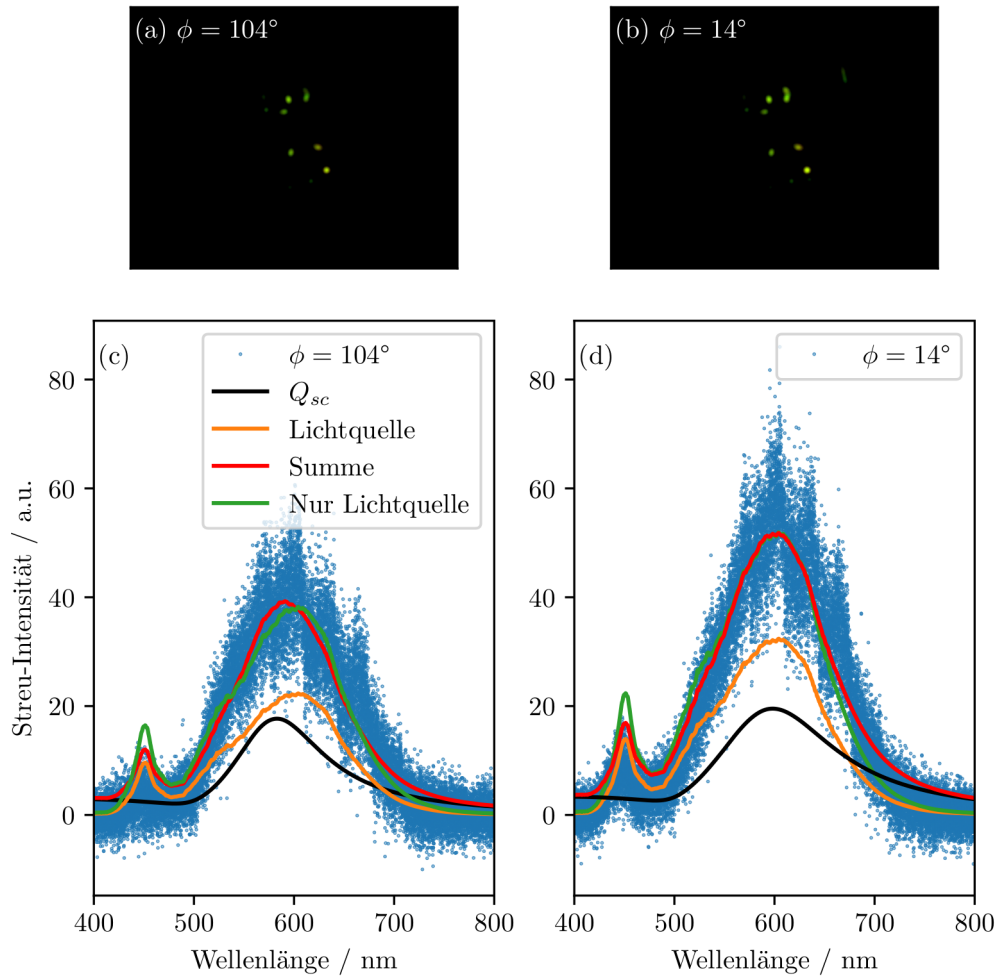


Abbildung 6: a) und b) CMOS-Aufnahmen der Stellen auf der Probe, für die die Spektren in c) und d) gemessen wurden. Neben den Messdaten sind in c) und d) die Ergebnisse der Fits an die Modelle (14) und (12) eingezeichnet.

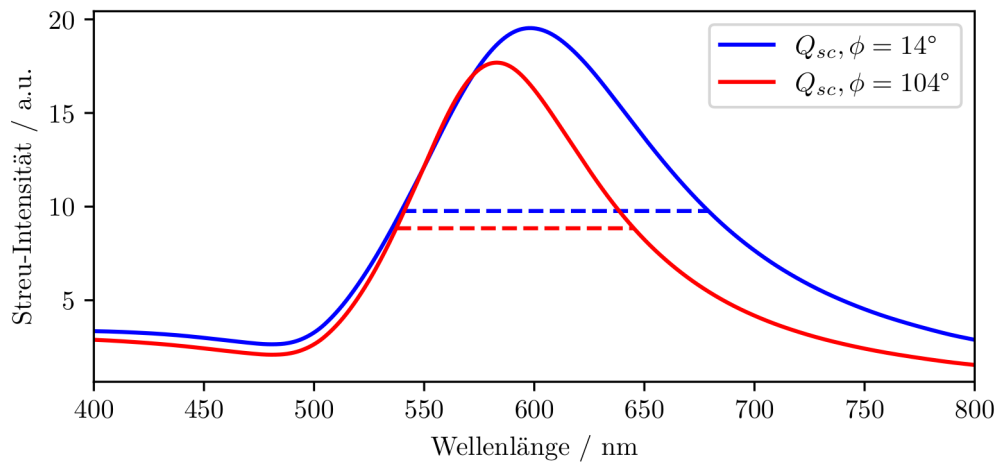


Abbildung 7: Vergleich der gefitteten Streuquerschnitte Q_{sc} für die beiden Polarisationen 14° und 104° .

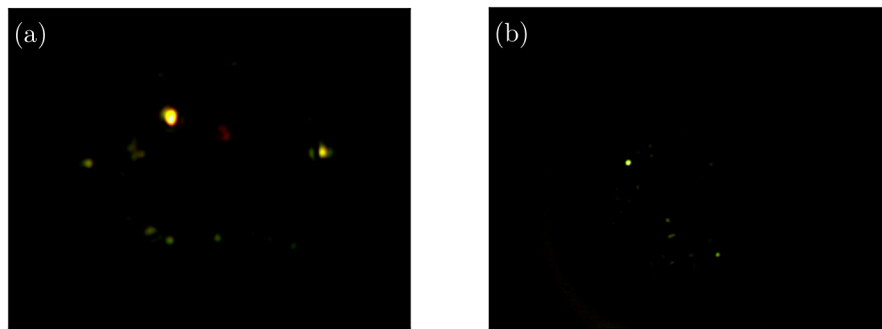


Abbildung 8: Dunkelfeld-Aufnahmen der Au-Nanosphären, aufgenommen mit der CMOS-Kamera.

