

Praktikum für Fortgeschrittene I
Wintersemester 2003/2004

Protokoll zum Versuch 10

Dispersionsrelation von Oberflächenplasmonen

Christian Trippe

Sebastian Fleischmann

Versuchsdatum: 05. Mai 2004

Inhaltsverzeichnis

1. Ziel des Versuches	1
2. Theorie zum Versuch	1
2.1. Plasmonen	1
2.1.1. Eigenschaften des Elektronengases	1
2.1.2. Oberflächen-Plasma-Wellen (SPW)	2
2.1.3. Anordnungen zur Anregung von Oberflächen-Plasma-Wellen	4
2.2. Experimentelle Methodik	5
2.2.1. Sputterverfahren	5
3. Das Experiment	7
3.1. Aufbau und vorbereitende Arbeiten	7
3.1.1. Silberbeschichtung	8
3.1.2. Kalibrierung des Polarisators	10
3.1.3. Berechnung des Einfallswinkels	12
3.2. Messung der Dispersionsrelation	13
3.2.1. Einrichtung des Prismas	13
3.2.2. Messung des Intensitätsverhältnisses I_p/I_s in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α	14
4. Simulation von Oberflächenplasmonen	15
5. Fazit	21
A. Fehlerrechnung	22
B. Messtabellen	22

Abbildungsverzeichnis

1. Grenzsicht zwischen Metall und Luft	2
2. Dispersionsrelation von Oberflächenplasmawellen	4
3. Anregung von Oberflächenplasmawellen bei abgeschwächter Totalreflexion	5
4. Schematischer Versuchsaufbau	7
5. Schematischer Aufbau der Sputteranlage	8
6. Sputter-Rate für verschiedene Materialien gegen den Plasmastrom	10
7. Abhängigkeit der Lichtintensität vom Polarisationswinkel	11
8. Bestimmung der Polarisationsrichtung des Polarisators	12
9. Geometrie der Winkel beim Prisma	12
10. Intensitätsverhältnis I_p/I_s in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α	14
11. Simulierte Reflektivität vs. Einfallswinkel (35°-60°) für verschiedene Schichtdicken	16

Literatur

12. Simulierte Reflektivität vs. Einfallswinkel (42° - 44°) für verschiedene Schichtdicken	17
13. Einfallswinkel des Reflektivitätsminimums gegen Schichtdicke	18
14. Halbwertsbreite des Reflektivitätsminimums gegen Schichtdicke	19
15. $(\text{Halbwertsbreite})^{-1/2}$ des Reflektivitätsminimums gegen Schichtdicke . .	20

Literatur

- [Ger] D. Meschede, *Gerthsen Physik* (Springer, Berlin, Heidelberg, 21. Auflage 2002)
- [Kit] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, (Oldenbourg Verlag, München, Wien, 11. Auflage 1996)
- [Ott] A. Otto, *Excitation of Nonradiative Surface Plasma Waves in Silver by the Method of Frustrated Total Reflection*, (Z. Phys. 216, 1968)
- [SMW] H. J. Simon, D. E. Mitchell, J. G. Watson *Surface plasmons in silver films — a novel undergraduate experiment*, (Am. J. Phys. 43, p. 630, 1975)
- [Anl] Anleitung zu diesem Versuch

1. Ziel des Versuches

Im Rahmen dieses Experimentes sollen Oberflächenplasmonen an einem dünnen Silberfilm nachgewiesen werden. Desweiteren soll die Dispersionsrelation dieser Plasmonen ausgemessen werden. Die Silberschicht wird auf einem Glasprisma mit dem Sputter-Verfahren aufgebracht.

2. Theorie zum Versuch

Die nachfolgenden Abschnitte beschreiben die dem Versuch zu Grunde liegenden physikalischen Effekte. Zunächst werden die Begriffe Oberflächenplasmawellen und Plasmon erläutert und dann Methoden zur Anregung von Plasmonen an Metalloberflächen beschrieben. Desweiteren wird das im Experiment eingesetzte Sputter-Verfahren zur Oberflächenbeschichtung dargestellt.

2.1. Plasmonen

Unter einem Plasma versteht man generell ein Medium mit gleicher Konzentration an positiven und negativen Ladungsträgern. Zumindest eine Ladungsträgersorte muss dabei beweglich sein. Daher trifft dieser Begriff auch auf das Elektronengas und die Ionenrümpfe bei einem Metall zu. Da die Elektronen weitestgehend frei beweglich sind können sich im Elektronengas Schwingungen und Wellen bilden, wie man sich leicht mit folgender Überlegung klar macht. Man stelle sich vor die negativen Ladungen in einer dünnen Metallscheibe würden gegenüber den positiven Ionenrümpfen um eine gewisse Strecke nach oben verschoben. Oberhalb der Platte besteht dann eine negative Ladungsdichte, an ihrer Unterseite eine positive. Durch das entstehende elektrische Feld kommt es somit zu harmonischen Schwingungen mit einer bestimmten Frequenz, der sogenannten *Plasmafrequenz* ω_p .

In der quantenmechanischen Beschreibung ordnet man einer kollektiven longitudinalen Anregung des Elektronengases ein Quant zu, das sogenannte *Plasmon*. Ein Plasmon kann beispielsweise angeregt werden, indem ein Elektron durch einen dünnen Metallfilm geschickt oder ein Elektron oder Photon an einem Film reflektiert wird.

2.1.1. Eigenschaften des Elektronengases

Die für diesen Versuch relevanten Eigenschaften des Elektronengases werden durch die MAXWELL-Gleichungen determiniert. In der Elektrostatik definiert man die Dielektrizitätskonstante über den Ausdruck

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (1)$$

wobei \vec{E} das elektrische Feld und \vec{P} die Polarisierung, also die Dichte der Dipolmomente bezeichnet. Mit der Verschiebung \vec{D} nehmen die MAXWELL-Gleichungen in Materie eine Form an, die symmetrisch zu den Gleichungen im Vakuum ist. Beim Elektronengas ist ϵ keine Konstante, sondern eine Funktion $\epsilon(\omega, \vec{k})$, die stark von der Frequenz und dem

2. Theorie zum Versuch

Wellenvektor abhängig ist. Der Grenzfall $\epsilon(\omega, 0)$ beschreibt die kollektive Anregung des Elektronengases, d.h. die hier interessierenden Plasmonen.

Die dielektrische Funktion $\epsilon(\omega, 0) = \epsilon(\omega)$ bei grossen Wellenlängen kann aus der Bewegung eines freien Elektrons mit der Masse m und der Elementarladung e im elektrischen Feld E hergeleitet werden:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE \quad (2)$$

Mit einer Zeitabhängigkeit des E -Feldes der Form $e^{-i\omega t}$ erhält man

$$x = \frac{eE}{m\omega^2} \quad (3)$$

wodurch die Polarisierung als Dipolmoment pro Volumeneinheit zu $P = -nex = -\frac{ne^2}{m\omega^2}E$ wird, wenn n die Elektronenkonzentration ist. Damit erhält man aus (1) die dielektrische Funktion des freien Elektronengases

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (4)$$

mit der *Plasmafrequenz* $\omega_p^2 := ne^2/\epsilon_0 m$. Derartige Schwingungen bezeichnet man als Volumen-Plasmonen.

2.1.2. Oberflächen-Plasma-Wellen (SPW)

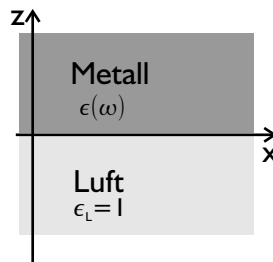


Abbildung 1: Grenzschicht zwischen Metall und Luft

Betrachtet man nun eine Grenzschicht zwischen einem Metall als Träger des annähernd freien Elektronengases und Luft, so gestatten die MAXWELL-Gleichungen eine Lösung in Form von transversal-magnetischen (TM) Wellen, die sich parallel zur Grenzschicht ausbreiten und senkrecht dazu exponentiell abfallen. In x -Richtung legt man die Grenzschicht zwischen einem Metall mit reeller dielektrischer Funktion $\epsilon(\omega)$ (siehe Gleichung (4)) für $z > 0$ und Luft mit dielektrischer Konstante $\epsilon_L = 1$ für $z < 0$ (siehe Abbildung 1). Weiterhin nimmt man ebene Wellen der Form

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i(\omega t - k_x x - k_z z)) \quad (5)$$

2. Theorie zum Versuch

an. Die Frequenz ω und die Wellenzahl k_x sind dabei reelle Werte. Die komplexe Wellenzahl k_z kann dann in Abhängigkeit von diesen beiden Grössen angegeben werden durch

$$k_z = -i\sqrt{k_x^2 - \epsilon\frac{\omega^2}{c^2}} \quad z > 0 \text{ (Metall)} \quad (6)$$

$$k_z = +i\sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \quad z < 0 \text{ (Luft)} \quad (7)$$

An der Grenzfläche mit $z = 0$ gelten die üblichen Stetigkeitsbedingungen für die Tangential-Komponente von \vec{E} und \vec{H} , sowie die Normal-Komponente von \vec{D} und \vec{B} . Unter der Annahme, dass die Permeabilität gleich Eins ist, gilt $\vec{B} = \vec{H}$. Für einlaufende Wellen mit Polarisationsrichtung senkrecht zur xz -Ebene, d.h. $E_x = E_z = 0$ finden sich keine Lösungen. Im interessanten Fall mit $E_y = 0$, d.h. parallel zur Einfallsebene polarisiert, ergeben die Stetigkeitsbedingungen

$$\epsilon \frac{k_x}{k_z} \Big|_{z=0^+} = \frac{k_x}{k_z} \Big|_{z=0^-} \quad (8)$$

Mittels (6) und (7) erhält man aus dieser Stetigkeitsbedingung nach kurzer Rechnung die Dispersionsrelation für die sich in x -Richtung ausbreitenden *Oberflächen-Plasma-Wellen* (Surface Plasma Waves, SPW) zu

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon + 1}} \quad (9)$$

Die dielektrische Funktion ϵ ist dabei durch das freie Elektronengas nach Gleichung (4) gegeben. Damit erkennt man auch, dass die Phasengeschwindigkeit v_{ph} der Oberflächen-Plasma-Wellen kleiner ist als die Phasengeschwindigkeit der ebenen Wellen in der Luft, bzw. im Vakuum.

