
Weißlichtspektroskopie
an metallischen Nanostrukturen-
Erstellungen eines Versuchs für ein Praktikum
im Rahmen des Physikstudiums an der
Universität Bonn

von

Roberto Röll

Bachelorarbeit in Physik

angefertigt am

Physikalischen Institut

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

August 2013

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	4
2.1	Partikelplasmonen	4
2.2	Gold als Material	4
2.3	Drude-Lorentz-Modell	5
2.4	Semiklassisches Modell	5
2.5	Kopplung	7
2.6	Dämpfungsmechanismen	8
2.7	Gittereffekte	9
2.8	Oligomere	10
3	Aufbau	12
4	Proben	14
4.1	Herstellung	14

1 Einleitung

Jeder hat schon einmal über die beeindruckenden Farben von Kirchenfenster und manche sogar über den Lycurgus Becher gestaunt. Dieser erscheint in unterschiedlichen Farben, je nachdem ob das Licht transmittiert oder reflektiert wird. Doch wie kommen solche Farben zustande? Mithilfe von Plasmonen.

Das Anregen von Plasmonen erlaubt es Licht gezielt zu manipulieren und die Antwort, die wir in Form von elektromagnetischer Strahlung erhalten, zu verändern. Diese finden auf immer mehr Gebieten Anwendung und sind mittlerweile recht gut verstanden [1].

Plasmonen sind nichts anderes als Schwingungen von Ladungsträgern. Diese Schwingungen verändern durch das absenden elektromagnetischer Strahlung das reflektierte bzw. transmittierte Licht. Das Resultat sind beeindruckende Farben. Um Plasmonen anzuregen wurde in den Lycurgus-Becher bzw. in die Kirchenfenster Gold- bzw. Silberstaub eingearbeitet. Gold und Silber auf Glas eignen sich nach der elektrostatischen Theorie hervorragend um Plasmonen anzuregen [2]. Das einarbeiten von Gold- bzw. Silberstaub in Glas war sehr willkürlich und wenig kontrolliert, die Effekte sind jedoch heute noch sehr beeindruckend. Um Licht gezielt zu manipulieren, müssen die Grundlagen der Phänomene verstanden werden.

Das Ziel dieser Bachelorarbeit ist es verschiedene Goldstrukturen im Nanometerbereich herzustellen um Plasmonen anregen zu können. Die grundlegenden Eigenschaften von Plasmonen in Bezug auf elektromagnetische Strahlung sollen verstanden werden. Basierend auf diesem Wissen soll zusätzlich ein Versuch für ein Praktikum im Rahmen des Physikstudiums an der Universität Bonn erstellt werden. Der Aufbau und die Durchführung entsprechen dabei dem Aufbau und der Messmethode dieser Bachelorarbeit.

2 Theorie

Der folgende Abschnitt umfasst die nötige Theorie, um das Experiment sowie die physikalische Erklärung zu verstehen. Dies umfasst die Theorie von Partikelplasmonen, Kopplungsmechanismen zwischen verschiedenen Partikelplasmonen sowie Gittereffekten, die auftreten, wenn wir ein Feld periodisch angeordneter Nanostrukturen betrachten.

2.1 Partikelplasmonen

Plasmonen sind resonante Schwingungen der Ladungsträger in metallischen Leitern, die z.B. durch ein äußeres elektromagnetisches Feld angeregt wurden. Ein Plasmon wird in der Quantenmechanik als Quasiteilchen behandelt. Es stellt somit das Teilchen zu einer elektromagnetischen Welle dar.

Es wird zwischen Partikelplasmonen und Oberflächenplasmonen unterschieden. Der Unterschied kommt aufgrund verschiedener Randbedingungen zustande. Oberflächenplasmonen werden in ausgedehnten Metallstrukturen beobachtet. Ausgedehnt bedeutet hierbei, dass die Ränder der Struktur keinen nennenswerten Einfluss auf die Schwingungen haben. Oberflächenplasmonen entsprechen einer propagierenden mathematischen Lösung.

Partikelplasmonen hingegen werden in Strukturen beobachtet, bei denen die Randbedingungen eine große Rolle spielen. Als Faustregel lässt sich sagen, dass die verwendeten Strukturen kleiner als die halbe Wellenlänge der einfallenden Strahlung sein sollten [3]. Partikelplasmonen sind lokal und propagieren nicht.¹

Partikelplasmonen können zum Beispiel in Goldstrukturen im Nanometer-Bereich angeregt werden. Eine der einfachsten Struktur die dazu nötig ist, sind periodisch angeordnete Goldscheiben. Beobachten lassen sich Partikelplasmonen beispielsweise mit Hilfe von Weißlichtspektroskopie. Hierbei wird weißes Licht auf ein Feld periodisch angeordneter Goldstrukturen gerichtet. Im Transmissionsspektrum solcher Strukturen äußern sich Partikelplasmonen durch ein Transmissionsminimum. Dieses wird in der weiteren Arbeit als Plasmonenminimum bezeichnet.

