

Oberflächenplasmonen

1. Hintergrund und Zielsetzung des Versuchs

Ziel dieses Versuches ist der experimentelle Nachweis von Plasmaschwingungen an der Oberfläche dünner gesputterter Metallschichten sowie die Bestimmung deren Wellenzahl k_{Plasmon} . Als Plasmaschwingung in einem Metall oder Halbmetail wird allgemein eine kollektive, longitudinale Anregung der freien Elektronen bezeichnet. Dabei oszillieren die Leitungselektronen gegen die positiv geladenen Ionenrümpfe. Das Quant dieser Schwingung ist das Plasmon. Quantenmechanisch wird das Plasmon als Quasiteilchen behandelt. Der Begriff ist eine gebräuchliche Abkürzung für Plasmaschwingungsquant. Allgemein lässt sich sagen, was das Photon für elektromagnetische Wellen darstellt, ist das Plasmon für Plasmaschwingungen im Fermigas der Metalle. Die Anregung eines Plasmons kann je nach Art (Volumen- oder Oberflächenplasmon) durch Elektronen oder Phononen erfolgen. Da Volumenplasmonen rein longitudinale Dichteschwankungen des Elektronengases darstellen, können sie nicht durch Licht (transversale, elektromagnetische Welle) angeregt werden, sondern nur durch Teilchenstoß (z.B. durch Elektronen). An der Oberfläche bilden Plasmonen allerdings - analog zu Wasserwellen - auch einen transversalen Schwingungsanteil aus, da dort abstoßende Nachbarn fehlen. Sie können daher nur durch parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht angeregt werden. In dünnen Metallfilmen breiten sie sich als nichtstrahlende elektromagnetische Oberflächenmoden mit definierter Dispersion aus. Die Dispersion der Oberflächenwellen hängt stark vom Brechungsindex des umgebenden Mediums ab. Bei anisotropen Umgebungsmedien sind sie vor allem sensitiv für den Brechungsindex senkrecht zur Metalloberfläche, d.h. senkrecht zur Schwingungsrichtung der Plasmonen. Entscheidend für die Anregung ist, dass Energie ($E = \hbar\omega$) und Impuls ($p = \hbar k$) der einfallenden Photonen mit denen der zu erzeugenden Plasmonen übereinstimmen. Um dies zu erreichen, wird bei festgehaltener Photonenfrequenz die entscheidende k_{Photon} -Komponente variiert. Oberflächenplasmonen können, wie gleich noch gezeigt wird, über ein evaneszentes Wellenfeld angeregt werden. Die Verteilung eines solchen elektromagnetischen Feldes fällt senkrecht zur Oberfläche exponentiell ab. Oberflächenplasmonen sind stark gedämpft, ihre Abklingzeit beträgt im Allgemeinen nur wenige Femtosekunden. Zum Vergleich: Zerfallszeiten bei atomaren Einzelelektronanregungen liegen im Nanosekundenbereich. Daher lassen sich auf einer Metalloberfläche an unterschiedlichen Stellen zeitgleich verschiedene Plasmonen anregen, wodurch auch lokale Änderungen des Brechungsindex bestimmt werden können.

Im Versuchsverlauf soll unter Verwendung der Methode der abgeschwächten Totalreflexion (engl. Attenuated Total Reflectance „ATR“) die Existenz von Oberflächenplasmonen experimentell nachgewiesen und deren Wellenzahl k_{Plasmon} möglichst exakt bestimmt werden. Hierzu werden auf zuvor sorgfältig gereinigten Glasprismen dünne Silber- bzw. Goldschichten mit einer Dicke von 20 nm bis 60 nm aufgebracht. Die Schichten sollen durch Kathodenzerstäubung (engl. Sputtern) präpariert werden. Es sollen mindestens drei Prismen mit unterschiedlichen Schichtdicken beschichtet, untersucht und die sich aufgrund der Schichtdicke ergebenden Unterschiede näher diskutiert werden. Der Versuchsaufbau (siehe hierzu Abbildung 1 und 2) entspricht im Wesentlichen dem des Ellipsometrie-Versuchs.