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon+1}}} < c \quad (10)$$

Da die Oberflächenplasmonen bzw. ihre Wellen nur aus Exponential-Wellen bestehen, können sie kein Licht emittieren und werden daher im Englischen als *non-radiative surface plasma waves* bezeichnet. Wenn eine ebene Welle mit der Phasengeschwindigkeit c unter dem Winkel α auf die Metalloberfläche fällt, erzeugt sie eine Welle von Oberflächenladungen mit der Phasengeschwindigkeit $c/\sin\alpha$, welche für jeden Winkel α grösser als c ist, während eine Oberflächen-Plasma-Welle eine Phasengeschwindigkeit kleiner c besitzt. Hieran zeigt sich also, dass eine direkte Anregung von SPW mit Licht nicht möglich ist, quantenmechanisch gesprochen sind die entsprechenden Auswahlregeln nicht erfüllt. Graphisch wird dies sehr anschaulich, wenn man, wie in Abbildung 2 geschehen, die Dispersionsrelation ω gegen k für eine Oberflächen-Plasma-Welle und die Welle von Oberflächenladungen aufträgt.

2. Theorie zum Versuch

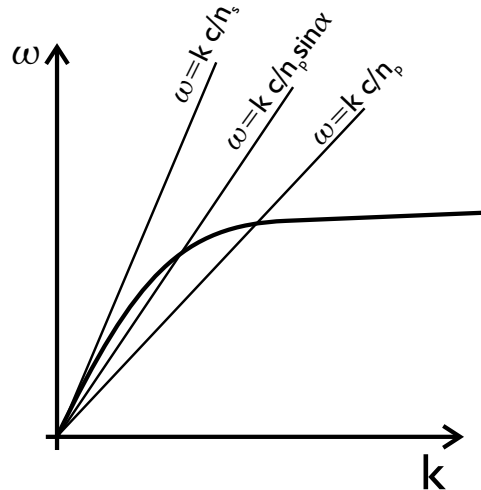


Abbildung 2: Qualitativer Verlauf der Dispersionsrelation von Oberflächenplasmawellen an der S - M -Grenzschicht, sowie die (linearen) Dispersionsrelationen der ebenen Wellen in P und in S (nach [Ott])

2.1.3. Anordnungen zur Anregung von Oberflächen-Plasma-Wellen

Oberflächen-Plasma-Wellen wurden experimentell zunächst durch Anregung mit Elektronen erzeugt. In Experimenten, bei denen der Energieverlust der Elektronen bei verschiedenen Einfallswinkel gemessen wurde, konnte die Dispersionrelation ausgemessen werden. Wegen der begrenzten Winkelauflösung konnte mit dieser Methode jedoch keine genaue Überprüfung der Dispersionsrelation durchgeführt werden. A. OTTO entwickelte daher eine Konfiguration, die es erlaubt, Oberflächen-Plasma-Wellen auf Basis der *Frustrated Total Reflection* mit Licht anzuregen.

OTTO setzte zwischen dem Metall M und dem Medium P mit Brechungsindex n_P eine dünne Schicht S , welche einen Brechungsindex n_S hat, der kleiner als n_S ist. Bei dieser Anordnung ist die Phasengeschwindigkeit an der P - S -Grenzschicht

$$v_{ph} = \frac{c}{n_P \sin \alpha} \quad (11)$$

Gilt nun $\frac{c}{n_P \sin \alpha} < \frac{c}{n_S}$, so breitet sich das Feld mit exponentieller Abnahme in die Zwischenschicht S aus. Da die Zwischenschicht jedoch sehr dünn gehalten wird, kommt es nicht zur Totalreflexion, sondern die evaneszente Welle kann bei entsprechender Anpassung Resonanzen mit den Oberflächenplasmawellen an der S - M -Grenzschicht hervorrufen (sogenannte abgeschwächte Totalreflexion, siehe Abbildung 3). Bei Änderung des Winkels α zwischen streifendem Einfall ($\alpha = 90^\circ$) und dem minimalen Winkel ($\alpha = \arcsin \frac{n_S}{n_P}$) variiert die Phasengeschwindigkeit an der Grenzschicht zwischen $\frac{c}{n_P}$ und $\frac{c}{n_S}$. Abbildung 2 zeigt die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmawellen an der S - M -Grenzschicht, sowie die (linearen) Dispersionsrelationen der ebenen Wellen in P und in S . Für Einfallswinkel im angegebenen Bereich schneiden sich die Kurve der

2. Theorie zum Versuch

Oberflächenplasmawellen und die Gerade der Exponentialwellen im Zwischenraum bei verschiedenen Frequenzen. Somit ist es mit der gegebenen Anordnung möglich, die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmawellen in einem gewissen Bereich auszumessen. Bei einer bestimmten Frequenz ω des einfallenden Lichtes ergibt sich ein Maximum der Anregung bei einem gewissen Einfallswinkel α , woraus sich die Wellenzahl der angeregten Oberflächenplasmawelle bestimmen lässt mittels

$$k = \frac{\omega}{v_{ph}} = \frac{\omega}{c} n_P \sin \alpha \quad (12)$$

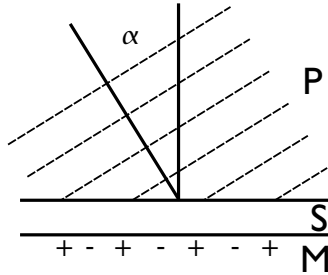


Abbildung 3: Anregung von Oberflächenplasmawellen bei abgeschwächter Totalreflexion

Die OTTO-Konfiguration ist experimentell insofern allerdings aufwendig zu realisieren, da die Oberfläche des Metalls M sehr genau am Medium P ausgerichtet werden muss. Einfacher ist es die Reihenfolge der Schichten zu ändern und eine dünne Metallschicht auf der Oberfläche des Mediums P aufzubringen, sodass sich die Schichtenfolge P - M - S ergibt, bei dem Medium S handelt es sich um Luft. Im vorliegenden Experiment wird diese abgeänderte, sogenannte KRETSCHMANN-Konfiguration gewählt.

2.2. Experimentelle Methodik

Zur Anregung von Oberflächenplasmawellen in der KRETSCHMANN-Konfiguration ist das Aufbringen einer Metallschicht auf ein Glasprisma nötig. Hierzu kommt das sogenannte Sputter-Verfahren zum Einsatz, welches im Folgenden kurz dargestellt werden soll.

2.2.1. Sputterverfahren

Das sogenannte Sputterverfahren ermöglicht die gezielte Aufbringung von dünnen Schichten auf Oberflächen. Während bei herkömmlichen Verfahren der aufzudampfende Stoff thermisch verdampft wird und sich dann auf der Oberfläche niederschlägt, wird beim Sputtern das Material durch beschleunigte Ionen aus einem Target herausgeschlagen und setzt sich dann auf der Oberfläche ab. Gegenüber herkömmlichen Beschichtungsverfahren bietet das Sputterverfahren einige Vorteile, da auch mit Stoffen beschichtet werden kann, die beispielsweise wegen einem zu geringen Dampfdruck bei den erreichbaren Temperaturen und Drücken bei anderen Verfahren nicht zugänglich sind. Ausserdem

2. Theorie zum Versuch

sind die Anforderungen an das Vakuum in der Reaktionskammer sehr viel geringer als bei anderen Verfahren.

Abbildung 5 zeigt den groben Aufbau, wie er bei Sputteranlagen Verwendung findet. Mittels einer Drehschieberpumpe zur Erzeugung des Vorvakuums und einer Turbomolekularpumpe wird die Reaktionskammer (auf Drücke von unter 1 Pa) evakuiert. Ein Prozessgas, zum Beispiel Helium oder Argon, wird dann bei Drücken von etwa 10 Pa in die Kammer eingelassen. Zu einem geringen Anteil sind die Atome des Gases durch thermische Energie oder Höhenstrahlung auch bei Raumtemperatur ionisiert, so dass diese mit einer Hochspannung beschleunigt werden und dabei eine Kaskade von weiteren Ionen auslösen können. Die beschleunigten Ionen treffen auf ein Target aus dem aufzubringenden Material, das sich an der Oberseite der Kammer befindet. Dort schlagen sie Atome des Targetmaterials aus dessen Verbund heraus, die sich durch Diffusion auf dem zu beschichtenden Material niederschlagen, welches sich auf dem Boden der Kammer befindet.

