

Versuch: Polarisation

Marius Kaiser, Felix Mateo Brunnabend
Gruppe: 16

12. März 2021

Physikalisches Parktikum
im Sommersemester 2019
Versuch durchgeführt am 11.04.



Inhaltsverzeichnis

1 Motivation	5
2 Fragen zur Vorbereitung	6
2.1 Allgemeine Polarisation	6
2.2 Zusammenhang Intensität und el. Feld	8
2.3 Fresnel'sche Formeln	9
2.4 Rayleigh-Streuung	14
2.5 Winkelabhängigkeit der Intensität der Rayleigh-Streuung	15
2.6 Mie-Streuung	17
3 Versuchsaufbau	20
4 Versuchsdurchführung	21
5 Auswertung	27
5.1 Fresnelsche Formeln	27
5.2 Miestreuung	31
6 Fazit	37

1 Motivation

Eines der beliebtesten abendlichen Freizeitaktivitäten ist der Besuch eines Kinos, denn Filme sind eine fantastische Möglichkeit sich in eine andere Wirklichkeit hinein versetzen zu lassen.

Noch besser geschieht das mit der 3D Technologie, welche einem verstärkt das Gefühl gibt mitten drin sein zu dürfen. Diese Technologie lässt sich auf verschiedene Weisen realisieren, aber eine der gebräuchlichsten Art ist, polarisiertes Licht zu verwenden. Dabei wird unterschiedlich polarisiertes Licht durch eine spezielle Brille den Augen zugeführt.

Polarisiertes Licht entsteht durch erzwungene Schwingungen an Dipolen, welche Licht nur senkrecht zur Dipolachse emittieren können. Dadurch wird nur Licht einer bestimmten Ausrichtung erzeugt, wobei man zwischen zirkular und linear polarisiertem Licht unterscheidet.

In diesem Versuch beschäftigen wir uns mit den Eigenschaften von linear polarisiertem Licht bezüglich Reflexion und Streuung am Medium.

Außerdem gehen wir genauer auf die Brewsterwinkel und die damit einhergehende Berechnung des Brechungsindexes ein.

Weiterhin überprüfen wir die Fresnel'schen Gleichungen und lernen die Miestreuung und ein Anwendungsgebiet dessen kennen.

2 Fragen zur Vorbereitung

2.1 Allgemeine Polarisation

Natürliches Licht ist in der Regel unpolarisiert oder zumindest teilpolarisiert. Jedes unpolarisierte Licht lässt sich in zwei zueinander senkrecht linear polarisierte Anteile zerlegen. Um polarisiertes Licht zu erhalten kann man entweder Polarisationsfilter verwenden, oder man nutzt die Effekte der Reflexion, Brechung oder Streuung.

Reflexion und Brechung:

Trifft unpolarisiertes Licht auf ein dielektrisches Medium (bspw. Glas), so regen dessen Anteile im Material der Grenzfläche Elektronen in dessen Hülle zum schwingen in Richtung des jeweiligen Anteils an. Dadurch ist ein Dipolmoment im Atom induziert und diese erzeugen dann sekundäre Lichtwellen, die nur in Richtung des reflektierten und gebrochenen Lichtstrahls konstruktiv interferieren können.

Dabei ist der Eintrittswinkel entscheidend dafür, in welche Richtung die Dipolsachse der zeigt. Diese Richtung gibt dann die Polarisationsrichtung an.

Wie solch ein Dipol Licht emittieren kann, lässt sich anhand einer Dipolhantel in der Abbildung (2.1) a) gut erkennen. Daran wird deutlich, dass in unterschiedliche Richtungen unterschiedlich stark emittiert werden kann. Je nach Eintrittswinkel und Grenzfläche entstehen also reflektierte und gebrochene Lichtstrahlen. Das verdeutlichen wir hier der Einfachheit halber in 2D. (Abbildung (2.1) b))

Hierbei tritt bei einem bestimmten Eintrittswinkel, dem s.g. Brewsterwinkel, ein schönes Phänomen auf. Darauf wird aber später noch genauer eingegangen.

Doppelbrechung:

Die Doppelbrechung ist ein interessanter Effekt von anisotropen Kristallstrukturen, bei dem Licht in zwei senkrecht aufeinander polarisierte Anteile aufgespalten wird und diese Anteile sich unabhängig voneinander mit unterschiedlicher Geschwindigkeit im Medium ausbreiten. Dabei gehorcht der eine Lichtstrahl dem Snellius-Gesetz, auch ordentlicher Strahl genannt, und der andere nicht, außerordentlich genannt. Die unterschiedlichen Richtungen entstehen durch die unterschiedlichen Brechungsindices in die senkrecht aufeinander stehenden Richtungen (n_o und n_a). Dabei charakterisiert die Differenz der Brechungsindices ($n_a - n_o$) die Kristalle bzgl. der Stärke der Doppelbrechung und je nach Vorzeichen nach optisch positiv oder negativ.

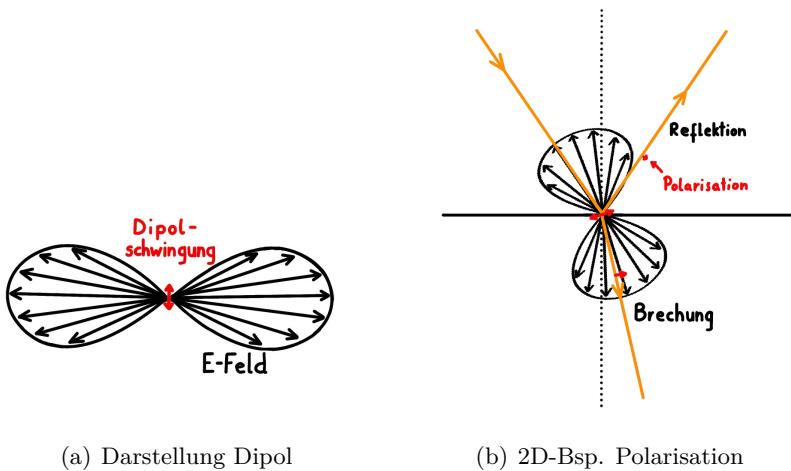


Abbildung 2.1: Dipole

Streuung:

Trifft hier nun Licht auf ein streuendes Medium (bspw. Atmosphäre), so werden werden Elektronen aus der Hülle der Atome in diesem Medium zum schwingen angeregt.

Diese Dipole haben ihre Achsen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und können so nur Licht emittieren, dessen Bewegungsrichtung auch senkrecht auf die des einfallenden Lichtes steht.

Das nun emittierte Licht hat also die Polarisation in vektorieller Richtung der Dipolachse.

Auch hier ist es anhand einer Skizze besser nachvollziehbar:

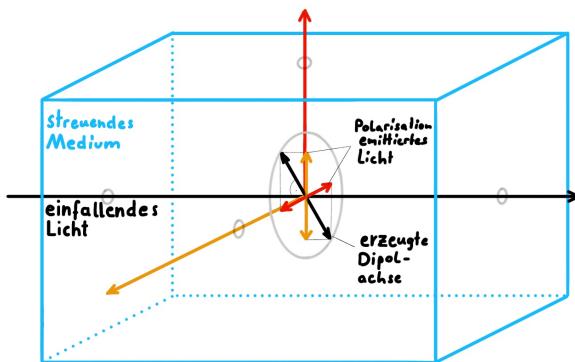


Abbildung 2.2: Darstellung der Polarisation bei Streuung

2 Fragen zur Vorbereitung

Polarisationsfilter

Ein Polarisationsfilter funktioniert nach dem Prinzip, dass Ladungsträger in eine Richtung gut schwingen, senkrecht dazu jedoch keine Bewegungsfreiheit haben.

Das wird bei einem Polarisationsfilter (kurz: Polfilter) durch dünne parallele Streben auf Molekularer Ebene ausgenutzt.

Einfallendes unpolarisiertes Licht besitzt in alle Richtungen polarisierte einzelne Lichtwellen, oder wie schon erwähnt Anteile polarisierten Lichtes senkrecht und parallel zu den Streben.

Trifft nun solches Licht auf einen Polfilter, so werden die Lichtanteile, die senkrecht zu den streben liegen hindurchgelassen. Das klingt vorerst unintuitiv, doch lässt sich mit Blick auf die molekulare Ebene erklären.

