

# FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA

Physikalisch-Astronomische Fakultät

Fortgeschrittenenpraktikum

---

## Versuch:

---

---

durchgeführt von:

---

Ausarbeitung erstellt von:

---

---

erster Versuchstag:

letzter Versuchstag:

---

Gesamtversuchstage:

abgegeben am:

---

**Aufgabenstellung:** gemäß Versuchsanleitung: ja / nein  
Änderungen:

---

---

## Betreuer:

---

- wird vom Betreuer ausgefüllt -

**Bewertung der Ausarbeitung:**

**Note:** \_\_\_\_\_

Protokollführung und Form:

Ergebnisse, Auswertung und Interpretation:

Bemerkungen/Hinweise des Betreuers:

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Aufgabenstellung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>1</b>
2.1 Polarisierung von Licht . . . . .	1
2.2 Reflexion und Brechung . . . . .	2
2.3 Zweistrahlinterferenz . . . . .	4
2.4 Doppelbrechende Elemente . . . . .	4
2.4.1 Verzögerungsplättchen . . . . .	5
2.4.2 Polarisatoren [Glan-Thompson-Prisma] . . . . .	5
2.5 Intensität elliptisch polarisierten Lichts hinter einem Linearpolarisator . . . . .	6
<b>3 Versuchsaufbau und -durchführung</b>	<b>6</b>
<b>4 Messergebnisse</b>	<b>7</b>
<b>5 Diskussion</b>	<b>7</b>
<b>6 Zusammenfassung</b>	<b>12</b>
<b>7 Literatur</b>	<b>12</b>
<b>8 Anhang</b>	<b>12</b>

## 1 Aufgabenstellung

- Bestimmen Sie das Polarisationsverhältnis der beiden verwendeten Polarisatoren
- Die Einfallswinkel-Abhängigkeit des Reflexionsgrades für die parallele und senkrechte Polarisationsrichtung ist an folgenden Medien zu vermessen:
  - optisch transparenten Substanzen wie z.B. Glas,
  - Halbleitern, z.B. Si,
  - Metallen, z.B. Gold, ggf. anderen Schichten.
- Vergleichen Sie die gemessenen Kurvenverläufe mit den aus den Fresnelschen Kurven berechneten Werten. Dabei verwenden Sie die aus dem ermittelten Brewsterwinkel bzw. Haupteinfallswinkel berechnete Brechzahl.
- Ermitteln Sie die Polarisationsellipsen für Gold sowie für beschichtetes Silizium für einen oder mehrere geeignete Einfallswinkel.

## 2 Grundlagen

Licht kann man, wie Materie auch, als Welle oder Teilchen beschreiben. Hier ist die Beschreibung als elektromagnetische Welle angepasst und soll deshalb im Folgenden verwendet werden.

### 2.1 Polarisation von Licht

Grundlage jeder elektromagnetischen Wellenoptik sind die Maxwell'schen Gleichungen:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}(\vec{E}(\vec{r}, t)) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) &= 0 & \operatorname{rot}(\vec{H}(\vec{r}, t)) - \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) &= \vec{j}(\vec{r}, t) \\ \operatorname{div}(\vec{D}(\vec{r}, t)) &= \tilde{\rho}(\vec{r}, t) & \operatorname{div}(\vec{B}(\vec{r}, t)) &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

Unter der Annahme von verschwindender freier Ladungsträger-  $[\tilde{\rho} \equiv 0]$  und Stromdichte  $[\vec{j} \equiv 0]$  und linearen Medien  $[\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}, \vec{H} = \frac{1}{\mu_0 \mu} \vec{B}]$  ergibt sich eine Wellengleichung  $[c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}, n = \sqrt{\epsilon \mu}]$

$$\left[ \Delta - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \vec{E} = 0. \quad (2)$$

Mögliche Lösungen sind harmonische, monochromatische, ebene Wellen [o.B.d.A.  $z$  Ausbreitungsrichtung] :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i \delta_x} \\ E_{0y} e^{i \delta_y} \\ 0 \end{pmatrix} e^{i[\vec{k}\vec{r} - \omega t]}, \quad \vec{k} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ k_z \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Auch für  $\vec{H}$  lässt sich eine Wellengleichung analog Gleichung (2) formulieren; es ergibt sich mit Gleichung (1) aber auch aus Gleichung (4)

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\omega}{|\vec{k}|} \begin{pmatrix} -E_{0y} e^{i \delta_y} \\ E_{0x} e^{i \delta_x} \\ 0 \end{pmatrix} e^{i[\vec{k}\vec{r} - \omega t]}. \quad (4)$$

Die physikalisch messbaren Eigenschaften sind nur die Realteile von  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$ ; diese bewegen sich in der Ebene transversal zur Ausbreitungsrichtung [ $xy$ -Ebene] an einem festen Ort  $\vec{r}$  zeitlich auf Ellipsen.

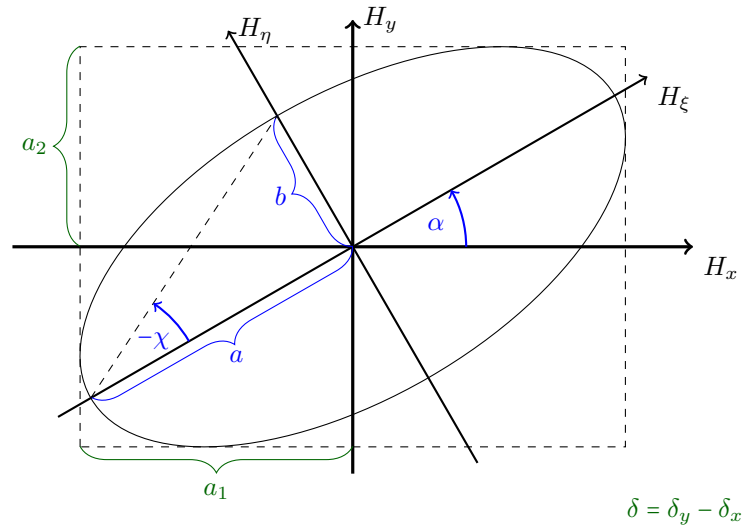


Abbildung 1: Polarisationsellipse.