Im wesentlichen verwendet man drei Arten von Sputterverfahren. Beim einfachsten, dem im Experiment eingesetzten *DC-Sputtern*, liegen die verwendeten, statischen Hochspannungen in der Größenordnung von 1kV. Um den Prozess des Herauslösen von Targetmaterial effektiver zu gestalten wird beim *Magnetron-Sputtern* über dem Target ein Magnet angebracht, der eine LORENTZ-Kraft auf die Ionen ausübt, so dass sich diese auf Helixbahnen zum Target bewegen. Zusätzlich wird hierdurch ein Kontakt zwischen Plasma und Wandungen des Rezipienten verhindert. Beim *HF-Sputtern* wird statt der statischen Hochspannung eine Wechselspannung angelegt, so dass statische Aufladungen vermieden werden können.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit ergibt sich beim Sputterprozess durch die gezielte Zugabe weiterer Gase in die Reaktionskammer, wodurch bestimmte Beschichtungsmaterialien wie zum Beispiel Silberoxid erst beim Beschichtungsprozess gebildet werden, oder gewisse unerwünschte Reaktionen wie zum Beispiel die Oxidation der zu beschichtenden Oberfläche vermieden werden können.

3. Das Experiment

Die folgenden Abschnitte beschreiben den verwendeten Versuchsaufbau und die Durchführung des Experiments. Die Fehlerrechnung zu den einzelnen Berechnungen und Messtabellen finden sich der Übersicht halber im Anhang.

3.1. Aufbau und vorbereitende Arbeiten

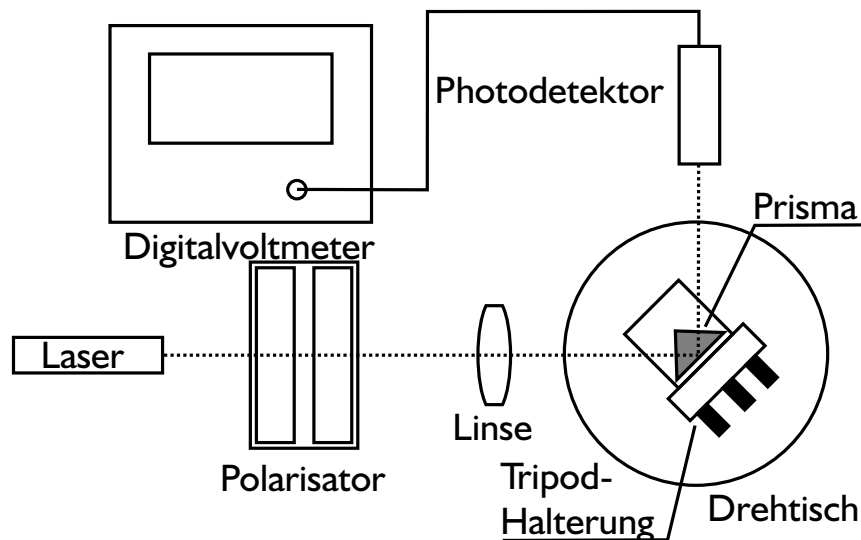


Abbildung 4: Schematischer Versuchsaufbau

Zur Bestimmung der Dispersionsrelation der Oberflächenplasmawellen wird Licht unterschiedlicher Wellenlänge auf eine etwa 35 nm dicke Silberschicht gestrahlt, die auf ein Glasprisma aufgebracht wurde. Gemäss Abschnitt 2.1.3 gibt es bei fester Wellenlänge ein Maximum der Plasmawellenanregung bei Einfall des Lichtes unter einem bestimmten Winkel α zur Oberflächennormalen. Über diesen Winkel kann dann die Wellenzahl k der Oberflächenplasmawelle berechnet werden. Ihre Frequenz ω stimmt mit der des einfallenden Lichtes überein. Das Maximum der Anregung wird ermittelt, indem bei jedem Winkel die Intensität des reflektierten Lichtes bei Polarisation parallel und senkrecht zur Einfallsebene gemessen wird. Eine Anregung von Oberflächenplasmawellen kann, wie in 2.1.2 erläutert, nur bei parallel polarisiertem Licht auftreten, so dass ein Maximum der Anregung zu einem Maximum des Quotienten I_s/I_p der Intensitäten führt.

Abbildung 4 zeigt schematisch den verwendeten Aufbau. Das Licht eines Lasers der Wellenlänge $\lambda = 670 \pm 10\text{nm}$ wird mit einer Polarisatoranordnung linear polarisiert und mit einer Linse auf einen Photodetektor mit eingebauter Verstärkerschaltung fokussiert. Dazwischen ist ein Drehtisch mit hochauflösender Winkelskala angeordnet, der einen Probenhalter trägt. Auf diesen Halter wird das Prisma gesetzt, das durch eine Dreipunktverstellung am Probenhalter ausgerichtet werden kann. Somit kann erreicht

3. Das Experiment

werden, dass die Basisfläche des Prismas parallel zur Nullstellung des Drehtisches ausgerichtet ist. Das verwendete Prisma hat einen Brechungsindex von $n_P = 1,515$, wobei hierbei die Herstellerangabe als fehlerfrei angenommen wird. Die vom Prisma reflektierte Lichtintensität wird über den Photodetektor als Gleichspannung mit einem Digitalmultimeter gemessen. Dabei wird von einem linearen Zusammenhang zwischen Intensität und Spannung ausgegangen, wobei auch eine Abweichung, wie unten weiter ausgeführt, kein prinzipielles Problem für die eigentliche Messung darstellt.

Der Photodetektor ist auf einer Platte befestigt, die über einen kreisförmigen Ausschnitt in der Größe des Drehtisches verfügt, so dass der Detektor bei gleichbleibendem Abstand und Höhe um das Zentrum des Tisches, d. h. die Basisfläche des Prismas, verschoben werden kann. Der Laser hat an der Position des Photodetektors einen Strahldurchmesser von etwa 3 mm, so dass dieser vollständig auf die Eintrittsöffnung des Detektors gerichtet werden kann.

Vor der Messung der Anregung von Oberflächenplasmawellen sind einige vorbereitende Arbeiten wie die Silberbeschichtung des Prismas und die Kalibrierung des Polarisators nötig, die im Folgenden beschrieben werden.

3.1.1. Silberbeschichtung

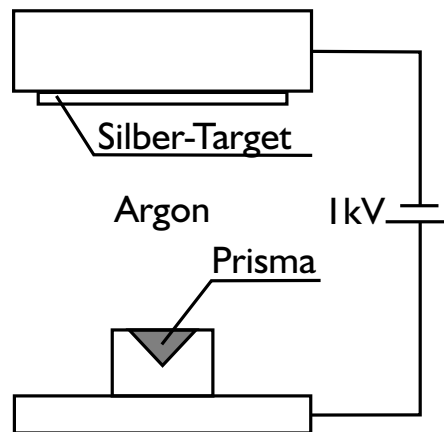


Abbildung 5: Schematischer Aufbau der Sputteranlage

Die Beschichtung der Prismenoberfläche mit Silber wird mit dem in 2.2.1 dargestellten Sputterverfahren durchgeführt. Die verwendete Sputteranlage ist in Abbildung 5 schematisch dargestellt, es handelt sich dabei um eine Anlage der Firma Quorum Technologies (SC7620). Da das Prisma nur auf seiner Grundfläche beschichtet werden soll, wird es mit der Spitze nach unten in eine Halterung eingesetzt, die die anderen Seiten abdeckt. Eine Drehschieberpumpe liefert das Vorvakuum für eine Turbomolekular-Pumpe, die das Vakuum im Rezipienten während des Beschichtungsvorganges erzeugt.

Zur Vorbereitung wurde das Prisma zunächst mit Ethanol vorsichtig abgewischt und dann in einem Ultraschallbad gereinigt, während es in einem Becherglas in Ethanol lag.

3. Das Experiment

Ethanol wird hierbei verwendet, da Wasser an der Oberfläche haften bleiben und das Vakuum in der Sputteranlage zerstören würde. Die Sputteranlage wurde ebenfalls mit Ethanol gereinigt, um auch einen Niederschlag von Gold zu entfernen, der von einer vorhergehenden Beschichtung in der Reaktionskammer verblieben war. Das Silbertarget wurde nach Reinigung in die Halterung im Deckel der Anlage eingeschraubt. Bei allen Arbeiten am Reaktionsraum und am Prisma wurden Gummihandschuhe getragen, um eine Kontamination mit Fett zu verhindern, die das Vakuum und die Oberflächenbeschichtung ebenfalls gestört hätte.

Nach Evakuieren der Anlage wurde Argon bis zu einem Druck um etwa 10 Pa in den Rezipienten eingelassen. Bei eingeschalteter Hochspannung wurde der Druck leicht variiert. Es setzte jedoch keine Zündung des Plasmas ein, sondern ab einem gewissen Druck zeigte das Amperemeter der Hochspannungsversorgung einen Kurzschluss an. Dieser wurde wahrscheinlich durch einen Span vom vorherigen Sputtertarget zwischen Target und Halterung verursacht, der von einer früheren Beschichtung verblieben war. Durch Abschmiegeln und erneute Reinigung der Targethalterung konnte das Problem behoben werden.