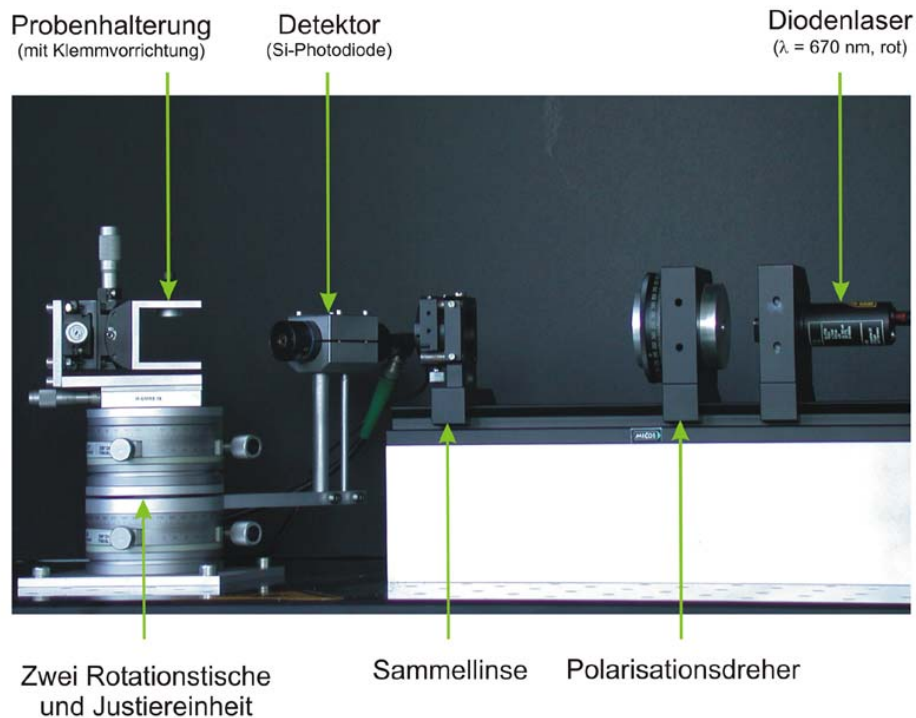


Abbildung 1: Versuchsaufbau zum Nachweis von Oberflächenplasmonen mit allen wesentlichen Komponenten.

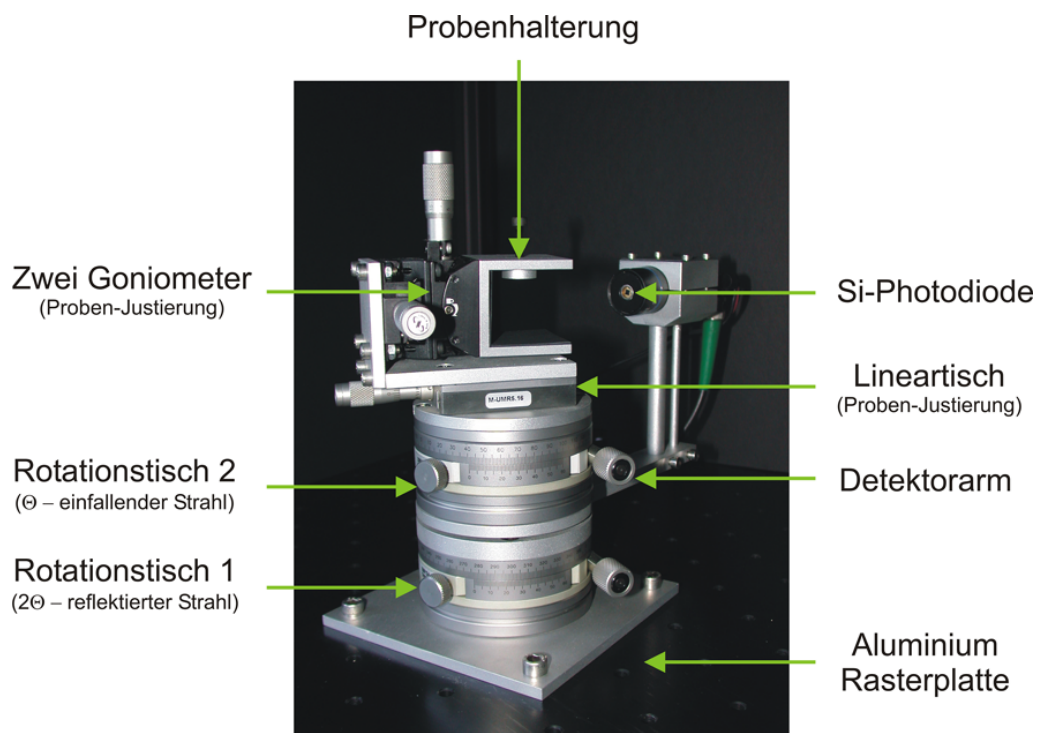


Abbildung 2: Probenhalterung mit Justiereinheit (bestehend aus zwei Goniometern und einem Lineartisch), sowie zwei Rotationstische zur Einstellung/Bestimmung des Einfalls/Ausfallswinkels.