2.2 Gold als Material

Um Partikelplasmonen beobachten zu können müssen wir passende Rahmenbedingungen finden mit denen es möglich ist, Partikelplasmonen anzuregen. Wie schon erwähnt sind periodisch angeordnete Scheiben eine der einfachsten funktionierenden Strukturen. In erster Näherung kann zur Bestimmung passender Parameter für eine Scheibe die elektrostatische Theorie einer Kugel herangezogen werden. Aus ihr geht unter Beachtung der Randbedingungen für das elektromagnetische Feld innerhalb der Kugel

$$\vec{E}_{\text{int}} = \vec{E}_0 \frac{3\varepsilon_d}{\varepsilon_m + 2\varepsilon_d} \quad (2.1)$$

hervor[2]. Hierbei beschreibt $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$ die komplexe dielektrische Funktion des Kugelmaterials, ε_d die komplexe dielektrische Funktion des umliegenden Mediums und \vec{E}_0 das äußere elektromagnetische Feld. Das interne elektromagnetische Feld \vec{E}_{int} hängt entscheidend von der

¹Korrektweise müsste ein von Licht angeregtes Partikelplasmon mit Partikelplasmonpolariton bezeichnet werden. In dem größten Teil der Literatur wird jedoch Partikelplasmon als Begriff verwendet.

dielektrischen Funktion des Materials der Kugel ab. Somit folgt auch für die Resonanzfrequenz der Ladungsträgerschwingung in der Kugel eine entscheidende Abhängigkeit von der dielektrischen Funktion des Materials. Da der Imaginärteil der dielektrischen Funktion die Dämpfung beschreibt, nehmen wir einen vernachlässigbar kleinen Imaginärteil $\varepsilon''_m \ll 1$ an. Es folgt als Bedingung für die dielektrischen Funktionen der verwendeten Materialien:

$$\varepsilon'_m = -2\varepsilon_d. \quad (2.2)$$

Diese Bedingung wird von Vakuum als umliegendem Medium von Gold oder Silber erfüllt. Wir verwenden für unsere Strukturen Gold, da sich hiermit einfacher Arbeiten lässt. Silber reagiert nach kurzer Zeit mit Schwefelwasserstoff, welcher spurenweise in der Luft vorhanden ist, zu Silbersulfid. Dies würde die Strukturen zerstören. Gold hingegen oxidiert nicht an Luft.

2.3 Drude-Lorentz-Modell

Die dielektrische Funktion von Gold kann mit dem Drude-Lorentz-Modell beschrieben werden. Dieses betrachtet die Leitungselektronen in einem Leiter als freies Elektronengas vor einem positiv geladenen Hintergrund (den Atomrümpfen). Drude stellte dieses Modell 1900 [4] vor und Lorentz erweiterte es 1905 so, dass Dämpfungen mit einbezogen wurden. Die Elektronen erfahren Dämpfung durch klassische Ohm'sche Verluste sowie im nahinfraroten Bereich durch Interbandübergänge. Diese treten auf, wenn die Elektronen durch Stöße mit anderen Elektronen oder Phononen einen energetisch höheren Zustand einnehmen. Der Energieverlust durch Ohm'sche-Effekte wird direkt in Wärme umgewandelt.

2.4 Semiklassisches Modell

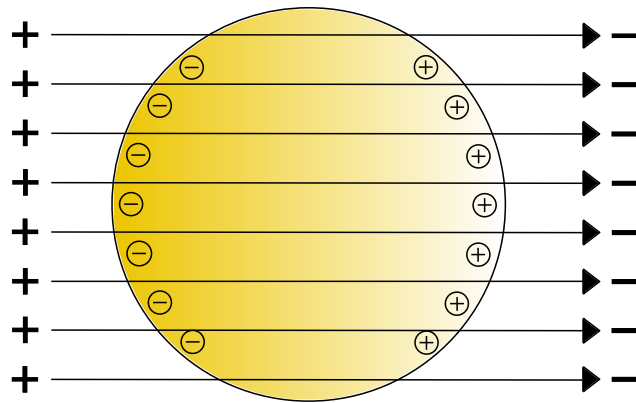


Abb. 1: Ladungsträgerverteilung innerhalb einer Goldscheibe mit äußerem elektromagnetischen Feld.

Betrachten wir eine Goldscheibe mit einem Radius von 75 nm. Wir nehmen eine homogene Ladungsträgerverteilung und somit eine homogene Ladungsträgerdichte in der gesamten Goldscheibe an. Ein angelegtes äußeres elektromagnetisches Feld sorgt für eine Trennung der Ladungen und somit für eine neue Ladungsträgerverteilung (vgl. Abb. 1). Oszilliert das äußere Feld so oszilliert auch die Ladungsträgerdichte in der Goldscheibe und die beschleunigten Ladungen senden elektromagnetische Strahlung aus. Diese Strahlung gleicht der Charakteristik eines schwin-

genden Dipols und überlagert sich mit dem äußeren oszillierenden Feld. Um Partikelplasmonen anregen zu können muss die Schwingung des äußeren Feldes nahe der Resonanzfrequenz der Ladungsträger in der Goldscheibe sein. Im Resonanzfall besteht zwischen anregender Strahlung und emittierter Strahlung der Elektronen einen Phasenverschub von 180° . Der Phasenverschub bewirkt eine destruktive Überlagerung der Strahlung. Im Transmissionsspektrum ist die Intensität dieser Wellenlänge geschwächt.