Die Kammer wurde erneut evakuiert und dann das Prozessgas eingelassen. Der Druck in der Kammer wurde so reguliert, dass sich ein Plasmastrom von 10 mA einstellte, dies war bei einem angezeigten Druck von etwa 10 Pa der Fall, wobei diese Angabe mit grosser Unsicherheit behaftet ist, da das PIRANI-Manometer leichte Defekte aufwies, weshalb das tatsächliche Vakuum besser gewesen sein dürfte. Für die Beschichtung ist jedoch nur der Plasmastrom entscheidend, so dass auf dieser Fehler unerheblich ist. Bei der Angabe des Amperemeters hingegen wurde davon ausgegangen, dass diese keine systematischen Fehler aufwies. Während des Sputterprozesses wurde der Strom durch Regulation des Druckes, d. h. Einstellung des Argonzuflusses, konstant gehalten. Die angezeigten Schwankungen konnten gering gehalten werden, so dass der mittlere Strom mit $\bar{I} = (10,0 \pm 0,5)\text{mA}$ angegeben wird. Abbildung 6 zeigt die Sputter-Rate der Apparatur aufgetragen gegen den Plasmastrom; für Silber ergibt sich hier bei $I = 10\text{mA}$ eine Rate von 3,5 nm/min, so dass für die 35 nm dicke Schicht 10 min lang gesputtert werden muss. Da es sich bei dieser Kalibrierkurve des Herstellers jedoch nur um einen Anhaltspunkt handeln kann, da einige Parameter die tatsächliche Sputterrate beeinflussen, kann die Schichtdicke auf dem Prisma auch nur abgeschätzt werden. Die Dauer der Beschichtung wurde durch den eingebauten Timer der Anlage bestimmt, es wurden drei Beschichtungen von jeweils 180 s und eine von 60 s durchgeführt.

Nach der Entnahme des Prismas zeigte sich bereits die Unzulänglichkeit der Beschichtung. Schon mit blossen Auge waren deutliche Unebenheiten zu erkennen. Diese verliefen besonders als Rillen parallel zur Prismen-Kante, was darauf hindeuten könnte, dass es sich um Kratzspuren handelt, die bei der wiederholten Reinigung des Prismas entstanden sind. Möglicherweise sind auch Spannungen im Prisma, die durch thermische Einwirkungen bei der Beschichtung entstehen, die Ursache. Hier könnte eine längere Wartepause zwischen den Einzelbeschichtungen sinnvoll sein, um die Aufheizung des Prismas gering zu halten.

3. Das Experiment

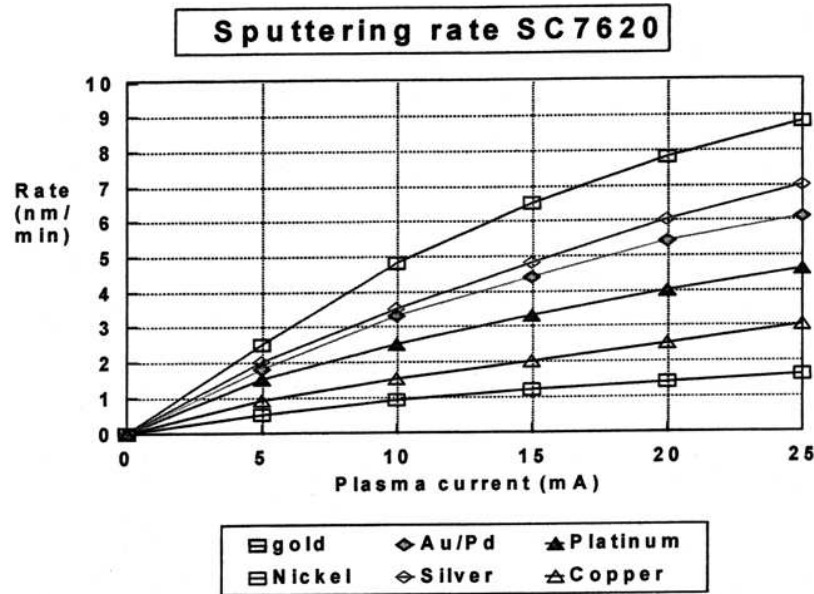


Abbildung 6: Sputter-Rate für verschiedene Materialien gegen den Plasmastrom

3.1.2. Kalibrierung des Polarisators

Um zu gewährleisten, dass die Intensität des einfallenden Lichtes in beiden Polarisationsrichtungen gleich ist, was zur Bestimmung des Quotienten I_s/I_p erforderlich ist, wird das Licht zunächst mit einem $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert und dann erst mit einem Polfilter linear polarisiert. Vor Beginn der eigentlichen Messung wird die Güte der Gleichverteilung der Intensität bei unterschiedlichen Polarisationswinkeln überprüft, indem die Intensität des Lichtes direkt hinter dem Polfilter in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel gemessen wird.

Der Laserstrahl wurde zunächst durch Einstellung des Linsenstandes auf die Eintrittsöffnung des Photodetektors fokussiert und dann bei abgedunkeltem Raum die Ausgangsspannung des Photodetektors bei Veränderung der Winkeleinstellung des Polarisators in 10° -Schritten gemessen. Dabei wurde wiederholt die Untergrundspannung des Detektors, d. h. bei verdeckter Eintrittsöffnung, gemessen. Diese erwies sich auch während der weiteren Versuchsreihe als sehr konstant bei etwa $-1-2$ mV. Zu einem negativen Wert kam es wahrscheinlich durch Kontaktspannungen oder Einstellung der Verstärkerschaltung des Photodetektors. Beim gesamten Versuch wurde angenommen, dass die Ausgangsspannung des Photodetektors proportional zur einfallenden Lichtintensität ist. Da jedoch während des ganzen Versuches keine absoluten Intensitäten gemessen werden mußten, sondern zumeist nur Minima der Intensität, würde auch eine Abweichung des Detektors von der Linearität die Ergebnisse des Versuchs nicht wesentlich beeinflussen.

Die Intensität erwies sich als sehr konstant über die gesamte Winkelskala der Polarisationsrichtung, über den gesamten Bereich betrug die maximale Differenz weniger als

3. Das Experiment

2%. Zur Überprüfung der Konsistenz der Messung wurde von 0° bis 400° , d. h. mehr als eine Umdrehung, gemessen. Hierbei stimmten die Messwerte von 0° bis 40° und von 360° bis 400° im Rahmen der angenommenen Ungenauigkeiten überein, so dass man davon ausgehen kann, dass die Messung korrekt erfolgte und die Differenz der Austrittsintensität des Polarisators für senkrecht zueinander stehende Polarisations Ebenen bei etwa 1-2% liegt. Abbildung 7 zeigt die gemessene Abhängigkeit.

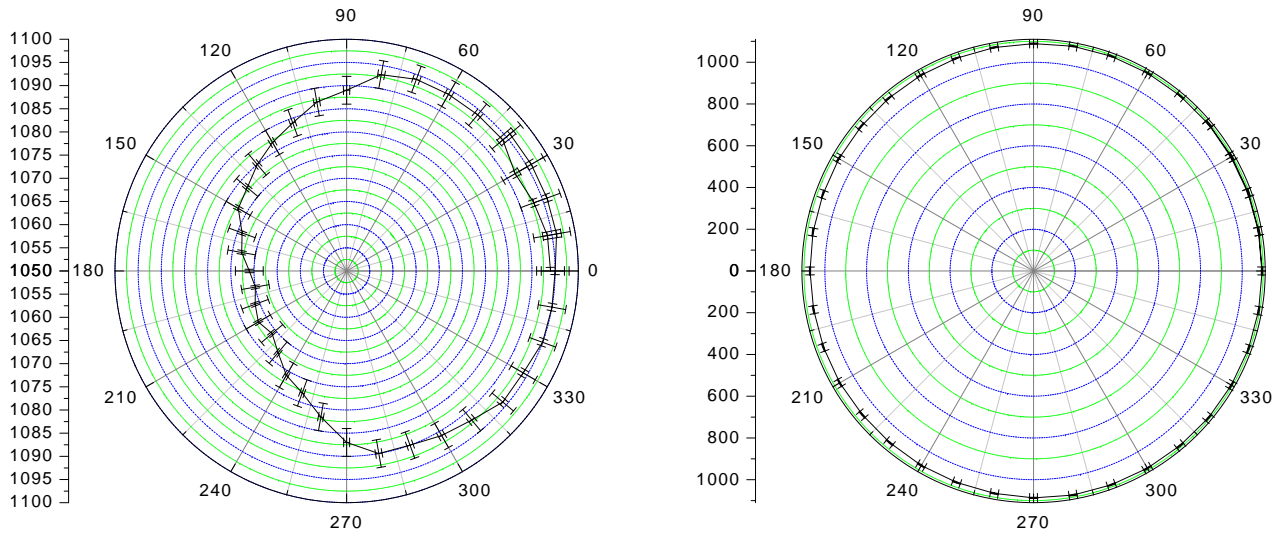


Abbildung 7: Abhängigkeit der Lichtintensität vom Polarisationswinkel: Aufgetragen ist die Photodetektor-Spannung in mV gegen die Winkelangabe des Polarisators. Zur Verdeutlichung der geringen Abweichung ist rechts die gesamte Intensitätsskala aufgetragen

Die Polarisations Ebene des Polfilters wird bestimmt, indem das linear polarisierte Licht unter dem BREWSTER-Winkel auf eine Glasplatte gesandt wird und die Intensität des reflektierten Lichtes gemessen wird. Wenn die Polarisationsrichtung des Filters in der Einfallsebene liegt, sollte die Intensität des reflektierten Lichtes verschwinden.

Für die Messung wurde an einer Tripod-Halterung auf dem Drehtisch der optischen Bank eine Glasscheibe angebracht. Die Winkelskala des Drehtisches wurde auf 0° eingestellt und dann die Stellschrauben der Glashalterung so lange verdreht, bis der Laserstrahl streifend an der Glasoberfläche vorbeiging. Nach dem Verfahren der Autokollimation wurde der Drehtisch danach auf die Stellung 90° gedreht und die Stellschrauben dann so eingestellt, dass der Laserstrahl in dessen Austrittsöffnung zurückfiel. Dieser Prozess wurde zweimal wiederholt, um sicherzustellen, dass die Glasscheibe nach der Winkelskala des Drehtisches ausgerichtet war. Der Drehtisch verfügte über eine Nonius-Skala, sodass hier Einstellungen auf besser $0,5^\circ$ problemlos möglich waren.