Die charakteristische zeitliche Bewegung der elektrischen/magnetischen Feldvektoren an einem Ort in der Ebene transversal zur Ausbreitungsrichtung nennt man Polarisation des Lichtes. Abhängig vom Verhältnis von  $H_{0x}$  zu  $H_{0y}$  und dem Phasenabstand  $\delta = \delta_y - \delta_x$  ergibt sich entweder [echt-]elliptisch, zirkular oder linear polarisiertes Licht.

$\vec{H}$  heißt Polarisationsvektor,  $\vec{E}$  Schwingungsvektor.

## 2.2 Reflexion und Brechung

Lässt man nun eine linear polarisierte Welle auf den Übergang zwischen zwei Materialien verschiedenen Brechungsindex'  $n$  fallen, so tritt sowohl Reflexion als auch Transmission auf.

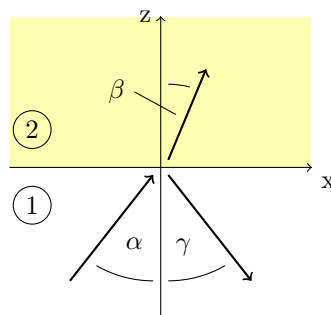


Abbildung 2: Grundlegende Geometrie zur Brechung und Reflexion am Medium.

Aus den Maxwellgleichungen ergibt sich für Isolatoren [ $\vec{\rho} \equiv 0, \vec{j} \equiv 0$  an der Oberfläche] die Stetigkeit der transversalen Komponenten des  $\vec{E}$ - und des  $\vec{H}$ -Feldes und somit die Konstanz der Frequenz  $\omega$  in beiden Medien und das Reflexions- und Brechungsgesetz:

$$\sin(\alpha) = \sin(\gamma) \quad , \quad n_1 \sin(\alpha) = n_2 \sin(\beta) \quad . \quad (5)$$

Die Ebene, in der der einfallende und der reflektierte Strahl liegen, heißt Einfallsebene.

Das linear polarisierte Licht, dessen  $\vec{E}$ -Feldvektor senkrecht zur Einfallsebene schwingt, heißt „senkrecht polarisiert“, das, dessen  $\vec{E}$ -Feldvektor parallel zur Einfallsebene schwingt, „parallel polarisiert“.



Abbildung 3: Geometrische Bedeutung der senkrecht und parallel polarisierten Komponente.

Aus der Stetigkeit der transversalen Komponenten des  $\vec{E}$ - und des  $\vec{H}$ -Feldes kann man nun unter Verwendung von Gleichung (1) die so genannten Fresnelschen Formeln herleiten, welche das Verhältnis der Amplituden senkrecht bzw. parallel polarisierten Lichtes nach Reflexion bzw. Transmission angeben:

$$\begin{aligned}
 R_{\perp}(\alpha, n_1, n_2) &= \frac{\cos(\alpha) - \frac{n_2 \mu_1}{n_1 \mu_2} \cos(\beta)}{\cos(\alpha) + \frac{n_2 \mu_1}{n_1 \mu_2} \cos(\beta)} \quad , \quad T_{\perp}(\alpha, n_1, n_2) = \frac{2 \cos(\alpha)}{\cos(\alpha) + \frac{n_2 \mu_1}{n_1 \mu_2} \cos(\beta)} \quad , \\
 R_{\parallel}(\alpha, n_1, n_2) &= \frac{\cos(\alpha) - \frac{n_1 \mu_2}{n_2 \mu_1} \cos(\beta)}{\cos(\alpha) + \frac{n_1 \mu_2}{n_2 \mu_1} \cos(\beta)} \quad , \quad T_{\parallel}(\alpha, n_1, n_2) = \frac{2 \frac{n_1 \mu_2}{n_2 \mu_1} \cos(\alpha)}{\cos(\alpha) + \frac{n_1 \mu_2}{n_2 \mu_1} \cos(\beta)} \quad .
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Für Metalle [dort gibt es Oberflächenströme und somit auch eine freie Ladungsträgerdichte] ergeben sich die gleichen Formeln, die Brechungsindizes müssen jedoch komplex aufgefasst werden [ $\tilde{n} = n[1 - i\kappa] = n - i\kappa$ ].

Der gemessene Reflexionsgrad ist jeweils das Quadrat der Fresnelschen Amplitudenverhältnisse, da man die Intensität misst und diese proportional zum Amplitudenquadrat ist.

Nimmt man dielektrische Medien 1 und 2 an [es gilt  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ ], so lassen sich anhand der Fresnelformeln einige im Experiment wichtige Spezialfälle diskutieren:

- Senkrechter Einfall
  - für  $\alpha = 0^\circ$  folgt nach Snell auch  $\beta = 0^\circ$  und somit

$$R_{\perp} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = -R_{\parallel} \quad \text{und} \quad T_{\perp} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} = T_{\parallel} \quad .
 \tag{7}$$

- für die messbare Intensität gilt Gleichheit in paralleler und senkrechter Polarisation.