Durch dehnen von Folien aus Polymeren, werden dessen Molekülketten linienförmig, parallel ausgerichtet. Da Polymere gemeinsam delokalisierte Elektronen ausbilden, werden 'freie' Elektronen zur Verfügung gestellt, welche sich entlang der Polymerketten bewegen können. Trifft nun unpolarisiertes oder teipolarisiertes Licht auf diese Polymerketten, so wird der zur Bewegungsrichtung parallel polarisierte Anteil des Lichtes durch diese Elektronen absorbiert und rausgefiltert. Die dazu senkrechten Anteile können diese Elektronen nicht anregen, da sie sich in diese Richtung nicht bewegen lassen, und kommen ungehindert an diesen Molekülketten vorbei.

2.2 Zusammenhang Intensität und el. Feld

Die Energie, die pro Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \mathbf{k} transportiert wird, nennt man Intensität oder Energiestromdichte. Für sie gilt allgemein:

$$\tilde{I} = c\epsilon_0 \tilde{E}^2$$

Dabei ist \tilde{E} das el. Feld welches durch eine periodische Funktion in der Zeit entsprechen muss mit Amplitude $E = \sqrt{E_{\parallel}^2 + E_{\perp}^2}$.

Daher werden wir nur das zeitliche Mittel der Intensität I messen und damit rechnen können.

Dafür gilt:

$$I = \frac{\epsilon_0 \epsilon_m c_0}{2n_m} E^2 \quad m: \text{Medium}$$

Wir messen die zeitlich gemittelte Intensität eines Lichtstrahls für zwei senkrecht aufeinander stehende Polarisationsrichtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Dabei beziehen sich der parallele und senkrechte Anteil auf die Ebene, die vom einfallenden, reflektierten und gebrochenen Strahl aufgespannt wird.

2.3 Fresnel'sche Formeln

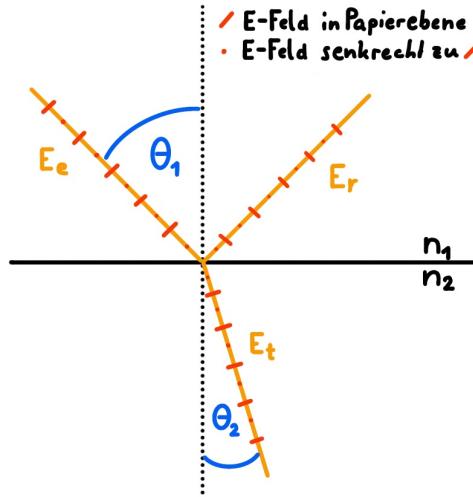


Abbildung 2.3: Licht an Grenzfläche

(Wir verwenden statt ϕ und ψ die Winkel Θ_1 und Θ_2 , da wir das als übersichtlicher empfinden)

Aus den Fresnel'schen Formeln aus dem Skript (1) bis (4), lassen sich folgende Spezialfälle schnell sehen:

$$\underline{\Theta_1 = 0:} \rightarrow \Theta_2 = 0$$

$$\frac{E_{r,\parallel}}{E_{e,\parallel}} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \quad ; \quad \frac{E_{r,\perp}}{E_{e,\perp}} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

$$\frac{E_{t,\parallel}}{E_{e,\parallel}} = \frac{2n_1}{n_2 + n_1} \quad ; \quad \frac{E_{t,\perp}}{E_{e,\perp}} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}$$

$$\text{wobei gilt:} \quad \frac{I_{r/t}}{I_e} = \frac{(E_{r/t})^2}{(E_e)^2}$$

Man sieht, dass sich die Intensitäten für I_{\parallel} - und I_{\perp} -Richtung für den reflektierenden und transmittierenden Teil bzgl. des einfallenden Lichtes durch das Quadrat gleich verhalten.

Das resultiert daraus, dass der senkrecht einfallende Strahl mit rotationssymmetrischen Aufbau keine Vorzugsrichtung besitzt.

2 Fragen zur Vorbereitung

Die Energieerhaltung ist durch

$$E_{e,\parallel}^2 = E_{r,\parallel}^2 + \frac{n_2}{n_1} E_{t,\parallel}^2 \quad \text{und} \quad E_{e,\perp}^2 = E_{r,\perp}^2 + \frac{n_2}{n_1} E_{t,\perp}^2$$

gegeben, wobei der Faktor $\frac{n_2}{n_1}$ die Gewichtung in den Medien beschreibt.

Anhand dieser erkennt man, dass für größere Differenzen zwischen den Brechungsindices der reflektierende Anteil größer wird und der transmittierende Anteil kleiner wird.

Sind beide Indices gleich, so gibt es keine Grenzfläche und folglich kann nichts reflektiert werden.

Da sich die Richtungen beim senkrechten Durchgang gleich verhalten, kann man außerdem erkennen, dass keine Änderung des Polarisationsgrades möglich ist. ($P = \text{const.}$)

Nun sei:

$$\underline{\Theta_1 + \Theta_2 = \frac{\pi}{2}} \text{ (Brewsterwinkel):}$$

Vorbetrachtung:

$$\cos(\Theta_1) = \sin\left(\frac{\pi}{2} - \Theta_1\right) = \sin(\Theta_2) \quad \text{und analog:} \quad \cos(\Theta_2) = \sin(\Theta_1)$$

$$\text{Snellius-Gesetz:} \quad n_1 \sin(\Theta_1) = n_2 \sin(\Theta_2)$$

Damit ergibt sich aus den Fresnel'schen Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{E_{r,\parallel}}{E_{e,\parallel}} &= \frac{n_2 \cos(\Theta_1) - n_1 \sin(\Theta_1)}{n_2 \cos(\Theta_1) + n_1 \cos(\Theta_2)} = \frac{n_2 \cos(\Theta_1) - n_2 \sin(\Theta_2)}{n_2 \cos(\Theta_1) + n_1 \cos(\Theta_2)} = \frac{n_2 \cos(\Theta_1) - n_2 \cos(\Theta_1)}{n_2 \cos(\Theta_1) + n_1 \cos(\Theta_2)} = 0 \\ \frac{E_{r,\perp}}{E_{e,\perp}} &= \frac{n_1 \cos(\Theta_1) - n_2 \sin(\Theta_1)}{n_2 \cos(\Theta_2) + n_2 \sin(\Theta_1)} = \frac{n_1 - \frac{n_2^2}{n_1}}{n_1 + \frac{n_2^2}{n_1}} = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 + n_2^2} \\ \frac{E_{t,\parallel}}{E_{e,\parallel}} &= \frac{2n_1 \cos(\Theta_1)}{2n_2 \cos(\Theta_1)} = \frac{n_1}{n_2} \\ \frac{E_{t,\perp}}{E_{e,\perp}} &= \frac{2n_1 \cos(\Theta_1)}{n_2 \sin(\Theta_1) + n_1 \cos(\Theta_1)} = \frac{2n_1^2}{n_2^2 + n_1^2} \end{aligned}$$

Auffällig ist hier, dass der reflektierte Strahl vollständig polarisiert ist, da der parallele Anteil komplett transmittiert wird. ($P = |\frac{E_{\perp}^2 - 0}{E_{\perp}^2 + 0}| = 1$)

Hier gilt für die Energieerhaltung:

$$E_{e,\parallel}^2 = E_{r,\parallel}^2 + \frac{n_2 \cos(\Theta_2)}{n_1 \cos(\Theta_1)} E_{t,\parallel}^2$$

und $E_{e,\perp}^2 = E_{r,\perp}^2 + \frac{n_2 \cos(\Theta_2)}{n_1 \cos(\Theta_1)} E_{t,\perp}^2$

D.h., die erzeugten Dipole aus dem senkrechten Anteil liegen senkrecht auf auf Ein- und Austrittsstrahl, sodass reflektierter und transmittierter Strahl die senkrechte Polarisation erhalten und die Dipole maximal ausstrahlen können.

Die erzeugten Dipole aus dem parallelen Anteil jedoch liegen mit ihrer Achse in Richtung des reflektierten Strahls, sodass in diese Richtung keine Welle emittiert werden kann.

Für die Abstrahlcharakteristik der parallelen Anteile bedeutet dies:

$$\begin{aligned} E_{e,\parallel}^2 &= \frac{n_2 \cos(\Theta_2)}{n_1 \cos(\Theta_1)} E_{t,\parallel}^2 = \frac{n_2}{n_1} \tan(\Theta_1) E_{t,\parallel}^2 \\ \Leftrightarrow \quad \frac{n_2}{n_1} \tan(\Theta_1) &= \frac{E_{e,\parallel}^2}{E_{t,\parallel}^2} = \frac{n_2^2}{n_1^2} \\ \Leftrightarrow \quad \tan(\Theta_1) &= \frac{n_2}{n_1} \end{aligned} \tag{2.1}$$

Gleichung (2.1) ist das Brewster Gesetz.