Nach erfolgter Einrichtung wurde die Glasscheibe auf den BREWSTER-Winkel von

3. Das Experiment

56,5° eingestellt und der Detektor so ausgerichtet, dass der Laserstrahl auf die Eintrittsöffnung des Detektors fokussiert war. Die Photodetektorspannung wurde dann in Abhängigkeit von der Angabe der Polarisatorwinkelskala gemessen. Wie oben, wurde währenddessen die Untergrundspannung des Detektors überprüft. Die Ergebnisse sind in Abbildung 8 aufgetragen. Ein grober Fit der Messdaten mit einer GAUSS-Funktion bestimmt die Polarisationsrichtung zu $89,0^\circ \pm 0,1^\circ$, wobei im weiteren Versuch der Einfachheit halber ein Winkel von 90° angenommen wurde, da die Winkelskala des Polarisators nur eine Schrittweite von 2° aufwies und somit garantiert werden konnte, dass für alle nachfolgenden Messungen dieselben Winkeleinstellungen verwendet wurden. Um Schwankungen zu vermeiden und das Maximum der Plasmonenanregung bestimmen zu können, ist es notwendig bei allen Messungen gleiche Einstellungen zu verwenden, eine systematische Verschiebung würde nur die Höhe der Messkurve verschieben, nicht jedoch die Lage des Maximums.

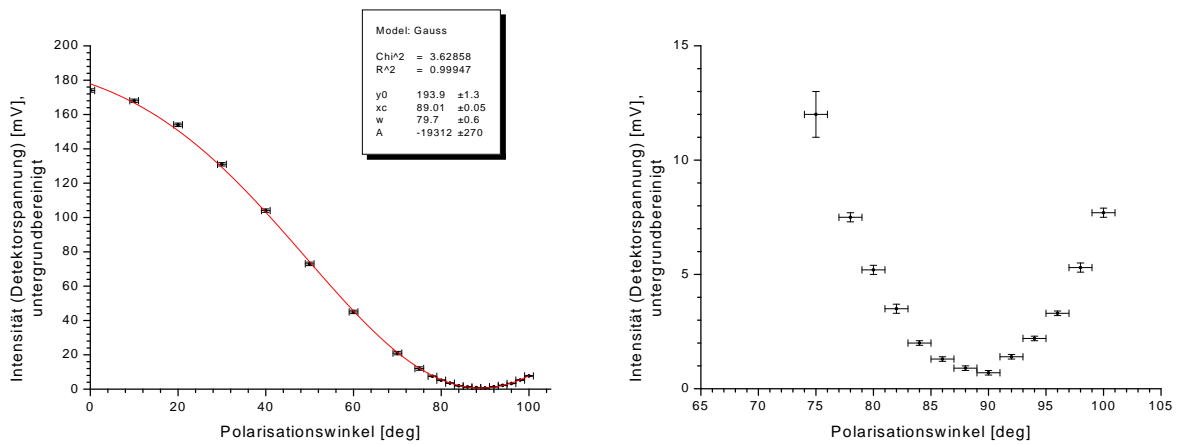


Abbildung 8: Bestimmung der Polarisationsrichtung des Polarisators: Aufgetragen ist die Photodetektor-Spannung in mV gegen die Winkelangabe des Polarisators.

3.1.3. Berechnung des Einfallswinkels

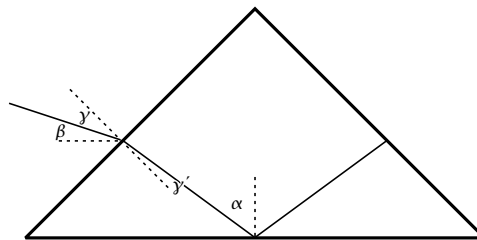


Abbildung 9: Geometrie der Winkel beim Prisma

3. Das Experiment

Da das einfallende Licht an der Oberfläche des Prismas gebrochen wird, stimmt der Winkel, unter dem das Licht auf das Prisma fällt, nicht mit dem Einfallswinkel α auf die Glas-Metall-Grenzschicht überein. Abbildung 9 zeigt die geometrische Situation. Der Winkel β zwischen einfallendem Licht und Glas-Metall-Grenzfläche kann an der Winkelskala des Drehtisches abgelesen werden. Für die eingezeichneten Winkel erhält man aus geometrischen Überlegungen

$$\beta = 45^\circ - \gamma, \quad \alpha = 45^\circ + \gamma' \quad (13)$$

Der Winkel γ' ergibt sich aus dem SNELLIUSSchen Brechungsgesetz zu

$$\sin \gamma' = \frac{1}{n_P} \sin \gamma \quad (14)$$

so dass man den gesuchten Winkel α aus dem gemessenen Winkel β gemäss folgender Relation erhält


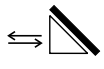
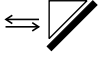
$$\alpha = 45^\circ + \arcsin \left(\frac{1}{n_P} \sin(45^\circ - \beta) \right) \quad (15)$$

3.2. Messung der Dispersionsrelation

Die folgenden Abschnitte beschreiben die Durchführung der eigentlichen Messung der Dispersionsrelation (an einem Messpunkt), sowie die erhaltenen Ergebnisse.

3.2.1. Einrichtung des Prismas

Nach den vorbereitenden Ausmessungen des Polarisators wurde das Prisma an der Dreipunkthalterung angebracht. Ein Metallwinkel wurde dazu mit doppelseitigem Klebeband an der Halterung fixiert und das Prisma mit etwa 2 mm Abstand zwischen Basisfläche und Halterung aufgestellt. Bei dieser Arbeit wurden wieder Handschuhe getragen und eine Berührung der beschichteten Oberfläche vermieden. Zur genauen Ausrichtung des Prismas in Bezug auf die Winkelskala wurde erneut das Verfahren der Autokollimation angewandt.

Der Drehtisch wurde zunächst auf 0° eingestellt, so dass sich das Prisma in der Stellung  befand und der Laserstrahl an der Basisfläche reflektiert wurde. Die Stellschrauben wurden so eingestellt, dass der reflektierte Laserstrahl in sich selbst zurückfiel. Die horizontale Verkippung des Prismas wurde beseitigt, indem der Prismahalter leicht gedreht wurde, während sich der Drehtisch in den beiden 45° -Stellungen  und  befand, bei denen der Laserstrahl an den beiden Seitenflächen des Prismas reflektiert wurde. Der Prozess wurde wiederholt, bis der Strahl bei beiden 45° -Stellung autokollimiert war und danach in der 0° -Stellung die Stellschrauben wieder nachgestellt.

Mit dem beschriebenen Verfahren konnte sichergestellt werden, dass unter allen Drehwinkel die Winkelskala des Drehtisches den Winkel zwischen Strahl und Basisfläche des Prismas angibt und der reflektierte Laserstrahl immer vollständig auf den Photodetektor trifft.

3. Das Experiment

3.2.2. Messung des Intensitätsverhältnisses I_p/I_s in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α

Das Intensitätsverhältnis I_p/I_s des reflektierten parallel und senkrecht polarisiertem Licht wurde bestimmt, in dem unter verschiedenen Einfallswinkeln α jeweils die Detektorspannung bei Stellung des Polarisators auf 0° und auf 90° gemessen wurde. Bei den ersten Messungen ergaben sich deutliche Schwankungen und Ungenauigkeiten, da die Prismenhalterung nicht absolut fest fixiert war und sich daher im Laufe der Zeit leicht nach unten neigte, wodurch der reflektierte Laserstrahl aus dem Bereich des Photodetektors lief und mehrfaches Nachstellen der Stellschrauben erforderlich machte. Das Problem konnte durch einen zusätzlichen Streifen Klebefilm beseitigt werden, der über die Halterung gezogen wurde. Die Messung verbesserte sich signifikant, so dass die Schwankungen der gemessenen Intensitäten für verschiedene Einstellungen äusserst gering ausfielen (siehe Messtabelle 3 im Anhang). Bei der Auswertung wurden auch nur die Werte berücksichtigt, die nach erfolgter Korrektur der Befestigung aufgenommen wurden.