- Totalreflexion
  - für  $\beta \rightarrow 90^\circ$  [möglich für  $n_1 > n_2$ ] folgt

$$R_{\perp}, R_{\parallel} \rightarrow 1 \quad .
 \tag{8}$$

- der Grenzwinkel für  $\beta = 90^\circ$  liegt nach Snell bei  $\sin(\alpha_G) = \frac{n_2}{n_1}$  .
- für  $\alpha \geq \alpha_G$  wird das einfallende Licht vollständig reflektiert [ $T_{\perp}, T_{\parallel} = 0$ ].

- Brewsterwinkel
  - für  $\alpha + \beta = 90^\circ$  schreibt sich  $\cos(\beta) = \cos(90^\circ - \alpha) = \sin(\alpha) = \sin(\beta) \frac{n_2}{n_1}$  und man findet

$$R_{\parallel} = 0 \quad .
 \tag{9}$$

- der entsprechende Winkel erfüllt  $\frac{\sin(\alpha_B)}{\sin(90^\circ - \alpha_B)} = \tan(\alpha_B) = \frac{n_2}{n_1}$  .

## 2.3 Zweistrahlinterferenz

Bei einer Schicht nicht zu großer oder zu kleiner Dicke können der einfach reflektierte und der zuerst transmittierte, dann reflektierte und schließlich zurück transmittierte Strahl interferieren.

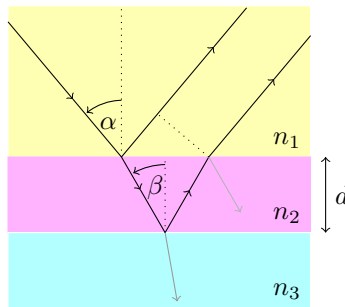


Abbildung 4: Zweistrahlinterferenz an einer Schicht.

Die optische Weglängendifferenz der beiden Strahlen beträgt

$$\Delta s = n_1 \sin(\alpha) 2d \tan(\beta) - 2n_2 d \frac{1}{\cos(\beta)} = 2n_2 d \cos(\beta). \quad (10)$$

Für eine monochromatische, linear polarisierte Welle ergibt sich somit  $[\Delta\varphi = \frac{\Delta s}{\lambda} 2\pi, \cos(\beta) = \sqrt{1 - \left[\frac{n_1}{n_2}\right]^2 \sin^2(\alpha)}$  für den gesamten Reflexionsgrad

$$r_{\perp/\parallel}(\alpha, n_1, n_2, n_3) = \frac{1}{16} \left[ \int_0^{2\pi} \left| R_{\perp/\parallel}(\alpha, n_1, n_2) \sin(\varphi) + T_{\perp/\parallel}(\alpha, n_1, n_2) R_{\perp/\parallel} \left( \arcsin \left( \frac{n_1}{n_2} \sin(\alpha) \right), n_2, n_3 \right) T_{\perp/\parallel} \left( \arcsin \left( \frac{n_1}{n_2} \sin(\alpha) \right), n_2, n_1 \right) \sin(\varphi - \Delta\varphi) \right| d\varphi \right]^2. \quad (11)$$

## 2.4 Doppelbrechende Elemente

Für bestimmte Materialien beobachtet man ein unterschiedliches optisches Verhalten je nach Richtung des einfallenden Lichtes. Der Grund dafür liegt in der anisotropen Struktur dieser Stoffe. Besonders bekannte [da früh entdeckte] Vertreter dieser Klasse sind Kristalle, bei denen man beobachtet, dass Lichtstrahlen in Teilstrahlen aufgespalten und unterschiedlich gebrochen werden und spricht daher von Doppelbrechung [nur für nicht-kubische Kristalle]. Die Anisotropie legt zumindest eine ausgezeichnete Raumrichtung in der Kristallstruktur fest, die kristallographische Hauptachse. Sämtliche parallel zu dieser liegenden Richtungen bezeichnet man als optische Achse des Kristalls. Im Folgenden betrachten wir einfach-doppelbrechende Kristalle mit nur einer optischen Achse.

Aus experimentellen Beobachtungen und geometrisch-optischen Überlegungen hat man festgestellt, dass einfallendes Licht stets aufgeteilt wird in einen Strahl, der dem Snell'schen Brechungsgesetz unterliegt [sog. ordentlicher Strahl, Bezeichnung „o“ für *ordinary*] und einen Strahl, der auch bei senkrechtem Einfall gebrochen würde [sog. außerordentlicher Strahl, Bezeichnung „e“ für *extraordinary*], was dem Snell'schen Brechungsgesetz widerspricht. Die Ablenkung von e zu o hängt dabei ab vom Winkel des einfallenden Lichtes zur optischen Achse, sodass durch Doppelbrechung entstandene optische Erscheinungen eine Rotationssymmetrie um diese aufweisen. Insbesondere findet bei Lichtstrahlen entlang der optischen Achse keine Abspaltung mehr statt bzw. e und o liegen übereinander. Die optische Achse ist also die Richtung der optischen Isotropie im Kristall.

Aus diesem Grund zerlegt man einfallendes Licht in zwei linear polarisierte Anteile und betrachtet in der Beschreibung die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes [senkrecht zur Ausbreitungsrichtung]. Für o schwingt das elektrische Feld daher senkrecht zur optischen Achse und für e entsprechend parallel. Die Brechungsindizes der

jeweiligen Schwingungsrichtungen sind aufgrund der Anisotropie verschieden und werden als Hauptbrechzahlen bezeichnet. Dabei ist für optisch-positive Kristalle der außerordentliche Brechungsindex  $n_e$  größer bzw. für optisch-negative Kristalle kleiner als der ordentliche Brechungsindex  $n_o$ .

