

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Theorie der Oberflächenplasmonen	8
2.1	Grundbegriffe der Elektrodynamik in Materie	9
2.2	Die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen	11
2.2.1	Wellen in Materie	11
2.2.2	Grenzfläche zwischen zwei Medien	13
2.2.3	Die Eindringtiefe in beiden Medien	15
2.2.4	Betrachtungen zur Dispersionsrelation	20
2.2.5	OTTO- und KRETSCHMANN-Konfiguration	21
2.3	Die abgeschwächte Totalreflexion (ATR) als Methode zur Detektion von Oberflächenplasmonen	25
3	Der Aufbau des Versuches	28
3.1	Aufbau der Probe	29
3.2	Monochromator und Lichtquelle	31
3.3	Das Goniometer	33
3.4	Der Detektor	36
3.5	Polarisator, Linsen und Blende	37
3.5.1	Der Polarisationsfilter	37
3.5.2	Die Linsen vor dem Goniometer	37
3.6	Das Prisma	41
3.7	Weitere Geräte zur Erhöhung der Meßgenauigkeit	42
3.7.1	Lock-In-Verstärker und Chopper	42
3.7.2	Der Computer	51
4	Die Aufgabenstellung zum Versuch	54
A	Ergänzungen zur Theorie	56
A.1	Die homogenen Maxwell'schen Gleichungen	56
A.2	Aufstellen der Wellengleichung	57
A.3	Die Übergangsbedingungen	57
A.4	Die Dispersionsrelation	58

A.5 Die Reflektivität	59
B Zum Versuch	62
B.1 Liste der Fragen	62

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der Oberflächenplasmonen in dem gewählten Koordinatensystem	14
2.2	Realteil der dielektrischen Funktion von Silber	17
2.3	Imaginärteil der dielektrischen Funktion von Silber	17
2.4	$k_{z_{Silber}}$ berechnet aus Literaturwerten für die dielektrische Funktion von E.D. Palik	18
2.5	$k_{z_{Luft}}$ berechnet aus Literaturwerten für die dielektrische Funktion von E. D. Palik	19
2.6	Der Wellenvektor k_x in Ausbreitungsrichtung	19
2.7	Kurvenverlauf der Dispersionsrelation an einer Metall- Dielektrikum-Grenzschicht	20
2.8	Die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen in der OTTO-Konfiguration	21
2.9	Aufbau der Ottokonfiguration	22
2.10	Prinzip der Kretschmannkonfiguration	23
2.11	Die theoretisch berechneten Reflektivitätskurven für eine Silberschicht der Dicke 50nm	27
3.1	Der prinzipielle Aufbau der KRETSCHMANN- Konfiguration	29
3.2	Photo des im Versuch verwendeten Monochromators	31
3.3	Schematischer Aufbau eines Monochromators	32
3.4	Photo des Goniometers	33
3.5	Schemazeichnung der Spulen des Schrittmotors.	34
3.6	Die Grundelemente des Versuches und der Aufbau des Goniometers	35
3.7	Photo des Detektors	36
3.8	Der Strahlengang vor der Probe	38
3.9	Strahlengang eines Strahlenbündels durch den Monochromator	39
3.10	Der Strahlengang vor dem Monochromator	39
3.11	Funktion des gewölbten Spiegels hinter der Lampe	40
3.12	Strahlversatz durch das Prisma	41
3.13	Schematischer Aufbau der Probe	42
3.14	Der Chopper als Photo und schematisch dargestellt	43
3.15	Bild des Choppers	44

3.16	Der Versuchsaufbau vor dem Chopper	45
3.17	Der vollständige Versuchsaufbau	46
3.18	Modellaufbau eines Lock-In- Verstärkers	47
3.19	Ergebnis der Lock-In-Modellschaltung im Fall 1	48
3.20	Ergebnis der Lock-In-Modellschaltung im Fall 1	49
3.21	Ergebnis der Lock-In-Modellschaltung im Fall 3	50
3.22	Ergebnis der Lock-In-Modellschaltung im Fall 4	51
3.23	Erweiterter Modellaufbau eines Lock-In-Verstärkers	52
A.1	Skizze des Strahlverlaufs bei einer auf eine Grenzschicht einfallenden Welle	60
A.2	Skizze des Strahlverlaufes bei Mehrfachreflexionen an einem Dreischichtsystem	60
B.1	Das Spektrum einer Quecksilberlampe	63
B.2	Das Spektrum einer Quartz-Wolfram Lampe	63
B.3	Das Spektrum einer Deuteriumlampe	64

Vorwort

Diese Anleitung entstand im Sommer 99 im Rahmen meiner Abschlußarbeit als Lehramtsstudent für Gymnasium am Lehrstuhl Feldmann. Zu dieser Arbeit gehörte es außerdem, den Praktikumsaufbau zu konzipieren und zu testen. Eine Aufgabe, bei der ich unglaublich viel gelernt habe, und die mir meistens viel Spass gemacht hat, besonders aufgrund der freundlichen Hilfe und Unterstützung, die ich von allen Seiten bekam. Deshalb möchte ich mich an dieser Stelle für die Unterstützung des Lehrstuhls beim Aufbau dieses Versuches bedanken. Jede der Arbeitsgruppen hat mit ihren Kenntnissen und ihren Geräten dazu beigetragen, daß dieser Aufbau so entstehen konnte, und dabei wurde mir die Freiheit gelassen, meine Vorstellungen über einen gelungenen Versuch mit sinnvoller Anleitung auszuprobieren. Den Kommilitonen und Freunden, die sich bereit erklärt haben, ganz ohne Aussicht auf einen Schein diesen Versuch zu testen, verdankt diese Arbeit viele Anregungen. Deshalb bitte ich auch Sie, falls Sie in der Anleitung Mängel erkennen, Verbesserungsvorschläge und Korrekturen dem Betreuer mitzuteilen, so daß sich der Versuch auch in der Praxis bewähren kann. zum Schluß möchte ich Ihnen wünschen, daß auch Sie einiges Neues und Interessantes in dem Versuch entdecken.

Viel Spaß beim Lesen und Experimentieren
Dorle Güntzer

Kapitel 1

Einleitung

Diese Anleitung soll Ihnen, zum Einstieg in den Praktikumsversuch, die theoretischen und messtechnischen Grundlagen näher bringen. Sie besteht grundsätzlich aus drei Abschnitten, von denen Sie aber im Moment nur zwei in Händen halten: die Theorie zum Versuch und der Aufbau des Versuches. Der dritte Teil, die Justageanleitung, wird Ihnen erst am Praktikumstag ausgehändigt. In ihr werden die einzelnen Schritte zum Aufbau des Versuches beschrieben, und sie ist wenig hilfreich, wenn Sie die Geräte nicht vor sich sehen.

Die beiden Abschnitte, die vor Ihnen liegen, sollten Sie zu Hause genau studieren. Das erste Kapitel bringt Ihnen die Theorie näher, wobei Sie die Eigenschaften und Anregungsbedingungen der Oberflächenplasmonen kennenlernen, um den Versuch von der physikalischen Seite her überblicken zu können. Einige der Gleichungen und Rechnungen wurden dabei in den Anhang „verbannt“, da sie zur Vorbereitung auf den Versuch nicht unbedingt benötigt werden, Ihnen aber zum Verständnis und zur Ausarbeitung nützlich sein könnten.

Im zweiten Kapitel werden dann die meßtechnischen Aspekte des Versuches beleuchtet. Mit ihm sollen Sie die Geräte und ihre Funktion kennenlernen und ihr Zusammenwirken im Versuch verstehen. Diese Kenntnisse geben Ihnen die Möglichkeit, während des Experimentierens den Überblick zu behalten und sich mit den Geräten intensiv zu beschäftigen. In diesen Text sind 10 Fragen eingebunden, die zum Teil einiger Überlegung bedürfen. Es ist sinnvoll, daß Sie diese Fragen im Team diskutieren, um die Antworten dem Betreuer präsentieren zu können. Die Fragen sind im Anhang noch einmal aufgeführt. Im letzten Kapitel 4 wird noch einmal explizit zusammengefaßt, aus welchen Aufgaben der Versuch besteht.

Dieser Versuch entstand im Rahmen einer Zulassungsarbeit im Sommer 99. Die Themenwahl fiel auf Oberflächenplasmonen, weil diese verhältnismäßig einfach anzuregen sind und mit diesen einfachen Mitteln „sichtbar“ gemacht werden können. Daß eine solche Anregung möglich ist, ist schon seit über 30 Jahren bekannt. Die hier verwendete Methode der attenuated total reflexion (oder abgeschwächten Totalreflexion (ATR)) wird gegenwärtig in der Industrie

eingesetzt, um die Dicke und Qualität von Metallfilmen zu bestimmen. In der Forschung benutzt man ATR-Aufbauten, um z.B. die Veränderung des Brechungsindex als Indikator für die Reaktion organischer Stoffe einzusetzen, so unter anderem am Lehrstuhl für angewandte Physik der LMU.

In einer Forschungsgruppe am Lehrstuhl Feldmann wurde das Phänomen untersucht, daß Licht Löcher durchdringen kann, deren Durchmesser geringer ist als die Lichtwellenlänge. Bei diesem Projekt wurden Goldfilme untersucht auf die Licht, aus einer nur einige Nanometer breiten Glasfaserspitze einwirkte. Hatte der Film die oben beschriebenen Löcher, so bildeten sich zwischen den Löchern Oberflächenplasmonen aus, von denen man glaubt, daß sie verantwortlich dafür sind, daß man Licht auf der Unterseite solcher Filme detektieren kann.

Die im folgenden beschriebene Theorie beschränkt sich auf die für den Praktikumsversuch relevanten Aspekte und ist deshalb nicht geeignet, alle Eigenschaften der Oberflächenplasmonen zu verstehen, aber sie sollte doch einen Einblick vermitteln, wie es zu diesen Effekten kommen kann. Seit 1999 ist möglicherweise etwas Zeit vergangen und die Forschungsgebiete werden andere Schwerpunkte haben, aber die Wahrscheinlichkeit ist hoch, daß immer noch eine der Arbeitsgruppen mit Oberflächenplasmonen arbeitet. Wenn Sie es interessiert, sollten Sie den Tag im Labor auch dazu nutzen, sich danach zu erkundigen und es wird sich sicher jemand finden, der Ihnen gern erzählt, ob und wie Oberflächenplasmonen noch ein Thema sind, und Ihnen die wissenschaftlichen Aufbauten dazu zeigt.

Kapitel 2

Theorie der Oberflächenplasmonen

Viele der fundamentalen Eigenschaften von Festkörpern können durch das Modell eines einzelnen Elektrons, das sich zwischen den periodisch angeordneten Atomen bewegt, beschrieben werden. Will man dagegen das Verhalten vieler Elektronen in einem Festkörper verstehen, so bietet sich das Plasmakonzept an.

Unter einem **Plasma** versteht man ein Medium mit gleicher Konzentration an positiven und negativen Ladungen, wobei mindestens ein Ladungstyp beweglich sein muß. Im Metall können die freien Leitungselektronen näherungsweise als eine Art Elektronengas (oder -flüssigkeit) von hoher Dichte (ca. 10^{23}cm^{-3}) angesehen werden, das sich - bei entsprechender Anregung - vor dem Hintergrund der Ionenrümpfe frei bewegen kann und somit ein Plasma bildet.

In diesem Elektronensystem können Dichteschwankungen angeregt werden, die zu longitudinalen Wellen der Elektronendichte führen, welche sich innerhalb des Volumens ausbreiten. Das zu einer solchen Welle gehörige Quasiteilchen wird als **Volumenplasmon** bezeichnet. Dabei werden die Elektronen vor dem Hintergrund der Ionenrümpfe ausgelenkt und es entsteht eine Ladungsverschiebung. Dies bewirkt eine rückstellende Kraft, so daß die Ladungen mit einer festen Frequenz, der sogenannten **Plasmafrequenz** ω_p , um ihre Gleichgewichtslagen schwingen.¹

Diese Dichteschwankungen können auch an der Oberfläche des Festkörpers entstehen, also an einer Grenze zwischen zwei Medien. Dabei beeinflußt das umgebende Medium das Schwingungsverhalten des Plasmons im Metall, so daß sich eine kleinere Frequenz einstellt. Das Quasiteilchen, das dieser Kopplung entspricht, wird **Oberflächenplasmon** genannt.

¹Für eine ausführliche Herleitung sei auf das Kapitel „Plasmaschwingungen“ (7.3) in Feynmann II und auf das Kapitel „Plasmonen, Polaritonen und Polaronen“ (10) in „Festkörperphysik“ von Ch. Kittel verwiesen.

In dem in dieser Arbeit beschriebenen Praktikumsversuch sollen Oberflächenplasmonen in Silber optisch angeregt werden. Das bedeutet, daß die Oberflächenplasmonen mit dem Licht koppeln und man dementsprechend den gemischten Zustand des Oberflächenplasmons mit dem Photon betrachten muß. Um dies zu beschreiben, reicht ein elektrostatischer Ansatz nicht aus.

Aus diesem Grund wird im ersten Abschnitt ein elektrodynamischer Ansatz verwendet. Mit diesem ergibt sich die Dispersionsrelation des Oberflächenplasmons zu $k_x^2 = (\frac{\omega}{c})^2 (\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2})$ (diese Größen werden in den Abschnitten 2.1 und 2.2.1 eingeführt), aus der man Voraussetzungen bestimmen kann, unter denen eine optische Anregung möglich ist. Einen geeigneten Versuchsaufbau bietet z.B. die sogenannte KRETSCHMANN-Konfiguration. Diese wird auch in diesem Versuch verwendet und deshalb ausführlich vorgestellt. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird dargestellt, wie man anhand des von der Silberschicht reflektierten Lichtes feststellen kann, ob ein Oberflächenplasmon angeregt wurde, und wie man diese Anregung messen kann.

Die Abschnitte 2.1 und 2.2.1 sind an die entsprechenden Kapitel in den Theoriebüchern zur Elektrodynamik von T. Fließbach und W. Nolting angelehnt und können dort ausführlicher nachgelesen werden. Dabei ist darauf zu achten, daß viele Theoretiker (z.B. T. Fließbach) das CGS-System benutzen und deshalb in einigen Konstanten und Definitionen vom folgenden abweichen. In dieser Arbeit wird das in der Experimentalphysik übliche SI-System verwendet.

Zuerst sollen im folgenden Abschnitt die für die Theorie wichtigen physikalischen Größen eingeführt werden.

2.1 Grundbegriffe der Elektrodynamik in Materie

Wirkt ein elektrisches Feld² \vec{E} auf Materie, so induziert es dort Ladungen und erzeugt damit eine **Polarisation** \vec{P} . Sind die äußeren Felder klein, so kann eine lineare Relation zwischen Störung und Reaktion angenommen werden, d.h. man kann eine Proportionalitätskonstante χ_e , die **Suszeptibilität** einführen, über die \vec{E} und \vec{P} miteinander gemäß $\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E}$ zusammenhängen. Dabei ist $\epsilon_0 = 8,8540 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$ die Dielektrizitätskonstante des Vakuums³ und χ_e somit

²Im weiteren werden alle Felder, wie in der Elektrodynamik üblich, komplex angesetzt, um die Rechnung zu vereinfachen. Dabei hat aber nur der Realteil der Felder eine physikalische Bedeutung. Die dielektrische Funktion ϵ und der Wellenvektor \vec{k} sind ebenfalls komplex, jedoch hat hier der Imaginärteil eine echte physikalische Bedeutung und kann nicht vernachlässigt werden.

³Die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ϵ_0 sollte nicht verwechselt werden mit der Bezeichnung ϵ_0 die im Verlauf der Theorie im Abschnitt 2.2.5 eingeführt wird

dimensionslos. ⁴

Die Quellen des elektrischen Feldes sind sowohl die induzierten Ladungen als auch die Überschuß- (oder freien) Ladungen. Aus dem Gaußschen Satz ergibt sich für \vec{P} und \vec{E}

$$\nabla \cdot \left(\vec{E} + \frac{\vec{P}}{\epsilon_0} \right) = \frac{\rho_{frei}}{\epsilon_0}$$

Damit bietet sich die Einführung eines weiteren Feldes an, daß nur durch die Überschußladungen erzeugt wird. Man nennt dieses Feld die **dielektrische Verschiebung** \vec{D} und definiert sie folgendermaßen:

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

so daß gilt:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{frei}.$$

\vec{D} hat somit nur die freien Ladungen als Quelle, während \vec{E} die Felder beschreibt, die durch alle Ladungen, also die freien und induzierten, erzeugt werden. Die hierbei eingeführte Größe $\epsilon = (1 + \chi_e)$ beschreibt die dielektrischen Eigenschaften des Mediums und wird als **dielektrische Funktion** bezeichnet. Sie ist im Allgemeinen abhängig von der **Frequenz** ω und vom **Wellenvektor** \vec{k} , wobei man üblicherweise die Abhängigkeit von \vec{k} für optische Anwendungen vernachlässigen kann.

Die Relation, die einen Zusammenhang zwischen der Frequenz ω und der Wellenzahl $\text{Re}(k)$ herstellt, wird **Dispersionsrelation** genannt. Meist veranschaulicht man sich die Dispersionsrelation, indem man ω gegen $\text{Re}(k)$ als Graph aufträgt. Für Licht, das sich in einem Medium mit dielektrischer Funktion ϵ ausbreitet, ergibt sich in diesem Bild eine Gerade der Steigung $\text{Re}(\sqrt{\epsilon})$, weswegen man in der Optik an Stelle der dielektrischen Funktion oft den komplexen Brechungsindex $n = \sqrt{\epsilon}$ verwendet.

Da die Frequenz über $\hbar\omega$ mit der **Energie** verbunden ist und der **Quasiimpuls** durch $\hbar\text{Re}(k)$ berechnet werden kann, enthält die Dispersionsrelation die Information, welche Energiezustände von den Quasiteilchen eingenommen werden können. Die Kenntnis der Dispersionsrelation ist deshalb entscheidend, um die Eigenschaften der Oberflächenplasmonen zu verstehen. Sie soll im folgenden Abschnitt mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen bestimmt werden.

⁴Die Annahme einer linearen Relation ist hier zulässig, da die äußeren Felder sehr klein sind, gegenüber dem ungestörtem elektrischen Feld in der Elementarzelle oder in einem Atom, das von der Größenordnung 10^9V/cm ist. Bei starken Feldern, wie sie für gepulste Laser auftreten, ist man im Bereich der *nichtlinearen Optik*. Für sie verwendet man die Entwicklung $\vec{P} = \epsilon_0(\chi_e \vec{E} + \chi_e^{(2)} \vec{E}^2 \dots)$.

2.2 Die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen

Obwohl eine Reihe vereinfachender Annahmen gemacht werden müssen, hat sich der elektrodynamische Ansatz bewährt, da er nicht nur die experimentell gewonnenen Ergebnisse gut beschreibt, sondern auch zum Verständnis der Natur von Oberflächenplasmonen beiträgt.⁵

Im Abschnitt 2.2.1 wird die Theorie der Maxwell'schen Gleichungen wiederholt, soweit sie für diese Fragestellung relevant ist. Aufgrund dieser Überlegungen kennt man die Bedingungen, unter denen sich elektromagnetische Wellen innerhalb eines Mediums ausbreiten können. Durch die Einführung einer Grenzfläche zwischen einem Metall und einem Dielektrikum erhält man daraus in 2.2.2 eine spezielle Lösung für die Oberflächenplasmonen.

Aus diesen Ergebnissen lassen sich in 2.2.3 Aussagen über die Feldverteilung der Oberflächenplasmonen und ihre Dispersionsrelation gewinnen. Dabei ergibt sich, unter welchen Bedingungen Oberflächenplasmonen optisch angeregt werden können.

2.2.1 Wellen in Materie

Mit den im ersten Abschnitt eingeführten physikalischen Größen kann man die **Maxwell'schen Gleichungen in Materie** aufstellen; so ergibt sich die erste Maxwell'sche Gleichung zu

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{frei} \quad \text{mit} \quad \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}.$$

Dabei sind unter ρ_{frei} die **Überschußladungen** zu verstehen, d.h. für einen ungeladenen Körper gilt: $\rho_{frei} = 0$.

Analoge Überlegungen über die magnetischen Felder führen zu der **Magnetisierung** \vec{M} , der **magnetischen Feldstärke** \vec{H} und der **Permeabilität** μ , wobei

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$$

gilt. Durch diese Definition bleiben, analog zu den Überschußladungen, nur die freien Ströme \vec{j}_{frei} zu berücksichtigen. Da hier keine magnetischen Materialien betrachtet werden, kann man die Permeabilität μ überall gleich 1 setzen. Damit spielt die Unterscheidung zwischen \vec{B} und \vec{H} eine geringe Rolle und soll nicht weiter vertieft werden.

⁵Für präzisere Betrachtungen wären hydrodynamische Ansätze nötig, wie sie z.B. im Aufsatz „Surface Plasmons in Solids“ von R. H. Ritchie vorgeführt werden, ohne aber zu qualitativ stark abweichenden Ergebnissen zu kommen.