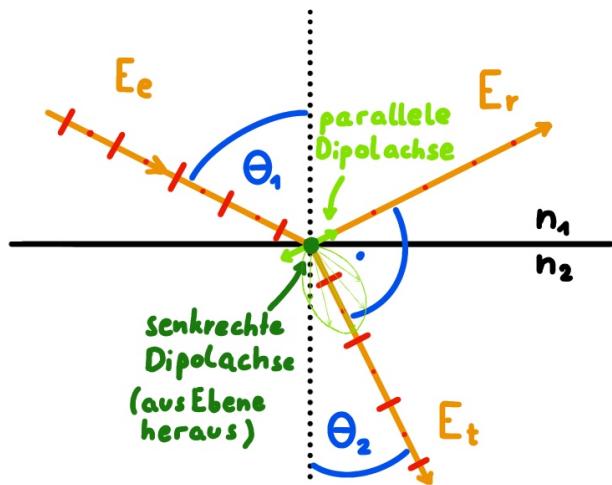


Abbildung 2.4: Abstrahlchrakteristik der Dipole beim Brewsterwinkel

2 Fragen zur Vorbereitung

Brewsterflächen können also genutzt werden um polarisiertes Licht zu erzeugen, oder Licht in einer Polarisationsrichtung zu schwächen, sodass dieses in einer bestimmten Mode schwingt.

Allgemein gilt für die Intensität I der einfallenden Welle im Medium 1 (n_1):

$$I_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 c_0}{2n_1} E_e^2$$

Wir kennen die Intensität der einfallenden Welle nicht (bzw. müssen diese messen), können aber durch den Reflexionsgrad (ρ) bzw. den Transmissionsgrad (τ) die Prozentualen Anteile der Intensitäten für Reflexion und Transmission bestimmen. Dabei folgt aus der allgemeinen Intensität:

$$\rho = \frac{I_r}{I_e} = \frac{E_r^2}{E_e^2} \quad ; \quad \tau = 1 - \rho = \frac{I_t}{I_e} = \frac{E_t^2 n_2 \cos(\Theta_2)}{E_e^2 n_1 \cos(\Theta_1)}$$

Mit den Fresnel'schen Formeln folgt daraus für den parallelen und senkrechten Anteil:

$$\begin{aligned} \rho_{\perp} &= \left| \frac{\sin(\Theta_1 - \Theta_2)^2}{\sin(\Theta_1 + \Theta_2)^2} \right| \\ \tau_{\perp} &= 1 - \rho_{\perp} \\ \rho_{\parallel} &= \left| \frac{\tan(\Theta_1 - \Theta_2)^2}{\tan(\Theta_1 + \Theta_2)^2} \right| \\ \tau_{\parallel} &= 1 - \rho_{\parallel} \end{aligned}$$

Nun unterscheiden wir die Fälle $n = \frac{n_2}{n_1} \gtrless 1$.

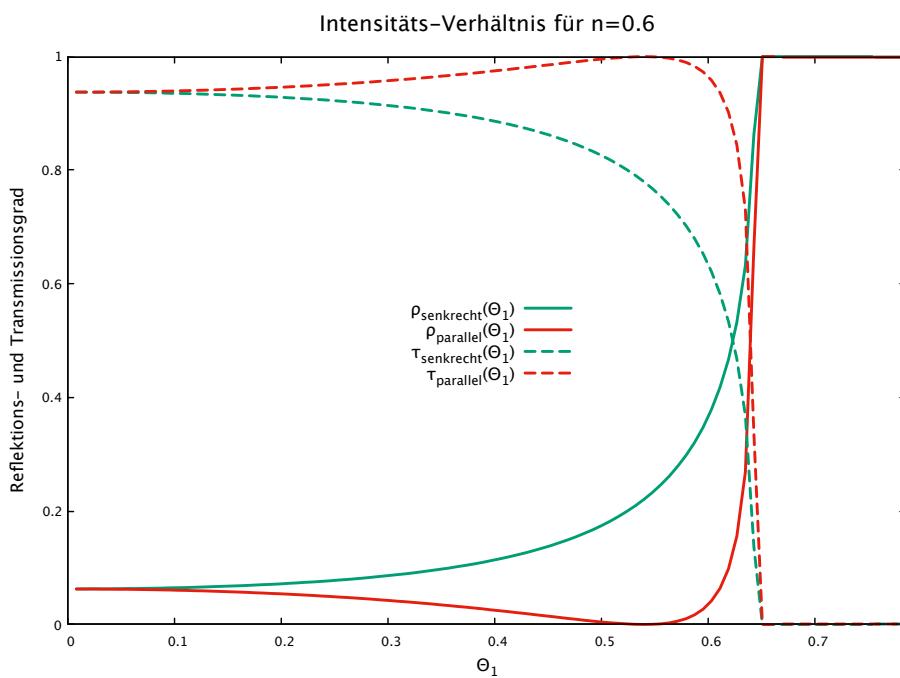
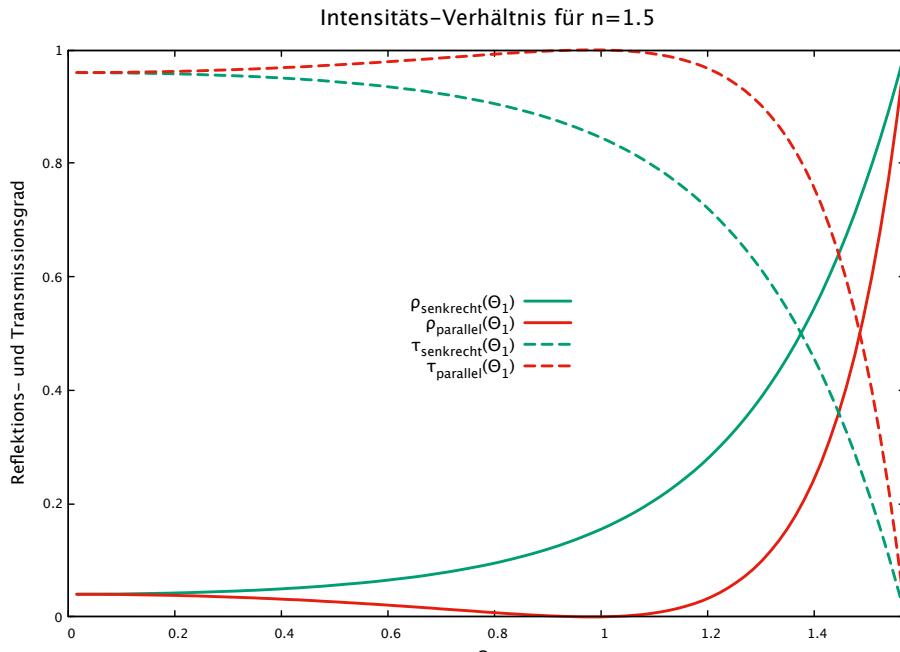
Man beachte, dass Θ_2 über das Sellius Gesetz durch n und Θ_1 ausgedrückt werden kann:

$$\sin(\Theta_2) = \frac{1}{n} \sin(\Theta_1)$$

An den beiden Graphen erkennt man nun wie sich die reflekrierten und transmittierten Intensitäten für senkrechte und parallele Polarisation zueinander in Abhängigkeit des Einfallswinkels Θ_1 verhalten. Dabei fällt auf, dass die Verläufe für $n > 1$ und $n < 1$ relativ gleich sind. Die senkrechten Polarisationen (grün) unterscheiden sich nur darin, dass für $n > 1$ der Einfallswinkel Werte zwischen 0 und $\frac{\pi}{2} \approx 1.57$ annehmen kann, für $n < 1$ aber der Graph auf den Totalreflexionswinkel von $\frac{\pi}{4} \approx 0.78$ zurückgestaucht ist.

Für die parallelen Polarisationen gilt das gleiche, nur ist dort noch schön der Brewsterwinkel zu sehen. Im Brewsterwinkel haben die Graphen ein Maximum, also nimmt die Transmittierte Welle im dort 100% der Intensität an und die Reflektierte Welle 0%, wie zu erwarten war.

Man beachte aber, dass zur Veranschaulichung für die Graphen konkrete Brechungsindex-Verhältnisse gewählt wurden. Der Brewsterwinkel ändert sich natürlich bei Veränderung dieses Verhältnisses, da $\Theta_1 + \Theta_2 = \frac{\pi}{2}$ gelten muss.