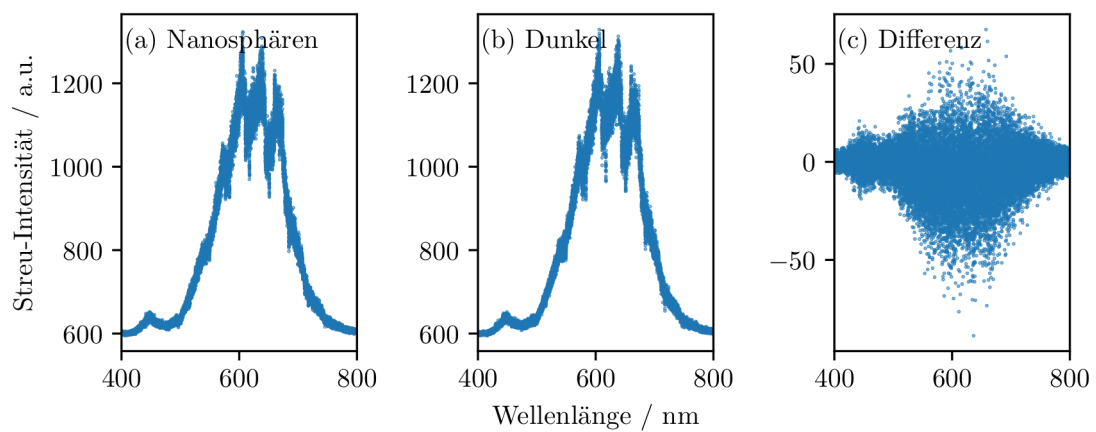


Abbildung 9: Aufgenommene Spektren der Au-Nanosphären a) und b), sowie die Differenz der Kurven c).

5 Diskussion

Die Ergebnisse des voran gegangenen Abschnitts haben gezeigt, dass der vorhandene Aufbau hervorragend geeignet ist um mikroskopische Dunkelfeldaufnahmen von plasmonischen Nanostrukturen mit der CMOS Kamera zu erstellen. Das Prinzip der Dunkelfeldmikroskopie, mit dem sich Strukturen unterhalb des Beugungslimits auflösen lassen, konnte daher demonstriert werden. Dies funktioniert insbesondere mit den Au-Nanoröhren, die deutlicher auf den CMOS-Bildern zu erkennen sind als die Au-Nanosphären (vgl. Abbildungen in Abschnitt 4).

Zur Untersuchung der spektralen Eigenschaften des gestreuten Lichtes, ist der Aufbau bisher nicht geeignet. Wie die Spektren aus Abbildung 6 zeigen, ist der Einfluss des weißen Lichtes zu groß. Der Einsatz einer größeren Ringblende vor dem Objektiv im Anregungspfad, würde den Aufbau erheblich verbessern und eventuell sogar eine gänzliche Filterung des Weißlichtes ermöglichen.

Dennoch konnte in den Spektren der Nanoröhren (Abbildung 6) eine eindeutige polarisationsabhängigkeit beobachtet werden (vgl. etwa maximale Intensität in 6 c) und d)). Das Modell (14), das die Vorhersage der Mie-Theorie enthält, ist zumindest kompatibel mit den gemessenen Daten. Insbesondere konnte mit dem Fit eine Polarisationsabhängigkeit der Halbwertsbreite und der Position der Amplitude der Streupeaks gefunden werden. Die hier gefundenen Halbwertsbreiten der Streupeaks, sowie die daraus berechneten Dephasierungszeiten weichen deutlich von bekannten Literaturwerten nach unten ab (hier ~ 1 fs, in [8] ~ 10 fs), was für die inhomogene Verbreiterung des Streupeaks durch eine Ensemble-Mittelung sprechen könnte. Um die Ergebnisse zu verifizieren, müsste jedoch der Einfluss der Weißlichtlampe unterdrückt werden.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zum Versuch: Nanoplasmonik und Dunkelfeldmikroskopie*. Version 1. 2019.
- [2] Universität Bayreuth. *Nanoplasmonik -Hybridisierung von Partikelplasmonen-*. 2015.
- [3] Mengmeng Liu u. a. „Dark-field microscopy in imaging of plasmon resonant nanoparticles“. In: *Colloids and Surfaces B: Biointerfaces* 124 (2014). Biointerfaces: Global Perspectives, S. 111–117. ISSN: 0927-7765. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.colsurfb.2014.06.001>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927776514002860>.
- [4] Katja Hoefflich. „Plasmonische Eigenschaften von metallhaltigen Nanostrukturen“. Dissertation. Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 2010.
- [5] C. Sönnichsen u. a. „Plasmon resonances in large noble-metal clusters“. In: *New Journal of Physics* 4 (2002), S. 93.
- [6] Thorlabs. Besucht am 12.06.2019. URL: https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=8986&pn=SOLIS-2C.
- [7] Mikhail N. Polyanskiy. *Refractive index database*. <https://refractiveindex.info>. Besucht am 12.06.2019.
- [8] C. Sönnichsen u. a. „Drastic Reduction of Plasmon Damping in Gold Nanorods“. In: *Physical review letters* 88 (2002), S. 077402.