Die Resonanzfrequenz hängt hauptsächlich von der rücktreibenden Kraft auf die ausgelenkten Ladungsträger ab. Die rücktreibende Kraft ist abhängig von der Auslenkung und der Polarisierbarkeit des Mediums der Scheibe, sowie des Mediums um die Scheibe herum. Die rücktreibende Kraft steigt linear mit der Auslenkung der Elektronen an [3]. Liegt Resonanz vor, reicht schon eine schwache Anregung für eine starke Oszillation.

Die Amplitude der Schwingung wird durch die Dämpfung bestimmt. Hierbei spielt sowohl Dämpfung durch Strahlung, als auch Ohm'sche Dämpfung eine Rolle. [1]

Verhalten bei Veränderung der Abmessungen der Struktur

Werden Partikelplasmonen durch ein bestimmtes Plasmonenminimum beobachtet, so verändert sich bei Variation der Abmessungen der Struktur auch die Frequenz des Plasmonenminimums. Als Beispiel betrachten wir eine Scheibe mit einem Radius von 75 nm. Wird der Radius erhöht, wandert das Plasmonenminimum im Spektrum zu längeren Wellenlängen.

Dies lässt sich mit dem Semiklassischen Modell leicht erklären. Um Partikelplasmonen anzuregen wird Licht mit der Resonanzfrequenz der Ladungsträger benötigt. Resonanz tritt dann auf, wenn die Ladungsträger in der Struktur eine stehende Welle bilden. Wird die Struktur länger, so wird auch die Wellenlänge länger, die für eine stehende Welle von Nöten ist.

Verhalten von Ellipsoiden

Werden die Abmessungen von Ellipsoiden verändert, resultieren daraus zwei Effekte. Wird die lange Achse eines Ellipsoiden in die Länge gezogen, resultiert bei Polarisierung des anregenden Lichtes in Richtung dieser langen Achse ein zu längeren Wellenlängen schiebendes Plasmonenminimum. Dies lässt sich analog zur Vergrößerung des Radius' bei einer Scheibe erklären.

In Polarisierung senkrecht zur langen Achse, 90°-Polarisation, resultiert ein zu kürzeren Wellenlängen schiebendes Plasmonenminimum. Dies lässt sich anschaulich nicht erklären. Es folgt jedoch aus der Formel zur Polarisierbarkeit α eines Ellipsoiden [5]:

$$\alpha_i = \frac{V\epsilon_0}{L_i} \frac{1 - \epsilon_m}{(1/L_i - 1) + \epsilon_m}. \quad i \in [x, y, z] \quad (2.3)$$

Hierbei gilt $L_x + L_y + L_z = 1$. Die L_i beschreiben hierbei die Abmessungen des Ellipsoiden. V beschreibt das Volumen und ϵ_m ist die dielektrische Funktion des verwendeten Mediums.

Wird nun L_x vergrößert (lange Achse), so folgt für normierte Abmessungen, dass L_y (Achse 90° zur langen Achse) kleiner wird. Es resultiert eine größere Polarisierbarkeit in y-Richtung. Eine größere Polarisierbarkeit schiebt das Plasmonenminimum zu kürzeren Wellenlängen.

Phasenverhalten

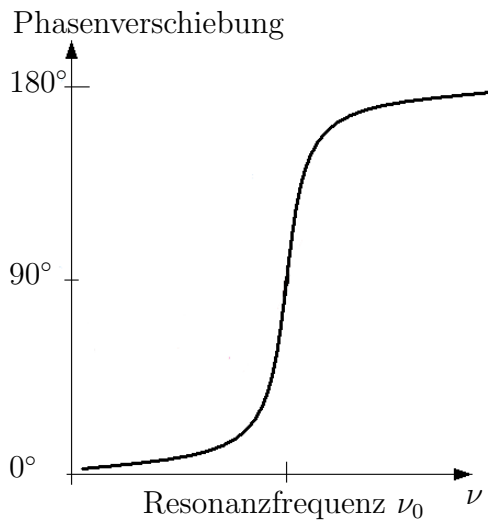


Abb. 2: Phasenverhalten zwischen anregender Frequenz und Frequenz des harmonischen Oszillators.

anregende Frequenz.

Erreicht die anregende Frequenz die Resonanzfrequenz, so besteht zwischen anregender Frequenz und der Schwingung des Oszillators ein Phasenverschub von 90° . Wird die anregende Frequenz weiter erhöht, steigt die Phasendifferenz bis auf 180° .

2.5 Kopplung

Mit Kopplung wird die Wechselwirkung verschiedener Partikelplasmonen bezeichnet. Damit Partikelplasmonen miteinander wechselwirken können, müssen die Goldstrukturen so nah beieinander sein, dass das elektrische Feld der einen Struktur die zweite Struktur beeinflusst. Die maximale Distanz in der Partikelplasmonen miteinander koppeln hängt von verschiedenen Faktoren ab. So spielen z.B. die Abmessungen der untersuchten Struktur oder die Entfernung zwischen zwei Strukturen eine Rolle. Als Modell wird wieder ein einfaches Dipol-Dipol-Modell bzw. der harmonische Oszillator verwendet.

Betrachten wir wieder eine einzelne Goldscheibe. Ein äußeres elektromagnetisches Feld bringt die Ladungsträger zum Schwingen. Die Ladungsträger trennen sich entsprechend ihrer Ladung wie in Abbildung 1 zu sehen. Wie schon erwähnt wirken nun rücktreibende Kräfte auf die Ladungsträger.