Insgesamt ergeben sich damit die folgenden Maxwell'schen Gleichungen:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{D} &= \rho_{frei} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{H} &= j_{frei} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D} \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}\end{aligned}$$

In einem weiteren Schritt müssen für \vec{H} , \vec{D} , \vec{B} und \vec{E} Lösungsansätze gewählt werden, z.B. der Ansatz ebener Wellen.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad \text{und} \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$$

Dieser Ansatz ist ausreichend, da alle physikalisch sinnvollen Felder als Überlagerung ebener Wellen dargestellt werden können.

Die hier eingeführten Größen ω , d.h. die Frequenz, und der Wellenvektor $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ mit $k_i \in \mathbf{C}$ sollen im weiteren aus den Maxwellgleichungen bestimmt werden. Diese ergeben sich, wie im Anhang A.1 ausgeführt wird, mit dem Ansatz der ebenen Wellen zu:

$$\begin{aligned}\vec{k} \cdot \vec{D} &= 0 \\ \vec{k} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{k} \times \vec{H} &= -\omega \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \\ \vec{k} \times \vec{E} &= \omega \vec{B}\end{aligned}$$

Im weiteren sollen diese Gleichungen an die Stelle der Maxwell'schen Gleichungen gesetzt werden. Man erkennt, daß für $\epsilon \neq 0$ die erste Maxwell'sche Gleichung innerhalb des Mediums nur durch transversale Wellen erfüllt wird.⁶

Aufstellen der Wellengleichung

Nun ist die Beziehung zwischen ω und \vec{k} leicht zu berechnen.

Formt man die Maxwell'schen Gleichungen mathematisch um (vgl. A.2), so erhält man :

$$(\vec{k} \cdot \vec{k}) \cdot \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E}, \quad \text{wobei } c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \text{ die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist.}$$

⁶ Deshalb können sich longitudinale Volumenplasmonen nur im Fall $\epsilon = 0$ ausbilden. Bei Oberflächenplasmonen gilt dies alles nicht, da sich durch die Grenzfläche andere Bedingungen ergeben.

Daraus ergibt sich, daß \vec{k} und ω folgende Bedingung erfüllen müssen

$$\vec{k} \cdot \vec{k} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon \quad (2.1)$$

Diese Beziehung gilt allgemein in einem Medium, das alle bisher vorausgesetzten Bedingungen erfüllt. Sie entspricht der Bedingung $k = \frac{\omega}{c}n$, die in der Optik verwendet wird. Das Ziehen der Wurzel ist aber nur sinnvoll, wenn man bei allen komplexen Größen (also \vec{k} und ε) den Imaginärteil vernachlässigen kann. Dies ist aber nur der Fall, wenn kaum Absorption im Medium stattfindet, was für transparente Medien gilt, im Metall aber nicht erfüllt ist.

2.2.2 Grenzfläche zwischen zwei Medien

Aufgrund der bisherigen Überlegungen weiß man, unter welchen allgemeinen Bedingungen sich elektromagnetische Wellen in einem Medium ausbreiten können. Um Aussagen über Oberflächenplasmonen machen zu können, muß man aus diesen Bedingungen die spezielle Lösung einer Welle bestimmen, die sich entlang einer Grenzfläche zwischen zwei Medien ausbreitet.

Dabei wird ein Koordinatensystem so eingeführt, daß die Grenzfläche in der x, y -Ebene liegt und die z -Achse somit senkrecht auf ihr steht. Desweiteren soll die x -Achse parallel zur Ausbreitungsrichtung der ebenen Wellen in der x, y -Ebene verlaufen. Für den Wellenvektor $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ mit $k_i \in \mathbf{C}$ kann $k_y = 0$ gesetzt werden und man erhält als Ansatz:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \begin{cases} (E_{x_1}^0, E_{y_1}^0, E_{z_1}^0) e^{-i(\omega t - (k_{x_1}x + k_{z_1}z))} & \text{für } z > 0 \\ (E_{x_2}^0, E_{y_2}^0, E_{z_2}^0) e^{-i(\omega t - (k_{x_2}x + k_{z_2}z))} & \text{für } z < 0 \end{cases}$$

Im weiteren soll mit dem Index (1) die Metallschicht und mit (2) das umgebende Medium bezeichnet werden.

In der hier vorliegenden Situation ergeben sich aus den im Anhang A.3 erläuterten Übergangsbedingungen an der Grenzfläche die folgenden Bedingungen:

$$\left. \begin{array}{l} E_1(\vec{r}, t)_x = E_2(\vec{r}, t)_x \\ E_1(\vec{r}, t)_y = E_2(\vec{r}, t)_y \\ D_1(\vec{r}, t)_z = D_2(\vec{r}, t)_z \\ B_1(\vec{r}, t)_z = B_2(\vec{r}, t)_z \\ H_1(\vec{r}, t)_x = H_2(\vec{r}, t)_x \\ H_1(\vec{r}, t)_y = H_2(\vec{r}, t)_y \end{array} \right\} \text{für } z = 0 \text{ und beliebige } x, y \text{ für alle Zeiten } t$$

Man erkennt, daß

$$k_{x_1} = k_{x_2} =: k_x$$

sein muß, damit $\vec{E}(\vec{r}, t)_x = E_x^0 e^{-i(\omega t - (k_x x + k_z z))}$ für alle x bei $z = 0$ stetig ist.

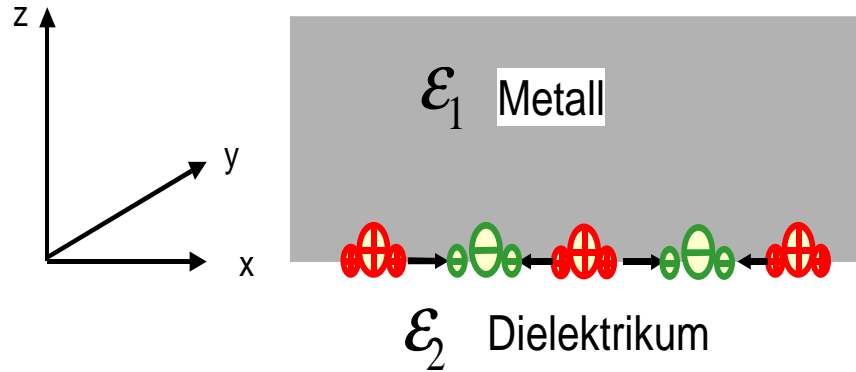


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Oberflächenplasmonen in dem gewählten Koordinatensystem

Aus $D_1(\vec{r}, t)_z = D_2(\vec{r}, t)_z$ und $\vec{k} \cdot \vec{D} = 0$ ergibt sich die folgende Bedingung:

$$\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} E_x = \frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} E_x$$

Betrachtet man andererseits die x -Komponente der vierten Maxwell'schen Gleichung und die Bedingung $H_1(\vec{r}, t)_x = H_2(\vec{r}, t)_x$, so ergibt sich

$$\frac{1}{\mu_0 \mu_1} (\vec{k}_1 \times \vec{E}_1)_x = \frac{1}{\mu_0 \mu_2} (\vec{k}_2 \times \vec{E}_2)_x$$

und damit

$$\frac{k_{z1}}{\mu_1} E_y = \frac{k_{z2}}{\mu_2} E_y, \quad (2.2)$$

Da hier davon ausgegangen werden kann, daß die Permeabilität $\mu = 1$ in beiden Medien ist, würde aus (2.2) folgen, daß \vec{k} beim Übergang von einem Medium zum anderen erhalten bleibt. Dies widerspricht der Bedingung für \vec{k} und ω in (2.1), die für an der Oberfläche lokalisierte Wellen in beiden Medien erfüllt sein muß.

Dieser Widerspruch ist nur zu lösen, wenn das \vec{E} -Feld in y -Richtung verschwindet. Aus den Maxwell'schen Gleichungen folgt, daß damit auch das \vec{B} bzw. \vec{H} -Feld in x und z -Richtung verschwindet.

Alle anderen Feldkomponenten müssen von Null verschieden sein (wenn nicht alle Felder identisch verschwinden sollen), d.h. es gilt (für $k_y = 0$)

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) &= (E_x^0, 0, E_{z_j}^0) e^{-i(\omega t - (k_x x + k_{z_j} z))} \\ \vec{B}(\vec{r}, t) &= (0, B_y^0, 0) e^{-i(\omega t - (k_x x + k_{z_j} z))} \end{aligned} \right\} \text{mit } j = 1, 2$$

Eine solche Welle bezeichnet man als **transversale H-Welle**, da \vec{B} und somit auch \vec{H} senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung steht. Damit ist die Gleichung (2.2) trivial erfüllt und als Bedingung bleibt:

$$\frac{\varepsilon_1}{k_{z_1}} = \frac{\varepsilon_2}{k_{z_2}} \quad (2.3)$$

Zusammenfassung

Bevor auf die Folgerungen für Oberflächenplasmonen eingegangen wird, sollen hier noch einmal die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt werden:

Aus den Maxwell'schen Gleichungen in Materie ergibt sich für die Grenzfläche zwischen zwei ungeladenen Materialien, bei kleinen Feldstärken und für ebene Wellen, daß der Wellenvektor \vec{k} und die Frequenz ω folgende Bedingung in beiden Medien ($j = 1, 2$) erfüllen müssen

$$\vec{k}_j \cdot \vec{k}_j = k_x^2 + k_{z_j}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j$$

Außerdem folgt aus den Übergangsbedingungen an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien, daß an der Oberfläche lokalisierte Wellen immer transversale H-Wellen sein müssen, d.h.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = (E_x^0, 0, E_{z_j}^0) e^{-i(\omega t - (k_x x + k_{z_j} z))} \quad \text{und} \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = (0, B_y^0, 0) e^{-i(\omega t - (k_x x + k_{z_j} z))},$$

wobei gelten muß:

$$\frac{k_{z_1}}{\varepsilon_1} = \frac{k_{z_2}}{\varepsilon_2}.$$

2.2.3 Die Eindringtiefe in beiden Medien

Bisher wurden Gleichungen aufgestellt, um eine Welle zu beschreiben, die sich an einer Grenzfläche ausbreitet, ohne nachzuweisen, daß die Welle auch tatsächlich an der Grenzfläche lokalisiert ist, wie man es für Oberflächenplasmonen erwartet. Dies soll jetzt nachgeholt werden.

Aus den allgemein für sich nicht in y -Richtung ausbreitende Felder an Grenzflächen geltenden Bedingungen

$$\frac{k_{z_1}}{\varepsilon_1} = \frac{k_{z_2}}{\varepsilon_2} \quad \text{und} \quad k_x^2 + k_{z_j}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j$$

ergibt sich für $j = 1, 2$ durch Umformen

$$\begin{aligned} k_{z_j}^2 &= \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon_j^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\right) \\ k_x^2 &= \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\right). \end{aligned} \quad (2.4)$$

für die Komponenten des Wellenvektors.

Die Feldamplituden fallen senkrecht zur Grenzfläche in beiden Halbräumen exponentiell ab. Man bezeichnet mit der *Eindringtiefe* \tilde{z} den Wert, an dem die Feldstärke auf ein $\frac{1}{e}$ -tel fällt, also

$$\tilde{z}_j = \frac{1}{\text{Im}(k_{z_j})}$$

Die hier gesuchte Lösung soll an der Oberfläche lokalisiert bleiben und sich entlang dieser ausbreiten. Daraus ergeben sich für k_x und k_{z_j} folgende Bedingungen:

- k_z darf in beiden Medien nur einen kleinen Realteil besitzen, damit die Welle sich nicht in beide Halbräume ausbreitet. Außerdem muß $\text{Im}(k_z)$ an der Grenzfläche das Vorzeichen wechseln, so daß die Welle zu beiden Seiten hin abklingt.
- Damit sich die Welle entlang der x - Richtung ohne starke Dämpfung ausbreiten kann, muß k_x einen Realteil besitzen, der groß gegenüber dem dazugehörigen Imaginärteil ist.

Da der Wellenvektor \vec{k} als komplex anzusehen ist, muß man in (2.4) die komplexe Wurzel verwenden.⁷ Da auch ε_1 komplex ist, erweist sich der Versuch, die Gleichung algebraisch dahingehend auszuwerten, ob die gerade genannten Bedingungen erfüllt sind, als äußerst aufwendig. Stattdessen kann man für die dielektrische Funktion von Silber Literaturwerte einsetzen (vgl. Abb.(2.2) und Abb.(2.3)) und numerisch die Werte für k bestimmen, um einen Eindruck zu erhalten, ob die oben aufgestellten Bedingungen erfüllt sind. Die folgenden Diagramme wurden berechnet für $\varepsilon_2 = \varepsilon_{luft} = 1$. Die Werte für $\varepsilon_1 = \varepsilon_{silber}$ wurden dem Buch „Handbook of optical constants of solids II“ von E.D. Palik entnommen. Sie wurden an massivem Silber gemessen und können deshalb die Eigenschaften eines dünnen Silberfilms, wie er hier vorliegt⁸, nur näherungsweise beschreiben.

⁷Die Formel für die komplexe Wurzel lautet:

$$\sqrt{a + ib} = \begin{cases} \frac{\sqrt{a+\sqrt{a^2+b^2}}}{\sqrt{2}} + i \frac{\sqrt{-a+\sqrt{a^2+b^2}}}{\sqrt{2}} & \text{für } b > 0 \\ -\frac{\sqrt{a+\sqrt{a^2+b^2}}}{\sqrt{2}} + i \frac{\sqrt{-a+\sqrt{a^2+b^2}}}{\sqrt{2}} & \text{für } a < 0 \end{cases}$$

⁸Im Versuch werden sehr dünne Filme verwendet, die Gründe dafür werden in Kapitel 2.2.5 dargestellt

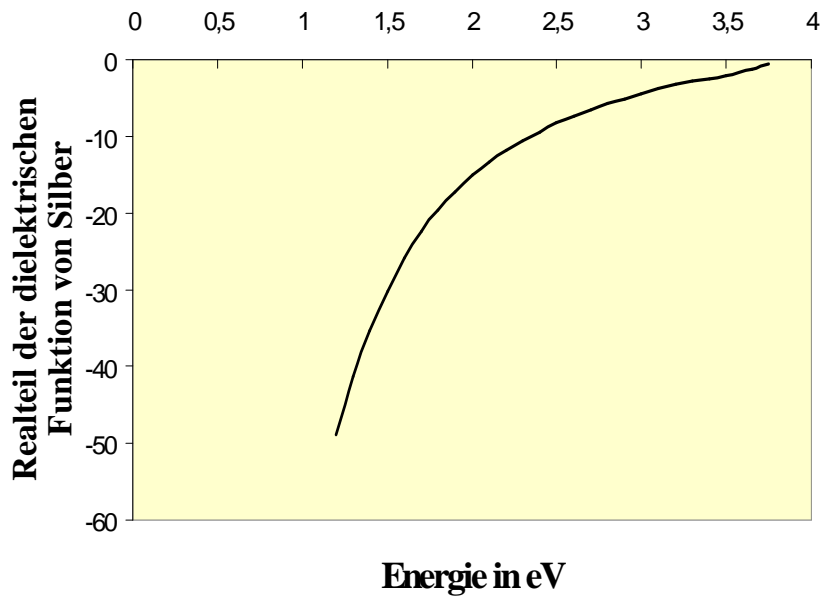


Abb. 2.2: Realteil der dielektrischen Funktion von Silber nach den experimentellen Daten von E. D. Palik

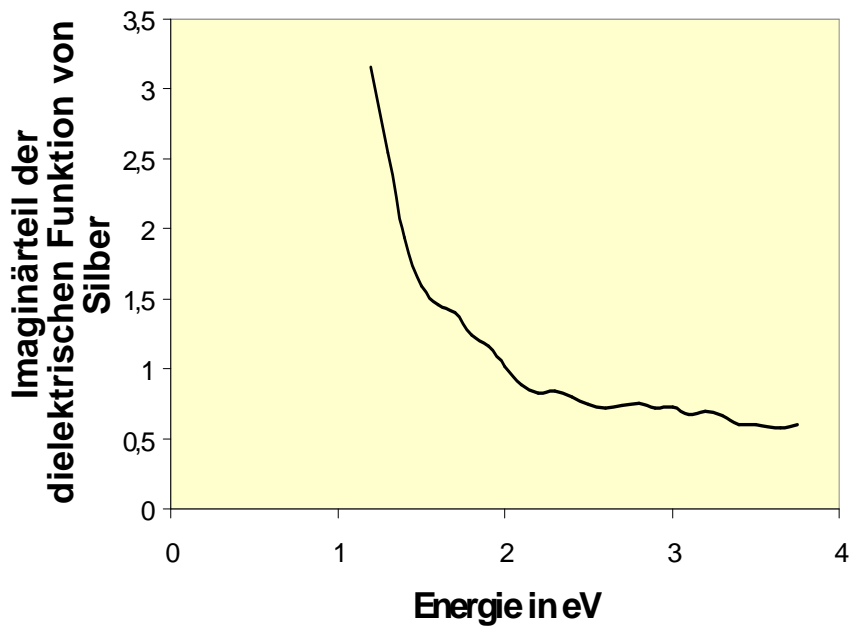


Abb. 2.3: Imaginärteil der dielektrischen Funktion von Silber, nach den experimentellen Daten von E.D. Palik

Damit ergeben sich folgende Graphen für die z -Komponenten des Wellenvektors, die jeweils gegen die Energie in eV aufgetragen wurden.

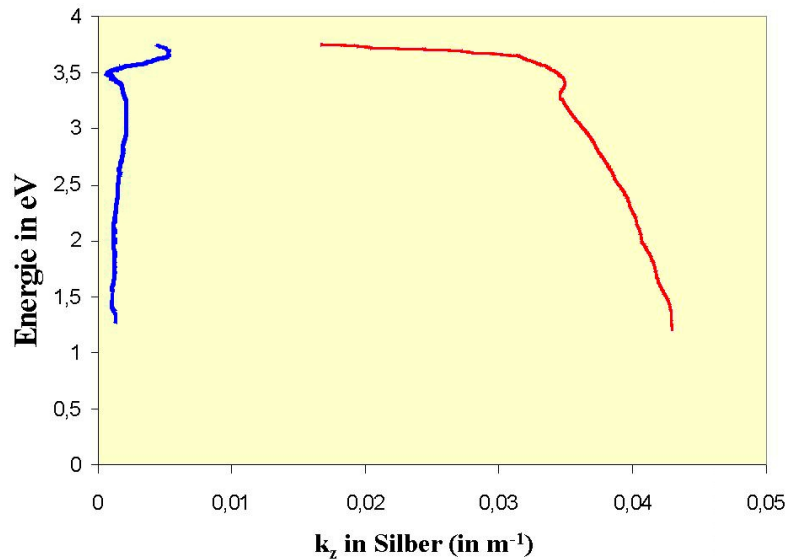


Abb. 2.4: $k_{z\text{Silber}}$ berechnet aus Literaturwerten für die dielektrische Funktion von E.D. Palik: Der Realteil (blau) ist sehr klein im Vergleich zum Imaginärteil (rot gestrichelt), d.h. die Welle breitet sich nicht in z - Richtung aus.

Man sieht in Abb.(2.4), daß die oben aufgestellten Bedingungen für die Lokalisierung der Wellen an der Filmoberfläche gut erfüllt sind. Außerdem erkennt man an Abb. (2.5), daß für größere Frequenzen ω , also für höhere Energien, der Betrag des Imaginärteils von k_z , also die Dämpfung im Silber und in Luft, monoton fällt. Das Oberflächenplasmon ist demnach für kleinere Energie stärker an der Oberfläche lokalisiert.

Es ist offensichtlich in Abb. (2.5), daß der erwartete Vorzeichenwechsel stattfindet. Außerdem ist die Dämpfung in Luft deutlich geringer als im Silber, d.h. daß das Oberflächenplasmon tiefer in den Luftraum eindringt als ins Silber.

Nun zum Wellenvektor in der Ausbreitungsrichtung k_x :

Man erkennt in Abb. (2.6), daß der Realteil von k_x zwar größer ist als der Imaginärteil, daß man letzteren aber auch nicht vernachlässigen kann.

Insgesamt sind im Falle von Silber alle oben genannten Forderungen für lokalisierte Oberflächenplasmonen näherungsweise erfüllt. Somit kommt man zu dem Ergebnis, daß Oberflächenplasmonen, also lokalisierte Oberflächenwellen, tatsächlich an einer Silber/Luft-Grenzschicht existieren.