2.4 Rayleigh-Streuung

Für ein induziertes Dipolmoment p gilt:

$$\begin{aligned} p &= \alpha E \\ \Leftrightarrow \quad E &= \frac{p}{\alpha} \end{aligned}$$

für die Polarisierbarkeit:

$$\alpha(\omega) \sim \frac{1}{\omega^2}$$

Daraus folgt für die Intensität:

$$\begin{aligned} I^2 \\ I \sim \omega^4 \\ I \sim \frac{1}{\lambda^4} \end{aligned}$$

Aus der Streustrahlung (Formel (5) im Skript) folgt:

$$\begin{aligned} S &\sim I \\ \Rightarrow \quad S &\sim p^2 \\ \Rightarrow \quad S &\sim \omega^4 \\ \Rightarrow \quad S &\sim \frac{1}{\lambda^4} \end{aligned}$$

Daran erkennt man nun, dass Licht mit großen Frequenzen ω bzw. kleinen Wellenlängen λ stark gestreut wird. Das für uns sichtbare Licht mit der größten Frequenz hat die Farbe blau/violett und die mit der kleinsten Frequenz die Farbe rot. D.h. rotes Licht wird wenig und blaues Licht stark an den Molekülen und Atomen der Atmosphäre gestreut.

Damit erklärt sich beim Blick Richtung Sonne die rötliche Umrandung der Sonne (also die blauen Wellenlängen werden zu stark weggestreut) und beim Blick Richtung Himmel die Blaue Farbe (also die blauen Wellenlängen werden stark genug in Richtung des Beobachters gestreut, die roten jedoch nicht). Dieser Effekt wird Rayleigh-Streuung genannt.

Die Atmosphäre besteht dominierend aus den Molekülen Sauerstoff und Stickstoff bestehen. Laut Wikipedia¹²:

¹Sauerstoff: <https://de.wikipedia.org/wiki/Sauerstoff>

²Stickstoff: <https://de.wikipedia.org/wiki/Stickstoff>

2.5 Winkelabhängigkeit der Intensität der Rayleigh-Streuung

	kovalenter Radius atomar	kovalenter Durchmesser molekular d
O_2	73pm	$\approx 292\text{pm}$
N_2	71pm	$\approx 284\text{pm}$

Die kleinste sichtbare Wellenlänge liegt ungefähr bei 430nm.

Es ist also wichtig zu erwähnen, dass die Rayleigh-Streuung nur für $d \ll \lambda$ auftritt.

2.5 Winkelabhängigkeit der Intensität der Rayleigh-Streuung

Gleichung (5) im Skript besagt für die Streuung:

$$S(\delta) = AI_0 \sin^2(\delta)$$

Wobei A die Frequenzabhängigkeit und die Polarisierbarkeit beinhalten soll und δ der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Polarisation sein soll.

Mit den Formeln aus dem Demtröder³

$$P(\delta) = \gamma(\omega) \cdot \sin^2(\delta)$$

$$\text{und später folgend} \quad P = N\sigma(\omega) \cdot I \quad \sigma: \text{Streuquerschnitt}$$

nehmen wir an, dass die Streuleistung gemeint ist.

Daraus lässt sich folgern, dass:

$$I = I_0 \sin^2(\delta) \quad \text{und} \quad A = N\sigma(\omega)$$

Damit betrachten wir nun die Fälle für parallel und senkrecht zur Streuebene polarisiertes Licht.

Dabei wird die Streuebene von der Einfalls- und Beobachtungsrichtung aufgespannt. Also variiert δ je nach Polarisationsrichtung.

³Kapitel 10.9 Lichtstreuung, 7. Auflage, eBook

2 Fragen zur Vorbereitung

Parallel:

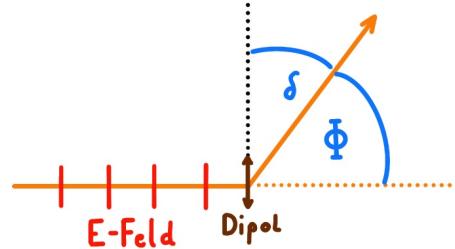


Abbildung 2.5: Polarisierung parallel zur Streuebene

Durch geometrische Zusammenhänge erkennt man hier $\delta = \frac{\pi}{2} - \Phi$. Daraus folgt:

$$I(\Phi) = I_{0,\parallel} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi}{2} - \Phi\right) = I_{0,\parallel} \cdot \cos^2(\Phi)$$

$$\Rightarrow S_{\parallel}(\Phi) \sim AI_{0,\parallel} \cdot \cos^2(\Phi) \quad \text{passt zu (6)}$$

Senkrecht: Hier kann man schön sehen, dass für jedes Φ das δ immer $\frac{\pi}{2}$ bleibt.

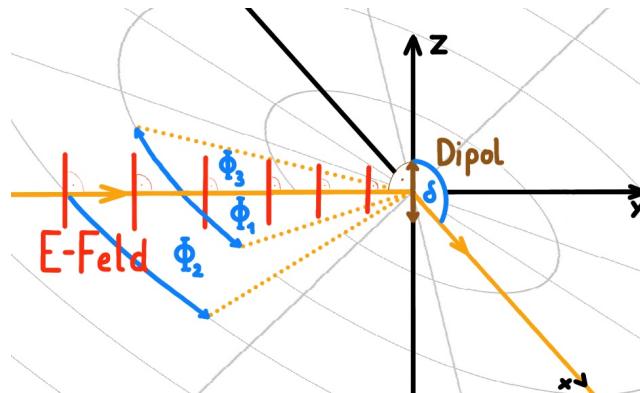


Abbildung 2.6: Polarisierung senkrecht zur Streuebene

Damit folgt:

$$I(\delta = \frac{\pi}{2}) = I_{0,\perp}$$

$$\Rightarrow S_{\perp}(\Phi) \sim AI_{0,\perp} \quad \text{passt zu (7)}$$

Nun nochmal zusammen im Polardiagramm⁴:

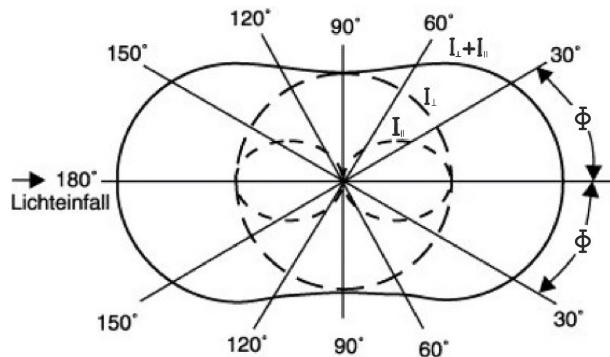


Abbildung 2.7: Polardiagramm Rayleigh-Streuung

Rückwärts- und Vorwärtsstreuung haben aufgrund ihrer System-Symmetrie die gleichen Werte.

2.6 Mie-Streuung

Betrachten wir also folgendes System:

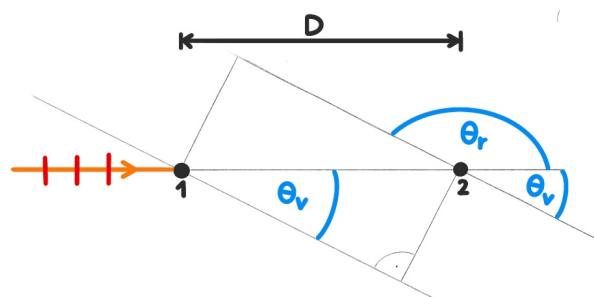


Abbildung 2.8: Mie-Streuungs-Modell

⁴auf Grundlage von <https://www.spektrum.de/lexikon/optik/rayleigh-streuung/2774>,
zuletzt aufgerufen am 10.05.2019

2 Fragen zur Vorbereitung

Damit folgt:

$$\begin{aligned}\Delta_{\text{vor}} &= |D - D \cos(\Theta_v)| = D|1 - \cos(\Theta_v)| \\ \Delta_{\text{rück}} &= |D + D \cos(\pi - \Theta_r)| = D|1 - \cos(\Theta_r)| \\ \Rightarrow \quad \Delta &= D|1 - \cos(\Theta)|\end{aligned}$$