2. Anregung von Oberflächen-Plasma-Wellen

Um Oberflächen-Plasma-Wellen an einer Grenzfläche Metall/Luft anregen zu können, muss die zur Metalloberfläche parallele Komponente der Wellenzahl der einfallenden Photonen, wir nennen diese im folgenden k_{Photon} , mit der Wellenzahl k_{Plasmon} der Plasmonen übereinstimmen (Impulserhaltung). Ferner gilt aus Gründen der Energieerhaltung, dass die Frequenzen der Photonen und die der Plasmonen identisch sein müssen: $\omega_{\text{Photon}} = \omega_{\text{Plasmon}}$. Für die Dispersionsrelation der Oberflächen-Plasma-Wellen ergibt sich somit der folgende Zusammenhang:

$$k_{\text{Photon}} = \frac{\omega}{c} \sin \alpha \leq k_{\text{Plasmon}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 1}},$$

wobei α der Winkel der einfallenden Photonen zur Oberflächennormalen ist und ε die von der Photonenfrequenz abhängige dielektrische Funktion des Metalls. Aus dieser Ungleichung folgt, dass Oberflächenplasmonen nicht durch Einstrahlung von Photonen aus dem Medium Luft/Vakuum angeregt werden können. Die Dispersionskurve des Lichtes liegt, wie in der Abbildung 3 zu sehen ist, auch für einen Einfallswinkel $\alpha = 90^\circ$ noch oberhalb der Dispersionskurve der Plasmawellen, d.h. es gibt keinen Schnittpunkt zwischen beiden Kurven.

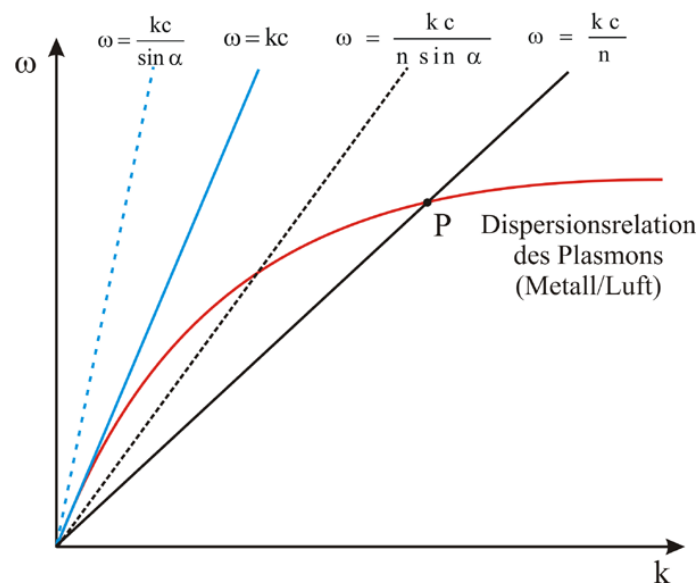


Abbildung 3: Qualitativer Verlauf der Dispersionsrelation von Oberflächen-Plasma-Wellen an der Grenzschicht Metall/Luft, sowie die (lineare) Dispersionsrelation der Photonen aus dem Medium Luft/Vakuum ($n=1$) bzw. einem Medium mit dem Brechungsindex $n > 1$.

Werden die Photonen durch ein Dielektrikum (z.B. Glas) mit $\varepsilon_0 > \varepsilon_{\text{Luft}}$ auf die Grenzfläche Metall/Luft eingestrahlt, so nimmt die Steigung der Dispersionsrelation für die Photonen entsprechend ab, so dass sich eine Resonanzbedingung ergibt:

$$\sin \alpha \cdot \sqrt{\varepsilon_0} = \sin \alpha \cdot n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 1}}.$$

Durch Variation von α lässt sich diese Resonanzbedingung erfüllen, d.h. die Plasmonen können auf diese Art und Weise angeregt werden. werden kann (siehe Abbildung 3). Durch die Variation der Frequenz ω des eingestrahnten Lichts und Einstellung des passenden Winkels α kann somit die gesamte Dispersionskurve unterhalb des Schnittpunktes P abgefahren werden. Voraussetzung ist, dass die Metallschicht so dünn ist, dass die Skintiefe der Photonen ausreicht, um die Oberflächen-Plasma-Wellen an der Grenzschicht Dielektrikum/Metall anzuregen.