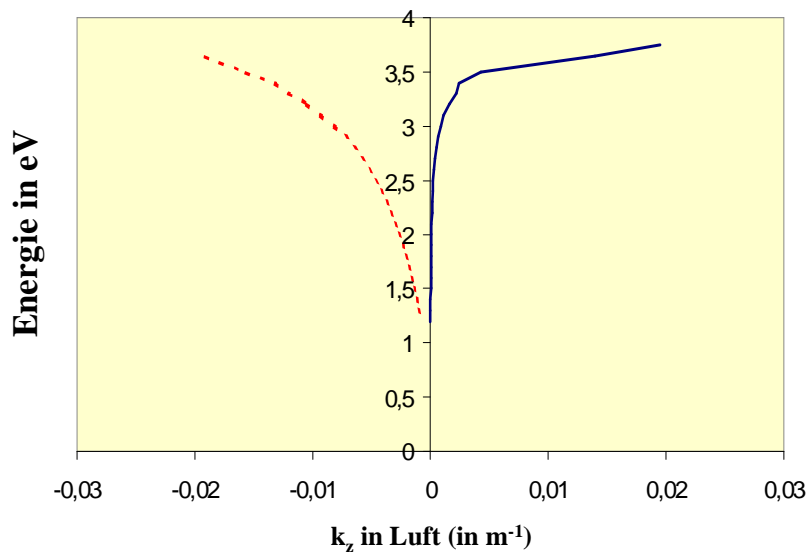


Abb. 2.5: $k_{z, Luft}$ berechnet aus Literaturwerten für die dielektrische Funktion von E. D. Palik: Der Realteil (blau) ist betragsmäßig kleiner als der Imaginärteil (rot), dieser ist aber deutlich kleiner als der Imaginärteil im Silber und hat das entgegengesetzte Vorzeichen, d.h. die Welle ist im Luftraum deutlich schwächer gedämpft als im Metall.

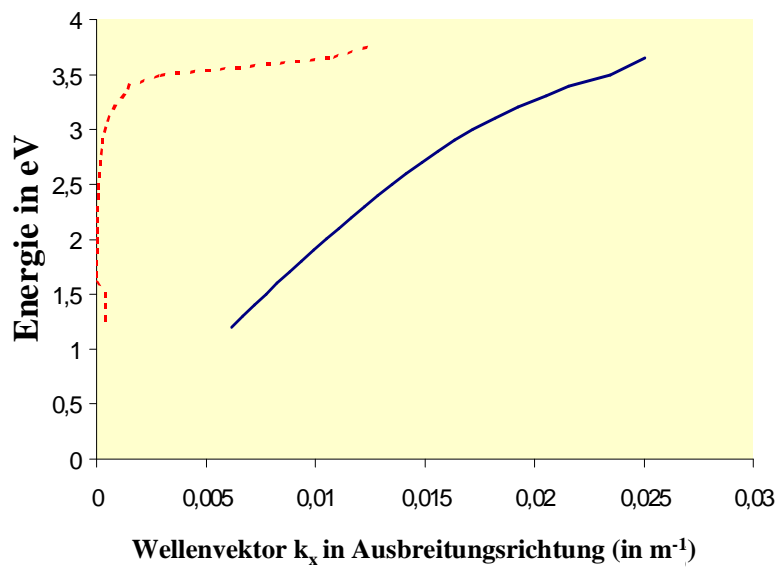


Abb. 2.6: Der Wellenvektor k_x in Ausbreitungsrichtung, berechnet aus Literaturwerten für die dielektrische Funktion von E. D. Palik: Der Realteil (blau) ist im Vergleich zum Imaginärteil (rot getrichelt) groß, dies ermöglicht die Ausbreitung in x -Richtung

2.2.4 Betrachtungen zur Dispersionsrelation

Im letzten Abschnitt wurde die Gleichung

$$k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\right)$$

hergeleitet. Sie stellt einen Zusammenhang zwischen Wellenvektor in Ausbreitungsrichtung und Frequenz her, und damit zwischen der Energie $\hbar\omega$ und dem Impuls $\hbar k_x$ der Welle. Demnach ist dies die gesuchte Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen.

Man kann durch Grenzwertbetrachtungen nachweisen, daß die Dispersionsrelation im Nullpunkt mit der Steigung der **Lichtgeraden** beginnt, monoton steigt und sich für große k_x asymptotisch einem Grenzwert nähert (vgl. dazu den Abschnitt A.4 im Anhang).

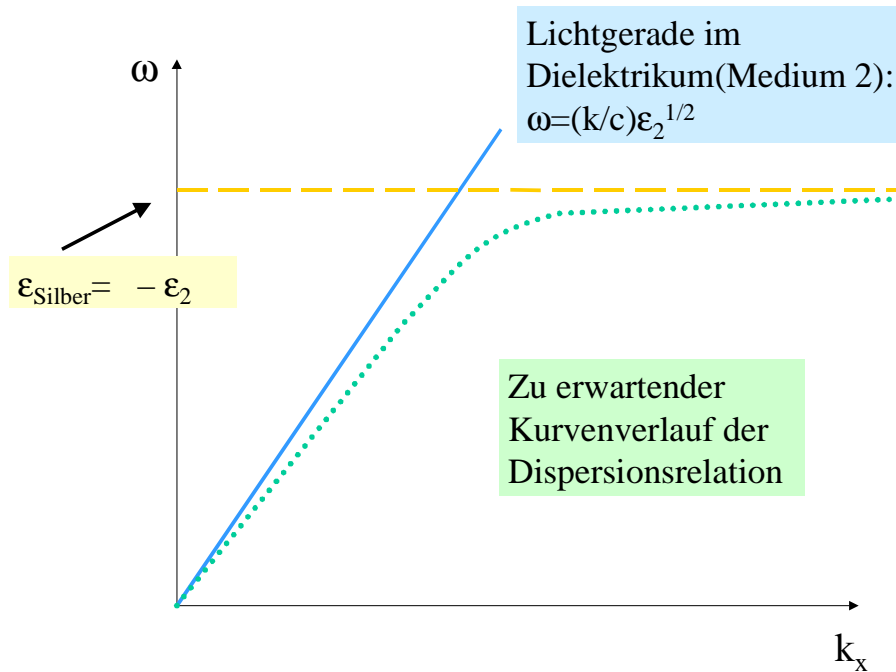


Abb. 2.7: Der aus der Theorie zu erwartende Kurvenverlauf der Dispersionsrelation eines Oberflächenplasmons an einer Metall- Dielektrikum- Grenzschicht

Insbesondere schneidet die Dispersionsrelation an einer Metall- Dielektrikum- Grenzschicht nicht die Lichtgerade in diesem Dielektrikum.

Wenn die Lichtgerade und die Dispersionsrelation einen Schnittpunkt besäßen, so würde das bedeuten, daß ein Photon der gleichen Energie und des gleichen Impulses wie ein Oberflächenplasmon eingestrahlt werden könnte. Dies würde eine Anregung des Plasmons ermöglichen. Ohne einen Schnittpunkt ist eine Anregung aber unmöglich, da dann die Energie und der Impuls nicht erhalten bleiben.

Man muß, um eine Kopplung zu ermöglichen, einen Weg finden, den Wellenvektor des Photons entlang der Grenzfläche so zu verlängern, daß k_x und ω von Oberflächenplasmon und Photon übereinstimmen.

2.2.5 Otto- und Kretschmann-Konfiguration

Der Physiker A. Otto fand 1965 eine experimentielle Anordnung, die solch eine Kopplung ermöglicht.

Er ließ das Licht auf die Silberschicht durch ein Prisma, das aus einem Medium (z.B. Glas) mit größerem Brechungsindex n_0 als n_2 besteht, einfallen (vgl. Abb. 2.9). Damit verringert sich die Phasengeschwindigkeit des Lichts im Prisma auf $\frac{c}{n_0}$; im Bild der Dispersionsrelation bedeutet das, daß die Lichtgerade im Prisma eine geringere Steigung hat. Damit erhält man ein Dreischichtsystem aus dem Prismenmedium 0, dem Dielektrikum (Medium 2) und der Metallschicht.

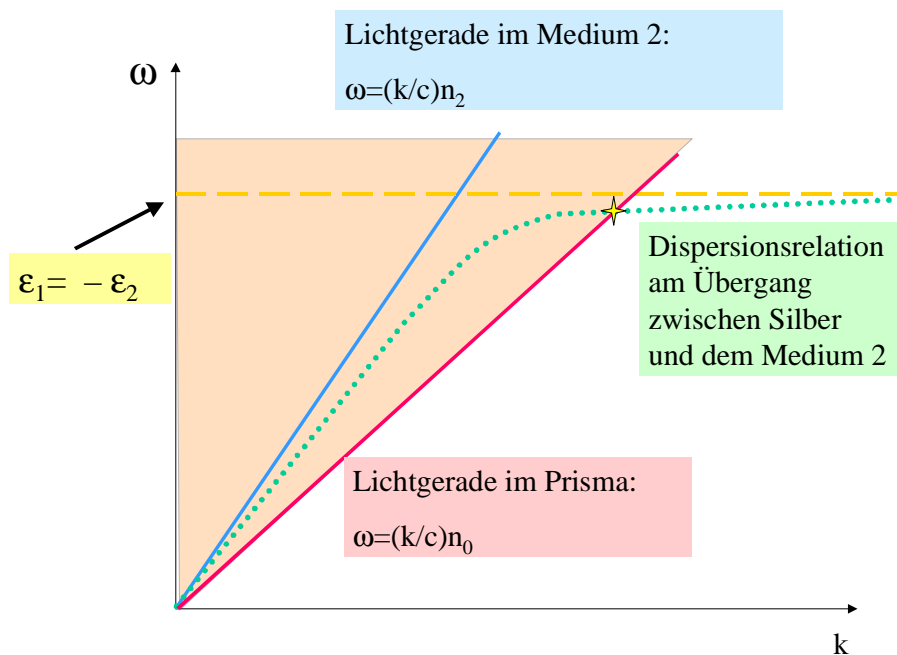


Abb. 2.8: Die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen am Übergang zwischen Silber und Medium 2, zusammen mit der Lichtgeraden in einem Dielektrikum mit höherem Brechungsindex als Medium 2

Durch das Prisma entsteht zwar ein Schnittpunkt, aber nicht mit der Dispersionsrelation an der Metall- Prisma- Grenzschicht, sondern mit der Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen an dem Übergang zwischen Silber und dem Medium 2, d.h. das Licht fällt zwar durch das Prisma ein, regt aber erst an der nächsten Grenzfläche das Oberflächenplasmon an.

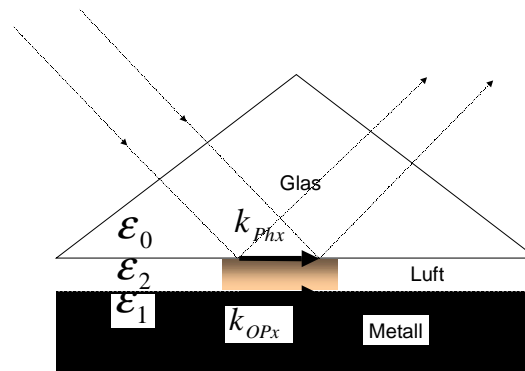


Abb. 2.9: Aufbau der Ottokonfiguration: Licht fällt durch ein Prisma aus einem Dielektrikum (z.B. Glas) mit höherem Brechungsindex als das Medium 2 auf einen Medium 2- Metall-Übergang und regt an diesem Oberflächenplasmonen an. Nun stimmt bei einer festen Frequenz die x -Komponente des Wellenvektors des Photons k_{phx} mit dem Wellenvektor k_{OPx} der Oberflächenplasmonen überein, und es findet eine Anregung von Oberflächenplasmonen am Übergang zwischen dem Medium 2 und dem Metall statt.

Man sieht, daß der k -Vektor des Lichtes in x -Richtung mit dem der Oberflächenplasmonen übereinstimmen muß, damit eine Kopplung möglich ist. Da der Anteil k_x je nach Einfallswinkel einen beliebigen Wert annehmen kann, der kleiner ist als der k -Vektor des Lichtes, ist eine Anregung nicht nur am Schnittpunkt der Dispersionsrelation, sondern auch im Bereich „links“ der Lichtgerade (in Abb. 2.8 orange) möglich.

Im weiteren soll das Medium 2 aus Luft bestehen, d.h. $\epsilon_2 \approx 1$. Wenn das Photon unter einem Winkel größer als dem der Totalreflexion auf die Prisma-Luft-Schicht einfällt, so wird es i.a. als propagierende Welle reflektiert, aber gleichzeitig kann ein Teil des Lichtes als evaneszente Welle, d.h. als Welle, die sich nicht ausbreitet, sondern exponentiell abklingt,⁹ in den Luftraum eindringen, ihn bei geeigneter Dicke durchdringen, und an der Metall-Luft-Grenzschicht Oberflächenplasmonen anregen.

Dazu muß, wie Otto zeigte, der Luftspalt zwischen Metall und Prisma zwischen 4000 und 6000nm dick sein, was die praktische Umsetzung dieser Versuchsanordnung erschwert. (Eine Begründung, warum die Schicht nicht dünner als 4000nm sein kann, kann man sich anhand von Abschnitt 2.3 überlegen.)

Einige Jahre später nutzte E.Kretschmann aus, daß die evaneszente Welle

⁹Die Physik zu evaneszenten Wellen bei Totalreflexion kann z.B. in dem Buch von Zinth und Körner: Optik im Kapitel 2.5.4 „Totalreflexion und evaneszente Wellen“ nachgelesen werden und soll deshalb hier nicht weiter ausgeführt werden. Es wird nur kurz an einen Versuch erinnert, der auf dem gleichen Effekt beruht: Läßt man Licht auf eine Glasplatte mit einem Winkel größer als dem der Totalreflexion einfallen, so sieht man zunächst keinen transmittierten Strahl. Führt man aber eine zweite Glasplatte sehr nahe heran, so kann man die evaneszente Welle auskoppeln und damit sichtbar machen.

auch eine dünne Silberschicht durchdringen kann und vertauschte die Reihenfolge der Schichten. Bei der sogenannten KRETSCHMANN-Konfiguration (vgl. Abb. 2.10) fällt das Licht ebenfalls jenseits des Winkels der Totalreflexion durch ein Prisma ein. Danach trifft das Licht auf die Silberschicht und kann aber an dieser Grenzfläche, wie am Ende des letzten Abschnittes 2.2.4 erklärt wurde, keine Oberflächenplasmonen anregen. Da die evaneszente Welle eine dünne Silberschicht durchdringen kann, kann sie jedoch, analog zur Ottokonfiguration, an der nächsten Grenzfläche, dem Metall- Luft- Übergang, Oberflächenplasmonen anregen.

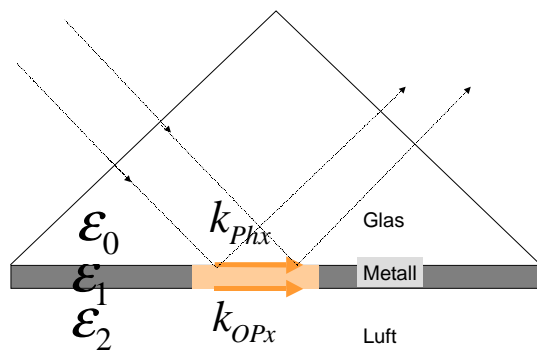


Abb. 2.10: Prinzip der Kretschmannkonfiguration: Licht fällt durch ein Prisma aus einem Dielektrikum mit höherem Brechungsindex als Luft auf eine dünne Metallschicht, die evaneszente Welle durchdringt diese und regt an dem folgenden Metall-Luft-Übergang Oberflächenplasmonen an. Ebenso wie bei der Ottokonfiguration stimmt bei einer festen Frequenz die x -Komponente des Wellenvektors des Photons mit dem Wellenvektor des Oberflächenplasmons überein, und die Anregung findet am Übergang zwischen dem Metall zur Luft statt.

Wegen der deutlich einfacheren Realisierbarkeit wird meist die Kretschmannkonfiguration bevorzugt, so auch in diesem Versuch. Will man aber dicke Metallfilme untersuchen, so kann nur die Ottokonfiguration verwendet werden.

Anregungsbedingungen

Nun soll betrachtet werden, unter welchen Bedingungen eine Anregung in der Kretschmannkonfiguration möglich ist.

Für das Licht im Prisma gilt $\vec{k}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_0$ (vgl. Gleichung (2.1)). Relevant für die Anregung ist aber nur der Anteil in x -Richtung und dieser ergibt sich zu $k_x = |\vec{k}| \sin\alpha$, wobei unter α der Einfallswinkel (d.h. der Winkel zu Flächennormalen) verstanden wird. Unter dem Winkel, bei dem für ein festes ω

$$k_{\text{Oberflächenplasmon}} = |\vec{k}| \sin\alpha \quad (2.5)$$

erfüllt ist, wird ein Oberflächenplasmon angeregt.

Als weitere Anregungsbedingung ergibt sich, daß auch die Kopplung der elektrischen und magnetischen Felder über die Grenzfläche hinweg möglich sein muß. Da Oberflächenplasmonen transversale H -Wellen sind, besitzen sie eine elektrische Feldkomponente in der Ausbreitungsrichtung; dies bedeutet aber, daß auch das anregende Licht solch eine Feldkomponente besitzen muß.

Die Polarisation jeder Lichtwelle kann als Linearkombination von zwei verschiedenen Polarisationsrichtungen (s- und p-polarisiert)¹⁰ dargestellt werden. Dabei hat nur der **p-polarisierte** Anteil eine E -Komponente in Ausbreitungsrichtung, d.h. nur dieser Anteil kann Oberflächenplasmonen anregen, und das restliche Licht wird reflektiert.

Zusammenfassung

Die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen an einer Grenzfläche zwischen einem Dielektrikum und einem Metall lautet:

$$k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\right).$$

Eine Auswertung dieser Gleichung führt zu dem Ergebnis, daß es keinen Schnittpunkt zwischen der Dispersionskurve der Oberflächenplasmonen und der Lichtgeraden des Dielektrikums geben kann. Eine optische Anregung von Oberflächenplasmonen an dieser Grenzfläche ist direkt nicht möglich. Führt man eine dritte Schicht, aus einem optisch dichteren Material, ein, so wird eine Anregung möglich, solange der evaneszente Teil des Lichts die mittlere Schicht durchdringen kann. Diesen Effekt nutzen die OTTO- und die KRETSCHMANN-Konfiguration, die sich nur in der Reihenfolge der Schichten unterscheiden.

Um ein Oberflächenplasmon durch Photonen in einer dieser Konfigurationen anzuregen, muß

$$k_{\text{Oberflächenplasmon}} = k_{x_{\text{Photon}}} = |\vec{k}_{\text{Photon}}| \sin \alpha \quad (2.6)$$

erfüllt sein, wobei mit α der Einfallswinkel des Lichtes gegen die Flächennormale bezeichnet wird.

Desweiteren kann nur der p-polarisierte Anteil des Lichtes Oberflächenplasmonen anregen, da diese transversale H -Wellen sind.

Im Abschnitt 2.2.5 wurden Möglichkeiten vorgestellt, wie man ein Oberflächenplasmon mit einer Lichtwelle anregen kann, die durch ein Prisma einfällt. Es soll aber wenigstens kurz erwähnt werden, daß es noch mehrere andere

¹⁰Fällt Licht auf eine Fläche, so bezeichnet man die Ebene, in der der Ausbreitungsvektor und die Flächennormale liegt, als Einfallsebene. Unter s-polarisiert versteht man dann eine Welle, deren E -Feldvektor senkrecht zur Einfallsebene steht, und dementsprechend bezeichnet man eine Welle, deren E -Feldvektor parallel zur Ebene steht, als p-polarisiert.

Möglichkeiten der Anregung gibt. Mit Hilfe eines Gitterkopplers kann man den k_x - Anteil des Lichtes um den Gittervektor verlängern und so eine Anregung ermöglichen. Lokal kann man Oberflächenplasmonen auch mit den evaneszenten Wellen anregen, die aus einem Lichtleiter austreten, dessen Spitze kleiner ist als die Wellenlänge des Lichtes. Daneben besteht noch die Möglichkeit, Oberflächenplasmonen mit Hilfe von Elektronen anzuregen.

2.3 Die abgeschwächte Totalreflexion (ATR) als Methode zur Detektion von Oberflächenplasmonen

Im letzten Kapitel wurden die Eigenschaften der Oberflächenplasmonen beschrieben und es wurde erklärt, wie sie im Praktikumsversuch angeregt werden. Bisher wurde jedoch nicht dargestellt, wie man die Anregung detektieren kann. Deshalb soll in diesem Kapitel dargestellt werden, welche Konsequenzen die Anregung der Oberflächenplasmonen hat und wie man diese Konsequenzen nutzen kann, um diese Anregung zu detektieren.¹¹

Aus den gleichen Gründen, aus denen man die Oberflächenplasmonen nicht mit Licht anregen kann, können sie bei einem idealen Film auch nicht in den Luftraum abstrahlen. Bei einem realen Film können die Plasmonen jedoch an einer Rauheit der Oberfläche gestreut werden und dann in den Luftraum abstrahlen. Bei großen Intensitäten kann man dieses Abstrahlen als Leuchten auf der Rückseite des Filmes beobachten; im sichtbaren Bereich kann man dies sogar mit bloßen Auge sehen. Diese Methode ist aber nur für eine Messung geeignet, die entsprechend hohe Intensitäten des einfallenden Lichtes verwendet.