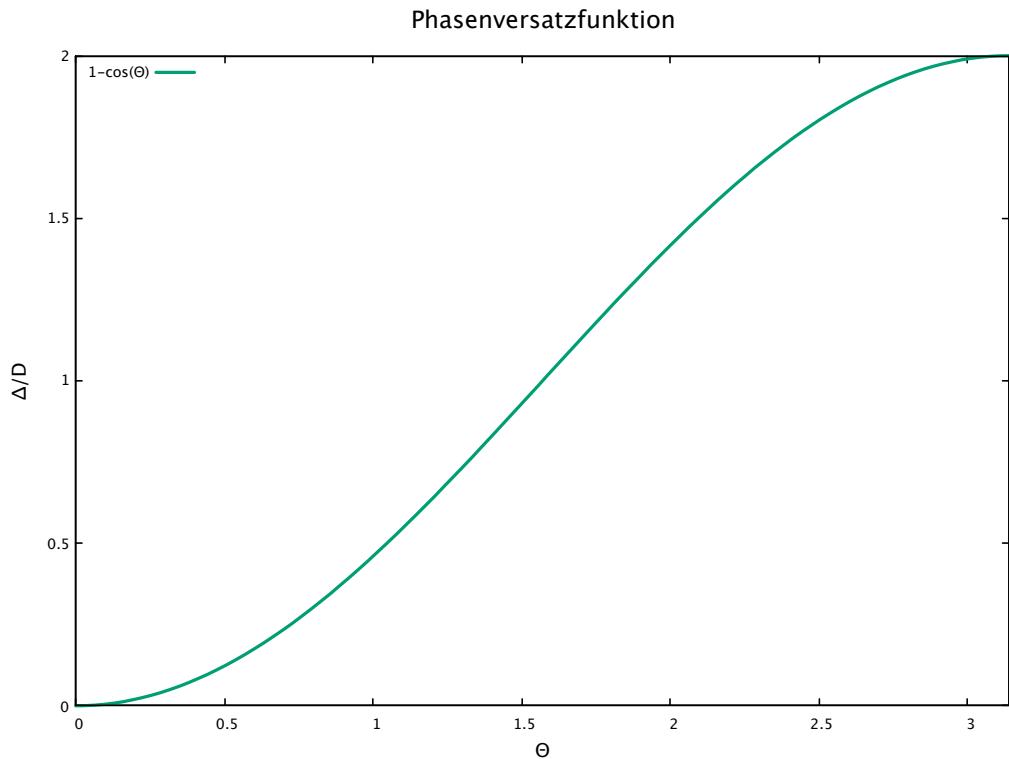


Abbildung 2.9: Phasenversatzfunktion

Also verhält sich der Phasenversatz $\Delta\phi$ proportional zur Phasenversatzfunktion:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi D}{\lambda} |1 - \cos(\Theta)|$$

Diese ist außerdem achsensymmetrisch, also auch symmetrisch in Vorwärtsstreuungsrichtung und Rückwärtsstreuungsrichtung.

Damit kann zwar nicht die genaue Unsymmetrie der Intensität erklärt werden, gibt aber eine gute Näherung der tatsächlichen Mie-Streuung.

Mit geeignetem Ansatz kann man so die allgemeine Formel der Intensität herleiten:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 \cos(\omega t) & ; & \quad E_2 = E_0 \cos(\omega t + \Delta\phi) \\ E &= E_1 + E_2 = E(t) & ; & \quad I(t) = |E(t)|^2 \\ \Rightarrow I(t) &= 2E_0^2 \left[\cos\left(\frac{1}{2}\Delta\phi\right) \right]^2 \end{aligned}$$

In der Realität kann der Abstand D niemals über die Zeit der Messung konstant bleiben, da immer thermische Schwingungen vorhanden sind. Damit erhält man also:

$$\Delta\phi(\lambda, t, \Theta) = \frac{2\pi D(t)}{\lambda} |1 - \cos(\Theta)|$$

Also schwankt auch $\Delta\phi$ bei konstantem Θ .

$$\Delta\phi(\Theta = 0) = 0 \quad \text{und} \quad \Delta\phi(\Theta = \pi) = \frac{4\pi D(t)}{\lambda}$$

Wir werden dahingehend also auch immer nur das zeitliche Mittel messen können. Dabei ist die Intensität der Vorwärtsstreuung immer im gemittelten Maximum und die Intensität der gemittelten Rückwärtsstreuung um das Maximum gestreut, also gemittelt kleiner als die Vorwärtsstreuung. Das ist ein interessanter Nebeneffekt, erklärt aber auch nicht die starke Vorwärtsstreuung.

Diese wird mit der sogenannten 'Mie-Theorie' erklärt, welche relativ kompliziert aus den Maxwell'schen Gleichungen hergeleitet wird.

Dabei ergeben sich die folgenden Graphen⁵:

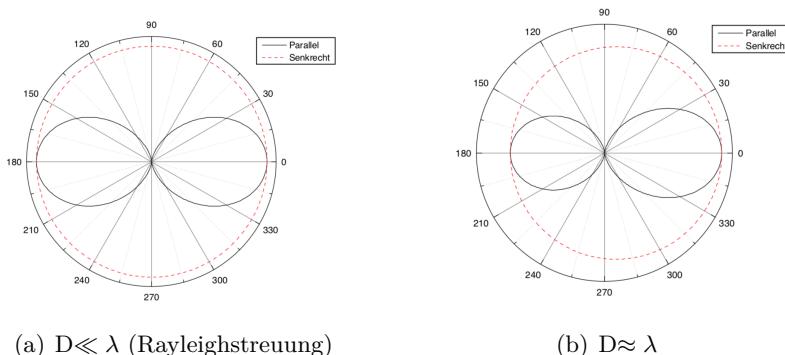


Abbildung 2.10: Miestreuung

⁵Quelle: <http://webdoc.sub.gwdg.de/ebook/diss/2003/fu-berlin/1998/13/kap3.pdf>, zuletzt aufgerufen am 10.05.2019

3 Versuchsaufbau

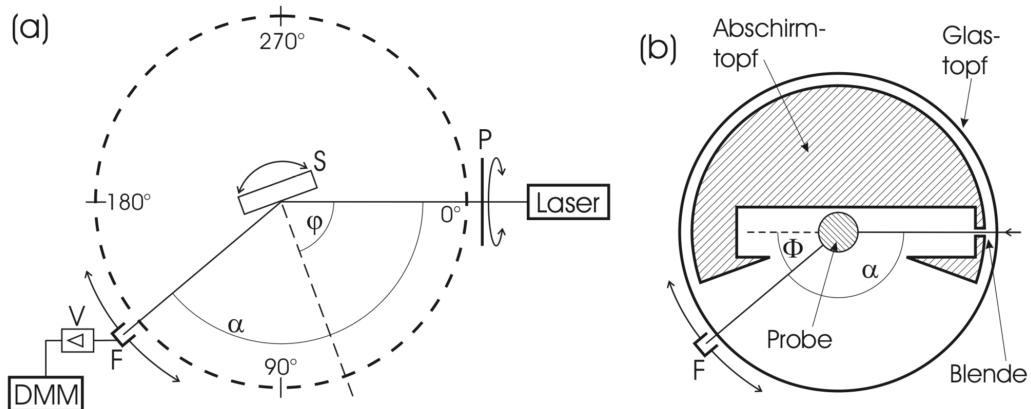


Abbildung 3.1: (a) Schematische Skizze des Versuchsaufbaus.
 (b) Vorrichtung zur Streumessung. (vor Fotodiode Kollimatorhülse geschraubt)

Der Aufbau ist in der Abbildung 3.1 (a) skizziert. Der Helium-Neon-Laser sendet monochromatische parallele Lichtbündel aus, die mit Hilfe eines um die Strahlenachse drehbaren Polarisationsfilter P, linear polarisiert werden können. Auf einer Metallscheibe mit Gradeinteilungen können in der Mitte verschiedene Proben S magnetisch fixiert werden, so dass diese drehbar im Strahlengang stehen. Um die Intensität winkelabhängig messen zu können ist eine entsprechende Photodiode F schwenkbar angebracht, dessen Signal über einen Verstärker V an ein Spannungsmessgerät DMM weitergegeben wird. Der Winkel kann auf der Metallschiebe abgelesen werden, wobei der Laser auf die 0° Marke justiert ist.

4 Versuchsdurchführung

Versuch Pol-Polarisation des Lichtes, Lichtstreuung

Gruppe: 1K Versuchsort: Direkt an der Tür
Laser: 94935 DMM ohne Gräker.