### 2.4.1 Verzögerungsplättchen

Aufgrund der Brechzahldifferenz  $n_e - n_o$  breiten sich  $e$  und  $o$  im Kristall mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten aus, sodass sich ihre anfängliche Phasenlage zueinander verschiebt. Für eine feste Wellenzahl  $k$  des einfallenden Lichtes und ein bestimmtes Material hängt diese Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  nur von der Ausdehnung  $d$  des Kristalls ab.

$$\Delta\varphi = (k_e - k_o) d = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) d \tag{12}$$

Für eine feste Wellenlänge kann man somit eine definierte Phasenverzögerung zwischen den beiden Polarisationszuständen einstellen. Die gebräuchlichste Ausführung ist dabei:

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} \iff d = \frac{\lambda}{4} \cdot \frac{1 + 4l}{|n_e - n_o|} ; l \in \mathbb{N} \quad \left(\frac{\lambda}{4} - \text{Plättchen}\right) \tag{13}$$

### 2.4.2 Polarisatoren [Glan-Thompson-Prisma]

Als ein Vertreter der Polarisatoren aus doppelbrechenden Materialien soll hier das Glan-Thompson-Prisma aus Kalkspat vorgestellt werden. Der Aufbau ist in Abbildung 5 gezeigt.

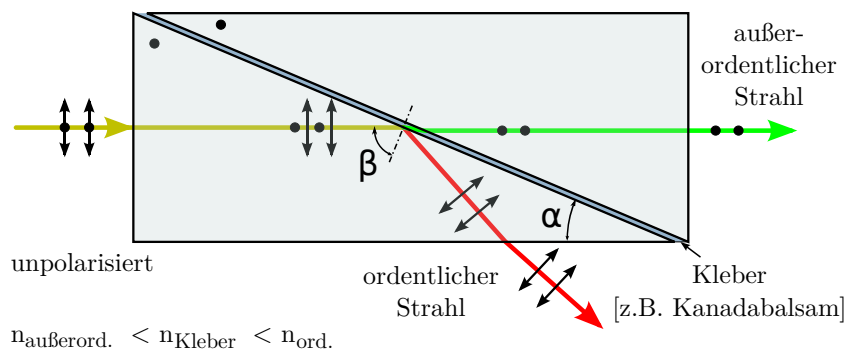


Abbildung 5: Strahlenverlauf im Glan-Thompson-Prisma für ordentliche und außerordentliche Polarisation<sup>1</sup>.

Der doppelbrechende Kristall ist dabei so in zwei rechtwinklige Prismen geschnitten, dass die Schnittflächen parallel zur optischen Achse liegen. Die Prismen sind über die langen Seiten miteinander verklebt. Das Licht wird senkrecht zu den Schnittflächen und damit zur optischen Achse eingestrahlt. Es erfolgt zunächst keine räumliche Aufspaltung zwischen den Teilstrahlen  $e$  und  $o$ , jedoch eine Ausbreitung mit unterschiedlicher Geschwindigkeit. Beim Übergang vom ersten Prisma zur Kleberschicht liegt eine Grenzfläche vor. Wählt man den Brechungsindex des Klebers derart, dass dieser zwischen den Hauptbrechzahlen  $n_e$  und  $n_o$  liegt [für Kalkspat  $n_e \approx 1,48 < n_{Kl} < n_o \approx 1,65$ ], so wird der ordentliche Strahl an der Grenzschicht totalreflektiert, während der außerordentliche Strahl transmittiert wird. Es erfolgt somit eine Trennung der beiden Polarisationsrichtungen. Der Schnittwinkel der Prismen muss dabei eine Totalreflexion an der ersten Grenzschicht ermöglichen und gleichzeitig an der zweiten verhindern, sonst würde der außerordentliche Strahl parallel um die Breite der Kleberschicht versetzt zum ordentlichen Strahl laufen. Die Güte solcher Polarisatoren wird hauptsächlich durch die Dicke der Kleberschicht [unterdrückte Totalreflexion] bestimmt.

<sup>1</sup>Aus Wikipedia – Glan-Thompson-Prisma.

## 2.5 Intensität elliptisch polarisierten Lichts hinter einem Linearpolarisator

Physikalisch muss man das Quadrat der zeitlich gemittelten Projektion des  $\vec{E}$ -/ $\vec{H}$ -Feldvektors auf die Polarisatorstellung betrachten. Durch einfache Substitutionen, Betrachtungen zum Betrag des cos und grundlegende Integrale lässt sich das Ergebnis wie folgt formulieren

$$I(\varphi) \propto \frac{16ab}{a^2 - b^2} \left[ \cos(\varphi - \varphi_0) \operatorname{asinh} \left( \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b} \cos(\varphi - \varphi_0) \right) + \sin(\varphi - \varphi_0) \arcsin \left( \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} \sin(\varphi - \varphi_0) \right) \right]^2, \quad (14)$$

wobei  $a$  die große Halbachse der Polarisationsellipse,  $b$  die kleine und  $\varphi_0$  den Neigungswinkel der kleinen gegen die  $x$ -Achse darstellt.