Nun kommt eine zweite Scheibe die wie in Abb. 3 c) angeordnet ist hinzu. Beide Scheiben zusammen bilden einen Dimer. Die positiven Ladungsträger der ersten Scheibe erfahren nun durch die negativen Ladungsträger der zweiten Scheibe eine zweite Kraft und umgekehrt. Diese sorgt dafür, dass die rücktreibende Kraft abgeschwächt wird und das Plasmonenminimum zu längeren Wellenlängen verschoben wird [6]. Je weiter die Scheiben auseinander sind, desto schwächer wirkt die zweite Kraft auf die Ladungsträger in der ersten Scheibe. Die zweite Kraft ist hierbei proportional zu $\frac{1}{r^2}$, wobei r der Abstand zum Kraftzentrum ist. Die Federn dienen also nur zur Veranschaulichung.

Für das Verständnis des Resonanzverhaltens der Strukturen ist es wichtig ein Bild vom Phasenverhalten verschiedener Schwingungen zu haben. Von besonderer Bedeutung ist das Durchlaufen der Resonanzfrequenz ν_0 .

Um das Phasenverhalten zweier Schwingungen zu verstehen benutzen wir das Modell eines einfachen angeregten harmonischen Oszillators. Dieser besteht aus einer Feder an deren unterem Ende eine Masse hängt. Das andere Ende der Feder sei mit einem Motor verbunden der die Schwingung anregt.

Ist die anregende Frequenz sehr viel kleiner als die Resonanzfrequenz des Oszillators, so bewegt sich die Masse in Phase mit der Anregung. Wird die anregende Frequenz erhöht, so schwingt der Oszillator mit der Anregungsfrequenz, jedoch leicht Phasenverschoben. Der Oszillator schwingt verzögert zur

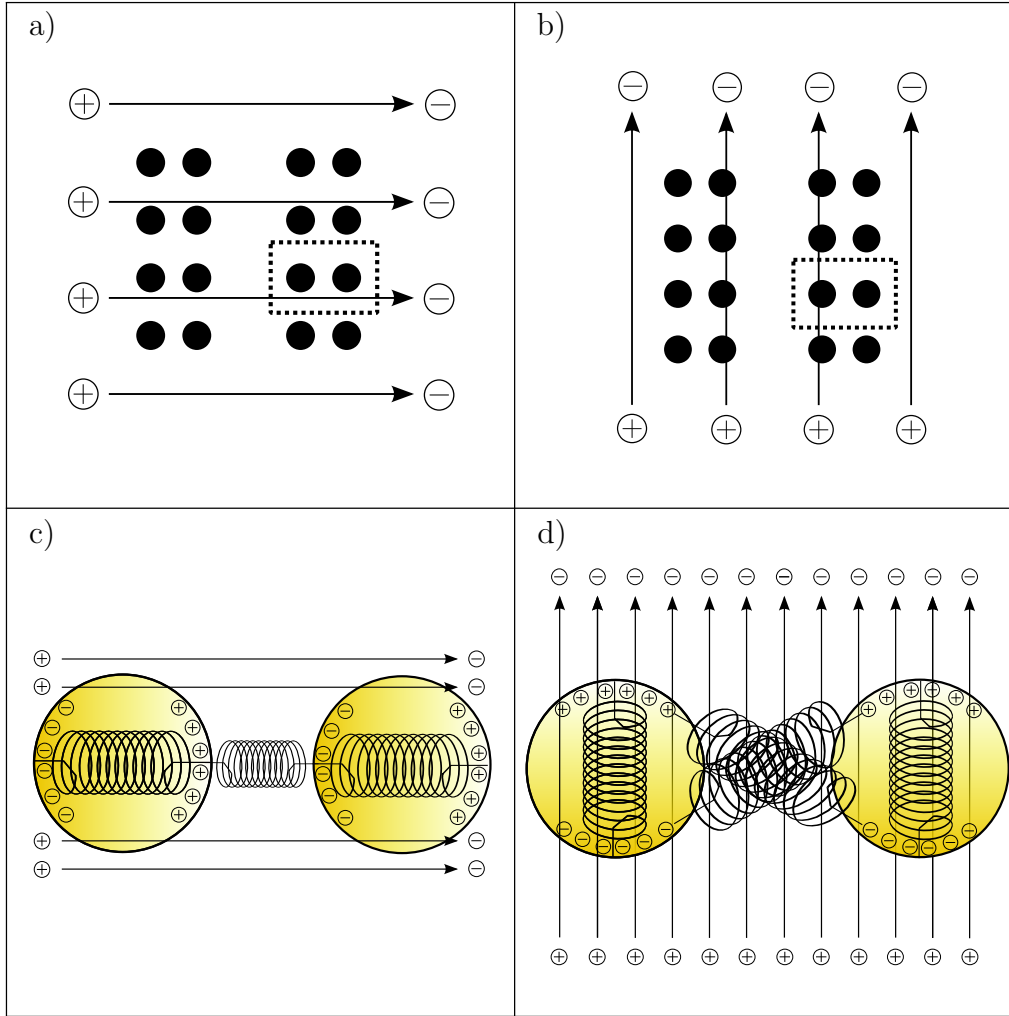


Abb. 3: a) Dimere mit Polarisation in langer Achse (0°), b) Dimere mit Polarisation in kurzer Achse (90°), c) Veranschaulichung der Kopplung für Polarisation in langer Achse, d) Veranschaulichung der Kopplung für Polarisation in kurzer Achse