① Zuerst haben wir die Glasplatte gepulzt mit Ethanol gepulzt.
Danach haben wir diese so montiert, dass bei einer Einstellung von $\varphi = 0^\circ$ der reflektierte Strahl auf dem Polfilter direkt über den eingehenden Strahl steht.
Danach haben wir den Brewster-Winkel geachtet und den Polfilter variiert, bis die ~~Strom~~ max. Spannung maximal war. Dabei haben wir für parallele Strahlung $88^\circ \approx 268^\circ$ und für senkrechte Polarisation 148° und 358° .
Wir messen ab 20° für den Glas-Winkel, da ab 20° darauf der Laser darunter und die Photodiode verdeckt wird.
Wir stellen jedoch zuerst den Glas-Winkel W_0 ein, dann den Dioden-Winkel W_0 , sodass die maximal mögliche ~~Spannung~~ Spannung zu sehen ist. Dann kann W_0 ab, solange das Silizium über die Apparatur und über die Strom ~~Spannung~~ und die Silizium-Spannung ab. Abgeschlossen jedoch.
Zuletzt wird das Glas abgenommen und die maximale Intensität durch die ~~Spannung~~ des eingeschossenen Lichtes gemessen.

4 Versuchsdurchführung

	$I_{T,II}$	V ; Verstärkerstufe	$I_{T,L}$
		$U_1 \text{ in mV}$	
$W_{A1} \text{ in } \Omega$	$W_{D1} \text{ in } \Omega$	V_1	$I_{T,L}$
70	61	10^1	$144,5 \pm 0,2$
75	51		$137,5 \pm 0,1$
80	61		$116,6 \pm 0,1$
85	71		$90,8 \pm 0,1$
90	81		$63,5 \pm 0,1$
95	91		$39,1 \pm 0,2$
50	102	10^2	$163,0 \pm 0,5$
55	110		$27,5 \pm 0,5$
60	121		$66,0 \pm 0,5$
65	131	10^1	$46,5 \pm 0,2$
70	142		$167,5 \pm 0,6$
75	151		$429,5 \pm 0,5$
80	161		$986,5 \pm 0,5$
85	171		2232 ± 1
57	115	10^2	$9,3 \pm 0,2$
56	114	10^2	$7,6 \pm 0,2$
			Berecke
$U_{e,II} = 4035 \pm 5 \text{ mV bei } V = 10^1$			
$I_{e,L} = 4,90 \pm 0,01 \text{ A bei } V = 10^1$			
Daten: $\lambda = 633 \text{ nm}$ (Pekkarsc. d'Angelo)			
Agilität U13401A DC-Spannung 0 - 5V $S_r = 0,02\% + 9$			

② Nun wollen wir Messungen des Streuverhaltens verschieden Proben anföhren, um dessen Durchmesser zu bestimmen.

Dabei verwenden wir die Proben der Gruppe A.

Wie im Skript (Anweise zur Versuchsdurchführung)

angegeben, berechnen wir die Apparatur vor (einigen unkontrollierten Versuchen zusammengebaute Strukturkette aufgesetzt).

Danach werden wir die die Diode-U-Wellen im Bereich von 30° bis 150° in 5° Schritten und dessen Intensität als Spannung aufgenommen.

Als erstes machen wir einen Durchgang ohne Probe.

Datenwiedergabe

S_1

φ_{0m}°	V	U_{11} mV
30	10^5	$46,5 \pm 0,5$
35	:	$33,5 \pm 0,3$
40	:	$23,9 \pm 0,3$
45	:	$22,7 \pm 0,3$
50	:	$17,6 \pm 0,2$
55	:	$15,5 \pm 0,2$
60	:	$14,5 \pm 0,2$
65	:	$14,3 \pm 0,2$
70	:	$13,8 \pm 0,2$
75	:	$13,7 \pm 0,2$
80	:	$13,5 \pm 0,2$
85	:	$13,4 \pm 0,2$

Proben von Block A !

φ_{0m}°	V	U_{11} mV
90	10^5	$13,3 \pm 0,2$
95	10^5	$13,3 \pm 0,2$
100	:	$13,2 \pm 0,2$
105	:	$13,2 \pm 0,2$
110	:	$13,9 \pm 0,2$
115	:	$15,0 \pm 0,2$
120	:	$15,8 \pm 0,2$
125	:	$17,7 \pm 0,2$
130	:	$19,9 \pm 0,2$
135	:	$23,2 \pm 0,3$
140	:	$32,8 \pm 0,3$
145	:	$39,0 \pm 0,5$
150	:	$54,7 \pm 0,5$

4 Versuchsdurchführung

S_{11}^{leer}	$\varphi_{0,1,0}$	V	U in mV	$\varphi_{0,1,0}$	V	U in mV
30	10^5	40,2 \pm 0,5	90	10^5	14,8 \pm 0,3	
35	10^5	32,8 \pm 0,5	95	10^5	13,0 \pm 0,4	
40	10^5	28,4 \pm 0,5	100	10^5	11,6 \pm 0,3	
45	10^5	19,2 \pm 0,3	105	10^5	11,7 \pm 0,3	
50	10^5	17,7 \pm 0,5	110	10^5	12,0 \pm 0,2	
55	10^5	16,3 \pm 0,5	115	10^5	12,2 \pm 0,2	
60	10^5	14,2 \pm 0,5	120	10^5	12,0 \pm 0,3	
65	10^5	12,9 \pm 0,5	125	10^5	13,4 \pm 0,3	
70	10^5	10,5 \pm 0,5	130	10^5	14,8 \pm 0,5	
75	10^5	8,2 \pm 0,5	135	10^5	16,3 \pm 0,4	
80	10^5	4,8 \pm 0,5	140	10^5	18,5 \pm 0,3	
85	10^5	1,9 \pm 0,3	145	10^5	23,4 \pm 0,4	
			150	10^5	38,3 \pm 0,5	
S_1^{l}	$\varphi_{0,1,0}$	V	U in mV	$\varphi_{0,1,0}$	V	U in mV
30°	10^3	7,2 \pm 1	90	10^4	61,8 \pm 0,4	
35°	10^3	6,9 \pm 0,2	95	10^4	63,0 \pm 0,5	
40°	10^3	6,8 \pm 0,1	100	10^4	67,2 \pm 0,5	
45°	10^3	6,5 \pm 0,1	105	10^4	68,5 \pm 0,7	
50°	10^4	25 \pm 0,5	110	10^4	70,2 \pm 0,7	
55°	10^4	61,3 \pm 0,5	115	10^4	75 \pm 1	
60	10^4	60,2 \pm 0,5	120	10^4	80 \pm 1	
65	10^4	59,9 \pm 0,3	125	10^4	86 \pm 2	
70	10^4	59,8 \pm 0,3	130	10^4	98 \pm 2	
75	10^4	59,8 \pm 0,3	135	10^4	102 \pm 2	
80	10^4	60,0 \pm 0,4	140	10^4	112 \pm 3	
85	10^4	60,4 \pm 0,4	145	10^4	130 \pm 5	
			150	10^4	152 \pm 5	

S_{11}^2	$\varphi_{0,1,0}$	V	$U_{in} \text{ mV}$	$\varphi_{0,1,0}$	V	$U_{in} \text{ mV}$
30	10^4	62,0 \pm 0,2		90	10^5	31,8 \pm 0,5
35	10^{11}	55,6 \pm 0,1		95	10^5	36,1 \pm 0,4
40	10^4	47,8 \pm 0,1		100	10^5	33,7 \pm 0,5
45	10^4	41,0 \pm 0,1		105	10^5	38,1 \pm 0,5
50	10^4	34,5 \pm 0,1		110	10^5	139,5 \pm 0,5
55	10^5	28,8 \pm 0,5		115	10^5	226,5 \pm 0,5
60	10^5	22,9 \pm 0,5		120	10^4	32,0 \pm 0,1
65	10^{15}	173,8 \pm 0,5		125	10^4	46,9 \pm 0,1
70	10^{15}	127,2 \pm 0,5		130	10^4	59,9 \pm 0,1
75	10^{15}	87,8 \pm 0,3		135	10^4	75,6 \pm 0,1
80	10^{15}	69,0 \pm 0,3		140	10^4	97,8 \pm 0,1
85	10^5	60,0 \pm 0,2		145	10^4	122,8 \pm 0,2
				150	10^4	154,5 \pm 0,2
S_{11}^2	$\varphi_{0,1,0}$	V	$U_{in} \text{ mV}$	$\varphi_{0,1,0}$	V	$U_{in} \text{ mV}$
30	10^4	94,8 \pm 0,2		90	10^4	103,8 \pm 0,1
35	10^4	92,5 \pm 0,1		95	10^4	108,4 \pm 0,1
40	10^4	91,2 \pm 0,1		100	10^4	114,5 \pm 0,1
45	10^4	91,0 \pm 0,2		105	10^4	121,3 \pm 0,2
50	10^4	90,2 \pm 0,2		110	10^4	130,0 \pm 0,3
55	10^4	90,0 \pm 0,2		115	10^4	140,3 \pm 0,3
60	10^4	90,4 \pm 0,3		120	10^4	152,0 \pm 0,2
65	10^4	90,8 \pm 0,3		125	10^4	163,5 \pm 0,3
70	10^4	92,2 \pm 0,2		130	10^4	178,0 \pm 0,3
75	10^4	94,1 \pm 0,1		135	10^4	192,4 \pm 0,3
80	10^4	96,6 \pm 0,2		140	10^4	209,3 \pm 0,3
85	10^4	99,7 \pm 0,1		145	10^4	230,0 \pm 0,3
				150	10^4	251,0 \pm 0,4