3. Methode der abgeschwächten Totalreflexion

Parallel (p) und senkrecht (s) zur Einfallsebene linear polarisiertes Licht eines Lasers wird durch ein rechtwinkeliges Glasprisma, auf dessen Grundfläche eine Silber- oder Goldschicht aufgesputtert wurde eingestrahlt. Ist der Einfallswinkel (Winkel zwischen Strahl und Lot auf die Grundfläche) größer als der Winkel der Totalreflexion, wird das gesamte Licht reflektiert. Das elektromagnetische Feld der total reflektierten Welle fällt an der Grenzfläche allerdings nicht abrupt auf Null ab. Das folgt aus den Stetigkeitsbedingungen für das elektromagnetische Feld bei Totalreflexion von einem optisch dichteren (Glas) in ein optisch dünneres Medium (Luft). Die Metallschichten haben aufgrund ihrer im Vergleich zur Wellenlänge des Laserlichtes ($\lambda = 670 \text{ nm}$) sehr geringen Dicke keinen Einfluss auf dieses Verhalten. Es entsteht eine entlang der Grenzfläche propagierende Welle, die exponentiell mit der Eindringtiefe (senkrecht zur Grundfläche) gedämpft wird. Diese Welle wird als evaneszentes Feld bzw. evaneszente Welle bezeichnet. Das heißt aber nicht, dass die elektromagnetische Welle in der Metallschicht vollständig verschwindet, es findet lediglich kein Energieübertrag statt und die durch die Grundfläche des Prismas hindurch tretende Energie strömt direkt wieder zurück. Gibt man der Strahlungsenergie allerdings innerhalb der Eindringtiefe die Möglichkeit zur Wechselwirkung, so können u.a. Absorptionsprozesse stattfinden, Fluoreszenz angeregt werden oder andere inelastische Prozesse ablaufen. Man bezeichnet dies als abgeschwächte Totalreflexion. Da die Plasmafrequenzen von Metallen typischerweise im ultravioletten Bereich liegen und die Oberflächenplasmonen daher mit optischen Frequenzen propagieren können, ist es möglich unter den oben genannten Bedingungen durch das evaneszente Feld Oberflächenplasmonen anzuregen. Anzumerken ist hierbei, dass nur der Lichtanteil, welcher parallel (p) zur Einfallebene polarisiert ist, an die Plasmonen ankoppeln kann. Der s-polarisierte Anteil kann keine Plasmonen erzeugen, da zur Anregung der E-Vektor des Lichtes an das Dipolmoment parallel zur Ausbreitungsrichtung der Plasmonen ankoppeln muss, was nur durch p- polarisiertes Licht geschehen kann. Wird durch die Änderung des Einfallswinkels α die Größe der Wellenzahl k_{Photon} des p-polarisierten Lichtes variiert, so ist die Energieübertragung der Photonen an die Plasmonen im Resonanzfall am größten, so dass in diesem Fall die Energie der reflektierten Welle am niedrigsten ist (hierzu siehe auch Abbildung 4). Es ist sinnvoll als Referenzgröße die Energie des reflektierten s-polarisierten Lichtes zu verwenden, indem man bei festem Einfallswinkel einmal mit p- und einmal mit s-polarisiertem Licht misst und den Quotienten beider Intensitäten berechnet. Im Minimum der aufgenommenen R_p/R_s -Kurve (siehe Abbildung 4) gilt dann:

$$k_{\text{Plasmon}}(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot n_{\text{Prisma}} \cdot \sin(\alpha_{\text{min}}(\omega))$$

mit n_{Prisma} als Brechungsindex des Glasprismas. Die Wellenzahl der Oberflächenplasmonen $k(\omega)$ kann für verschiedene Frequenzen bestimmt und somit die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen aufgenommen werden.