Um die Dispersionsrelation zu vermessen, ist es günstiger, nicht das transmittierte, sondern das reflektierte Licht zu messen. Da bei der Anregung des Oberflächenplasmons die Energie des einfallenden Lichtes an das Plasmon übertragen wird, fehlt diese dann im reflektierten Licht. Das bedeutet, man kann das von der Silberschicht reflektierte Licht detektieren und die Anregung der Oberflächenplasmonen als ein Minimum der Reflektivität erkennen. Dieses Meßverfahren wird als **ATR** (**A**ttenuated **t**otal **r**eflection bzw. **a**bschwächte

¹¹ Alle Aussagen in den bisherigen Abschnitten bezogen sich auf Oberflächenplasmonen, also auf eine Ladungswelle die sich entlang einer Grenzfläche zwischen zwei Medien ausbreitet und nicht auf das einfallende Licht, das erst in diesem Abschnitt eingeführt werden soll. Selbstverständlich können die Aussagen über die Maxwell'schen Gleichungen aus den bisherigen Abschnitten auch auf das einfallende Licht angewendet werden, denn sowohl das Licht als auch das Plasmon kann als ebene Welle angesetzt werden. Aber das Plasmon hat einen komplexen Wellenvektor und wird in beiden Medien stark gedämpft, daher die Lokalisierung an der Oberfläche. Das Licht ist dagegen eine transversale, quasi ungedämpfte Welle. Eine scharfe Unterscheidung zwischen dem Plasmon und der einfallenden Welle ist für das Verständnis der Theorie unumgänglich.

Totalreflexion) bezeichnet.

Im folgenden soll das reflektierte Licht in der KRETSCHMANN- Konfiguration berechnet werden. Dies gelingt mit Hilfe der Fresnelschen Formeln, die Plasmonenanregungen zwar nicht explizit enthalten, aber durch die richtige Ausnutzung von Materialgrößen und Übergangsbedingungen implizit richtig wiedergeben. In diesem Bild entsteht das Minimum in der reflektierten Intensität durch destruktive Interferenz von Licht, das an den beiden Grenzflächen reflektiert wird. Dabei existiert eine Dicke der Silberschicht, bei der die Auslöschung optimal ist, da die reflektierten Strahlen, die gleiche Intensität besitzen. Es gibt also eine Dicke, bei der das Minimum der Reflektivität besonders stark ausgeprägt ist. Der Silberfilm ist dann gerade so dünn, daß er vor dunklem Hintergrund verspiegelt erscheint, aber violett durchscheinend, wenn man ihn gegen das Licht hält.

Das bedeutet, daß man an dem Minimum der Reflektivität erkennen kann, ob Oberflächenplasmonen angeregt wurden. Dieser Effekt soll im Versuch ausgenutzt werden, um die Anregung der Oberflächenplasmonen zu detektieren. Dazu soll im folgenden die **Reflektivität** berechnet werden.

Fällt eine p-polarisierte Welle auf eine Grenzfläche, so wird sie zum Teil reflektiert und ansonsten transmittiert.

Die **Reflektivität** R wird dabei definiert als $\left(\frac{E_{\text{reflektiert}}}{E_{\text{eingefallen}}}\right)^2$ und ergibt sich für ein System aus drei Schichten, von denen die äußeren als unendlich ausgeht angenommen werden, aus den Fresnelschen Formeln (vgl. Anhang A.5) zu:

$$R = \left(\frac{E_{r_{012}}}{E_0}\right)^2 = \left(r_{01} + \frac{t_{01}r_{12}r_{10}r_{12}t_{10}e^{-2idk_{z1}}}{1 - r_{01}r_{12}e^{-2idk_{z1}}}\right)^2 = \left(\frac{r_{01} + r_{12}e^{-2idk_{z1}}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-2idk_{z1}}}\right)^2 \quad (2.7)$$

Dabei ist $r_{ab} = \frac{\varepsilon_a \tan \alpha_a - \varepsilon_b \tan \alpha_b}{\varepsilon_a \tan \alpha_a + \varepsilon_b \tan \alpha_b}$ (vgl. Anhang A.5).

Da die verschiedenen Winkel α_0, α_1 und α_2 in den jeweiligen Medien über das Gesetz von Snellius mit einander verknüpft sind, ist die Reflektivität eine Funktion des Einfallswinkels α . An der Gleichung kann man erkennen, daß es noch vier weitere Parameter gibt: die drei dielektrischen Funktionen und die Dicke d der mittleren Schicht. Die dielektrischen Funktionen sind Funktionen der Frequenz ω . Insgesamt ist also R eine Funktion $R(d, \omega, \alpha)$.

Um zu erkennen, daß die Reflektivität ein einzelnes Minimum aufgrund der Oberflächenplasmonenanregung besitzt, müßte man aufwendige Näherungen betreiben. Hier wurde stattdessen ein Programm geschrieben, das den Reflexionsgrad R als Funktion des Einfallswinkels α für ein gegebenes d und gegebene Wellenlänge λ berechnet und anzeigt, wobei Literaturwerten für die dielektrischen Funktionen verwendet werden.

Mit Hilfe dieses Programms, das auf der Gleichung (2.7) basiert, erkennt man, daß die Position des Minimums wie erwartet von der anregenden Energie, also von ω abhängt (vgl. dazu Abb. 2.11).

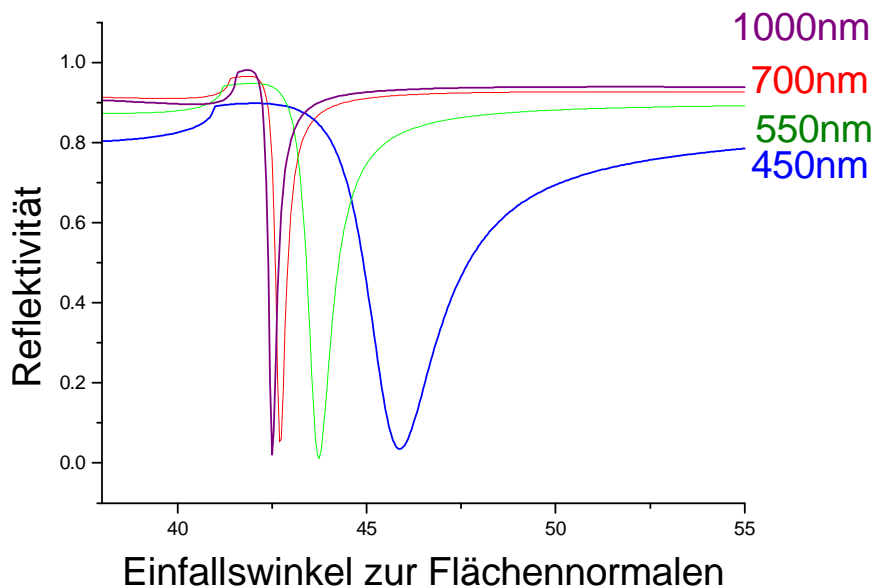


Abb. 2.11: Die theoretisch berechneten Reflektivitätskurven für eine Silberschicht der Dicke 50nm beim Einfall von Licht verschiedener Wellenlänge.

Wenn man die reflektierte Intensität des Lichtes mißt, kann man aus dem Winkel, bei dem es zum Minimum kommt, den Realteil des Wellenvektors der Oberflächenplasmonen in Abhängigkeit von der Frequenz bestimmen.

Zusammenfassung

Die Anregung von Oberflächenplasmonen kann erkannt werden, indem man die Reflektivität bei fester Frequenz ω für alle Winkel vermißt. Kommt es zur Anregung, dann weist die Reflektivität ein Minimum auf, das durch die destruktive Interferenz des an der Oberseite reflektierten Strahles, mit dem von den Oberflächen in die Silberschicht abgestrahlten Lichtes entsteht. Die Gestalt des Minimums hängt dabei von der Dicke der mittleren Schicht ab.

Kennt man den Winkel, unter dem die Anregung der Oberflächenplasmonen stattfindet, so kann man daraus den Wert von k_x des Lichtes bestimmen, der mit dem $k_{\text{Oberflächenplasmon}}$ übereinstimmt. Aus der Wellenlänge des auftreffenden Lichtes kann dann die Frequenz des Lichtes und des Oberflächenplasmons berechnet werden. Daraus erhält man ein Wertepaar der gesuchten Dispersionsrelation. Variiert man danach die Wellenlänge des einfallenden Lichtes, so ergibt sich aus den Meßpunkten ein Teil der Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen.

Kapitel 3

Der Aufbau des Versuches

In diesem Kapitel werden die einzelnen Bausteine des Versuches und ihre Bedeutung für den Versuch erklärt. Dabei orientiert sich die Reihenfolge daran, wie grundlegend der Bestandteil für den Versuch ist und nicht an der Reihenfolge der Justage. So werden zunächst alle Gegenstände eingeführt, die die Idee der Messung verwirklichen, wie die Probe, die Lampe, der Monochromator und das Goniometer.

Danach folgen die Bestandteile, deren Notwendigkeit und Art des Einsatzes sich aus den Anregungsbedingungen der Oberflächenplasmonen, sowie aus den Eigenschaften des Monochromators und des Goniometers ergeben, also die Linsen, Filter und das Prisma.

Zum Schluß werden die Geräte eingeführt, die die Meßgenauigkeit erhöhen, wie der Chopper und der Lock-In- Verstärker, oder die, wie der Computer, dazu beitragen, die Messung einfacher und komfortabler zu machen.

Dabei wird hier sozusagen ein Idealaufbau vorgestellt, so daß Sie einige Diskrepanzen zwischen den hier vorgestellten Ideen und dem tatsächlichen Aufbau feststellen können. Aber es ist im realen Experimentieren nun einmal so, daß der ideale Platz für einen Filter manchmal nicht genug Freiraum bietet, um ihn wirklich dort aufzustellen.

Immer wenn Sie beim Experimentieren eine Abweichung feststellen, können Sie sich überlegen, welche der äußeren Bedingungen es nötig machten, das Ideal aufzugeben. Vielleicht gelingt es Ihnen ja auch einen Weg zu finden, dem Ideal näher zu kommen, als die Justageanleitung.

Die Justageanleitung ist nur eine der Möglichkeiten, diesen Versuch aufzubauen, und das Kapitel 3 der Versuchsanleitung sollte Sie in die Lage versetzen, von der Justageanleitung abzuweichen und Ihren eigene Ideen zu verwenden. Wenn Sie dabei eine Verbesserung finden, so wird diese auch gerne in die Justageanleitung aufgenommen.

3.1 Aufbau der Probe

Zur Anregung der Oberflächenplasmonen in der Kretschmann-Konfiguration benötigt man als Probe ein Dreischichtsystem (vgl. 2.2.5) aus Luft, Silber und einem durchsichtigen Material mit höheren Brechungsindex als Luft (hier Glas der Sorte BK7).

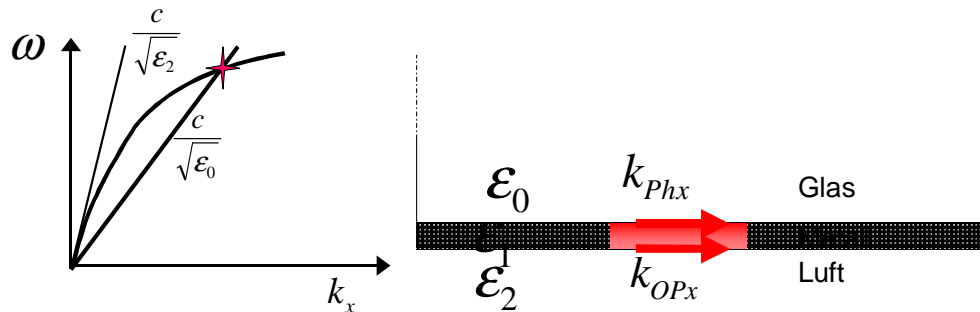


Abb. 3.1: Der prinzipielle Aufbau der KRETSCHMANN- Konfiguration

Um die Silberschicht der Probe herzustellen, wird ein Glassubstrat in einer Aufdampfanlage bei möglichst gutem Vakuum bedampft. Dabei wird ein Silberdraht erhitzt, das Silber verdampft und schlägt sich gleichmäßig auf dem Glassubstrat und einem Piezokristall nieder, mit dessen Hilfe die Schichtdicke gemessen wird.

Die optimale Dicke der Schicht für diesen Versuch kann man bestimmen, indem man die Formel (2.7) mit einem Computerprogramm danach auswertet, wann das Minimum am stärksten ausgeprägt ist. Ein Programm dazu existiert unter dem Namen ATR. Wenn Sie es aufrufen, werden Sie feststellen, daß das Minimum nur für bestimmte Schichtdicken erkennbar ist. Um eine Vorstellung von der Dicke zu bekommen folgender Hinweis: Eine Silberschicht der richtigen Dicke ist so dünn, daß sie bei dunklen Hintergrund verspiegelt erscheint, aber violett durchscheinend, wenn man sie gegen das Licht hält.

Glassubstrat, Silberschicht und Luft bilden nun schon ein 3-Schicht-System

und dennoch kann man damit keine Oberflächenplasmonen anregen, da der Zweck der Glaschicht nicht erfüllt werden kann (vergleichen Sie dazu das Kapitel „Anregungsbedingungen“.)

Frage 1 : *Warum kann nach den Übergangsbedingungen der Wellenvektor k_x des einfallenden Lichtes auch bei schrägem Einfall durch eine planparallele Platte nicht verlängert werden?*

Man muß also ein Glasobjekt verwendet, bei dem das Licht durch eine Fläche einfällt, die *nicht* parallel zur Silberschicht ist, z.B. ein Prisma.

Anstelle das Prisma selbst zu bedampfen, was durch seine Größe schwierig wird, bedampft man einen Objektträger (ein Glasplättchen, das z.B. zum Mikroskopieren verwendet wird) und verbindet ihn mit dem Prisma. Eine ölarartige Flüssigkeit (**Indexmatchingfluid** bzw. **Immersionsöl**), die denselben Brechungsindex wie Glas hat, verhindert eine weitere Brechung am Übergang zwischen Prisma und Glasplättchen. Durch das Immersionsöl haften die beiden Komponenten auch leicht aneinander. Das Prisma und das mit Silber beschichtete Glassubstrat bilden so verbunden die Probe; die dritte Schicht ergibt sich daraus, daß die Silberschicht in den Luftraum zeigt.

3.2 Monochromator und Lichtquelle

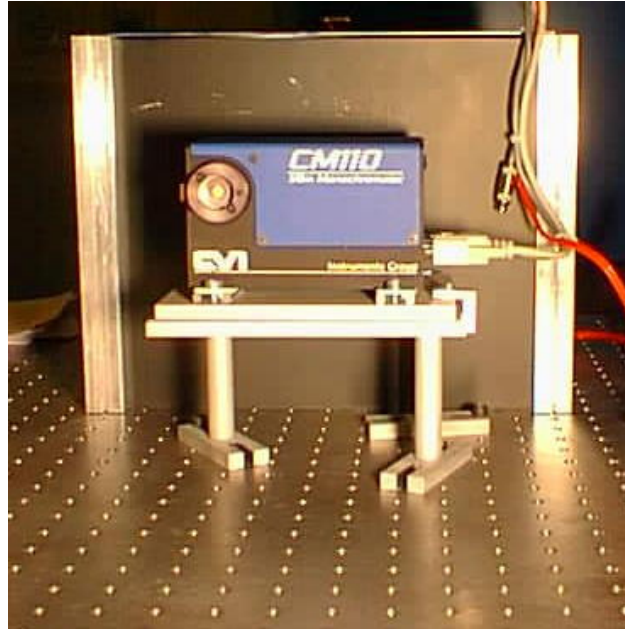


Abb. 3.2: Ein Photo des im Versuch verwendeten Monochromators

Grundsätzlich soll bei diesem Versuch die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen gemessen werden. Dazu muß die Energie des Lichtes $\hbar\omega$ und die Projektion der Wellenvektors auf die Grenzfläche k_x variiert werden. Die Energie des einfallenden Lichtes ist durch die Wellenlänge festgelegt und k_x ändert sich, wenn das Licht unter verschiedenen Winkeln auf die Probe fällt.

Deshalb ist der Versuch folgendermaßen aufgebaut: In jeder Messung wird, bei einer konstanter Wellenlänge, der Winkel zur Flächennormalen, unter dem das Licht einfällt, von 0 bis 60 Grad variiert. Dies wird mit etwa zwölf Wellenlängen im Bereich von 400nm bis 1000nm durchgeführt.

Das heißt, daß das einfallende Licht monochromatisch sein muß. Dies erreicht man z.B. durch verschiedene Laser oder hier durch eine Weißlichtlampe und einen Monochromator.

Im Licht der **Weißlichtlampe** sind alle Wellenlängen dieses Bereiches vorhanden und mit dem **Monochromator** wählt man davon einen möglichst kleinen Wellenlängenbereich aus. Im Monochromator fällt das Licht durch einen Spalt und mehrere Spiegel auf ein Gitter und dann über andere Spiegel auf den Austrittsspalt. Durch die Reflexion am Gitter entsteht ein Beugungs- und Interferenzbild, bei dem die Maxima der verschiedenen Wellenlängen zu un-

terschiedlichen Winkeln auftreten. Wird das Gitter gedreht, dann bewegt sich das Beugungsbild und auf den Austrittsspalt fällt das erste Maximum eines, durch die Ausrichtung des Gitters festgelegten Wellenlängenbereiches, und nur das Licht dieses Bereiches kann den Monochromator verlassen; der Rest des Lichtes beleuchtet die Innenwand des Monochromators. Deshalb muß er präzise einjustiert werden, so daß das Licht senkrecht ein- und ausfällt. Dies führt dazu, daß die Monochromatoren üblicherweise, wenn man den Aufbau wechselt, nicht bewegt werden, auch wenn deshalb alle anderen Geräte neu justiert werden müssen. Der hier verwendete Monochromator soll aber nach jedem Versuch abgebaut werden. Um Ihnen die langwierige Justage zu ersparen, wurde der Monochromator auf einen speziellen Tisch montiert, der die Justage erleichtert.

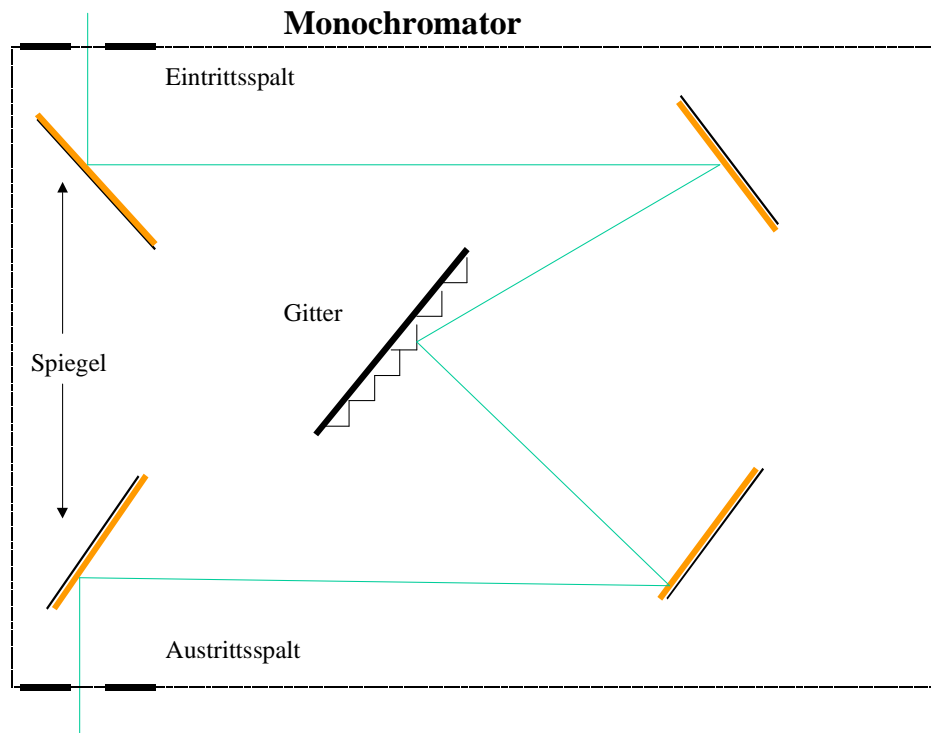


Abb. 3.3: Schematischer Aufbau eines Monochromators

Bei hohen Wellenlängen tritt das Problem auf, daß die Maxima erster Ordnung mit den Maxima zweiter Ordnung der halben Wellenlänge zusammen fallen. D.h. stellt man den Monochromator auf $1000nm$ (nahes Infrarot) ein, so sieht man, daß auch grünes Licht austritt. Bei dem hier gewünschten Wellenlängenbereich von $350nm$ bis $1000nm$ kann man das Problem durch einen Filter lösen, der alle Wellenlängen unterhalb von $500nm$ absorbiert.

Ein Monochromator kann rein mechanisch eingestellt werden; bequemer ist es, ihn über eine Schnittstelle mit einem Computer zu verbinden und von dort

aus zu steuern.