4 Versuchsdurchführung

S_{II}^1	$U_{0, m} \text{ V}$	$U_{1, m} \text{ mV}$
30	10^4	$46,5 \pm 0,2$
35	10^4	$40,8 \pm 0,2$
40	10^4	$34,7 \pm 0,2$
45	10^4	$30,0 \pm 0,3$
50	10^5	$245,0 \pm 0,15$
55	10^5	187 ± 1
60	10^5	153 ± 1
65	10^5	116 ± 1
70	10^5	87 ± 1
75	10^5	59 ± 1
80	10^5	40 ± 1
85	10^5	28 ± 1
90	10^5	21 ± 1
95	10^5	24 ± 1
100	10^5	32 ± 1
105	10^5	50 ± 1
110	10^5	80 ± 1
115	10^5	107 ± 2
120	10^5	172 ± 2
125	10^4	$23,0 \pm 0,5$
130	10^4	$33,2 \pm 0,5$
135	10^4	42 ± 1
140	10^4	59 ± 1
145	10	70 ± 2
150	10	99 ± 3

11.4.10 P.Bea

5 Auswertung

5.1 Fresnelsche Formeln

Aus der Messung von $I_{r,\parallel}$ kann der Brewsterwinkel bestimmt werden, aus welchem wiederum der Brechungsindex der Probe (in diesem Fall Glas) berechnet werden kann. Das gemessene Minimum liegt bei

$$W_G = \varphi = 56^\circ$$

mit einer Intensität von

$$U_{56^\circ} = 0,076 \pm 0,002 \text{ mV} \quad \boxed{\text{Verstärkung eingerechnet!}}$$

Dabei setzt sich der Intensitätsfehler aus der in den Messwerten mit angegebenen Schwankung und dem Restfehler des Geräts zusammen. Damit liegen die Intensitäten in der direkten Umgebung ($55^\circ/57^\circ$) deutlich höher.

$$\Rightarrow \varphi_B = 56^\circ$$

Der Fehler ergibt sich aus dem Ablesefehler der Winkelscheibe und dem Restfehler der Drehscheibe, welche aber der Fehler des Offsets ist und somit den gleichen Wert des Ablesefehlers hat. Damit ergibt sich als Fehler der Drehscheibe $s_D = 0,70711$ und wir berechnen den Fehler des Winkels wie folgt:

$$s_{\varphi_B} = \sqrt{s_D^2 + (0,5^\circ)^2} = 0,86603^\circ$$

$$\Rightarrow \varphi_B = (56,0 \pm 0,9)^\circ$$

Damit können wir nun den Brechungsindex bestimmen, da gilt:

$$\begin{aligned} \varphi_B + \psi_B &= \frac{\pi}{2} \\ n_1 \sin(\varphi_B) &= n_2 \sin(\psi_B) = n_2 \cos(\varphi_B) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \quad \frac{n_2}{n_1} &= \tan(\varphi_B) = 1,4826 \\ s_{\frac{n_2}{n_1}} &= \frac{s_{\varphi_B}}{\cos^2(\varphi_B)} = 0,048338 \end{aligned}$$

5 Auswertung

Betrachtet man nun, dass der Brechungsindex von Luft $n_1 = 1,000272^1$ Schwankungen im Bereich hat, welche für unsere Fehler nicht signifikant sind, so können wir behaupten, dass $\frac{n_2}{n_1} \approx n_2 = n$.

Damit ergibt sich letztlich der Brechungsindex von Glas:

$$n = 1,48 \pm 0,05 \quad (5.1)$$

Vergleicht man diesen Wert mit Literaturwerten (oder der Datenbank²), so passt dieser Wert ziemlich gut zu Flourkronglass. Im Allgemeinen hat Glass Werte im Bereich $n=1,4$ bis $n=1,6$, womit diese Messmethode also ausreichend genau für eine gute Bestimmung des Brechungsindexes ist.

Nun lassen sich mit den Fresnel'schen Gleichungen (1) und (2) aus dem Skript die theoretischen Abhängigkeiten berechnen. Um unsere gemessenen Daten mit den theoretischen Werten vergleichen zu können, müssen wir unsere Messwerte umrechnen. Da wir die Intensitäten prinzipiell (über eine Photodiode und Verstärker) mit einem Spannungsmessgerät aufgenommen haben, wird bei zunehmender Intensität die Spannung größer, also $I=U$. Somit gilt auch:

$$\frac{I_r}{I_e} = \frac{U}{U_e}$$

Da alles im selben Medium gemessen wurde, ist das Verhältnis der Intensitäten gleich das Quadrat des E-Feld-Verhältnisses.

$$\begin{aligned} \frac{I_r}{I_e} &= \frac{E_r^2}{E_e^2} \\ \Leftrightarrow \quad \left| \frac{E_r}{E_e} \right| &= \sqrt{\frac{I_r}{I_e}} \\ s_{\frac{E_r}{E_e}} &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{s_{I_r}^2}{I_e I_r} + \frac{I_r s_{I_e}}{I_e^3}} \end{aligned}$$

Mit diesen Rechnungen ergeben sich die folgenden Werte und Abbildung 5.1:

Recht auffällig in der Abbildung sind die sehr kleinen Fehler für die E-Feld-Verhältnisse und, dass die durch die Messwerte berechneten Daten etwas höher als die theoretischen Daten liegen. Die Fehler wurden nach dem Fortpflanzungsgesetz berechnet und sind eigentlich nicht weiter verwunderlich, da der signifikant beitragene Fehler durch die hohen Terme im Nenner stark verkleinert wird ($I_e \cdot I_r$ und I_e^3). Die leicht erhöhten

¹Quelle: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/brechzahl/1958>,
zuletzt aufgerufen am 10.05.2019

²<https://refractiveindex.info/?shelf=glassbook=SCHOTT-FKpage=FK3>,
zuletzt aufgerufen am 10.05.2019

5.1 Fresnelsche Formeln

φ in $^\circ$	$\left \frac{E_{r,\parallel}}{E_{e,\parallel} \text{ theo}} \right $	$\left \frac{E_{r,\parallel}}{E_{e,\parallel} \text{ mess}} \right $	$s \frac{E_{r,\parallel}}{E_{e,\parallel} \text{ mess}}$	$\left \frac{E_{r,\perp}}{E_{e,\perp} \text{ theo}} \right $	$\left \frac{E_{r,\perp}}{E_{e,\perp} \text{ mess}} \right $	$s \frac{E_{r,\perp}}{E_{e,\perp} \text{ mess}}$
20	0,17755	0,18924	0,00021	0,21109245	0,23408528	0,00034696
25	0,16730	0,18460	0,00018	0,22116994	0,24805365	0,00035209
30	0,15392	0,16985	0,00017	0,23419153	0,26380265	0,00035998
35	0,13681	0,15001	0,00016	0,25063783	0,28230104	0,00037154
40	0,11517	0,12545	0,00016	0,27113242	0,30237158	0,00038625
45	0,08790	0,09844	0,00027	0,29647245	0,32934691	0,00040866
50	0,05351	0,06356	0,00014	0,32766443	0,36112070	0,00043780
55	0,01002	0,02611	0,00031	0,36596360	0,40012753	0,00047626
56	0,00000	0,01518	0,00037	-	-	-
57	0,01051	0,01372	0,00041	-	-	-
60	0,04532	0,04044	0,00020	0,41291240	0,44515533	0,00053492
65	0,11625	0,10735	0,00026	0,47037045	0,51030203	0,00061795
70	0,20804	0,20374	0,00030	0,54052379	0,57214241	0,00067921
75	0,32820	0,32626	0,00034	0,62585693	0,65246784	0,00081003
80	0,48765	0,49395	0,00045	0,72906911	0,74764938	0,00089851
85	0,70289	0,74375	0,00067	0,85291985	0,86189161	0,00104868

Tabelle 5.1: E-Feld-Verhältnisse

Werte lassen sich dadurch erklären, dass wir trotz bestmöglicher Abschirmung des Geräts, stets restliche Lichteinwirkung hatten, durch bspw. Taschenlampen anderer Gruppen, ständigem Türöffnen und dem Dimmlicht.