## 3 Versuchsaufbau und -durchführung

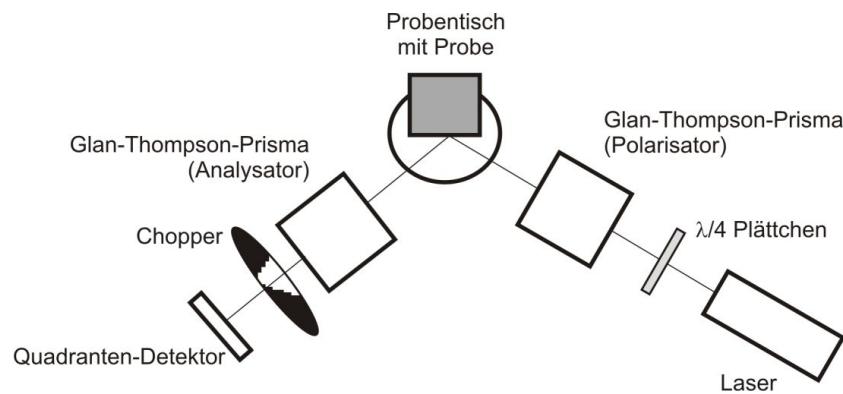


Abbildung 6: Schematischer Aufbau des Ellipsometers.

Bei dem verwendeten Laser handelte es sich um einen Helium-Neon-Laser, der bei 632,8 nm emittierte.

Der Chopper befand sich aus rein platztechnischen Gründen nicht direkt hinter dem Laser, jedoch so nah an der Probe wie möglich.

Das  $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen machte aus dem ziemlich linear polarisierten Licht des Lasers zirkular polarisiertes, damit unsere Ausgangsintensität beim Drehen des Polarisators konstant blieb.

Der Quadranten-Detektor diente zum Auslesen der Intensität am Ende der Anordnung. Durch die Geometrie der 4 Quadranten gab es, war der Laserstrahl genau in der Mitte des Detektors, dort ein lokales Minimum in der Intensitätsmessung [da dann relativ das meiste des Laserstrahls auf die insensitiven Zwischenräume fiel].

Zur Messung der Reflexionsgrde über dem Einfallswinkel konnten die Arme über Schrittmotoren gedreht werden; die Probe stand dabei fest. Senkrechte bzw. parallele Polarisation wurde durch die Stellung des Polarisators [0° - senkrechte, 90° - parallele P.] ausgewählt und dabei auch der Analysator genauso gestellt.

Zur Bestimmung der Maxima und Minima der Polarisationsellipse nach Reflexion an Metallen wurde bei festem Einfallswinkel der Polarisator auf 45° gestellt und die Analysatorstellung minimaler bzw. maximaler Intensität gesucht. Da die Intensitätsmessung mit einem Lock-in erfolgte, war das Minimum wesentlich besser zu erkennen.

Bei allen Messungen musste die Ausgangsintensität des Lasers ohne Probe bestimmt werden, um die Kurven normieren zu können.



## 4 Messergebnisse

Polarisationsverhältnis von Analysator und Polarisator:  $0,999\,991 \pm 0,000\,010$  .

Tabelle 1: Parameter der Proben für  $\lambda = 632,8$  nm.

Probe	Brechzahl	
	gemessen	Referenz
Glas	1,52	1,515 <sup>2</sup>
Silizium	3,81	3,883 <sup>3</sup>
Platin	2,19 – i 5,63	2,332 – i 4,145 <sup>4</sup>
Gold	0,145 – i 3,20	0,197 – i 3,090 <sup>5</sup>
$Si_3N_4$	2,14	2,011 <sup>6</sup>
$SiO_2$ -a	–	1,46 <sup>7</sup>

## 5 Diskussion

Zwei Vorbemerkung:

- In den Graphen der Reflexionsgrade [Abbildung 8,Abbildung 9,Abbildung 10] sind für jede Kurve jeweils der Fit-Parameter [bestimmt nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate] mit angegeben; dies dient dazu, die systematische Messunsicherheit dieser Messmethode zu verdeutlichen. Die jeweils mit angegebene Unsicherheit bezieht sich nur auf den Fit.
- Der Reflexionsgrad der parallel polarisierten Komponente ist jeweils **blau**, der der senkrechten Komponente **rot** in den Abbildungen dargestellt.

Das Polarisationsverhältnis  $\rho = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$  von Analysator und Polarisator ergab sich zu  $0,999\,991 \pm 0,000\,010$  und war somit sehr gut.

Aus dem Fit in Abbildung 7 sieht man außerdem, dass die Stellung des Analysators relativ zum Polarisator genauer als  $0,2^\circ$  mit den Angaben des Computerprogramms übereinstimmt.

<sup>2</sup>Nach *N – BK7 (SCHOTT)* auf <http://refractiveindex.info>.

<sup>3</sup>Nach *Si (Crystalline Silicon)* auf <http://refractiveindex.info>.

<sup>4</sup>Nach *Platinum (Pt)* auf <http://refractiveindex.info>.

<sup>5</sup>Nach *Gold (Au)* auf <http://refractiveindex.info>.

<sup>6</sup>Nach *Si3N4 (Siliconnitride)* auf <http://refractiveindex.info>.

<sup>7</sup>Nach Herstellerangaben.