Da der Monochromator nur einen kleinen Wellenlängenbereich durchläßt, verliert man durch ihn fast alle Intensität. Deshalb muß die Lichtquelle eine Birne mit hoher Leistung haben, die den Wellenlängenbereich von nahem Ultraviolett bis nahem Infrarot umfasst. Will man bei tieferen Wellenlängen anregen, so darf die Lampe keinen normalen Glaskörper haben, sondern einen aus Quarzglas, weil Glas alle Wellenlängen unter 380nm absorbiert.

Frage 2 : *Im Anhang finden Sie drei Spektren von Lichtquellen. Welche Lampe würden Sie auswählen, wenn alle dieselbe Leistung hätten? Wenn man das Spektrum einer dieser Lampen mit dem Monochromator ausmessen würde, würde man dann denselben Graphen wie im Anhang erhalten?*

3.3 Das Goniometer

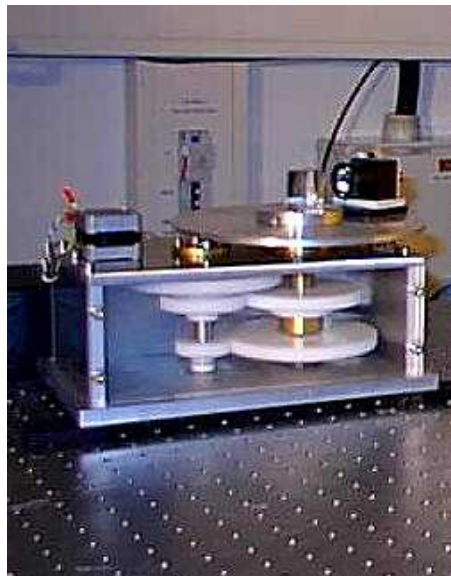


Abb. 3.4: Ein Photo des für diesen Versuch konstruierten Goniometers, mit Prisma und Detektor. Am linken Rand erkennt man den Schrittmotor, der über mehrere Wellen die Teller antreibt.

Als zweites muß erreicht werden, daß das Licht unter verschiedenen Winkeln auf die Silberschicht fällt und der reflektierte Strahl dabei auf den Detektor trifft.

Dazu wird die Probe auf einem Drehteller montiert und dieser durch einen Schrittmotor gedreht. Ein **Schrittmotor** ist grundsätzlich genauso aufgebaut wie ein Gleichstrommotor, aber er besitzt anstelle der üblichen zwei Spulen mindestens vier. Im Motor dreht sich ein Magnetkern zwischen Spulen, die beim Gleichstrommotor passend umgepolt werden, damit der Motor gleichmässig

läuft. Bei einem Schrittmotor werden vom Prinzip her die Spulen so umgepolt, daß sich der Magnetkern um einen festen Winkel z.B. 22,5 Grad dreht und dann stehen bleibt, bis die Spulen wieder umgepolt werden. Deshalb benötigt der Schrittmotor auch vier Spulen, weil er den Motor durch zwei gleichgepolte Spulen in einer Zwischenposition hält und dann eine von beiden umpolt, so daß der Motor sich um 22,5 Grad weiterdreht.

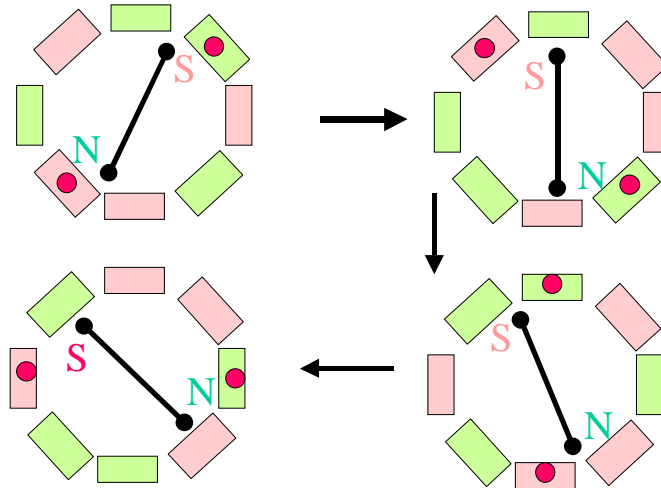


Abb. 3.5: Schemazeichnung der Spulen des Schrittmotors. Die rosa gefärbten Flächen sollen einen magnetischen Südpol und grünen einen Nordpol andeuten. Der rote Punkt bedeutet, daß sich diese Spule im nächsten Schritt umpolt.

Mit einer geeigneten Übersetzung kann man den Motor so konstruieren, daß sich die Welle, die er antreibt, bei jedem Strompuls immer um einen festen Winkel, z.B. 1 Grad, weiterdreht.

Schrittmotoren werden immer dann eingesetzt, wenn eine Probe oder ein Gerät durch einen Computer präzise positioniert werden soll; denn läßt man den Schrittmotor eine feste Anzahl Schritte laufen, so weiß man genau, um wieviel Grad er sich bewegt hat und man kann ihn sehr genau in die vorherige Position zurückfahren. In den meisten Versuchen benutzt man Schrittmotoren, um Geräte und Proben zu verschieben, indem man den Motor die Gewindestange eines Verschiebetisches drehen lässt; in diesem Versuch treibt der Schrittmotor einen Drehteller über ein Getriebe direkt an.

Will man den Drehtisch durch einen Computer steuern, so braucht man, neben einem solchen Motor eine **Motoransteuerung**, die über eine Schnittstelle die Information bekommt, wie sich der Motor drehen soll und dann die Spulen passend unter Strom setzt. Einen solchen Drehtisch bezeichnet man als **Goniometer**.

Frage 3 Neben dem Schrittmotor im Goniometer, befindet sich noch ein zweiter Schrittmotor im Versuchsaufbau. In welchem der anderen Geräte könnte er Einsatz finden?

In diesem Versuch soll die Intensität des von der Probe reflektierte Lichtes gemessen und der Detektor entsprechend positioniert werden. Da sich der reflektierte Strahl, wenn sich das Prisma dreht, um den doppelten Winkel bewegt, muß ein Goniometer mit zwei Tellern verwendet werden, bei dem sich der innere Teller (mit der Probe) halb so schnell dreht wie der äußere Teller (mit dem Detektor).

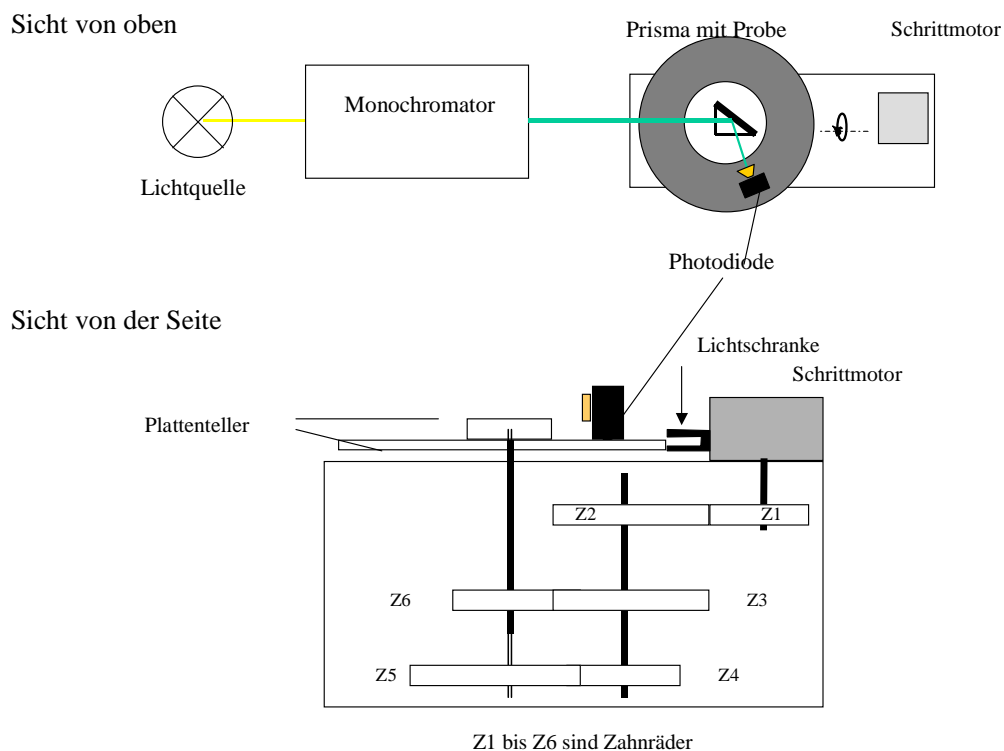


Abb. 3.6: Die Grundelemente des Versuches und der Aufbau des Goniometers

Frage 4 In Abb. 3.6 ist eine schematische Zeichnung des Goniometers zu sehen. Von der Motorwelle aus wird über Zahnrad Z1 und Z2 eine Zwischenwelle gedreht, die wiederum über die Zahnräder Z3 und Z6 die Welle mit dem Detektorteller dreht. Über die Zahnräder Z4 und Z5 dreht die Zwischenwelle auch den Probenteller. Welche Bedingungen müssen die Zahnräder erfüllen, damit sich der Detektor doppelt so schnell dreht wie die Probe, und damit die Probe sich um ein $0,05$ Grad dreht, wenn sich der Motor um $0,9$ Grad dreht?

Der Schrittmotor im Goniometer kann Befehle vom Computer erhalten, aber keine an ihn zurücksenden. Insbesondere kann man so nicht feststellen, auf welcher Position das Goniometer gerade steht. Um dennoch eine definierte Nullposition zu erhalten, ist in der Ansteuerung vorgesehen, daß der Motor auf einen Schalter reagieren kann. Das heißt, der Motor kann folgende Befehle bearbeiten: „Gehe n Schritte links/rechts unabhängig davon, ob der Schalter geschlossen ist“ und „Gehe n Schritte links/rechts, aber wenn der Schalter geschlossen wird, bleib sofort stehen“.

Am Goniometer wurde eine Lichtschranke angebracht, die als Schalter dient. Damit arbeitet das Goniometer während der Messung folgendermaßen: Vor jeder Messung fährt das Goniometer solange bis die Lichtschranke geschlossen wird, und danach geht es eine feste Anzahl von Schritten, bis die Probe so steht, daß die Silberschicht den einfallenden Strahl in sich selbst reflektiert. Diese Anzahl der Schritte wird vor der Messung mit Hilfe eines speziellen Programms zur Kalibrierung festgelegt.

3.4 Der Detektor

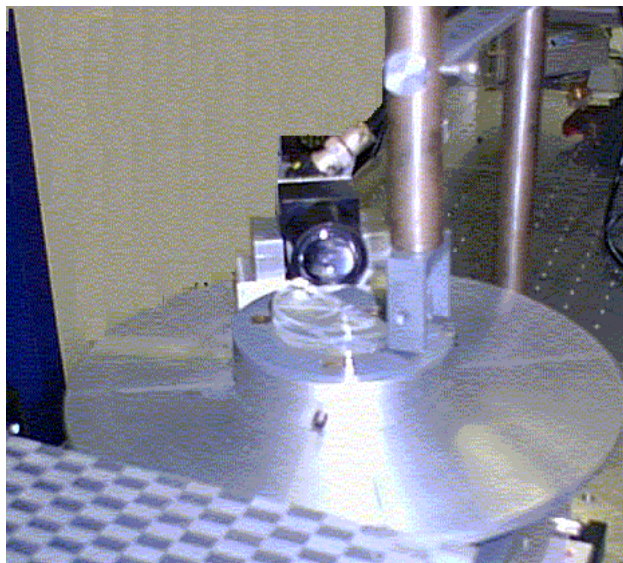


Abb. 3.7: Ein Photo des Detektors der auf dem äußeren Teller des Goniometers montiert wird.

Als Detektor wird eine vorverstärkte **Siliziumphotodiode** verwendet. Diese wird mit einer Spannung von 12 V versorgt und verstärkt das Signal, bevor es ausgelesen wird. Das Signal ist aber dennoch so klein, daß ein weiterer externer Verstärker benötigt wird.

Das Teilen der Verstärkung ist sinnvoll, da es günstig ist, zunächst einmal direkt bei der Photodiode zu verstärken, damit das Signal groß gegenüber dem

Rauschen wird das im Kabel entsteht, und die restliche Verstärkung mit einem externen Verstärker zu erreichen.

Die Vorverstärkung hat aber auch Nachteile: Da die Möglichkeiten des in die Photodiode eingebauten Vorverstärkers zum Verstärken begrenzt sind, ist die Verstärkung nur bis zu einem gewissen Grad linear. Man muß deshalb den Verstärkungsfaktor beim größten zu detektierenden Signal einstellen. Außerdem bedeutet eine Vorverstärkung auch immer zusätzliches Rauschen infolge des Vorverstärker-rauschens. Also muß man einen Mittelweg zwischen Verstärkung und Verschleierung des Signals durch Rauschen finden.

3.5 Polarisator, Linsen und Blende

3.5.1 Der Polarisationsfilter

Aus der Theorie ergibt sich, daß nur der **p-polarisierte Anteil des Lichtes die Oberflächenplasmonen anregt**. Deshalb muß man einem Polarisationsfilter einsetzen, um die anderen Anteile des Lichtes abzuschirmen.

Frage 5 *Wie wird die Messkurve aussehen, wenn man den Polarisationsfilter nicht einsetzt, bzw. wenn man ihn um 90 Grad gedreht einbaut?*

Den **Polarisationsfilter** könnte man theoretisch überall einbauen, aber da durch ihn ein großer Teil der Intensität verloren geht und man daher hinter ihm den Strahl schlechter justieren kann, sollte man ihn erst kurz vor oder nach der Probe einsetzen.

3.5.2 Die Linsen vor dem Goniometer

Das Minimum in der Reflexion tritt nur in dem sehr engen Winkelbereich auf, in dem die Oberflächenplasmonen angeregt werden. Das bedeutet, daß das Licht unbedingt parallel auf die Probe einfallen muß.

Denn schon bei einer kleinen Divergenz des Lichtes, das auf die Silberschicht trifft, tritt nicht nur ein Einfall unter den Winkeln, bei denen Anregung möglich ist, auf, sondern auch unter anderen Winkeln. Dieses Licht wird aber vollständig reflektiert und verschleiert somit das Minimum. Licht, das aus einer ausgedehnten Lichtquelle stammt, läßt sich aber nie vollständig fokussieren oder parallelisieren. Das beste Ergebnis erzielt man, wenn man den Strahl so gut wie möglich parallelisiert und dann durch eine **Blende** den divergenten Teil des Lichtes ausblendet (vgl. Abb.3.8). Diese Blende sollte möglichst nah an der Probe aufgestellt werden. Vor der Probe muß der Strahl also durch eine Linse (die Fokulinse) fokussiert werden und dann durch eine andere Linse (die Probenlinse) parallelisiert werden. Die Probenlinse sollte möglichst kurzbrennweitig sein, damit der parallele Strahl möglichst schmal wird.

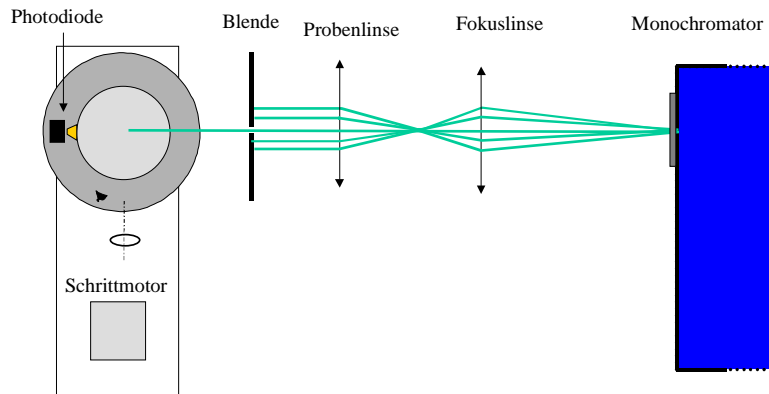


Abb. 3.8: Der Strahlengang vor der Probe

Zum Monochromator:

Betrachtet man den bisherigen Aufbau, so erkennt man, daß durch Monochromator und Polarisator viel Intensität verloren geht. Man kann aber gleichzeitig die Leistung der Lampe nicht beliebig vergrößern, da die Lampe sonst zu heiß wird. Durch eine geschickte Justage von Spiegeln und Linsen kann man versuchen, möglichst viel Leistung auszunutzen.

Sowohl für die Auflösung des Monochromators als auch für die Intensität des ausfallenden Lichtes ist es am besten, wenn Eintritts- und Austrittsspalt gleich groß sind und das Gitter vollständig ausgeleuchtet wird. Dies erreicht man, wenn man das Licht auf die Spalte unter dem Winkel fokussiert, für den der Monochromator gebaut wurde.

Die Hersteller geben deshalb den **F# Faktor** der Linsen an, mit denen das Licht im richtigen Winkel fokussiert wird. Dieser ist definiert als $F\# = \text{Brennweite}/\text{Durchmesser}$ der Linse und legt somit den Einfallswinkel fest.

Frage 6 Welcher Zusammenhang besteht zwischen $F\#$ Faktor und Einfallswinkel?

Damit die Linse das Licht auch wirklich unter diesem Winkel auf den Spalt fokussiert, muß das Licht aus der Lampe vorher, wie in Abb. 3.10 dargestellt, durch eine Linse (die Lampenlinse) parallelisiert werden und danach durch eine Linse mit passenden $F\#$ -Faktor (die Monochromatorlinse) auf den Spalt fokussiert werden.

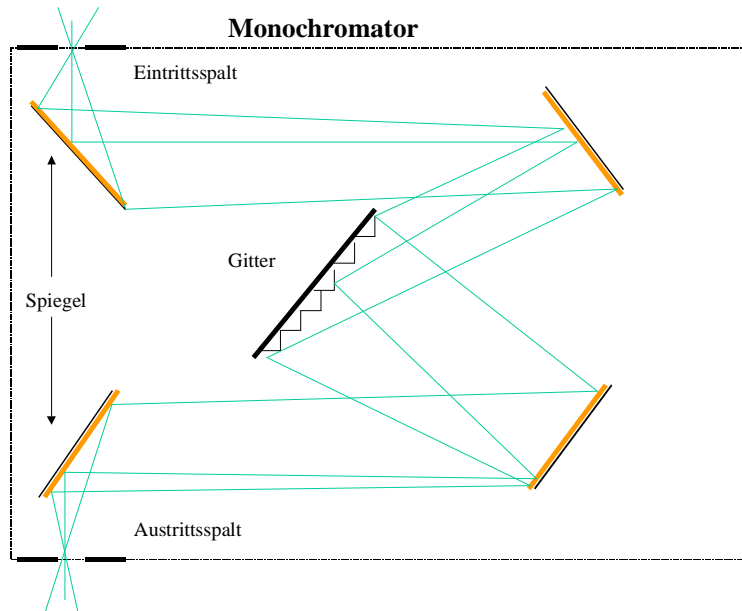


Abb. 3.9: Strahlengang eines Strahlenbündels durch den Monochromator

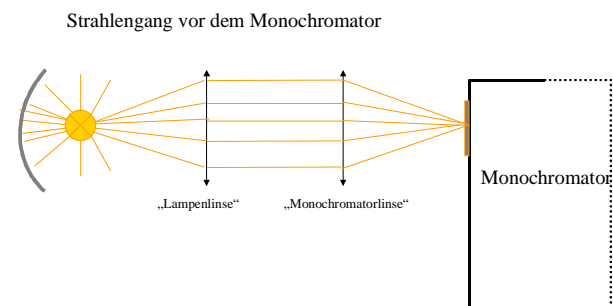


Abb. 3.10: Der Strahlengang vor dem Monochromator: Das Licht der Lampe wird zunächst parallelisiert und leuchtet die zweite Linse vollkommen aus. Da diese den richtigen $F\#$ Faktor besitzt, wird das Licht im richtigen Winkel auf den Monochromator fokussiert.

Zur Lampe:

Die Lampe strahlt zunächst in alle Richtungen ab, wenn man aber mit einem gewölbten Spiegel das nach hinten abgestrahlte Licht wieder in die Quelle fokussiert (vgl. Abb 3.11), so verliert man an dieser Stelle weniger Intensität.

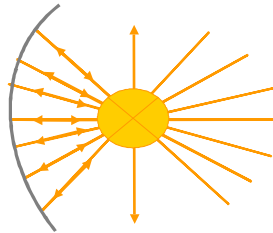


Abb. 3.11: Durch einen gewölbten Spiegel hinter der Lampe wird das Licht wieder in diese fokussiert und erhöht die nutzbare Intensität der Lampe.

Trotzdem ist der Strahl weiterhin sehr breit, so daß die beiden Linsen von großem Durchmesser sein sollten, um möglichst viel Licht in den Monochromator zu fokussieren.

Frage 7 Wenn Sie folgende Linsen zur Verfügung hätten welche würden Sie verwenden und an welcher Stelle? (Nehmen Sie an daß der Monochromator einen $F\#$ - Faktor von 3,3 erwartet). Spielen außer dem $F\#$ - Faktor auch andere Kriterien bei der Linsenauswahl eine Rolle?