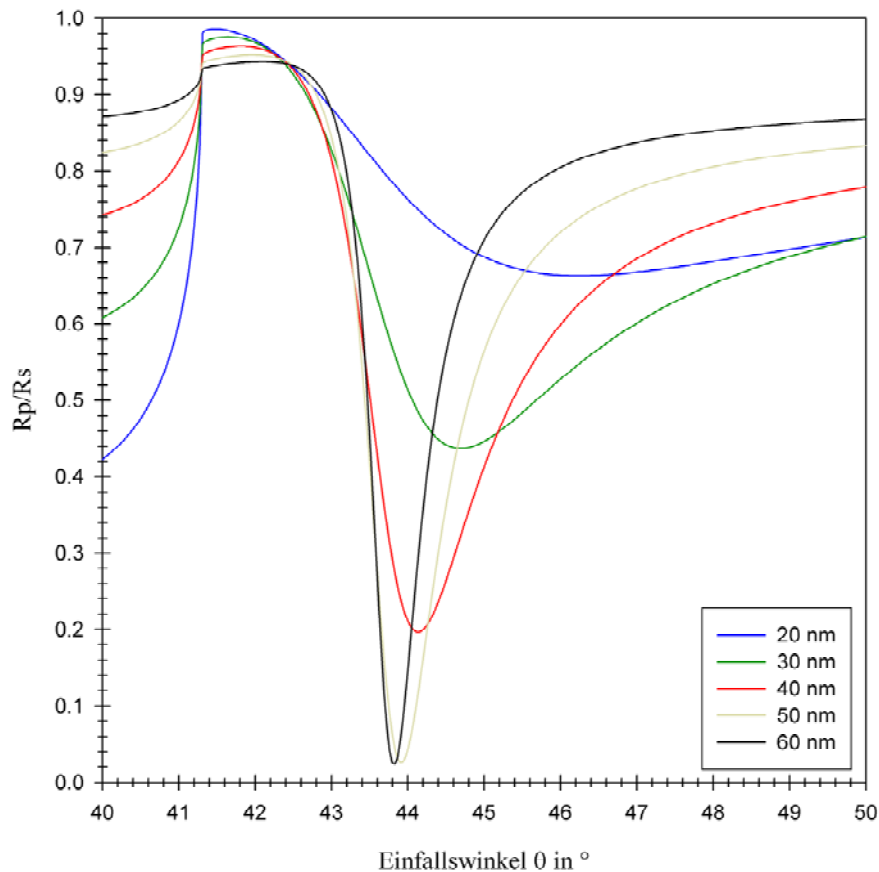


Abbildung 4: Das Intensitätsverhältnis R_p/R_s aufgetragen gegen den Einfallswinkel α , für unterschiedlich dicke, gesputterte Goldschichten.

Zur Anregung der Plasmonen an einer Metall/Luft-Grenzschicht sind prinzipiell zwei verschiedene Konfigurationen möglich (siehe Abbildung 5). Bei der in unserem Versuch benutzten Kretschmann-Konfiguration muss das Licht in das Metall eindringen, bei der Otto-Konfiguration wird ausgenutzt, dass an der Grenzfläche Glas-Luft ein schnell abfallendes Feld über die Grenzfläche hinaus besteht, welches durch den dünnen Luftspalt (in der Dicke von λ) die Plasmonen anregen kann.

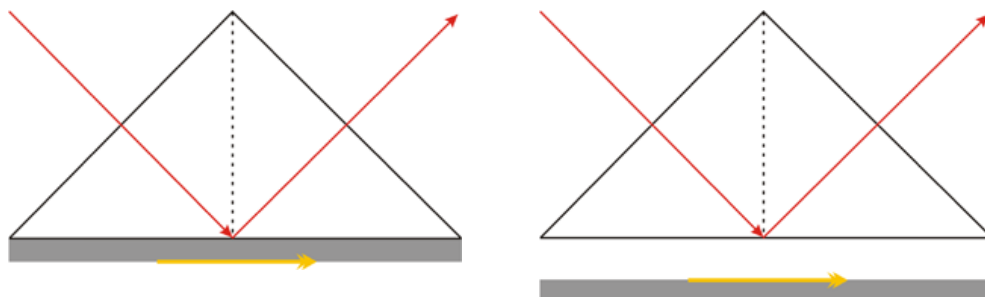


Abbildung 5: Mögliche Konfigurationen: Kretschmann-Konfiguration (links) und Otto-Konfiguration (rechts). Die Plasmonen breiten sich an der Grenzfläche Metall-Luft aus (Pfeile)

4. Vorkenntnisse

Volumen- und Oberflächenplasmonen, Anregung von Oberflächenplasmonen, Methode der abgeschwächten Totalreflexion, Otto- und Kretschmann-Konfiguration, Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen.

Snelliussches Brechungsgesetz, Fresnelsche Formeln, Polarisationsarten, Polarisationsfilter, Brewsterwinkel, Funktionsweise und Eigenschaften von Halbleiterlasern und Photodioden.

Grundlagen der Vakuumtechnik (Vakuum, Pumpen, Druckmessung) und Grundlagen der Beschichtungstechnik (Sputtern, Aufdampfen).