Für eine um 90° gedrehte Polarisation sieht die Kopplung ein wenig anders aus. Hier koppeln die Ladungsträger diagonal zwischen den verschiedenen Partikeln (siehe Abb. 3 d)). Wird die lange Achse des Dimeres verkleinert, so wird das Plasmonenminimum zu kürzeren Wellenlängen verschoben². Dies lässt sich damit erklären, dass in diesem Fall die Kraft der Ladungsträger der einen Scheibe auf die Ladungsträger der anderen Scheibe partiell in die selbe Richtung wirkt wie die interne rücktreibende Kraft [6].

2.6 Dämpfungsmechanismen

Nachdem Partikelplasmonen angeregt wurden, zerfallen Sie aufgrund verschiedener Dämpfungsmechanismen. Es wird zwischen Dämpfung unter Abgabe von elektromagnetischer Strahlung und Dämpfung ohne die Abgabe elektromagnetischer Strahlung unterschieden.

²Zur Erinnerung: Für 0° -Polarisation wird das Plasmonenminimum zu größeren Wellenlängen verschoben.

Dämpfung unter Abgabe von elektromagnetischer Strahlung

Das Partikelplasmonen verliert seine Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung in die Umgebung. Das Partikelplasmonen zerfällt.

Dämpfung ohne Abgabe von elektromagnetischer Strahlung

Bei Dämpfung ohne Abgabe von elektromagnetischer Strahlung wird die Energie des Partikelplasmons in Wärme umgewandelt (siehe 2.3).

2.7 Gittereffekte

Da die hier verwendeten Proben aus periodisch angeordneten Strukturen bestehen, bilden sie ein Gitter. Treffen elektromagnetische Wellen auf ein Gitter, lässt sich Beugung beobachten. Die Periode des Gitters bestimmt hierbei die Wellenlängen, die Beugung erfahren. Im reziproken Raum lautet die Bragg Bedingung für Beugung:

$$\vec{G} = \vec{k}_s - \vec{k}_0 \quad (2.4)$$

mit $|\vec{G}| = \frac{2\pi}{a}$ und $|\vec{k}_i| = \frac{2\pi}{\lambda_i}$. Hierbei bezeichnet a die Periodenlänge und λ_i die Wellenlänge des einfallenden Strahls (λ_0) bzw. die Wellenlänge des gestreuten Strahls (λ_s).

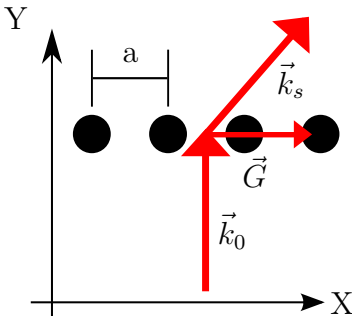


Abb. 4: Schematische Darstellung eines Gitters mit Strahlrichtung in y-Richtung

Da wir Transmission messen, interessieren uns vor allem die Verluste die wir durch Beugung erhalten. Für dieses Experiment gilt:

$$\begin{pmatrix} \frac{2\pi}{a} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{s,x} \\ k_{s,y} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ k_0 \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Der Teil der einfallenden Welle der in x-Richtung gestreut wird (vgl. Abb. 4), fehlt im Transmissionsspektrum. Für uns ist also die x-Komponente interessant:

$$\frac{2\pi}{a} = k_{s,x} = \frac{2\pi}{\lambda_{s,x}} \quad (2.6)$$

$$\Rightarrow a = \lambda_{s,x} \quad (2.7)$$

$\lambda_{s,x}$ ist die Wellenlänge der gestreuten Welle die im Transmissionsspektrum fehlt. Gleichung (2.7) stellt somit eine Bedingung für Beugung einer Welle mit einer bestimmten Wellenlänge dar. Hierbei ist zu beachten, dass $\lambda_{s,x}$ die effektive Wellenlänge ist und eventuell umliegende Medien einen zusätzlichen Effekt auf das Verhalten der untersuchten Struktur haben. Da wir in diesem Versuch die Strukturen auf ein Glassubstrat schreiben, müssen wir den Brechungsindex von Glas ($n = 1,5$) mit berücksichtigen. Es folgt:

$$a = \frac{\lambda}{1,5} \quad (2.8)$$

$$\lambda = 1,5 \cdot a. \quad (2.9)$$

2.8 Oligomere

Oligomere sind Strukturen die aus mehreren Goldscheiben bestehen. Die Strukturen können dabei beliebig kompliziert werden. Die Kopplungseffekte und die Anregung verschiedener Moden sind dabei ebenfalls sehr komplex. An dieser Stelle soll kurz auf eine Kreuzstruktur aus 5 symmetrisch angeordneten Scheiben, einem Pentamer, eingegangen werden (siehe Abb. 6). Es soll kurz gezeigt werden, wie eine komplexe Struktur aussehen kann und wie sie sich verhält.