	Brennweite	Durchmesser	$F\#$ -Faktor
Linse 1	60mm	3cm	2
Linse 2	500mm	6cm	8,3
Linse 3	30mm	1,5cm	2
Linse 4	20 mm	1,5 cm	1,3
Linse 5	100mm	3,3 cm	3
Linse 6	55mm	1,6 cm	3,3
Linse 7	50mm	2cm	2,5
Linse 8	200 mm	10cm	2

Bei einer Weißlichtlampe besteht die Schwierigkeit, daß durch kleine Fehler in der Justage der Linsen der Lichtweg versetzt wird und man dies im Gegensatz zu einem Laser meist erst spät bemerkt. Dann muß die Justage ab dem Fehler wiederholt werden. Als Hilfe zur Vermeidung von Justagefehlern wird eine **Laserdiode** eingesetzt, deren Strahl den Lichtweg vorgibt. Eine Lochblende, in der für diesen Versuch vorgesehenen Höhe von 16 cm, kann eingesetzt werden, um die Höhenjustage der Linsen und Geräte zu überprüfen.

3.6 Das Prisma

Im Abschnitt zur Probe wurde erklärt, daß man einen Glaskörper benötigt, dessen Einfallsebene nicht parallel zur Silberfläche stehen darf. Die einfachste Lösung dafür wäre ein dreieckiges Prisma, womit sich der Versuch in einem kleinen Winkelbereich auch tatsächlich durchführen läßt. Will man aber einen weiteren Winkelbereich nutzen, so erhält man einen Strahlversatz. Fällt man nämlich z.B. unter 30 Grad ein, so wird das Licht gebrochen und trifft die Silberschicht nicht immer an der selben Stelle Außerdem verläßt das Prisma zwar parallel zum erwarteten Strahl, aber um einige mm versetzt.

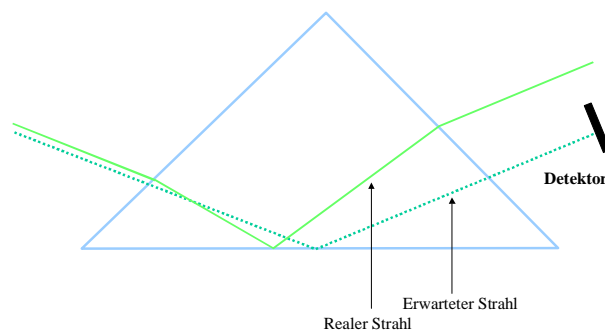


Abb. 3.12: Fällt Licht unter einem Winkel von ca 30 Grad auf ein dreieckiges Prisma, wird der Strahl parallel so stark versetzt, daß er den Detektor nicht mehr trifft.

Was man braucht, ist also eine Grenzebene zwischen Luft und Prisma, die senkrecht auf dem Strahl steht und die es trotzdem ermöglicht, das Licht unter verschiedenen Winkel einfallen zu lassen. Zum Beispiel leistet dies ein Aufbau bestehend aus zwei Glaskörpern, in der in Abb 3.13 gezeigten Art:

Die **Zylinderlinse** bleibt fest, so daß das Licht immer senkrecht einfällt und der Silberfilm auf dem **Halbrundstück** immer mittig getroffen wird. Durch Drehen des Halbrundstücks kann man den Winkel variieren, unter dem das Licht auf die Silberschicht fällt.

Frage 8

1. Bisher wurde angenommen, daß ein einzelner Strahl auf den Aufbau aus Halbrundstück und konkaver Zylinderlinse fällt. Zeichnen Sie den Strahlverlauf für ein Bündel aus parallel einfallenden Strahlen.
2. Auch ohne die konkave Zylinderlinse trifft Licht beim zentralen Einfall auf ein Halbrundstück immer die Mitte des Silberfilm, so daß dies den

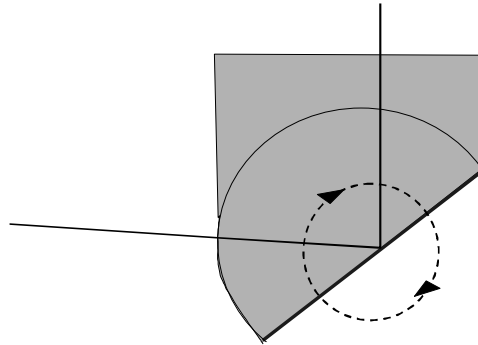


Abb. 3.13: Ein gläsernes Halbrundstück, das sich in einer konkaven Zylinderlinse dreht.

Einsatz der Zylinderlinse nicht rechtfertigt. Mit dieser Zylinderlinse erreicht man aber einen sehr wichtigen zweiten Effekt für den Versuch, welcher ist das ?

3.7 Weitere Geräte zur Erhöhung der Meßgenauigkeit

Bisher wurde dafür Sorge getragen, daß möglichst viel Licht die Probe und danach den Detektor trifft, nun ist es aber noch notwendig auszuschließen, daß der Detektor Licht aus einer anderen Quelle als Signal wahrnimmt. Das Minimum tritt zwar auch in diesem Fall weiterhin auf, ist aber gegen einen starken Hintergrund schlechter zu erkennen.

D.h. man sollte möglichst alles Streulicht vermeiden. Man könnte daran denken, den gesamten Raum abzudunkeln, dies gestaltet sich aber in einem Labor, in dem mehrere Gruppen arbeiten, als schwierig. Ansonsten könnte man den Versuch in einen schwarz ausgelegten Kasten einbauen, könnte dann aber den Versuch nicht weiter beobachten. Die in der Optik übliche Methode zur Lösung dieses Problems ist, daß man für die ohnehin notwendige Signalverstärkung einen sogenannten **Lock-In-Verstärker** einsetzt.

3.7.1 Lock-In-Verstärker und Chopper

Ein Lock-In-Verstärker verstärkt ein Signal, das mit einer festen Referenzfrequenz moduliert ist und unterdrückt alle anderen Signale. Wenn man nun das Licht, das auf die Probe fällt, geeignet moduliert, so kann getrost weiteres Licht auf die Photodiode fallen, da

dieses beim Auslesen unterdrückt wird.

Zunächst muß aber das Licht, das gemessen werden soll, geeignet moduliert werden, dies geschieht durch einen Chopper.

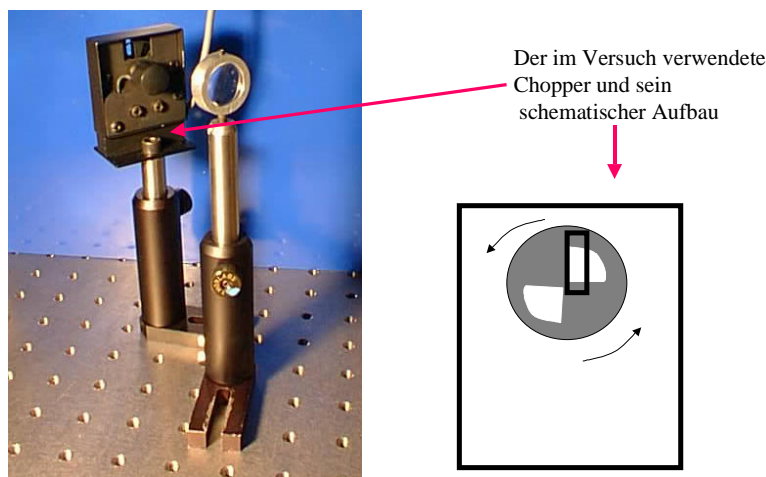


Abb. 3.14: Der Chopper als Photo und schematisch dargestellt

Ein Chopper besitzt eine Scheibe (das sogenannte Blatt), in der sich in regelmäßigen Abständen Schlitze befinden und die sich mit einer variablen Drehfrequenz dreht. Leitet man den Lichtstrahl durch das Chopperblatt, so wird das Licht in gleichlange Stücke „zerhackt“, also mit einer festen Frequenz moduliert. Das sich ergebende Signal kann im Versuch mit Hilfe eines Oszilloskopes ausgelesen werden.

Diese Frequenz wird mit dem Lock-In-Verstärker abgestimmt, der somit weiß, welches Signal er verstärken soll. Der Ausgang des Lock-In-Verstärkers wird dann vom Computer ausgelesen.

Auf diese Weise muß man beim Experiment nicht mehr darauf achten wieviel Licht auf die Probe fällt, jedoch muß man dafür Sorge tragen, daß kein Streulicht in den Chopper fällt. Die Position des Choppers muß deshalb gut gewählt werden. Würde man ihn vor dem Monochromator aufbauen, so könnte auch der Teil des Lichtes, der am Monochromator vorbeistreicht, vom Chopper moduliert und daher vom Lock-In-Verstärker detektiert werden. Außerdem muß das Licht so stark fokussierbar sein, daß der Fokus kleiner ist als der Schlitz des Choppers. Dies alles spricht dafür, ihn am Ort des Fokus der Fokussierlinse aufzubauen. Das Bild ist an dieser Stelle sehr klein und da die Blende die Probe gut abschirmt, kann man davon ausgehen, daß kein Licht, das durch den Chopper, aber nicht durch die Probenlinse gefallen ist, auf die Probe trifft. Es bleibt aber das Problem, daß man dafür sorgen muß, daß kein

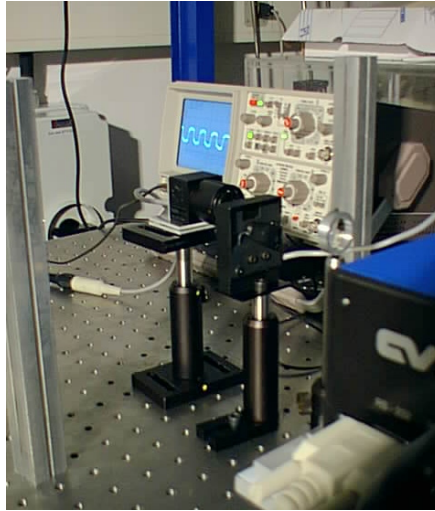


Abb. 3.15: Im Versuch kann mit Hilfe des Detektors und eines Oszilloskopes das Signal ausgelesen werden, das den Chopper verläßt.

Licht auf den Chopper fällt, daß nicht aus dem Monochromator stammt. Dies wird dadurch vermieden, daß Abdeckungen, wie in Abb.3.16 zu sehen, vor dem Chopper angebracht werden.

Somit ist der Versuchsaufbau vollständig, aber bisher wurde nicht die Funktionsweise des Lock-In-Verstärkers vorgestellt.

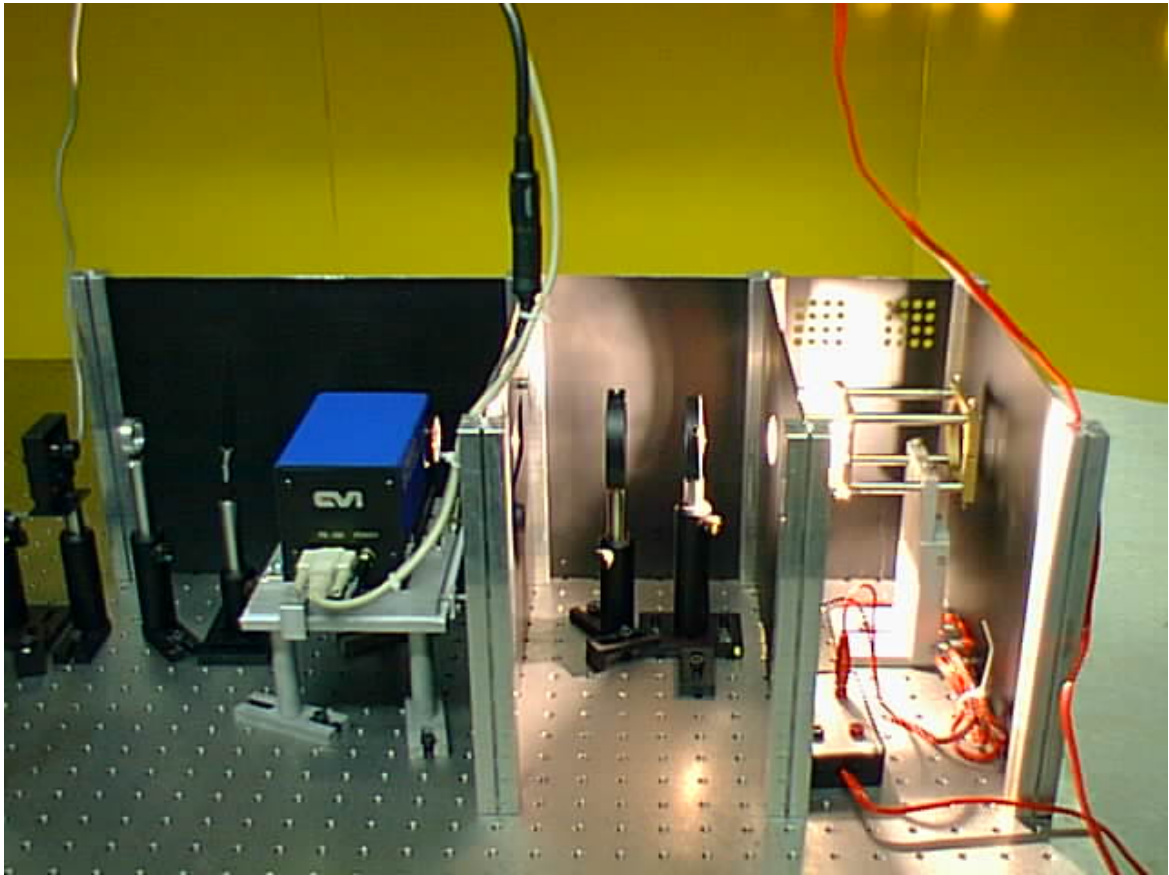


Abb. 3.16: Der Versuchsaufbau vor dem Chopper mit Abdeckungen

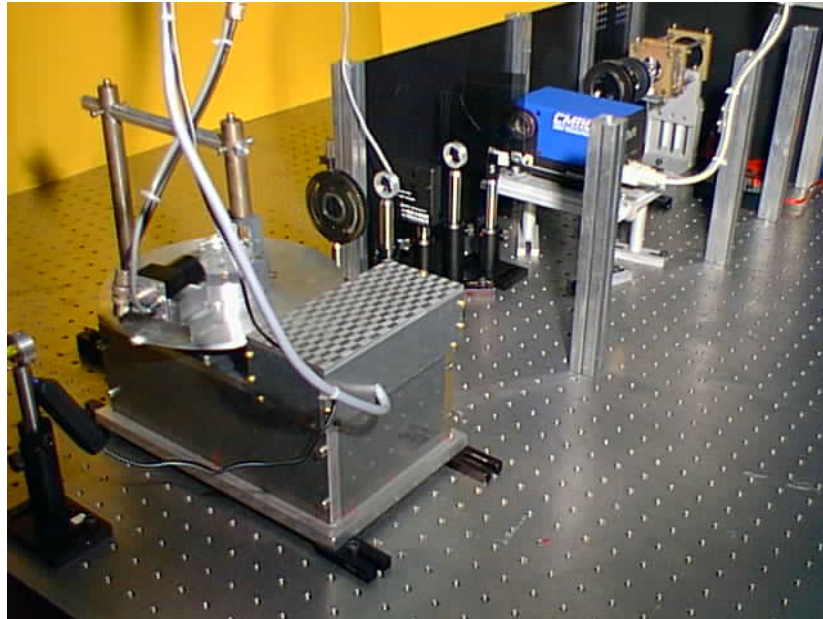


Abb. 3.17: Der vollständige Versuchsaufbau

Die Funktionsweise des Lock-In-Verstärkers

Die Aufgabe des Lock-In-Verstärkers besteht darin, das Signal zu verstärken, zu demodulieren und Störsignale zu unterdrücken. Die Kernidee dabei ist, das zu detektierende Signal mit dem Referenzsignal zu multiplizieren und danach mit Hilfe einer RC-Schaltung zu integrieren.

Prinzipiell kann ein einfacher Lock-In-Verstärker folgendermaßen realisiert werden¹: Das zu messende Signal wird vor dem Lock-In-Verstärker durch den Chopper mit einer Rechteckfunktion moduliert, so daß ein Signal entsteht, das zwischen Null und dem ursprünglichen Signalwert wechselt (Chopperblatt offen/geschlossen). Bevor das Signal detektiert wird, wird es durch das Raumlicht und elektrisches oder thermisches Rauschen mit den Störsignalen überlagert, die der Lock-In-Verstärker unterdrücken soll. Der Chopper leitet als Referenzsignal eine Rechteckfunktion² der gleichen Frequenz wie die Modulation, die zwischen $-1V$ und $+1V$ wechselt, an den Lock-In-Verstärker weiter. Das Referenzsignal wird im Lock-In-Verstärker mit dem von Störsignalen

¹Bei einem realen Lock-In-Verstärker, wie er im Versuch eingesetzt wird, werden einige Details anders gelöst. Der hier vorgestellte Modellaufbau, ist aber auch in der Lage, alle Aufgabe eines Lock-In-Verstärkers erfüllen und wurde verwendet, um die Graphen der folgenden Seiten zu erzeugen. Denn der Modellaufbau erzeugt als Ergebnis Signale, mit denen man leicht verstehen kann, auf welchen Effekten das Prinzip eines Lock-In-Verstärkers beruht.

²Bei den meisten im Labor eingesetzten Lock-In-Verstärkern wird als Referenzsignal eine Sinusfunktion verwendet, da diese bessere Ergebnisse liefert. Da diese Ergebnisse aber schwieriger zu beurteilen sind, wird in dieser Anleitung der einfachere Fall einer Rechteckfunktion als Referenz vorgestellt.

überlagerten Signal multipliziert und dann über eine RC-Schaltung integriert. Eine RC-Schaltung glättet das Signal, indem sie über mehrere Perioden integriert. Dabei hängt es von Anzahl der Perioden über die gemittelt wird ab, wie rauscharm das Ergebnissignal ist. Deshalb kann man bei einem Lock-In-Verstärker die sogenannte Zeitkonstante einstellen, die besagt über welchen Zeitraum hinweg gemittelt wird. In diesem vereinfachten Aufbau könnte man eine Veränderung der Zeitkonstanten dadurch erreichen, daß man den Widerstand oder den Kondensator austauscht.

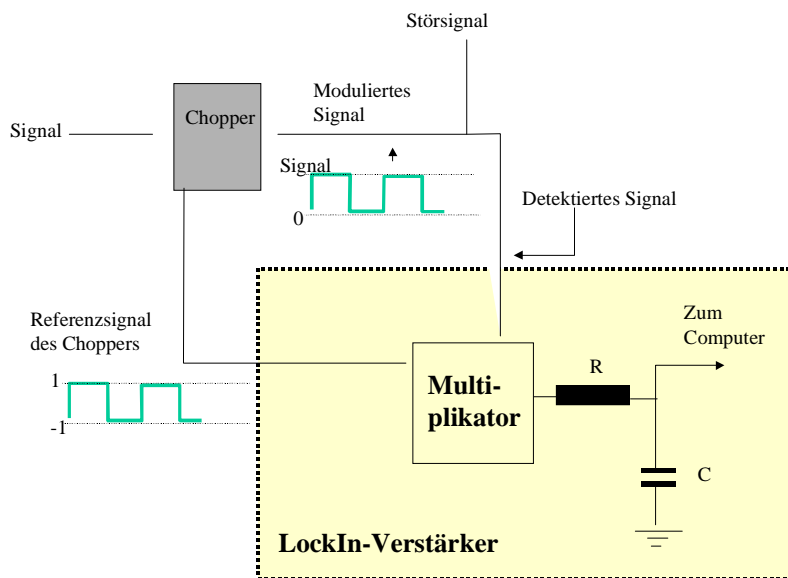


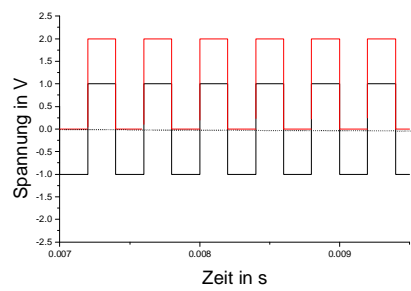
Abb. 3.18: Modellaufbau eines Lock-In- Verstärkers: Erläuterungen siehe Text.

Um zu erklären, weshalb diese Schaltung den gewünschten Effekt bringt, werden in den folgenden vier Fällen verschiedene Signale an die Modellschaltung angelegt und beobachtet, welches Ergebnis sich jeweils einstellt.

Fall 1: Zunächst soll ein konstantes Signal detektiert werden, das mit der Chopperfrequenz moduliert wird und mit dem Referenzsignal in Phase ist. Dann bewirkt eine Multiplikation und anschließende Integration, daß ein konstantes Signal einer Größe von einem Viertel des ursprünglichen Signals entsteht. (vgl Abb 3.19; hier wurde 2V als Signal angelegt.)