5. Versuchsdurchführung

5.1 Beschichtung der Glasprismen

Im ersten Teil dieses Praktikumsversuches sollen mehrere rechtwinklige Glasprismen mit 20 nm bis 60 nm dicken Goldschichten versehen werden. Für die Schichtherstellung wird der Vakuumbeschichtungsprozess der Kathodenzerstäubung (engl. Sputtern) herangezogen. Bei diesem Prozess werden über eine Glimmentladung zwischen zwei kalten Elektroden freie Ionen erzeugt, welche durch die anliegenden elektrischen Felder auf die Kathode beschleunigt werden. Dort kommt es durch stoßmechanische Wechselwirkung zur Emission von Kathodenmaterial, welches sich als dünner Film auf dem Substrat niederschlägt. In unserem Fall dienen dünne Bleche (diese werden in diesem Zusammenhang auch treffend als Target bezeichnet) aus Silber oder Gold als Kathode und die Glasprismen werden auf einem geerdeten Halter montiert, der als Anode dient.

Vor der Beschichtung müssen die Glasprismen in einem Ultraschallbad mit Ethanol und Aceton gründlich gereinigt werden, da die Reinheit der Substratoberfläche entscheidend für die Qualität der hergestellten Schichten und somit für die Entstehung von Oberflächenplasmonen ist. Eine möglicherweise vorhandene Goldschicht kann vorher vorsichtig mit einem speziellen Tuch mechanisch entfernt werden. Nach der chemischen Reinigung werden die Grundflächen der Prismen unter hohem Druck (100 bar) mit eisförmigen CO₂ - Partikeln abgestrahlt, was die Reinheit der Oberfläche erhöht, da sie diese von eventuell verbleibenden Verunreinigungen befreit.

Nach der Reinigungsprozedur werden die Prismen über eine spezielle Probenhalterung in der Magnetron-Sputterapparatur Polaron SC7620 der Firma VG (siehe Abbildung 6) eingebaut. Nach dem Schließen des Glasrezipienten wird die Kammer über einen Pumpstand bestehend aus einer Membranvorpumpe und einer Turbomolekularpumpe bis zu einem Enddruck von weniger als 10⁻⁵ mbar abgepumpt. Die Evakuierung kann bis zu 15 Minuten in Anspruch nehmen. Danach wird soviel Prozessgas (hier Argon) über ein Feindosierventil in die Vakuumkammer eingeleitet, bis der Druck auf einige 10⁻² mbar angestiegen ist. Danach kann der Beschichtungsprozess gestartet werden. Während der Beschichtung liegt zwischen der Kathode und der Anode typischerweise eine Gleichspannung von etwa 1000 V an, was bei einem Druck von 2x10⁻² mbar zu einem Sputterstrom von etwa 20 mA führt. Der Stromfluss zwischen den Elektroden ist ausschlaggebend für die Depositionsrate und somit für die Geschwindigkeit des Schichtwachstums. Bei einem Strom von 20 mA wächst die Schicht abhängig vom Targetmaterial mit etwa 10 nm pro Minute auf den Glasprismen auf. Um kleinere Wachstumsraten zu erhalten, muss der Gasdurchfluss und somit der Druck in der Vakuumkammer verringert werden.



Abbildung 6: Das Sputtersystem SC7620 der Firma VG, bestehend aus der Kontrolleinheit und der darauf angebrachten zylinderförmigen Sputterkammer. Auf der Frontplatte sind eine Zeitschaltuhr, ein Grob- und ein Feindosserierventil für das Prozessgas, sowie die Druck und Sputterstrom-Anzeige montiert.

5.2 Nachweis der Oberflächenplasmonen

Allgemeine Hinweise: Bevor der Diodenlaser in Betrieb genommen wird, sollte sicher gestellt werden, dass sich keine reflektierenden Gegenstände, mit Ausnahme der Probe, im Strahlengang des Lasers befinden. **Unter keinen Umständen darf direkt in den Strahl des Lasers geschaut werden!** Ferner wird empfohlen, den Laser während der gesamten Versuchsdurchführung eingeschaltet zu lassen, um Intensitätsunterschiede bei den einzelnen Messungen zu vermeiden. Zum Ausblenden des Strahls befindet sich am Lasergehäuse eine schwarze Verschlussklappe, mit der sich die Austrittsöffnung bei Bedarf jederzeit verschließen lässt.