Fano-Resonanz

Als Fano-Resonanz wird allgemein eine asymmetrische Linienform eines Spektrums bezeichnet. Die asymmetrische Form kommt durch Resonanzeffekte nah beieinander liegender Resonanzfrequenzen zustande. Hierbei überlagern mehrere Eigenzustände. Der Effekt wurde erstmals von Ugo Fano berechnet [7]. In unserem Fall können wir durch die Beobachtung einer Fano-Resonanz auf eine zweite Mode schließen.

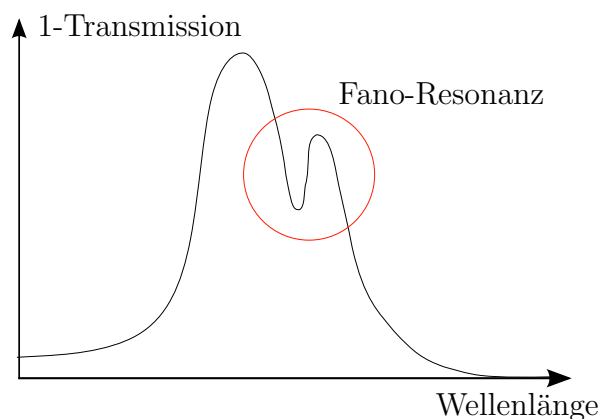


Abb. 5: Fano-Resonanz bei Überlagerung zweier Moden.

Moden

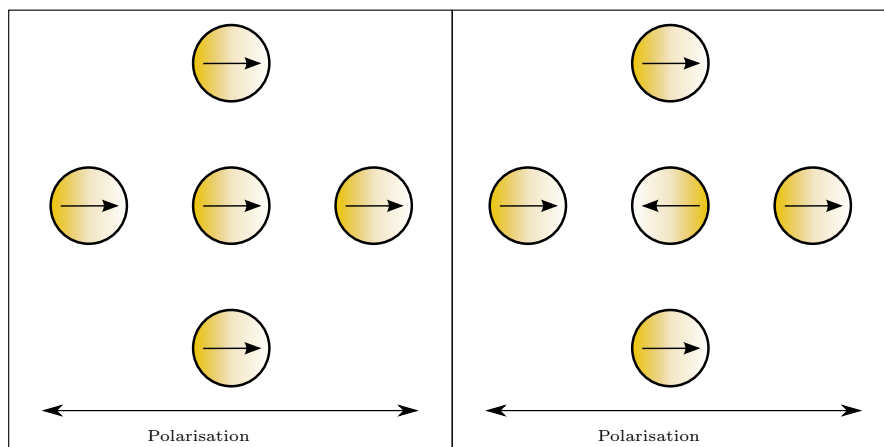


Abb. 6: links: Optisch helle Mode, rechts: optisch dunkle Mode eines Pentamers. Sind die Resonanzen dicht genug beieinander, lässt sich bei einer Überlagerung der beiden Moden eine Fano-Resonanz beobachten.

Moden beschreiben Eigenschwingungszustände von schwingfähigen Systemen. In dieser Arbeit ist dies von Bedeutung da wir stehende Wellen, Plasmonen, in den Strukturen anregen. Im sichtbaren elektromagnetischen Spektrum können wir diese Moden in Form von Resonanzen beobachten. In der hier verwendeten Pentamer-Struktur (siehe Abb. 6) werden mit Weißlicht

zwei Moden angeregt. Die optisch helle Mode (Abb. 6 links) ist immer zu beobachten. Die optisch dunkle Mode (Abb. 6 rechts) ist nicht zu sehen ³.

Durch verschiedene Abstände zwischen den einzelnen Scheiben des Pentamers lassen sich die Resonanzfrequenzen der beiden Moden verschieben. Sind die Scheiben nah genug beieinander, entarten die Energiezustände der optisch dunklen und optisch hellen Mode. Dies äußert sich in Form einer Fano-Resonanz. Hierbei überlagert ein Teil der beiden Moden konstruktiv und ein Teil destruktiv. Die Erklärung liegt im Phasenverhalten bei Resonanzen (siehe Abschnitt 2.4, Phasenverhalten).

Bei der destruktiven Überlagerung, überlagert der Teil der hellen Mode bei dem der Phasenverschub größer als 90° ist, mit dem Teil der dunklen Mode, bei dem der Phasenverschub kleiner als 90° ist. Im weiteren Frequenzverlauf sind schließlich beide Phasenverschiebe über 90° und es liegt eine konstruktive Überlagerung vor. Durch das Beobachten der Fano-Resonanz kann die Existenz der dunklen Mode verifiziert werden.

³Dies ist der Grund für die Namensgebung.

3 Aufbau

Der hier verwendete Aufbau zur Messung der Transmission wird oft als „OSA“ (optical spectrum analyser) bezeichnet. Streng genommen bezeichnet OSA allerdings nur ein Spektrometer.