Der Lock-In-Verstärker erfüllt also offensichtlich seine Funktion als Demodulator, er sollte aber zusätzlich jede von der Referenz verschiedene Frequenz unterdrücken. Um dies zu testen soll im Fall 2 nun kein Signal, sondern nur ein Störsignal mit einer anderen Frequenz als die Referenz angelegt werden:

Da die Frequenzen nicht übereinstimmen, entsteht bei der Multiplikation eine Funktion, die zwischen positiven und negativen Werten wechselt und deren Flächen sich bei der Integration gegenseitig wegheben (vgl. Abb. 3.20). So wird durch die Verbindung aus Multiplikation und Integration das „falsche“ Signal



Signal und Referenzsignal stehen in Phase zueinander

- moduliertes Signal
- Referenzsignal
- Multipliziertes Signal
- integriertes Signal

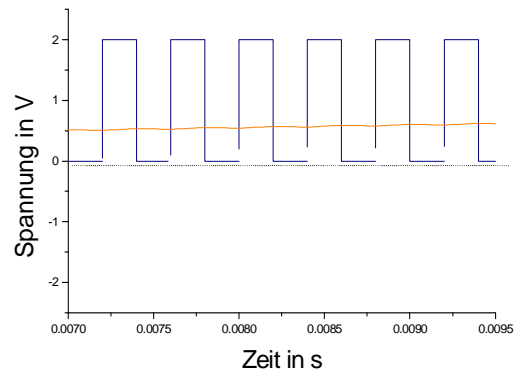
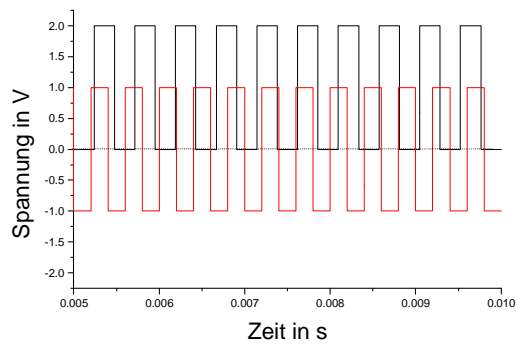


Abb. 3.19: Im Fall 1 liegt ein moduliertes Signal (rot) an, das die gleiche Frequenz und Phase hat wie das Referenzsignal (schwarz). Als Ergebnis der Multiplikation ergibt sich ein Rechteckssignal (blau), das zwischen Null und einem positiven Wert wechselt, und nach der Integration erhält man ein annähernd konstantes Signal. Die gestrichelte Linie markiert den Spannungswert Null und soll dazu dienen das Signal besser auslesen zu können.



Signal und Referenzsignal haben unterschiedliche Frequenzen

- █ moduliertes Signal
- █ Referenzsignal
- █ Multipliziertes Signal
- █ integriertes Signal

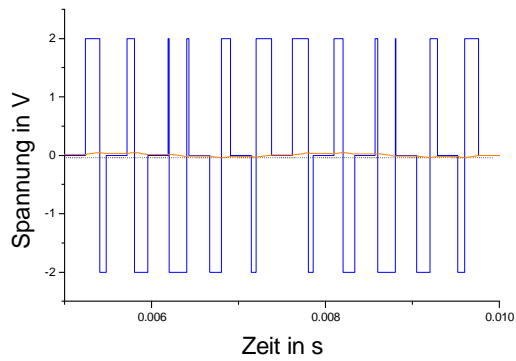


Abb. 3.20: Fall 2. Hier liegt nur eine Störsignal von 2 V (rot) an, das nicht mit der Referenzfrequenz moduliert wurde, sich also in der Frequenz vom Referenzsignal (schwarz) unterscheidet. Hier ergibt sich als Multiplikation ein Signal (blau), daß zwischen positiven und negativen Werten wechselt und dessen Flächen sich bei der Integration gegenseitig wegheben, so daß das Störsignal unterdrückt wird.

unterdrückt. Dies geschieht mit allen Störsignalen, deren Frequenz nicht mit der Referenzfrequenz übereinstimmen. Da das Stromnetz auf einer Frequenz von 50 Hz basiert, kann man annehmen, daß Rauschen typischerweise auch mit 50 Hz moduliert ist. Deshalb sollte man nicht mit 50 Hz oder einem Vielfachen davon arbeiten, denn die Unterdrückung von Störsignalen durch den Lock-In-Verstärker, deren Frequenz ein Teiler der Referenzfrequenz ist, ist deutlich schlechter.

Betrachtet man nun im Fall 3 ein Signal, daß mit Störsignalen überlagert ist, so sieht man in Abb. 3.21, daß der Lock-In-Verstärker nur dieses Signal detektiert.

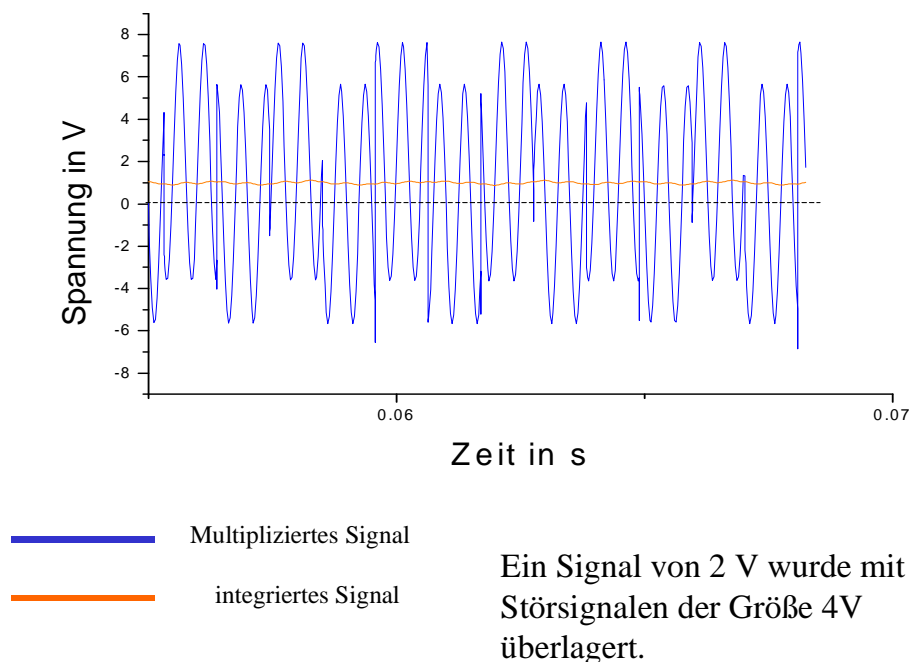


Abb. 3.21: Hier das Ergebnis nach der Multiplikation und Integration eines mit Störsignalen (der Stärke 4V) überlagerten Signals (2V). Die gestrichelte Linie markiert den Spannungswert Null und soll dazu dienen das Signal besser auslesen zu können.

Im multiplizierten Signal ist das Originalsignal nicht mehr zu erkennen. Nach der Integration erhält man aber ein konstantes Signal, das den halben Wert des Originalsignals annimmt. Es ergibt sich also dasselbe Ergebnis wie im Fall 1. Der Lock-In-Verstärker unterdrückt also tatsächlich die Störsignale.

Bisher wurde ein Problem vernachlässigt. Was geschieht, wenn das Originalsignal und das Referenzsignal nicht in Phase sind? Mit einem Signal, das phasenverschoben zur Referenz ist, geschieht vom Prinzip her dasselbe, wie mit einem Störsignal. Es entstehen bei der Multiplikation negative Werte, de-

ren Flächen, die der positiven auslöschen. D.h. das Endsignal wird, wie man in Abb 3.22 sieht, geschwächt und im gegenphasigen Fall sogar ausgelöscht.

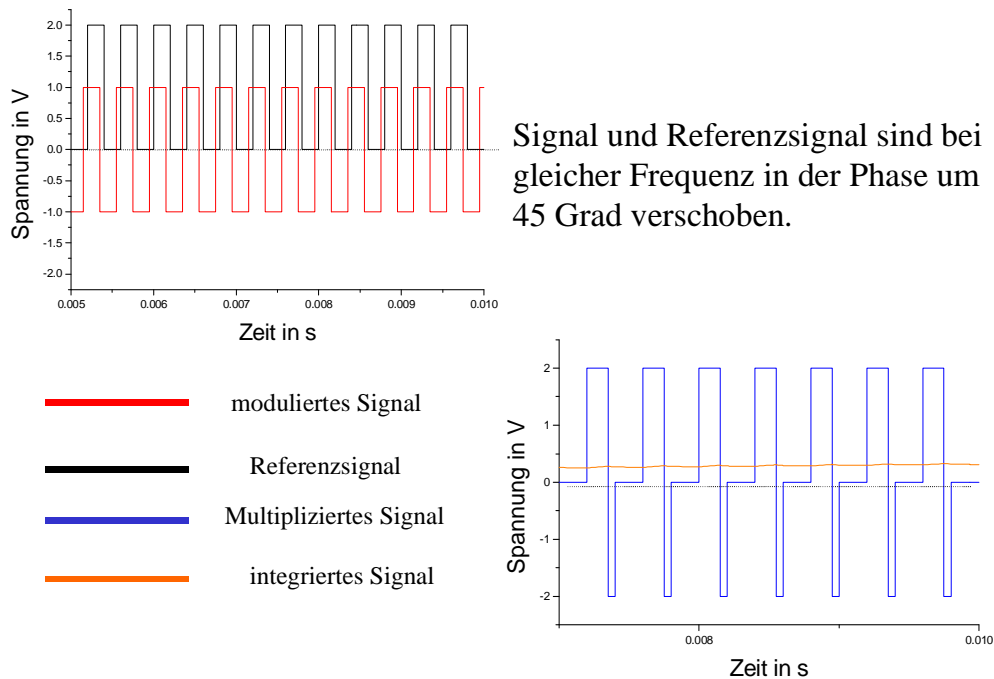


Abb. 3.22: Ist das Signal von 2V phasenverschoben gegenüber dem Referenzsignal, so erhält man ein abgeschwächtes Endsignal, und im gegenphasigen Fall wird das Signal sogar ausgelöscht.

Um dies zu verhindern, muß die Phase des Referenzsignals an die Phase des Signals angepaßt werden, wozu ein Phasenverschieber verwendet wird. Aus diesen Bestandteilen (Phasenverschieber, Multiplikator und Intergrator) besteht der Grundaufbau des Lock-In-Verstärkers.

Bisher wurde in unserer Modellrechnung das Signal zwar unter dem Rauschen „hervorgeholt“ und detektiert, aber noch nicht verstärkt. Dazu werden zwei Verstärker verwendet: einer, der das eingehende Signal auf dieselbe Größenordnung wie das Referenzsignal bringt, und einer, der das Endsignal nach der RC-Schaltung verstärkt. So ergibt sich folgender prinzipieller Aufbau des Lock-In-Verstärkers.

3.7.2 Der Computer

Das Goniometer, der Monochromator und der Lock-In-Verstärker müssen alle vom Computer angesteuert oder ausgelesen werden.

Betrachtet man die einzelnen Geräte so stellt man fest, daß sie unterschiedliche Anforderungen an die Kommunikation mit dem Computer stellen. Das

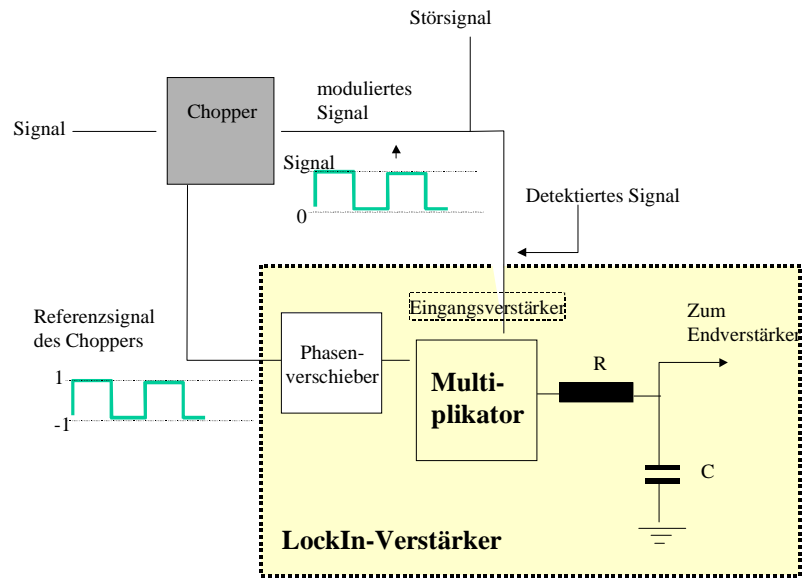


Abb. 3.23: Erweiterter Modellaufbau eines Lock-In-Verstärkers

Goniometer empfängt nur vier verschiedene Befehle und schickt keine Bestätigung, der Monochromator dagegen wird mit weitaus mehr Befehlen angesteuert und sendet eine Rückmeldung an den Computer. Die Datenmengen sind aber gering und auch nicht zeitkritisch. Aus diesem Gründen kommen beide Geräte mit einer sehr einfachen Schnittstelle, der sogenannten **RS232-Schnittstelle**, aus. Dies ist dieselbe Schnittstelle, die auch von den älteren Computerausversionen benutzt werden; sie verfügt nur über 9 Pins und ist nicht optimal, um große Datenmengen ohne Verluste zu verschieben. Dafür kann sie über große Abstände hinweg benutzt werden und ist sehr einfach zu programmieren.

Ganz anders ist die Situation beim Lock-In-Verstärker. Dieser kann in beide Richtungen mit dem Computer kommunizieren, um die Messdaten an den Computer zu übergeben und von diesem Anweisungen zu erhalten. Hierbei werden große Datenmengen verschoben und es ist sehr wichtig, daß keine Daten verloren gehen, da dies das Ergebnis verzerren würde. Das Gerät ist zwar eingeschränkt auch mit der RS232-Schnittstelle nutzbar, aber obwohl dieser Versuch die Fähigkeiten des Lock-In-Verstärkers bei weitem nicht ausreicht, ist der Einsatz einer anderen Schnittstellenart sinnvoll. In den späten 60er Jahren wurde eine Standardschnittstelle für Messgeräte geschaffen, die in der Lage ist, große Datenmenge ohne Zeitverzögerung präzise zu bewältigen und die mit einem genormen Befehlssatz ausgerüstet ist: die **GPIB-** (general purpose interface bus) oder **IEEE488-** Schnittstelle. Es handelt sich nicht um eine einzelne Schnittstelle, sondern um einen Bus, der in der Lage ist, bis zu 63 externe Geräte gleichzeitig zu verwalten und mit Daten zu versehen. Die zu

GPIB gehörigen Stecker dienen dabei gleichzeitig zur Kopplung der Geräte.

Die einzige Einschränkung besteht darin, das die Kabel maximal 2,5 m lang sein dürfen.

Als Programmiersprache wurde in diesem Versuch für die Gerätetreiber und für das Meßprogramm LabView, eine graphische Programmiersprache, verwendet. Anstatt Prozeduren aufzustellen, die das Programm nacheinander abarbeitet, wird hier der Programmablauf durch ein einem Schaltplan ähnliches Diagramm eingegeben. Jedes Programm besteht dabei aus zwei Fenstern, dem Bedien- und dem Diagrammfenster.

Für Sie als Benutzer ist primär das Bedienfenster vorgesehen, mit dem Sie die Programmvariablen anpassen und das Programm ausführen können. Wenn Sie aber Interesse an der zugrundeliegende Programmstrukturen haben und den Programmablauf beobachten wollen, können Sie sich gerne auch das Diagrammfenster, mit dem das Programm programmiert wurde, ansehen. Wichtig ist bei diesen Programmen, daß sie alle so programmiert wurden, daß sie sich alleine beenden oder durch eine Taste mit passender Aufschrift beenden lassen. Bitte brechen Sie niemals ein Programm ab, da dadurch die Einstellungen Schaden nehmen könnten. Tritt ein Problem auf, so schalten Sie besser die dazugehörige Stromversorgung ab, um es zu lösen. Alles weitere zu den Programmen erfahren Sie durch Anleitungen, die auch auf dem Bildschirm erscheinen.

Kapitel 4

Die Aufgabenstellung zum Versuch

Am Praktikumstag sollen Sie einen Abschnitt der Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen vermessen. Nachdem Sie den Versuch aufgebaut, das Goniometer kalibriert und sich mit allen Geräten vertraut gemacht haben, können Sie mit den Messungen beginnen. Bei jeder Messung legen Sie durch die Wahl der Wellenlänge die Anregungsenergie fest und erhalten, indem Sie den Impuls der Oberflächenplasmonen bestimmen, in jeder Messung ein Wertepaar der Dispersionsrelation.

Wie in der Zusammenfassung zum Abschnitt 2.3 beschrieben, kann man anhand des Minimums, das man erhält, wenn man die Reflektivität der Probe gegen den Winkel aufträgt, den Einfallswinkel der Anregung bestimmen. Da man aus diesem und dem Wellenvektor des einfallenden Lichtes den Wellenvektor der Oberflächenplasmonen bestimmen kann, erhält man so den Impuls der Oberflächenplasmonen.

Um das Minimum der Reflektivität zu detektieren, wird im Versuch mit Hilfe des Goniometers die Probe gedreht, so daß das Licht unter verschiedenen Winkeln auf die Silberschicht fällt. Das reflektierte Licht fällt auf den Detektor und die in ihm erzeugte Spannung wird mit Hilfe des Lock-In-Verstärkers und des Computers ausgelesen. Der Computer ordnet im Messprogramm jedem Winkel die detektierte absolute Intensität zu, speichert sie in einer Datei und gibt sie im Bildschirm als Diagramm aus. Es sollten bei mindestens zehn der zwölf Messungen, die gleichmässig über den Bereich zwischen 1000 und 400nm verteilt sind, das Minimum deutlich erkennbar sein, da sonst eine Auswertung zwecklos ist.

Die Datei mit den Messdaten sollen Sie dann mit einem Computerprogramm wie Excel oder Origin auswerten und so den Winkel der Anregung für jede Energie berechnen. Dann bestimmen Sie aus diesen Daten die Wellenvektoren und Impulswerte der Oberflächenplasmonen und erhalten mit den aus den Wellenlängen berechneten Energiewerten die Dispersionsrelation. Ob Sie

dabei die Frequenz gegen den Wellenvektor oder die Energie gegen den Impuls abtragen, bleibt Ihnen überlassen. Das Diagramm sollte außerdem die Lichtgerade in Glas enthalten. Sehr anschaulich wäre es zusätzlich, die Graphen zur Reflektivität nicht mit den absoluten Intensitäten, sondern mit relativen Intensitäten darzustellen, indem man die Kurven mit dem Intensitätswert an der Stelle der Totalreflexion skaliert.

Anhang A

Ergänzungen zur Theorie

A.1 Die homogenen Maxwell'schen Gleichungen

Bei dem Ansatz ebener Wellen ergeben sich die Ableitungen durch Multiplikationen mit \vec{k} bzw. ω und die Maxwell'schen Gleichungen somit zu:

$$\begin{aligned}\vec{k} \cdot \vec{D} &= \rho_{frei} \\ \vec{k} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{k} \times \vec{H} &= \frac{\vec{j}_{frei}}{i} - \omega \vec{D} \\ \vec{k} \times \vec{E} &= \omega \vec{B}\end{aligned}$$

Eine weitere Vereinfachung der Gleichungen ergibt sich, wenn man ungeladene Materie betrachtet, da dann keine Überschüßladungen vorhanden sind. Außerdem kann für die Ströme bei kleiner Feldstärke das Ohmsche Gesetz

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad \text{mit der Leitfähigkeit} \quad \sigma \in \mathbf{R}$$

angenommen werden. Damit wird die dritte Maxwell'sche Gleichung zu

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \left(\frac{i\sigma}{\epsilon_0\omega} + \epsilon \right) \epsilon_0 \vec{E}$$

Es ist deshalb sinnvoll, eine veränderte dielektrische Funktion $\tilde{\epsilon}$ zu verwenden,

$$\tilde{\epsilon} := \epsilon + \frac{i\sigma}{\epsilon_0\omega} \in \mathbf{C}$$

mit der sich eine dielektrische Verschiebung $\vec{D} = \tilde{\epsilon} \vec{E}$ definieren läßt, die sowohl in der örtlichen als auch in der zeitlichen Ableitung mit dem ursprünglich definierten \vec{D} übereinstimmt, da die veränderte dielektrische Funktion keine neuen

Zeit- oder Ortsabhängigkeiten enthält. Man kann deshalb in den Maxwell'schen Gleichungen \vec{D} durch \vec{D} ersetzen.