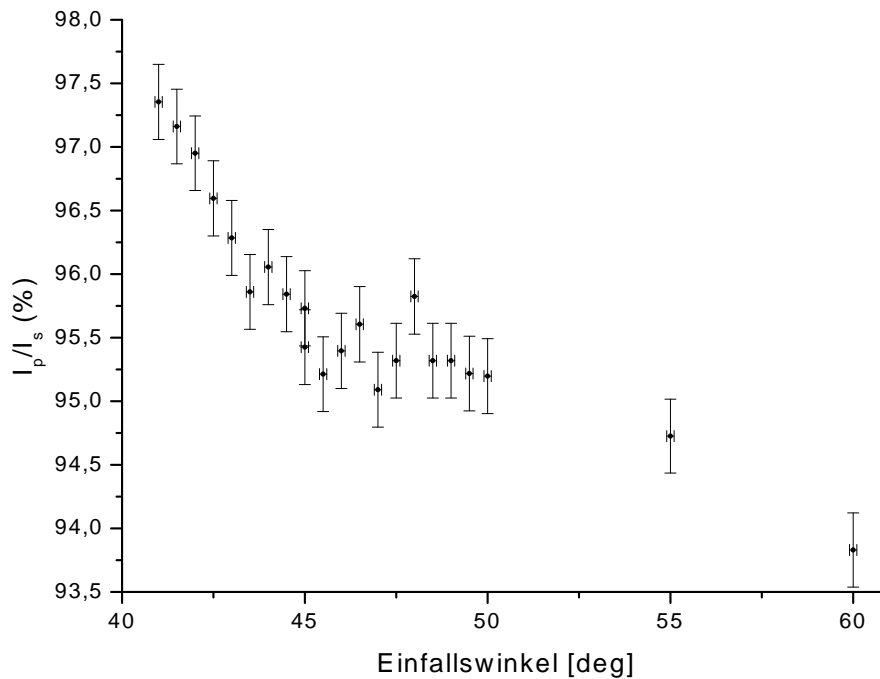


Abbildung 10: Intensitätsverhältnis I_p/I_s (in Prozent) in Abhängigkeit vom Einfallswinkel (nicht nach Gleichung (15) korrigiert). Beachte die gute Übereinstimmung der Messwerte im Bereich von 45° , die nicht chronologisch aufeinanderfolgend gemessen wurden.

4. Simulation von Oberflächenplasmonen

Es zeigte sich kein signifikantes Minimum des Intensitätsverhältnisses, sondern nur ein minimales Abfallen mit dem Winkel. Das dies wahrscheinlich keine zufällige Schwankung oder eine zeitliche Veränderung der Messapparatur sein dürfte, zeigt sich daran, dass die Reihenfolge der Messung nicht mit dem Effekt korreliert und die Punkte, die im Nachhinein ein zweites Mal gemessen wurden im Rahmen der angenommenen Ungenauigkeiten mit den ersten Messwerten übereinstimmen. Es wurden auch Punkte ausserhalb des zu erwartenden Winkelbereichs aufgenommen, um sicher zu stellen, dass aus Versehen nicht in einem falschen Bereich gemessen wurde.

Der Effekt der leichten Abnahme des Intensitätsverhältnisses mit dem Einfallswinkel konnte nicht erklärt werden, auch wenn es sich hierbei wie oben erläutert wahrscheinlich nicht um einen zufälligen Effekt handelt. Abbildung 10 zeigt das gemessene Verhältnis in Abhängigkeit des Winkels und verdeutlicht sehr gut, dass kein Minimum festgestellt werden kann. Auf eine Umrechnung des Winkel nach Gleichung (15) wurde verzichtet, da dies nur zu einer unwesentlichen Verzerrung der Winkelachse geführt hätte und eine Auswertung der Winkelabhängigkeit der Intensität aus den oben aufgeführten Gründen nicht sinnvoll möglich ist.

Oberflächenplasmawellen konnten wahrscheinlich wegen der mangelhaften Beschichtung des Glasprismas nicht nachgewiesen werden. Zum einen dürften schon mikroskopische Risse in der Beschichtung eine Ausbreitung der Wellen verhindern, da in diesem Falle nicht mehr von einem idealen Elektronengas ausgegangen werden kann und das Plasma an den Bereichsgrenzen gestört sein dürfte. Zum anderen würde eine unebene Grenzschicht (sowohl zwischen Luft und Silber, als auch zwischen Silber und Glas) zu einem nicht mehr wohldefinierten Einfallswinkel führen, so dass selbst wenn in gewissen Bereichen Oberflächenplasmawellen angeregt werden, die Winkelabhängigkeit der Reflektivität „verschmiert“ und kein Minimum mehr registriert werden kann. Der Aufbau dürfte also sehr empfindlich auf Abweichungen von einer idealen planparallelen Oberfläche reagieren. Diese Vermutung könnte durch Versuche mit verbesserten Prismen und Oberflächen, die im Rahmen des erweiterten Versuchs künstlich verschlechtert werden, überprüft werden.

4. Simulation von Oberflächenplasmonen

Wie in Abschnitt 3.2.2 erläutert, konnten mit dem gegebenen Versuchsaufbau und der hergestellten Silberschicht keine Oberflächenplasmonen nachgewiesen werden. Aus diesem Grund wurden mit einem gegebenem Computerprogramm Simulationen der Messung durchgeführt. Das vom Assistenten gelieferte Programm berücksichtigte dabei alle wesentlichen Effekte der Plasmonenanregung durch Licht in der KRETSCHMANN-Konfiguration und berechnete die Reflektivität der Oberfläche in Abhängigkeit vom Einfallswinkel in Form einer Wertetabelle. Verschiedene Parameter der Konfiguration, wie die Schichtdicke, die Materialkonstanten der Schicht, der Brechungsindex des Prismas und schliesslich die Wellenlänge des einfallenden Lichtes konnten variiert werden.

Die durchgeführten Rechnungen simulierten einen Versuchsaufbau, der dem verwendeten bezüglich des Prismen- und Oberflächenmaterials, sowie der Laserwellenlänge ent-

4. Simulation von Oberflächenplasmonen

sprach. Die Reflektivitätskurven wurden für verschiedene Schichtdicken des Silbers ausgewertet und die Abhängigkeit der Halbwertsbreite und der Lage des Minimums von der Schichtdicke untersucht. Folgende Parameter wurden für die Berechnungen verwendet, wobei die optischen Konstanten von Silber aus einer Liste des Assistenten stammen, die dem *Handbook of Chemistry and Physics* entnommen sind.

Brechungsindex des Prismas	$n_p = 1,515$
optische Parameter von Silber	$n = 0,075$ $k = 4,4$
Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes	$\lambda = 670\text{nm}$

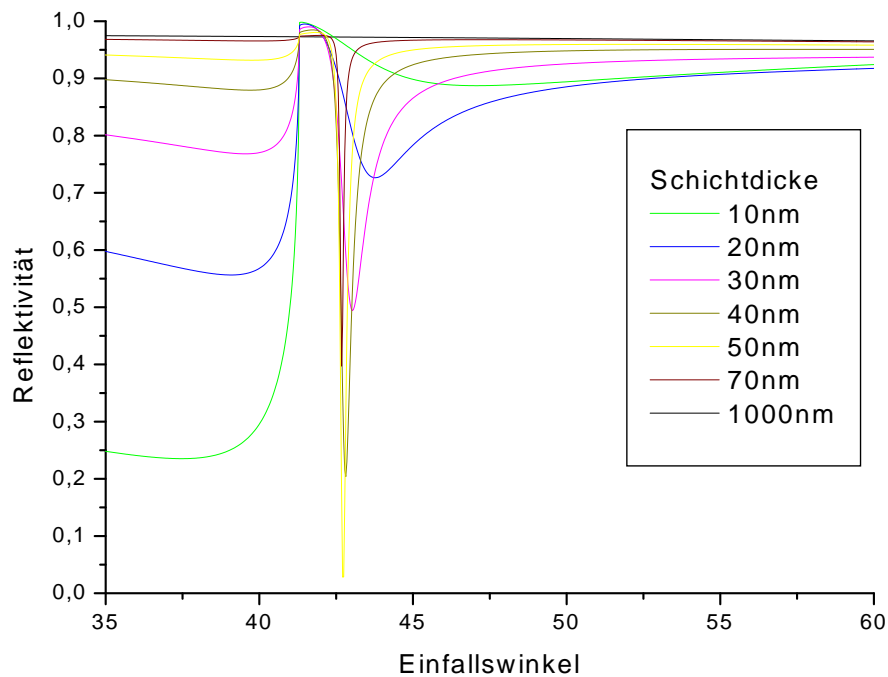


Abbildung 11: Simulierte Reflektivität vs. Einfallswinkel (35° - 60°) für verschiedene Schichtdicken zwischen 10 nm und 1000 nm. Parameter entsprechend dem im Experiment verwendeten Aufbau.

Abbildung 11 zeigt die Ergebnisse der Simulation für Einfallswinkel zwischen 35° und 60° bei unterschiedlichen Schichtdicken der Silberbedampfung. Für Schichtdicken zwischen 20 nm und 70 nm zeigt sich ein Minimum der Reflektivität bei etwa 43° Einfallswinkel. Auffallend ist die starke Asymmetrie der Kurven um das Minimum. Bei sehr dünnen Schichten wird der asymptotische Grenzwert, d.h. Totalreflexion, erst weit vom Minimum entfernt erreicht, auch wenn für Winkel um 41° ein ausgeprägtes Maximum mit nahezu

4. Simulation von Oberflächenplasmonen

Totalreflexion existiert. Die Stärke und die Halbwertsbreite des Minimums zeigen eine starke Abhängigkeit von der Schichtdicke. Die Halbwertsbreite nimmt mit wachsender Schichtdicke kontinuierlich ab, wodurch das Minimum zunächst ausgeprägter erscheint. Bei weiter wachsender Schichtdicke wird das Minimum extrem schmal und geht dann ganz verloren, was die Evaneszenz der Wellen innerhalb der Silberschicht verdeutlicht.