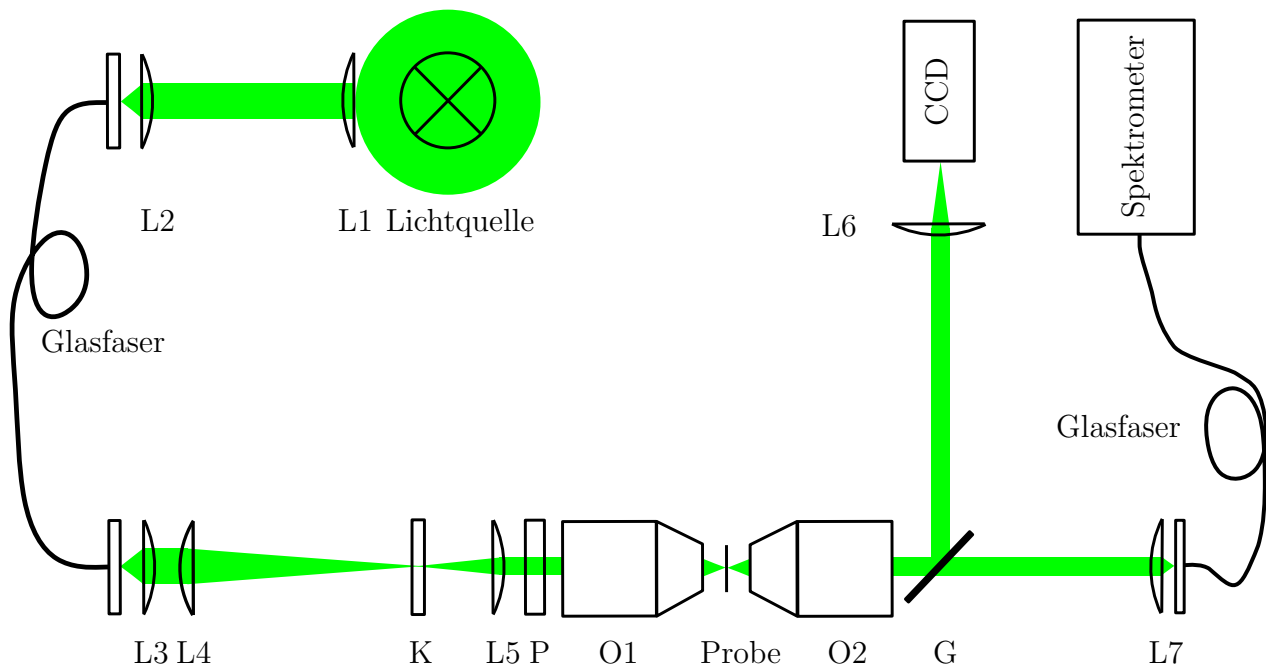


Abb. 7: OSA Aufbau zur Messung der Transmission von Weißlicht.

Die verwendete Lichtquelle ist eine Weißlicht-Halogenlampe. Das Licht wird unmittelbar hinter der Lampe mit der Linse L1 kollimiert um einen parallelen Strahlengang zu erzeugen. Somit werden Verluste durch einen aufgefächerten Strahl verhindert. Es folgt die zweite Linse L2 zur Einkopplung des Lichtes in eine Glasfaser. Dabei ist es wichtig, dass die numerischen Aperturen von Linse und Glasfaser aufeinander abgestimmt sind, um Verlust zu vermeiden.

Die Glasfaser wird hier als Punktquelle verwendet, d.h. das Licht welches aus der Glasfaser kommt entspricht dem Licht einer Punktquelle. Der einzige Nachteil der durch die Glasfaser entsteht, ist dass diese nicht polarisationserhaltend ist. Dies hat zur Folge, dass beim Auskoppeln des Lichtes aus der Glasfaser das Licht teilweise polarisiert ist. Die Intensität von 90° polarisiertem Licht ist dadurch geringer als die von 0° polarisiertem Licht.

Zum Auskoppeln wird wieder eine Linse L3 benötigt. Der Linse L3 folgt ein Teleskop. Dieses besteht aus 2 Linsen (L4 und L5) und einer verstellbaren Blende K. Die beiden Linsen sorgen dafür, dass der Durchmesser des Strahles verringert wird ohne Licht zu verlieren. Die verstellbare Blende K, die sich im Brennpunkt der beiden Linsen befindet, dient dazu den beleuchteten Bereich der noch folgenden Probe zu beschränken. Die Blende befindet sich im Brennpunkt der beiden Linsen da es dadurch möglich ist, auf der CCD-Kamera ein reales Bild der Blende zu erzeugen.

Es folgt ein Polarisator P, welcher nötig ist um eine definierte Polarisation des Lichtes zu erreichen. Dadurch können Proben in verschiedenen Polarisationszuständen untersucht werden.

Es folgen zwei baugleiche Objektive und die zu untersuchende Probe. Das erste Objektiv O1 bündelt dabei den Strahl. Im Brennpunkt des Objektivs wird die Probe angebracht. Dies

ermöglicht es ein reales Bild der Probe auf der CCD-Kamera zu erzeugen. Das zweite Objektiv O2 steht im selben Abstand zur Probe wie Objektiv O1, also in der Entfernung der Brennweite. Der gebündelte Strahl wird so wieder zu einem parallelen Strahl und trifft auf ein dünnes Glas G. Dieses steht im 45° Winkel zum Objektiv und reflektiert einen Teil des Lichtes Richtung CCD-Kamera. Dabei wird der parallele Strahl durch die Linse L6 geleitet, welche den Strahl auf die Kamera fokussiert. Dies hat zur Folge, dass auf der Kamera ein reales Bild der Blende K und der Probe abgebildet wird. Das restliche Licht wird transmittiert und trifft auf eine weitere Linse L7 welche den Strahl in die Glasfaser einkoppelt, welche zum Spektrometer führt.