Im weiteren wird deshalb, wie allgemein üblich, \vec{D} und \vec{E} mit \vec{D} und \vec{E} bezeichnet und es ergeben sich die homogenen Maxwell'schen Gleichungen.

$$\begin{aligned}\vec{k} \cdot \vec{D} &= 0 \\ \vec{k} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{k} \times \vec{H} &= -\omega \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \\ \vec{k} \times \vec{E} &= \omega \vec{B}\end{aligned}$$

A.2 Aufstellen der Wellengleichung

Um die Beziehung zwischen ω und \vec{k} zu berechnen, betrachtet man den Term $\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E})$ und formt ihn mathematisch um: Es ergibt sich dann, zusammen mit der Gleichung $\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$ für $\epsilon \neq 0$, die man aus der ersten Maxwell'schen Gleichung erhält:

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) = \vec{k} \cdot (\vec{k} \cdot \vec{E}) - (\vec{k} \cdot \vec{k}) \cdot \vec{E} = 0 - (\vec{k} \cdot \vec{k}) \cdot \vec{E}$$

Benutzt man die dritte und vierte Maxwell'schen Gleichung, so ergibt sich andererseits

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) = \vec{k} \times (\omega \vec{B}) = \omega \mu_0 \mu (\vec{k} \times \vec{H}) = -\omega^2 \mu_0 \mu \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (\text{A.1})$$

Aus diesen beiden Gleichungen erhält man, wenn man $\mu = 1$ setzt:

$$(\vec{k} \cdot \vec{k}) \cdot \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E}, \quad \text{wobei } c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \text{ die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist.}$$

Daraus ergibt sich, daß \vec{k} und ω folgende Bedingung erfüllen müssen

$$\vec{k} \cdot \vec{k} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon \quad (\text{A.2})$$

A.3 Die Übergangsbedingungen

Die Randbedingungen, die aufgrund der Maxwell'schen Gleichungen für die Felder an einer Grenzfläche gelten, sind in den sogenannten **Übergangsbedingungen** zusammengefaßt. Sie lauten:

1. Die Tangentialkomponenten von \vec{E} sind stetig
2. Die Normalkomponente von \vec{D} ist stetig, wenn keine freien Ladungen vorhanden sind.
3. Die Normalkomponente von B ist stetig.
4. Die Tangentialkomponenten von H sind stetig, wenn keine freien Ströme auf der Oberfläche fließen.

Diese Übergangsbedingungen gelten für alle Punkte der Grenzfläche. Mit den Maxwell'schen Gleichungen kann man Aussagen über die Welle für jedes Medium einzeln treffen. Mit den Übergangsbedingungen steht nun ein Werkzeug zur Verfügung, diese Aussagen zu verknüpfen und so weitere Bedingungen an eine Welle zu stellen, die sich entlang des Übergangs ausbreitet.

In der hier vorliegenden Situation kann man die Übergangsbedingungen so formulieren:

$$\left. \begin{aligned} E_1(\vec{r}, t)_x &= E_2(\vec{r}, t)_x \\ E_1(\vec{r}, t)_y &= E_2(\vec{r}, t)_y \\ D_1(\vec{r}, t)_z &= D_2(\vec{r}, t)_z \\ B_1(\vec{r}, t)_z &= B_2(\vec{r}, t)_z \\ H_1(\vec{r}, t)_x &= H_2(\vec{r}, t)_x \\ H_1(\vec{r}, t)_y &= H_2(\vec{r}, t)_y \end{aligned} \right\} \text{für } z = 0 \text{ und beliebige } x, y \text{ für alle Zeiten } t$$

A.4 Die Dispersionsrelation

Um die Bedingungen unter denen Oberflächenplasmonen angeregt werden, besser beurteilen zu können, soll der Verlauf der Dispersionsrelation im folgenden Abschnitt näher betrachtet werden.

Zunächst der Grenzwert von $\frac{\omega}{k_x}$ für $k \rightarrow 0$. Es gilt:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = c^2 \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} \right),$$

wobei ε_1 auch von ω und damit von k_x abhängt. Lassen wir $k \rightarrow 0$ gehen so gehen Real- und Imaginärteil von ε_1 gegen Unendlich und es ergibt sich

$$\frac{\omega}{k_x} \Big|_{k_x \rightarrow 0} = c \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_2}} = \frac{c}{n_2},$$

d.h. nahe dem Nullpunkt gleicht die Steigung der Dispersionrelation der Steigung der Lichtgeraden im zweiten Medium.

Als weiteres erkennt man, daß die Dispersionrelation monoton steigt, wenn die dielektrische Funktion monoton fällt.

Betrachtet man nun den Fall $k_x \rightarrow \infty$, so erhält man die Bedingung ¹
 $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0$, d.h. es muß gelten:

$$\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 \quad \text{und damit} \quad \frac{\omega^2}{k^2} = c^2 \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} \right) \rightarrow 0$$

Daraus kann man schließen, daß die Dispersionsrelation im Nullpunkt mit der Steigung der Lichtgeraden beginnt, monoton steigt und sich für große k_x asymptotisch einem Grenzwert nähert.

Insbesondere schneidet die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen nicht die Lichtgerade des gleichen Dielektrikums. ²

A.5 Die Reflektivität

Im folgenden soll nun die Reflektivität des Schichtsystems aus den Fresnelschen Formeln abgeleitet werden. Zunächst wird nur der Fall einer Grenzfläche betrachtet. Fällt eine p-polarisierte Welle auf die Grenzfläche, so wird sie zum Teil reflektiert und ansonsten transmittiert.

Der **Reflektivität** R wird definiert als $\left(\frac{E_{\text{reflektiert}}}{E_{\text{eingefallen}}} \right)^2$. Um diese E -Felder zu berechnen, verwendet man die schon in 2.2.2 vorgestellten Übergangsbedingungen:

$$D_{z_0} = D_{z_1} \quad \text{und} \quad E_{x_0} = E_{x_1},$$

und es ergeben sich die folgenden Gleichungen

$$\varepsilon_0(E_0 + E_r) \sin\alpha_0 = \varepsilon_1 E_t \sin\alpha_1 \quad (E_0 - E_r) \cos\alpha_0 = E_t \cos\alpha_1 \quad (\text{A.3})$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (A.3) ineinander, ergibt sich

$$\varepsilon_0(E_0 + E_r) \tan\alpha_0 = \varepsilon_1(E_0 - E_r) \tan\alpha_1$$

und damit

$$R = \left(\frac{E_r}{E_0} \right)^2 = \left(\frac{\varepsilon_0 \tan\alpha_0 - \varepsilon_1 \tan\alpha_1}{\varepsilon_0 \tan\alpha_0 + \varepsilon_1 \tan\alpha_1} \right)^2$$

Bei einem 3- Schichtsystem kommen die Mehrfachreflexionen hinzu, deren Überlagerungen den reflektierten Strahl bilden.

¹Damit ergibt sich als Bedingung für die Oberflächenplasmonen $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2$, in Analogie zur Bedingung $\varepsilon_1 = 0$ für Volumenplasmonen.

²In einigen Arbeiten zu Oberflächenplasmonen wird als Näherung k_{z_j} als rein imaginär und k_x als rein reel angenommen und damit geschlossen, daß man aus $k_x^2 + k_{z_j}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j$ folgern kann, daß $k_x = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j + k_{z_j}^2} < \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_j}$. Bei dieser Argumentation muß man sich bewußt sein, daß man dabei vernachlässigt, daß $\varepsilon_{\text{Ober}}^{\text{über}}$ eine komplexe Funktion ist und deshalb die komplexe Wurzel verwendet werden muß.

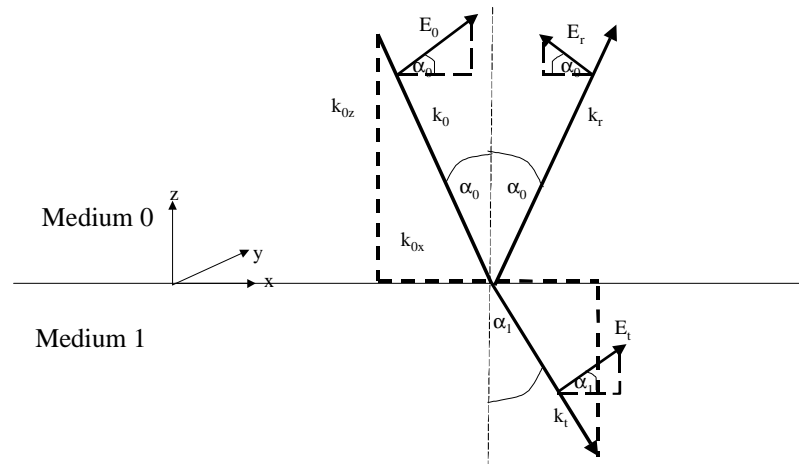


Abb. A.1: Eine Lichtwelle fällt unter dem Winkel α auf eine Grenzschicht ein und wird zum Teil reflektiert und ansonsten transmittiert

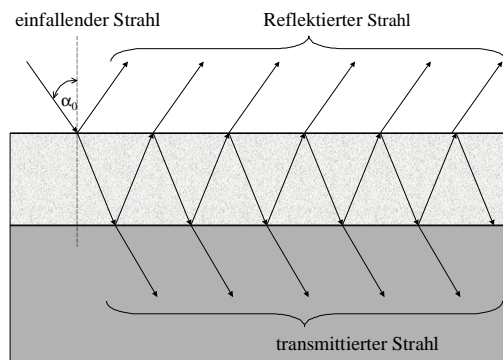


Abb. A.2: Wenn Licht auf ein Mehrschichtsystem einfällt, so wird der an der ersten Schicht transmittierte Strahl zum Teil an der zweiten Schicht reflektiert und es entstehen Mehrfachreflexionen, die bei der Bestimmung der Reflektivität mitberücksichtigt werden müssen.

Dabei muß man beachten, daß die Strahlen jedesmal, wenn sie die mittlere Schicht durchdringen, in der z -Richtung um e^{-2ikz_1} in der Phase verschoben werden.

Mit den Abkürzungen $r_{ab} := \frac{E_{\text{reflektiert}_{ab}}}{E_{0a}} = -r_{ba}$ für den Reflexionskoeffizient an einem Übergang vom Medium a zum Medium b und $\frac{E_{\text{transmittiert}_{ab}}}{E_{0a}} = 1 - r_{ab} =: t_{ab}$ für den Transmissionskoeffizient ergibt sich:

$$\begin{aligned} E_{r_{012}} &= r_{01}E_0 + t_{01}r_{12}t_{10}e^{-2ikz_1}E_0 + t_{01}r_{12}r_{10}r_{12}t_{10}(e^{-2ikz_1})^2E_0 + \\ &+ t_{01}r_{12}r_{10}r_{12}r_{01}r_{12}t_{10}(e^{-2ikz_1})^3E_0 + \dots \\ &= (r_{01} + t_{01}r_{12}t_{10}e^{-2ikz_1} \underbrace{\sum_{j=0}^{\infty} (r_{10}r_{12}e^{-2ikz_1})^j}_{\leq 1})E_0. \end{aligned}$$

Dies ist eine geometrische Reihe und man erhält:

$$R = \left(\frac{E_{r_{012}}}{E_0} \right)^2 = \left(r_{01} + \frac{t_{01}r_{12}r_{10}r_{12}t_{10}e^{-2ikz_1}}{1 - r_{01}r_{12}e^{-2ikz_1}} \right)^2 = \left(\frac{r_{01} + r_{12}e^{-2ikz_1}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-2ikz_1}} \right)^2 \quad (\text{A.4})$$

Dabei ist, wie oben gezeigt wurde, $r_{ab} = \frac{\varepsilon_a \tan \alpha_a - \varepsilon_b \tan \alpha_b}{\varepsilon_0 \tan \alpha_a + \varepsilon_b \tan \alpha_b}$.

Anhang B

Zum Versuch

B.1 Liste der Fragen

Frage 1 : *Warum kann nach den Übergangsbedingungen der Wellenvektor k_x des einfallenden Lichtes auch bei schrägem Einfall durch eine planparallele Platte nicht verlängert werden?*

Frage 2 : *Im Anhang B.1 finden Sie drei Spektren von Lichtquellen. Welche Lampe würden Sie auswählen, wenn alle dieselbe Leistung hätten? Wenn man das Spektrum einer dieser Lampen mit dem Monochromator ausmessen würde, würde man dann denselben Graphen wie im Anhang erhalten?*

Frage 3 *Neben dem Schrittmotor im Goniometer, befindet sich noch ein zweiter Schrittmotor im Versuchsaufbau. In welchem der anderen Geräte könnte er Einsatz finden?*

Frage 4 *Hier ist eine schematische Zeichnung des Goniometers zu sehen. Von der Motorwelle aus wird über Zahnrad Z1 und Z2 eine Zwischenwelle gedreht, die wiederum über die Zahnräder Z3 und Z6 die Welle mit dem Detektorteller dreht. Über die Zahnräder Z4 und Z5 dreht die Zwischenwelle auch den Probenteller. Welche Bedingungen müssen die Zahnräder erfüllen, damit sich der Detektor doppelt so schnell dreht wie die Probe, und damit die Probe sich um ein 0,05 Grad dreht, wenn sich der Motor um 0,9 Grad dreht?*

Frage 5 *Wie wird die Messkurve aussehen, wenn man den Polarisationsfilter nicht einsetzt, bzw. wenn man ihn um 90 Grad gedreht einbaut?*

Frage 6 *Welcher Zusammenhang besteht zwischen $F\#$ Faktor und Einfallswinkel?*

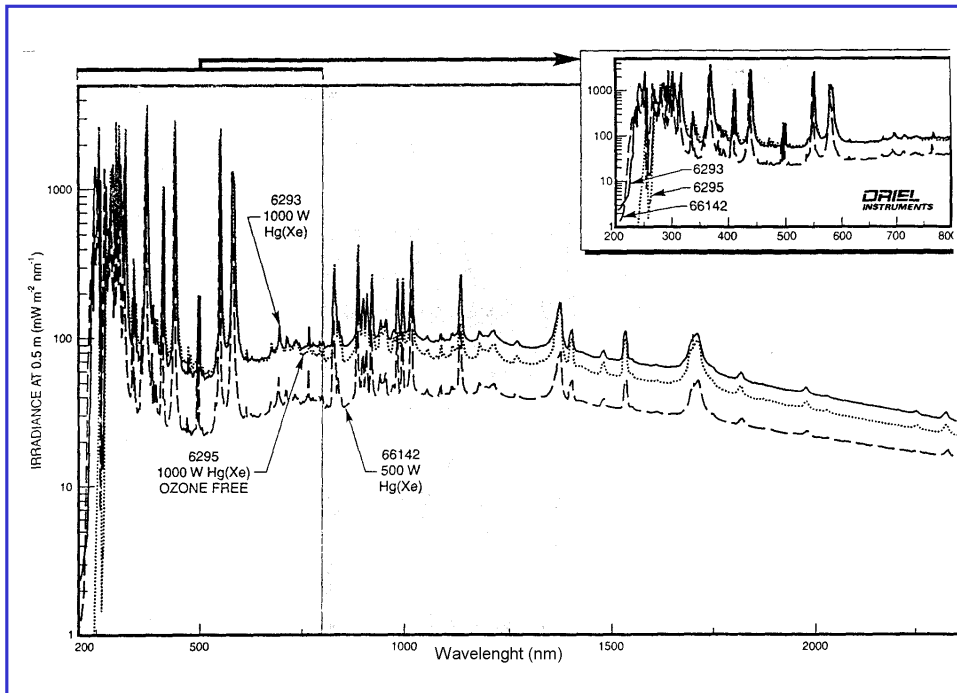


Abb. B.1: Das Spektrum einer Quecksilberlampe

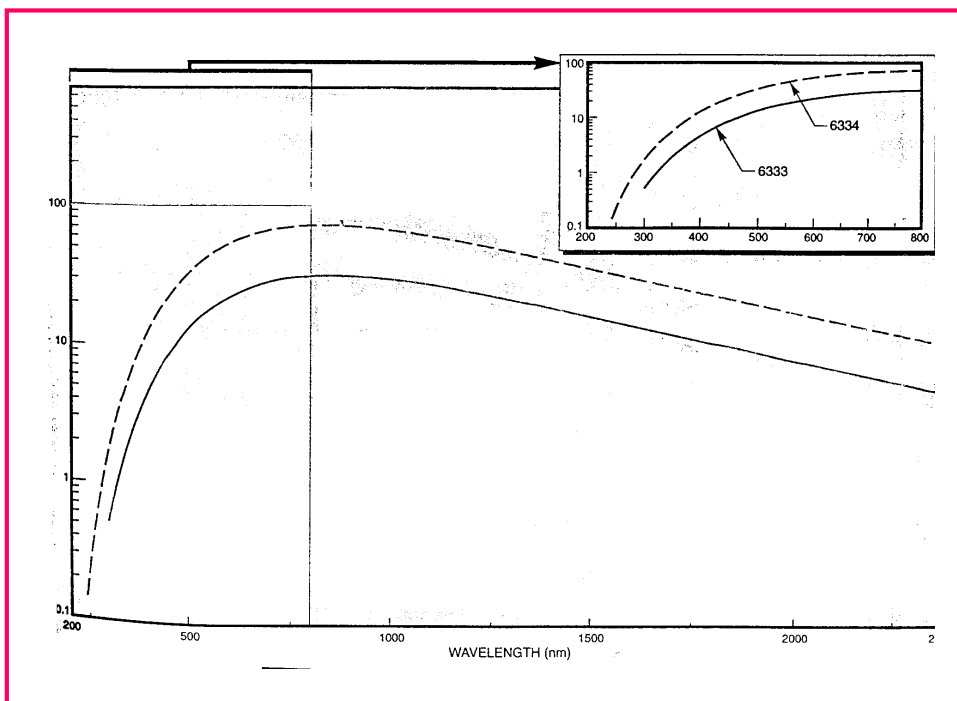


Abb. B.2: Das Spektrum einer Quartz-Wolfram Lampe

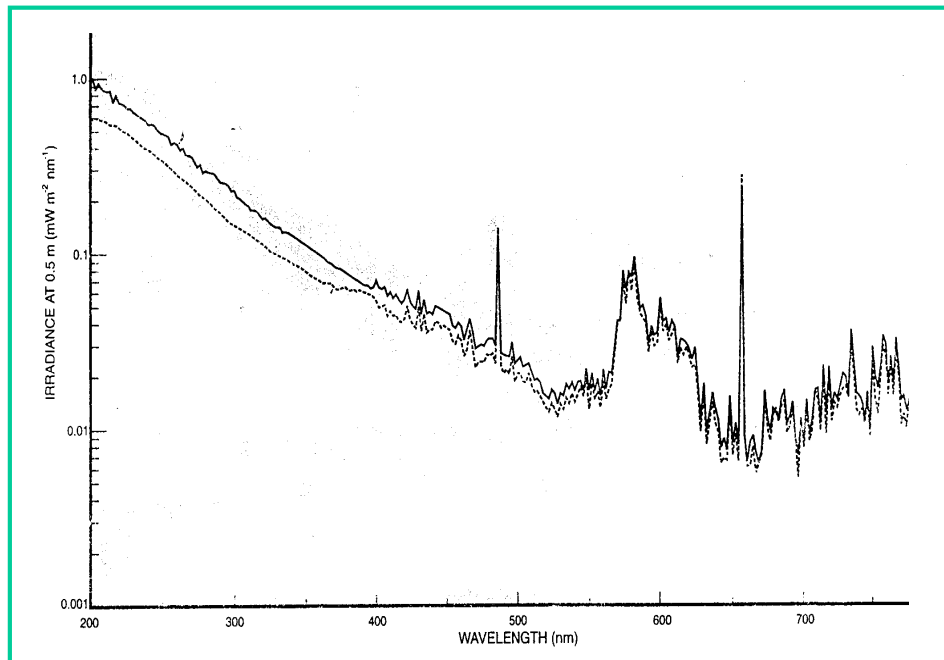


Abb. B.3: Das Spektrum einer Deuteriumlampe

Frage 7 Wenn Sie folgende Linsen zur Verfügung hätten welche würden Sie verwenden und an welcher Stelle? (Nehmen Sie an daß der Monochromator einen $F\#$ - Faktor von 3,3 erwartet). Spielen außer dem $F\#$ - Faktor auch andere Kriterien bei der Linsenauswahl eine Rolle?

	Brennweite	Durchmesser	$F\#$ -Faktor
Linse 1	60mm	3cm	2
Linse 2	500mm	6cm	8,3
Linse 3	30mm	1,5cm	2
Linse 4	20 mm	1,5 cm	1,3
Linse 5	100mm	3,3 cm	3
Linse 6	55mm	1,6 cm	3,3
Linse 7	50mm	2cm	2,5
Linse 8	200 mm	10cm	2

Frage 8

1. Bisher wurde angenommen, daß ein einzelner Strahl auf den Aufbau aus Halbrundstück und konkaver Zylinderlinse fällt. Zeichnen Sie den Strahlverlauf für ein Bündel aus parallel einfallenden Strahlen.
2. Auch ohne die konkave Zylinderlinse trifft Licht beim zentralen Einfall

auf ein Halbrundstück immer die Mitte des Silberfilm, so daß dies den Einsatz der Zylinderlinse nicht rechtfertigt. Mit dieser Zylinderlinse erreicht man aber einen sehr wichtigen zweiten Effekt für den Versuch, welcher ist das ?