Justage des Detektorarms: Zunächst ist es notwendig, die Nulllage des Detektorarms festzulegen. Hierzu wird der Strahl des Lasers auf eine Si-Photodiode fokussiert (ohne Polarisationsdreher und ohne Probe) und durch Drehen des Rotationstisches 1 der Winkel gesucht, bei dem maximale Intensität vorliegt. Dieser Winkel entspricht nun der Nulllage und sollte bei allen weiteren Messungen entsprechend verwendet werden. (Fehlerbetrachtung!)

Parallele und senkrechte Polarisation: Für die Versuchsdurchführung ist es notwendig, die Winkeleinstellungen am Polarisationsdreher, bei denen die Strahlung parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiert sind, möglichst genau zu kennen. Dieser Versuchsteil dient der Bestimmung dieser Winkelpositionen. Bei der 90°-Stellung des Polarisationsdrehers sollte die Laserstrahlung parallel zur Einfallsebene polarisiert sein. Um dies zu überprüfen, wird eine Glasscheibe in den Strahl auf die Position $x_{1/2}$ gefahren (siehe unten) und der Winkel am

Rotationstisch 2 auf den theoretischen Wert des Brewsterwinkels für Glas eingestellt (dieser liegt bei etwa 57°). Messen sie im Winkelbereich des Polarisationsdrehers von ca. 70° bis 110° die Intensität des reflektierten Strahls und verifizieren sie das Intensitätsminimum und somit die Lage der Polarisations Ebenen.

Die Justage der Glasoberfläche im Strahl ist wie folgt durchzuführen: Stellen Sie den Rotationstisch 2 (Einfallswinkel θ) zunächst exakt auf Null Grad ein und montieren Sie die dünne Glasscheibe so auf dem Probenhalter, dass der Strahl bei geöffneter Verschlussklappe die Oberfläche nicht berührt (maximale Intensität am Detektor). Über den Lineartisch wird die Probe dann so weit in den Strahl gefahren, bis die Intensität auf die Hälfte des ursprünglichen Wertes abgesunken ist. Diese Position, die wir mit $x_{1/2}$ bezeichnen, sollte festgehalten werden. Danach wird über das erste der beiden Goniometer (gesehen in Richtung der Probenhalterung) die Neigung der Oberfläche senkrecht zur Strahlrichtung geändert (Winkelbereich von etwa -3° bis $+3^\circ$). Stellen Sie das Goniometer auf den Winkel φ_0 der maximalen Intensität ein und überprüfen Sie erneut die Position $x_{1/2}$. Stimmen die beiden $x_{1/2}$ -Werte nicht überein, so muss dieser Schritt so lange wiederholt werden, bis dies der Fall ist. Danach sollte das erste Goniometer nicht mehr bewegt werden. Drehen Sie nun den Rotationstisch 1 um 90° . Verfahren Sie das zweite Goniometer so weit, bis der Laserstrahl komplett in sich zurück reflektiert wird. Nach dieser Prozedur sollte die Oberfläche des Glases im Strahl ausgerichtet sein!

Justage der Prismen im Strahl: Bei einem Wechsel der Glasprismen ist es stets notwendig, die Metalloberfläche präzise im Strahl auszurichten. Im Folgenden wird kurz beschrieben, wie diese Ausrichtung durchzuführen ist. Da die Qualität aller Resultate, die Sie später erhalten, entscheidend von dieser Justage abhängen wird, sollte diese mit besonderer Sorgfalt durchgeführt werden! Stellen Sie den Rotationstisch 2 (Einfallswinkel θ) zunächst exakt auf 45° ein und montieren Sie das Prisma so auf dem Probenhalter, dass die Grundfläche mit einem Abstand von einigen mm möglichst parallel zur Rückseite des Probenhalters steht und der Schwerpunkt des Prismas im Drehzentrum des Rotationstisches liegt. Im Idealfall trifft der Laserstrahl nun eine Seitenfläche des Prismas mittig und parallel zur Flächennormalen. Der Anteil des Lichts, der an der Seitenfläche reflektiert wird, sollte direkt wieder in den Laser zurückgeworfen werden. Ist dies nicht der Fall, besteht über die zwei Goniometer an der Prismenhalterung die Möglichkeit der Nachjustierung. Fahren Sie nun den Detektor (Rotationstisch 1) auf seine „tatsächliche“ 90° -Position (diese entspricht nicht der 90° Position des Goniometers, siehe oben). Ist das Prisma optimal einjustiert, so sollten Sie bei dieser Position maximale Intensität erhalten. Überprüfen Sie diesen Sachverhalt durch das Verfahren des Detektors in einem Bereich von $\pm 5^\circ$ um diese Position. Ist dies nicht der Fall, so sind alle Teilschritte der Justierung zu wiederholen, bis alle Kriterien erfüllt sind. Danach kann mit den Messungen begonnen werden.