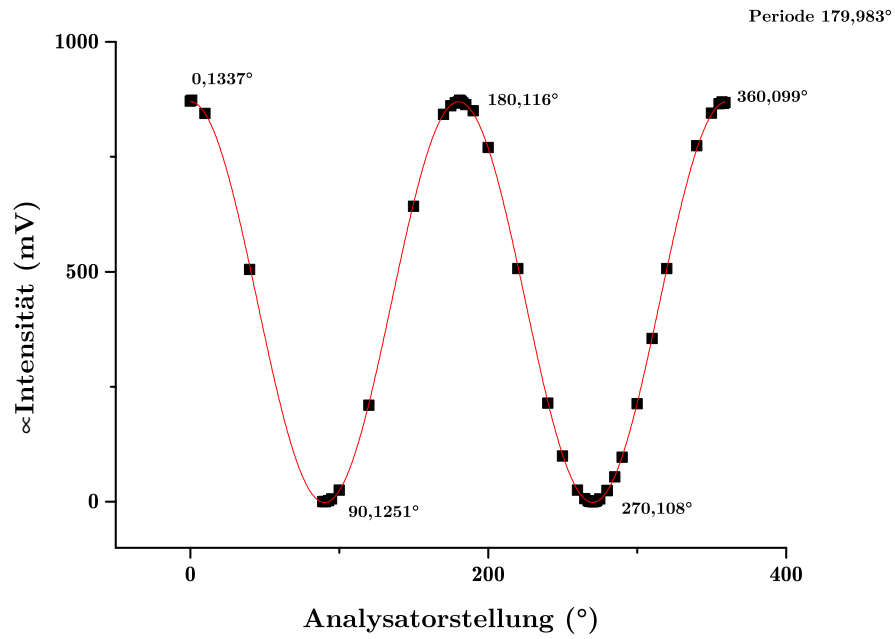


Abbildung 7: Messwerte proportional der transmittierten Intensität hinter dem Analysator, während der Polarisator fest bei 0° stand.

Der aus dem Brewsterwinkel für Glas bestimmte Brechungsindex ergab sich zu  $n_{\text{Glas}} = 1,52$ , was in guter Übereinstimmung mit dem Referenzwert von  $n_{\text{N-BK7}} = 1,515$  ist.

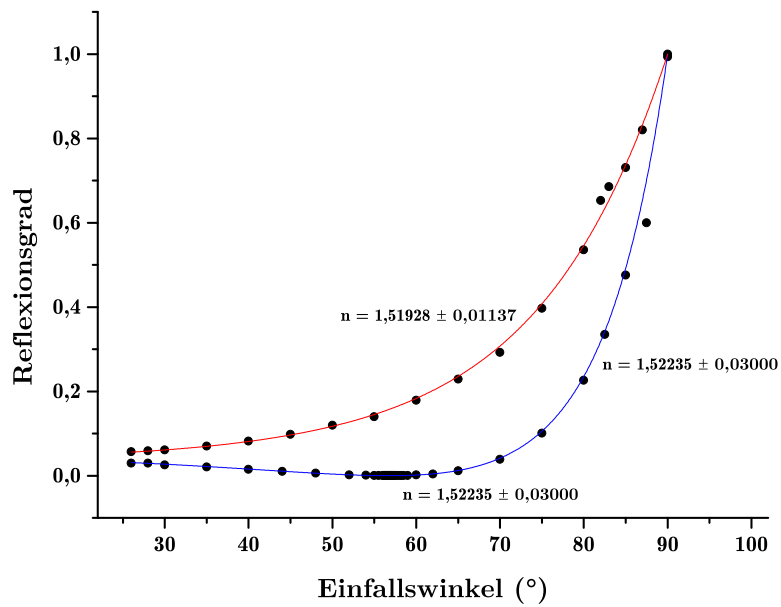


Abbildung 8: Reflexionsgrad von Glas.

Der Fitparameter der gesamten Kurve der parallelen Polarisation wich mit  $n = 1,40$  merklich ab; auch optisch unterschied sich die gefittete Kurve dann stärker von den Messwerten. Dies muss an der numerischen Berechnungsmethode liegen [lokales Minimum]. Daher wurde in Abbildung 8 die theoretische Kurve mit der aus dem Brewsterwinkel bestimmten Brechzahl für die parallele Polarisation eingezeichnet.

Bei Silizium stimmte die über den Brewsterwinkel gemessene Brechzahl von  $n_{Si} = 3,81$  nicht ganz so gut mit der Referenz von  $3,883$  überein.

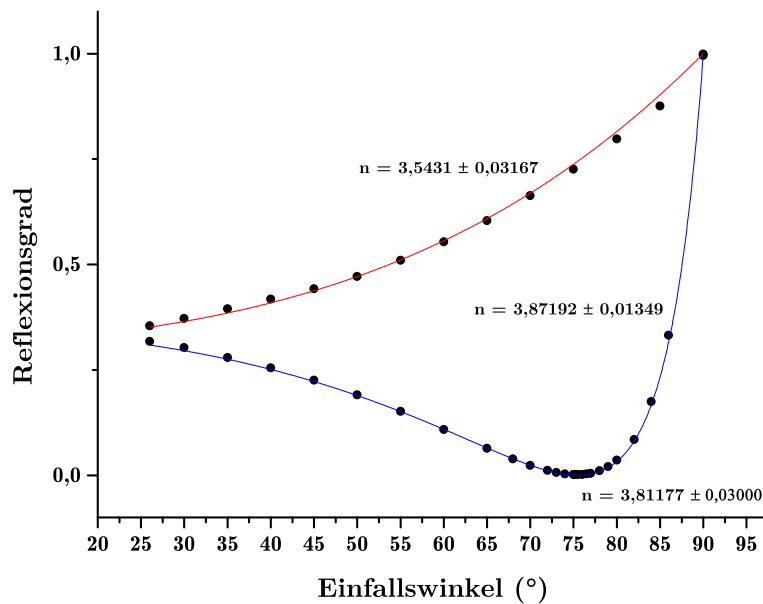


Abbildung 9: Reflexionsgrad von Silizium.