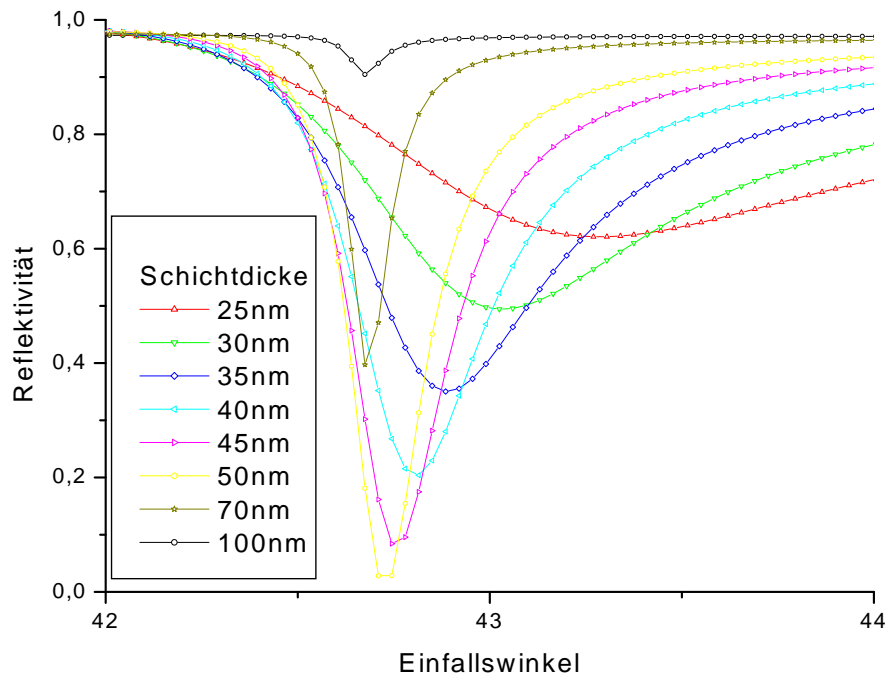


Abbildung 12: Simulierte Reflektivität vs. Einfallswinkel (42° - 44°) um das Minimum für verschiedene Schichtdicken zwischen 25 nm und 100 nm.

Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 12 die Kurven für verschiedene Schichtdicken noch einmal im Bereich des Minimums aufgetragen. Im Diagramm sind die vom Simulationsprogramm gelieferten Datenpunkte markiert. Bei Schichtdicken von grösser 45 nm ist die Halbwertsbreite der Minima so gering, dass sich die Winkelauflösung des Simulationsprogramms negativ bemerkbar macht. Hier wird es also schwierig die „Tiefe“ des Minimums abzuschätzen, da sich nur wenige Punkte im Minimum befinden. Mit zunehmender Schichtdicke nimmt auch die Asymmetrie der Kurven um das Minimum ab, so dass bei Schichtdicken ab 100 nm die Reflektivität nahezu konstant ist, abgesehen von einem sehr schmalen, verschwindenden Peak.

Die Lage des Minimums verschiebt sich mit der Schichtdicke zu kleineren Winkeln und scheint für dicke Schichten gegen einen Grenzwert zu konvergieren. Insgesamt ergibt

4. Simulation von Oberflächenplasmonen

sich so der Eindruck, dass die untere „Grenze des Minimums“ nahezu konstant bleibt, während die rechte Grenze sich darauf zu bewegt. Zur genaueren Untersuchung des Verhaltens von Halbwertsbreite und Lage des Minimums wurden Reflektivitätskurven für Schichtdicken zwischen 30 nm und 50 nm näher analysiert. Geringere Schichtdicken erschienen nicht sinnvoll, da wegen der nur geringen Ausprägung und Asymmetrie des Minimums insbesondere die Ermittlung der Halbwertsbreite wenig verlässliche Werte liefern würde. Grössere Schichtdicken konnten wegen der begrenzten Winkelauflösung der Simulationsdaten nicht in die Untersuchung aufgenommen werden.

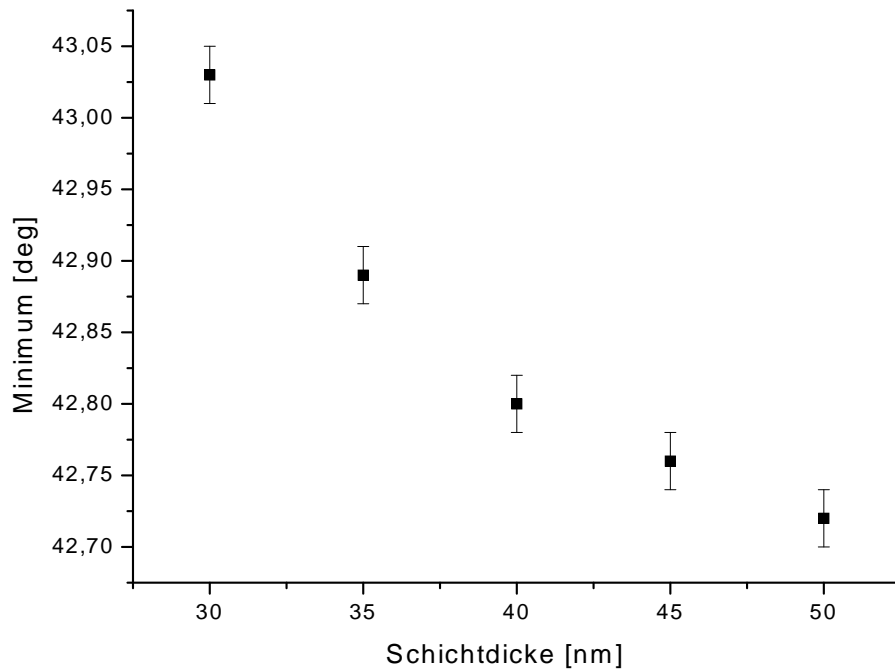


Abbildung 13: Einfallswinkel des Reflektivitätsminimums gegen Schichtdicke

Die Reflektivitätskurven wurden graphisch ausgewertet, da ein GAUSS- oder LOR-ENTZ-Fit auf Grund der hohen Asymmetrie der Kurven nicht möglich war. Die Halbwertsbreite wurde bestimmt, indem zunächst die Asymptotik der Kurve für Winkel Fern vom Minimum und dann die Reflektivität im Minimum abgeschätzt wurde. Beim halben Wert zwischen beiden so bestimmten Grenzen wurde die Breite zwischen rechten und linken Schnittpunkt mit der interpolierten Kurve gemessen. Die Unsicherheit wurde abgeschätzt, indem die Breite oberhalb und unterhalb des Halbwertes in einem Bereich gemessen wurde, in dem der wahre Halbwert vermutet wurde. Wegen der Asymmetrie weist die Halbwertsbreite bei kleinen Schichtdicken somit jedoch eine grosse Unsicherheit

4. Simulation von Oberflächenplasmonen

auf und kann trotz sorgfältiger Arbeit nur als Abschätzung gelten. Die Kurven mit den eingezeichneten Hilfslinien sind dem Versuchsprotokoll beigelegt.

In Abbildung 13 sind die so ermittelten Einfallswinkel der Minima der Reflektivität gegen die Schichtdicke des Silbers aufgetragen. Da keine Vorhersagen über den theoretischen Zusammenhang zwischen Lage des Minimums und Schichtdicke vorlagen ist eine genaue Auswertung des Zusammenhangs nicht möglich. Der grobe Verlauf legt jedoch einen Grenzwert bei grossen Schichtdicken von etwa $42,5^\circ$ nahe.

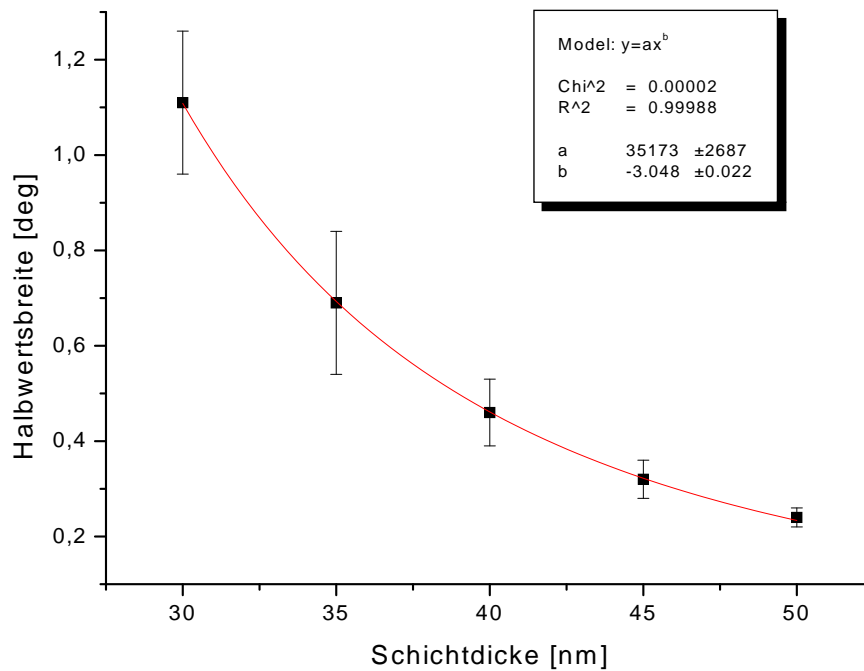


Abbildung 14: Halbwertsbreite des Reflektivitätsminimums gegen Schichtdicke

Demgegenüber stellt Abbildung 14 den ermittelten Zusammenhang zwischen Halbwertsbreite $\Delta\alpha$ des Reflektivitätsminimums und der Schichtdicke dar. Aus den genannten Gründen sind die Unsicherheiten hier recht gross. Ein vermuteter wurzelförmiger Zusammenhang wäre noch mit Abbildung 15 vereinbar, die $1/\sqrt{\Delta\alpha}$ gegen die Schichtdicke aufgetragen zeigt. Ein Fit mit der Funktion $y = ax^c$ in Abbildung 14 bestätigt dies jedoch nicht, sondern lässt einen kubischen Zusammenhang vermuten. Insgesamt kann also auch hier keine verlässliche Aussage über den Zusammenhang zwischen Halbwertsbreite und Schichtdicke gewonnen werden. Mit den zur Verfügung stehenden Daten wäre jede Aussage rein spekulativ.