Reflexionsmessung: Stellen Sie den gewünschten Einfallswinkel am Rotationstisch 2 ein und messen Sie die Position des reflektierten Strahls. Das reflektierte Licht sollte zentriert auf die quadratische Detektorfläche treffen. Nehmen Sie die Intensitätswerte bei den zuvor ermittelten Winkeleinstellungen des Polarisationsdrehers für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht auf. Ermitteln Sie den durch Streulicht bedingten Offset des Diodensignals durch Ausblenden des Strahls über die Verschlussklappe am Lasergehäuse.

6. Auswertung

Auswertung: Ermitteln Sie die Intensitätsverhältnisse R_p/R_s für mehrere Einfallswinkel α zwischen 40° und 50° in sinnvollen Schritten, unter Berücksichtigung des Offsets und even-

tueller Intensitätsunterschiede für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht. Tragen Sie die gemessenen R_p/R_s - Werte gegen α auf und bestimmen sie über die Lage des Intensitätsminimums die Wellenzahl der Plasmaschwingungen. Welche Unterschiede ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Schichtdicken und wie genau können Sie diese aus Ihren Messungen abschätzen (verwenden Sie zu diesem Zweck ausschließlich die in Abb. 4 abgebildeten Kurven)? Diskutieren sie ihre Ergebnisse ausführlich und bemühen sie sich um eine vollständige und korrekte Fehlerbetrachtung!

7. Anmerkung

Der messtechnisch erfassbare Winkel β entspricht nicht dem uns interessierenden Winkel α . Dieser muss zunächst unter Verwendung des Snelliusschen Brechungsgesetz berechnet werden (Abb. 7). Die Herleitung ist im Protokoll durchzuführen.

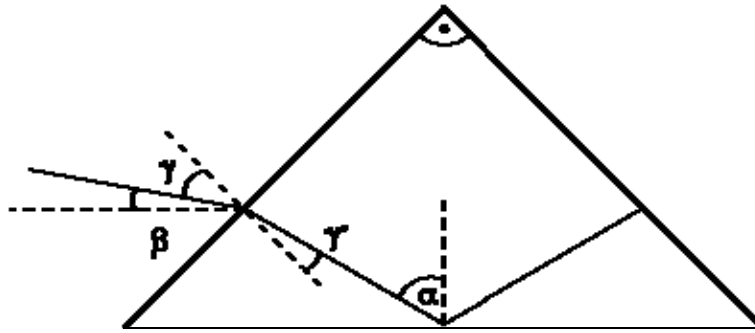


Abbildung 7: Skizze zur Bestimmung des Einfallswinkels α .

Als Lösung ergibt sich:

$$\alpha = 45^\circ + \arcsin\left(\frac{\sin(45^\circ - \beta)}{n_{\text{Prisma}}}\right)$$

8. Literatur

- 1 Ibach, Lüth, *Festkörperphysik*; [91 UIM 4341]
- 2 Ch. Kittel, *Festkörperphysik*; [91 UIM 1131]
- 3 R. E. Hummel, *Optische Eigenschaften von Metallen*; [83 UIM 1238]
- 4 E. Hecht, *Optik*; [73 UGH 1730]
- 5 A. Otto, *Excitation of Nonradiative Surface Plasma Waves in Silver by the Method of Frustrated Total Reflection*, Z. Phys. 216 (1968)
- 6 H. J. Simon, D. E. Mitchell, J. G. Watson, *Surface Plasmons in silver films - a novel undergraduate experiment*, Am. J. Physics 43, 630 (1973)
- 7 H. Raether, *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*, Springer Tracts in Modern Physics 111; [73 UAY1529-111]
- 8 H. Ehrenreich, H.R. Phillipp, *Optical Properties of Ag and Cu*, Phys. Rev. 128, 1622 (1962)
- 9 P.B. Johnson, R.W. Christy, *Optical Constants of the Noble Metals*, Phys. Rev. B6, 4370 (1972)
- 10 D. G. Hanken, R. M. Corn, *Electric Fields and Interference Effects inside Noncentrosymmetric Multilayer Films at Electrode Surfaces from Electro-chemically Modulated Surface Plasmon Resonance Experiments*, Analytical Chemistry 69, 3665 (1997)
- 11 M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, [73 UBU 1175]