Der Fit der parallelen Polarisation lieferte jedoch ein wesentlich besser passendes Ergebnis von  $n = 3,87$ .

Bei der senkrechten Polarisation war es genau umgekehrt: deren Fit-Wert war mit  $n = 3,54$  noch schlechter. Außerdem sieht es so aus, als ob die gesamte Kurve in Richtung großer Einfallswinkel verschoben wäre. Der Strahlversatz aufgrund des gedrehten Polarisators könnte dafür verantwortlich sein; wobei dies durch das Einstellen des Probenstückes vor der Messung eigentlich ausgeschlossen sein sollte.

Für Platin ergaben die Messungen zweier Polarisationsellipsen bei einer Polarisatorstellung von  $45^\circ$  in Reflexion Brechungsindizes von  $n_{Pt,1} = 1,919 - i4,923$  und  $n_{Pt,2} = 2,190 - i5,630$ .

Der rein optische Fit in Abbildung 10 ergab  $n_{Pt,3} = 2,09 - i4,64$ .

Mit der Referenz  $2,332 - i4,145$  [schwarze gestrichelte Linie] stimmt die Messung offensichtlich nicht überein; dies kann daran liegen, dass die Platin-Probe nur eine Schicht auf einem Silizium-Untergrund war.

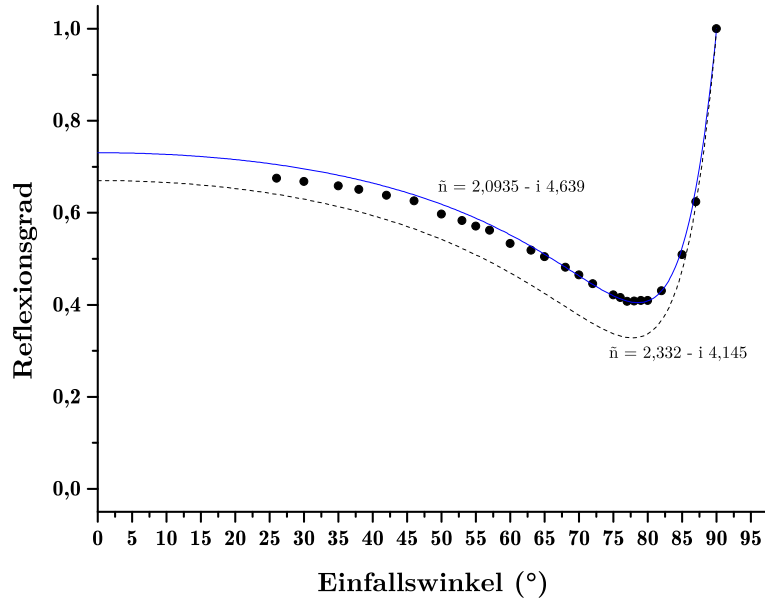


Abbildung 10: Reflexionsgrad von Platin.

Die Polarisationsellipse von an Gold unter 70° reflektiertem, unter 45° zur Einfallsebene linear polarisiertem Licht lieferte  $n_{Au} = 0,145 - i3,20$ . Dies stimmt sehr gut mit der Referenz  $0,197 - i3,090$  überein.

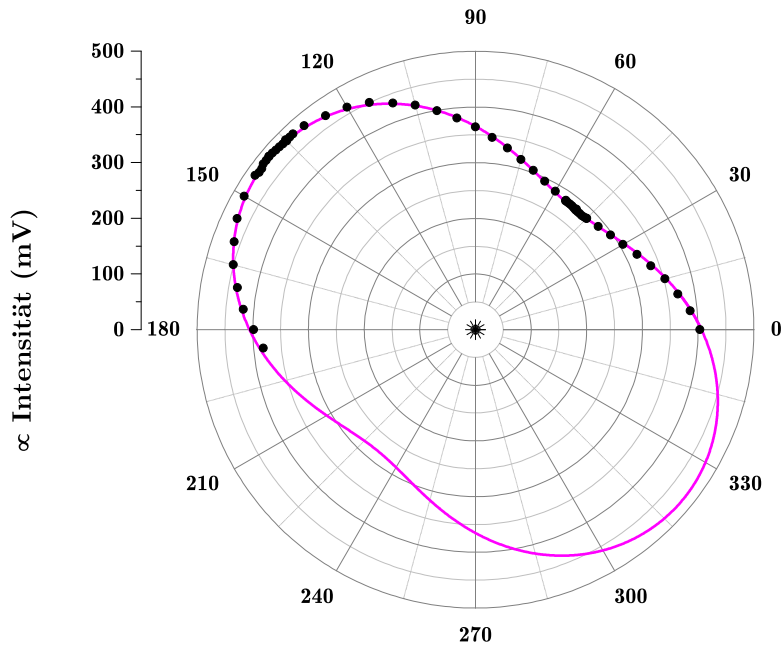


Abbildung 11: Quadrat der Polarisationsellipse von unter 45° zur Einfallsebene eingestrahlenen, linear polarisierten Lichts nach Reflexion an Gold unter einem Einfallswinkel von 70°.

Die Figur in Abbildung 11 entspricht einem Achsenverhältnis der zugrundeliegenden Polarisationsellipse von  $\frac{2.28}{1}$  und weist ihr Maximum bei  $133,3^\circ$  auf.