4. Simulation von Oberflächenplasmonen

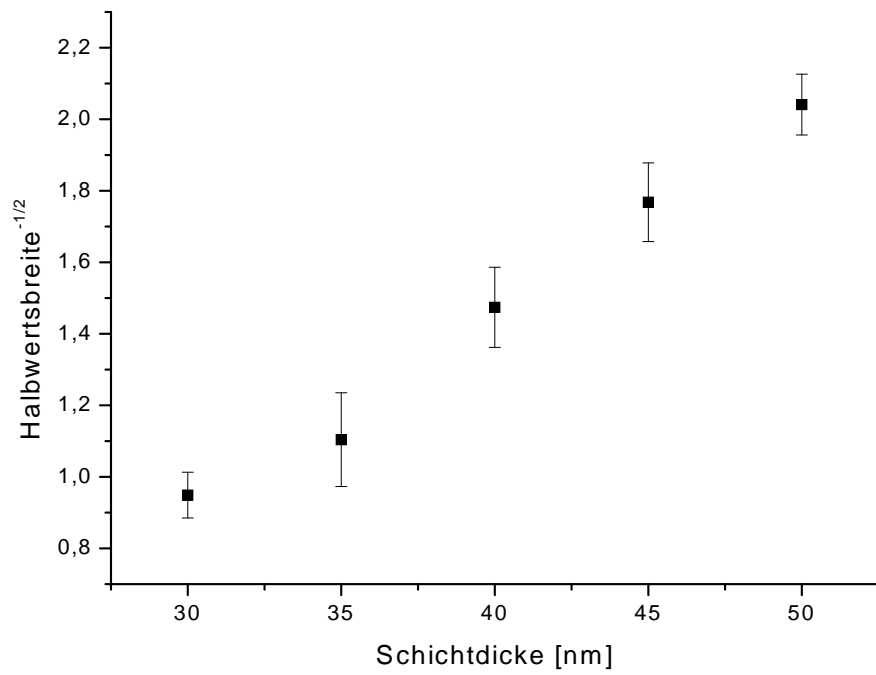


Abbildung 15: $(\text{Halbwertsbreite})^{-1/2}$ des Reflektivitätsminimums gegen Schichtdicke

5. Fazit

- Mit dem beschriebenen Sputterverfahren konnte eine Silberschicht von etwa 35 nm auf ein Glasprisma aufgebracht werden. Bereits optisch zeigte die Oberfläche jedoch Unebenheiten, die möglicherweise durch thermische Spannungen beim Sputterprozess oder durch Kratzer auf der Prismenoberfläche hervorgerufen wurden.
- Mit der Methode der abgeschwächten Totalreflexion in der KRETSCHMANN-Konfiguration konnten mit dem verwandeten Aufbau keine Oberflächenplasmawellen nachgewiesen werden. Der Hauptgrund hierfür dürfte in der mangelhaften Beschichtung des Glasprismas zu suchen sein.
- Simulationen der erwarteten Reflektivitätskurven des Aufbaus wurden ausgewertet und der qualitative Zusammenhang zwischen Dicke der Silberbeschichtung und der Halbwertsbreite und der Lage des Minimums der Reflektivität beschrieben. Eine quantitative Auswertung der Zusammenhänge konnte nicht durchgeführt werden, da theoretische Vorhersagen fehlten und die Ergebnisse keine verlässliche Aussage zuließen.

Christian Trippe

Sebastian Fleischmann

A. Fehlerrechnung

- Intensitätsverhältnis zwischen paralleler und senkrechter Polarisation

$$\Delta(U_p/U_s) = \frac{U_p}{U_s} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta U_p}{U_p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_s}{U_s}\right)^2} \quad (16)$$

- Umskalierung der Halbwertsbreite des Minimums

$$\Delta(1/\sqrt{\delta\alpha}) = \frac{\Delta(\delta\alpha)}{2\sqrt{\delta\alpha}^3} \quad (17)$$

B. Messtabellen

Pol.winkel θ	$\Delta\theta$	U (mV)	ΔU	U_{unt} (mV)	$U - U_{unt}$ (mV)
0	1	172	1	-2	174
10	1	166	1	-2	168
20	1	152	1	-2	154
30	1	129	1	-2	131
40	1	102	1	-2	104
50	1	71	1	-2	73
60	1	43	1	-2	45
70	1	19	1	-2	21
75	1	10	1	-2	12
78	1	5,5	0,2	-2,0	7,5
80	1	3,2	0,2	-2,0	5,2
82	1	1,5	0,2	-2,0	3,5
84	1	0,0	0,1	-2,0	2,0
86	1	-0,9	0,1	-2,2	1,3
88	1	-1,3	0,1	-2,2	0,9
90	1	-1,4	0,1	-2,1	0,7
92	1	-0,7	0,1	-2,1	1,4
94	1	0,1	0,1	-2,1	2,2
96	1	1,3	0,1	-2,0	3,3
98	1	3,3	0,2	-2,0	5,3
100	1	5,5	0,2	-2,2	7,7

Tabelle 1: Bestimmung der Polarisationsrichtung

B. Messtabellen

Pol.winkel θ	$\Delta\theta$	$U_{Detektor}$ (mV)	ΔU	U_{Unt} (mV)
0	1	1094	3	-2
10	1	1094	3	
20	1	1093	3	-1
30	1	1092	3	-2
40	1	1094	3	
50	1	1094	3	
60	1	1094	3	
70	1	1094	3	
80	1	1093	3	
90	1	1089	3	
100	1	1087	3	
110	1	1084	3	
120	1	1082	3	
130	1	1080	3	
140	1	1078	3	
150	1	1077	3	-2
160	1	1074	3	
170	1	1073	3	
180	1	1071	3	
190	1	1070	3	
200	1	1071	3	
210	1	1072	3	
220	1	1071	3	
230	1	1073	3	
240	1	1076	3	
250	1	1078	3	
260	1	1082	3	-2
270	1	1087	3	
280	1	1090	3	
290	1	1090	3	
300	1	1091	3	
310	1	1092	3	
320	1	1094	3	
330	1	1094	3	
340	1	1095	3	
350	1	1095	3	
360	1	1095	3	
370	1	1096	3	
380	1	1096	3	
390	1	1096	3	
400	1	1096	3	-2

Tabelle 2: Überprüfung der Winkelunabhängigkeit der Laserintensität von der Polarisationsrichtung

B. Messtabellen

$90^\circ - \beta$ (deg)	$\Delta\beta$	U_p (mV)	ΔU_p	U_s (mV)	ΔU_s	U_{unt} (mV)	U_p/U_s (%)	$\Delta(U_p/U_s)$
42,0	0,1	883	5	893	5	-2	98,9	0,8
42,5	0,1	842	5	875	5		96,2	0,8
43,0	0,1	821	5	840	5	-1	97,7	0,8
43,5	0,1	795	5	832	5	-1	95,6	0,8
44,0	0,1	780	5	804	5		97,0	0,9
44,5	0,1	741	5	785	5		94,4	0,9
45,0	0,1	897	2	940	2		95,4	0,3
45,5	0,1	895	2	940	2		95,2	0,3
46,0	0,1	891	2	934	2		95,4	0,3
46,5	0,1	892	2	933	2	-2	95,6	0,3
47,0	0,1	891	2	937	2		95,1	0,3
47,5	0,1	896	2	940	2		95,3	0,3
48,0	0,1	895	2	934	2	-1	95,8	0,3
48,5	0,1	896	2	940	2		95,3	0,3
49,0	0,1	896	2	940	2		95,3	0,3
49,5	0,1	896	2	941	2	-2	95,2	0,3
50,0	0,1	892	2	937	2	-2	95,2	0,3
55,0	0,1	898	2	948	2	-2	94,7	0,3
60,0	0,1	882	2	940	2		93,8	0,3
41,0	0,1	920	2	945	2		97,4	0,3
41,5	0,1	924	2	951	2	-2	97,2	0,3
42,0	0,1	922	2	951	2		97,0	0,3
42,5	0,1	908	2	940	2	-2	96,6	0,3
43,0	0,1	907	2	942	2		96,3	0,3
43,5	0,1	903	2	942	2		95,9	0,3
44,0	0,1	901	2	938	2		96,1	0,3
44,5	0,1	899	2	938	2	-2	95,8	0,3
45,0	0,1	897	2	937	2		95,7	0,3

Tabelle 3: Reflektivität der Prismenoberfläche (Intensitätsverhältnis paralleler zu senkrechter Polarisation) in Abhängigkeit vom Einfallswinkel

d (nm)	$\delta\alpha$ (deg)	$\Delta(\delta\alpha)$	α_{min} (deg)	$\Delta\alpha_{min}$	$1/\sqrt{\delta\alpha}$	$\Delta(1/\sqrt{\delta\alpha})$
30	1,11	0,15	43,03	0,02	0,94	0,06
35	0,69	0,15	42,89	0,02	1,20	0,13
40	0,46	0,07	42,80	0,02	1,47	0,11
45	0,32	0,04	42,76	0,02	1,76	0,11
50	0,24	0,02	42,72	0,02	2,04	0,08

Tabelle 4: Ergebnisse der Simulation der Schichtdickenabhängigkeit der Reflektivität: Schichtdicke d , Halbwertsbreite des Minimums $\delta\alpha$