4 Proben

Das Ziel dieser Bachelorarbeit ist es die optischen Eigenschaften verschiedener Goldnanostrukturen zu untersuchen und zu verstehen. Dafür wurden verschiedene Strukturen hergestellt und vermessen. Im folgenden werden die Herstellung, die verschiedenen Strukturen sowie die zu erwartenden Ergebnisse vorgestellt.

4.1 Herstellung

Wir verwenden zur Herstellung der Strukturen das Verfahren der Elektronenstrahl-Lithographie. Bei diesem Verfahren wird ein Glasträger mit einer 10 nm dicken ITO (Indiumzinnoxid) Schicht verwendet. Auf die ITO-Schicht wird mit einem Rotationsbeschichter eine ca. 200 nm dicke Schicht PMMA (Polymethylmethacrylat) aufgetragen. Zum Aushärten wird der beschichtete Glasträger für ca. 30 Minuten bei 175°C in einem Heizofen erhitzt.

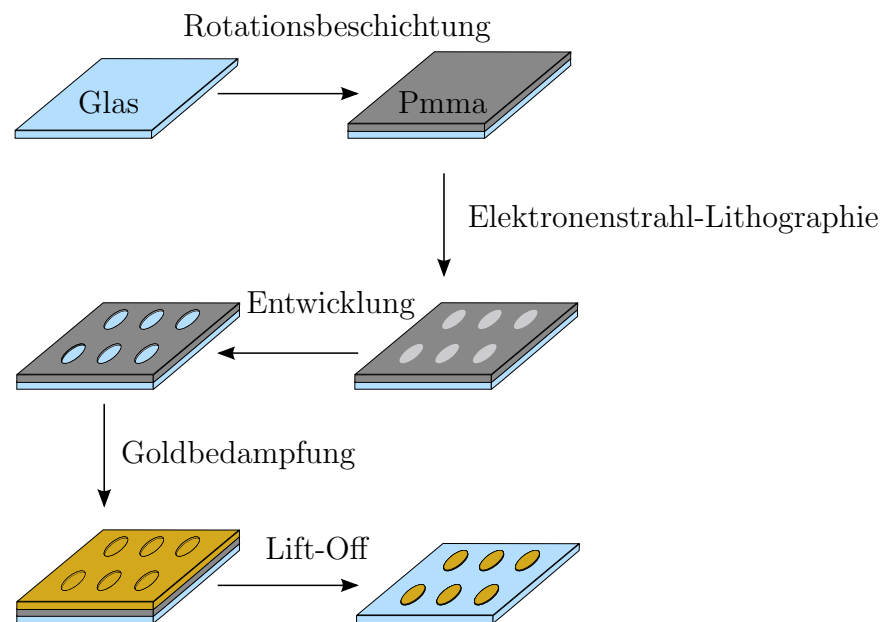


Abb. 8: Abfolge der Herstellung der Proben

Nun folgt die eigentliche Elektronenstrahl-Lithographie. In einem Rasterelektronenmikroskop wird die Probe dazu gezielt mit einem Elektronenstrahl belichtet. Beim Belichten verändert sich die Struktur der PMMA-Moleküle. Das Rasterelektronenmikroskop schreibt pixelweise die vorgegebenen Strukturen in das PMMA. Die stromleitende Schicht ITO transportiert die Elektronen ab und verhindert so eine Aufladung der Probe. Aufladungen würden zu einer Verzerrung der geschriebenen Strukturen führen.

Im nächsten Schritt werden die veränderten PMMA-Moleküle mit einem Entwickler entfernt. Zurück bleibt eine Negativform der gewünschten Struktur.

Jetzt kann Gold aufgedampft werden. Hierbei wird Gold erhitzt bis es gasförmig ist. Die zu bedampfende Probe hängt dabei über dem Goldreservoir im Golddampf. In dieser Arbeit werden 40 nm Gold aufgedampft.

Nachdem die Negativform mit Gold bedampft wurde muss das überflüssige Gold und PMMA, also die Negativform, entfernt werden. Dies geschieht im „Lift off“. Hier wird die

Probe ca. 2 Stunden bei 60°C in NMP (N-Methyl-2-pyrrolidon) gehängt. Dieses entfernt das restliche PMMA. Da das überflüssige Gold am PMMA haftet wird dieses mit entfernt. Übrig bleibt die gewünschte Struktur als 40 nm dicke Goldschicht.

Literatur

- [1] C. Sönnichsen: *Plasmons in metal nanostructures*, Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2001
- [2] J.D. Jackson: *Classical Electrodynamics*, Wiley, 1975
- [3] A. Christ: *Optical properties of metallic photonic crystal structures*, Dissertation an der Phillips-Universität Marburg, 2005
- [4] P. Drude: *Zur Elektronentheorie der Metalle*, Annalen der Physik. 306, 3, 1900
- [5] C. F. Bohren, D. R. Huffman: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, Wiley, 1993
- [6] W. Rechberger, A. Hohenau, A. Leitner, J.R. Krenn, B. Lamprecht, F.R. Aussenegg: *Optical properties of two interacting gold nanoparticles*, Optics Communications 220, 137-141, 2003
- [7] U. Fano: *Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts*, Phys. Rev. 124, 1866, 1961