Zur Betrachtung des Reflexionsgrades einer  $5687\text{nm}$  dicken  $\text{SiO}_2$ -Schicht [Probe:  $\text{SiO}_2\text{-a}$ ] auf Silizium wurde Gleichung (11) berechnet und mit in das Diagramm eingezeichnet.

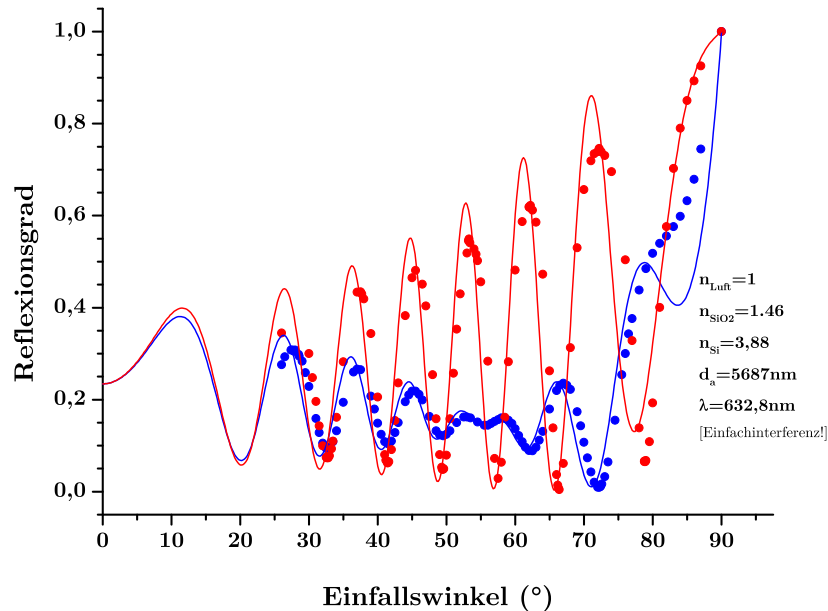


Abbildung 12: Reflexionsgrad einer  $\text{SiO}_2$ -Schicht auf Silizium.

Wie beim Platin scheint hier die gesamte Messung [diesmal sowohl parallel als auch senkrecht] zu größeren Winkeln hin verschoben.

Die Maxima des Reflexionsgrades der Messung der senkrechten Polarisation sind nicht so groß, wie theoretisch erwartet; dies kann nicht an Verschmutzungen oder Störstellen der Oberfläche liegen, da dann auch die anderen Bereiche des Graphen beeinflusst sein müssten. Jedoch wird bei dem verwendeten Lock-in mit größeren Werten auch der Messfehler immer größer, so dass hier ein systematisch zu großer Wert angezeigt wird.

Hingegen die Minima der senkrechten Polarisation und der gesamte Graph der parallelen Polarisation stimmen sehr gut mit der Theorie überein.

Der Abstand der Extreme von Theorie und Experiment ist jeweils nahezu identisch.

Einzig das Minimum bei  $83,6^\circ$  fehlt in der Messung der parallelen Polarisation. Dies könnte an der dann relativ großen Ausdehnung des Strahles [ca. das 4-fache seines Durchmessers] auf der Probe liegen, wodurch die Oberflächenunebenheiten eine viel größere Rolle spielen.

## 6 Zusammenfassung

Die Messungen der winkelabhängigen Reflexionsgrade für parallele und senkrechte Polarisation ergaben für jede Probe die nach der Theorie zu erwartenden qualitativen Verläufe. Die aus diesen Kurven ermittelten Fit-Parameter weichen allerdings mitunter um mehr als 20% von den Tabellenwerten ab. Berücksichtigt man jedoch, dass die Messapparatur einen Bereich des Einfallswinkels von  $64^\circ$  abdeckt, wobei die Justage für jede Probe nur einmal zu Beginn der Messung erfolgte, versteht man, dass eine höhere Genauigkeit so kaum zu erreichen ist. Beim Drehen des Polarisator- bzw. Analysatorarmes erfolgt automatisch ein Verstellen der Apparatur, was man daran merkt, dass der Lichtstrahl in der Referenzposition nach jedem Messen den Detektor verfehlt.

Der Vergleich der Messkurven mit den theoretischen Verläufen lässt ebenfalls vermuten, dass unser Messsignal einem systematischen Fehler unterliegt. Beim Messen mit dem phasenempfindlichen Gleichrichter [Lock-In] muss darauf geachtet werden, dass die Phase zwischen Messsignal und Referenz abgeglichen ist. Dies ist jedoch für relativ große Intensitäten kaum noch möglich gewesen, sodass der abgelesene Wert zum einen systematisch verfälscht war und zum anderen zufälligen Schwankungen unterlag. Zudem ist während des Experimentierens aufgefallen, dass die Laserleistung auch nach einigen Stunden Einbrüche um 10 mV aufweisen kann. In Kombination mit der manuellen Minimumsuche beim Einstellen des Detektors ergaben sich somit systematische Verschiebungen, die unter Umständen [wenn überhaupt] erst am Ende einer Messung bemerkt wurden.

## 7 Literatur

- [1] A. ROSELER: *Infrared Spectroscopic Ellipsometry*. Wiley-VCH Verlag GmbH, 1990.
- [2] LUDWIG BERGMANN, CLEMENS SCHAEFER UND HEINZ NIEDRIG: *Lehrbuch Der Experimentalphysik: Optik - Wellen- Und Teilchenoptik: Vol 3*. Walter de Gruyter & Co, 2004.
- [3] MAX BORN UND EMIL WOLF: *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, 1999.

## 8 Anhang

- Handschriftliches Protokoll