Mit Berücksichtigung dieser Einwirkung stimmen die gemessenen Werte ziemlich gut mit den theoretischen überein. Auch der Brewsterwinkel liegt im Fehlerbereich des theoretischen Wertes.

Diese Methode ist also ausreichend gut für die Veranschaulichung des Verlaufes in Abhängigkeit des Eintrittswinkels.

5 Auswertung

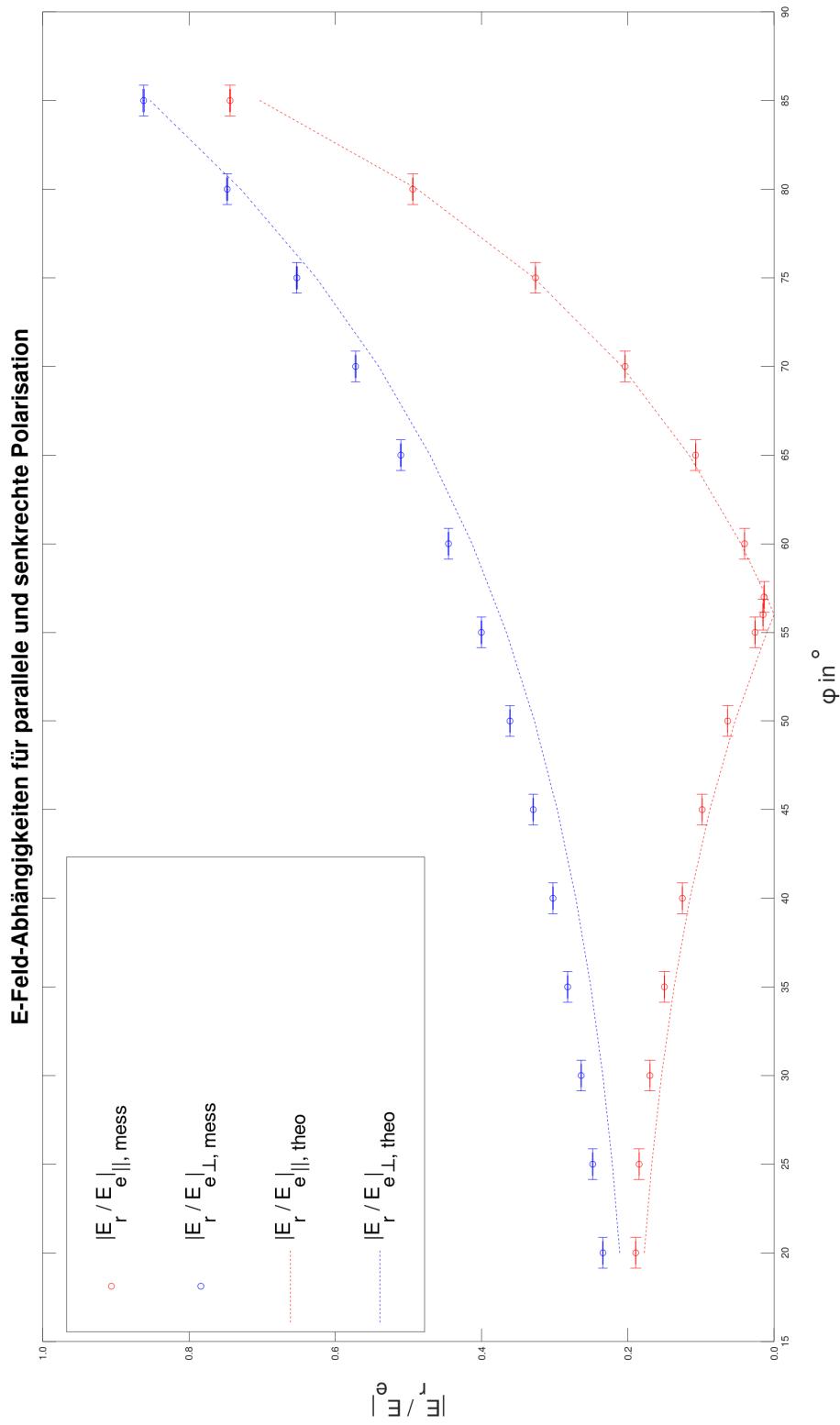


Abbildung 5.1: E-Feld-Abhangigkeiten fur parallele und senkrechte Polarisation

5.2 Miestreuung

Nun untersuchen wir das Streuverhalten 3 verschiedener Proben mit paralleler und senkrechter Polarisation. Dafür haben wir jeweils die gestreuten Intensitäten aufgenommen (da $I \hat{=} U$). Berechnet man die relative Streuung der Proben bzgl. der Leerprobe, so erhält man die folgenden Werte und die Abbildung 5.2. Dabei ist der Fehler des Winkels wie vorhin schon bestimmt $s_\alpha = 0,866$ und der Fehler der relativen Streuung nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet:

(Alle Streuwerte sind in mV angegeben, aus Platzgründen weggelassen)

$$\Delta S = (S_{\text{Probe}} - S_{\text{leer}})$$

$$s_{\Delta S} = \sqrt{s_{S_{\text{Probe}}}^2 + s_{S_{\text{leer}}}^2}$$

α in $^\circ$	$\Delta S_{1,\parallel}$	$s_{\Delta S_{1,\parallel}}$	$\Delta S_{1,\perp}$	$s_{\Delta S_{1,\perp}}$	$\Delta S_{2,\parallel}$	$s_{\Delta S_{2,\parallel}}$	$\Delta S_{2,\perp}$	$s_{\Delta S_{2,\perp}}$
30	424,8	2,06155	673,5	10,01249	579,8	2,06155	901,5	2,06155
35	373,2	2,06155	656,5	20,00225	521,2	1,11803	891,5	1,04403
40	322,6	2,06155	656,1	10,00450	453,6	1,11803	888,1	1,04403
45	280,8	3,01496	627,7	10,00450	390,8	1,04403	887,7	2,02237
50	227,3	0,70711	607,4	5,00400	327,3	1,11803	884,4	2,00998
55	182,7	1,11803	597,5	5,00400	268,5	0,70711	884,5	2,00998
60	138,8	1,11803	587,5	5,00400	207,2	0,70711	889,5	3,00666
65	103,1	1,11803	584,7	3,00666	160,9	0,70711	893,7	3,00666
70	74,5	1,11803	584,2	3,00666	114,7	0,70711	908,2	2,00998
75	46,8	1,11803	584,3	3,00666	75,6	0,58310	927,3	1,01980
80	28,2	1,11803	586,5	4,00500	48,2	0,58310	952,5	2,00998
85	16,1	1,04403	590,6	4,00500	28,1	0,36056	983,6	1,01980
90	9,2	1,04403	604,7	4,00500	20,0	0,58310	1024	1,01980
95	13,0	1,07703	616,7	5,00400	25,1	0,56569	1070,7	1,01980
100	20,4	1,04403	658,8	5,00899	42,1	0,58310	1131,8	1,04403
105	38,3	1,04403	671,8	7,00643	76,4	0,58310	1199,8	2,02237
110	68,0	1,01980	688,1	7,00286	127,5	0,53852	1286,1	3,00666
115	94,8	2,00998	735,0	10,00200	214,3	0,53852	1388,0	3,00666
120	159,0	2,02237	784,2	10,00200	307,0	1,04403	1504,2	2,00998
125	216,6	5,00899	842,3	20,00100	455,6	1,04403	1617,3	3,00666
130	317,2	5,02494	960,1	20,00100	584,2	1,11803	1750,1	3,00666
135	403,7	10,00800	996,8	20,00225	739,7	1,07703	1900,8	3,01496
140	571,5	10,00450	1087,2	30,00150	959,5	1,04403	2060,2	3,01496
145	676,4	20,00400	1261,0	50,00250	1204,4	2,03961	2261,0	3,04138
150	960,7	30,00417	1465,8	50,00250	1506,7	2,06155	2455,8	4,03113

Tabelle 5.2: Werte relativer Streuung

5 Auswertung

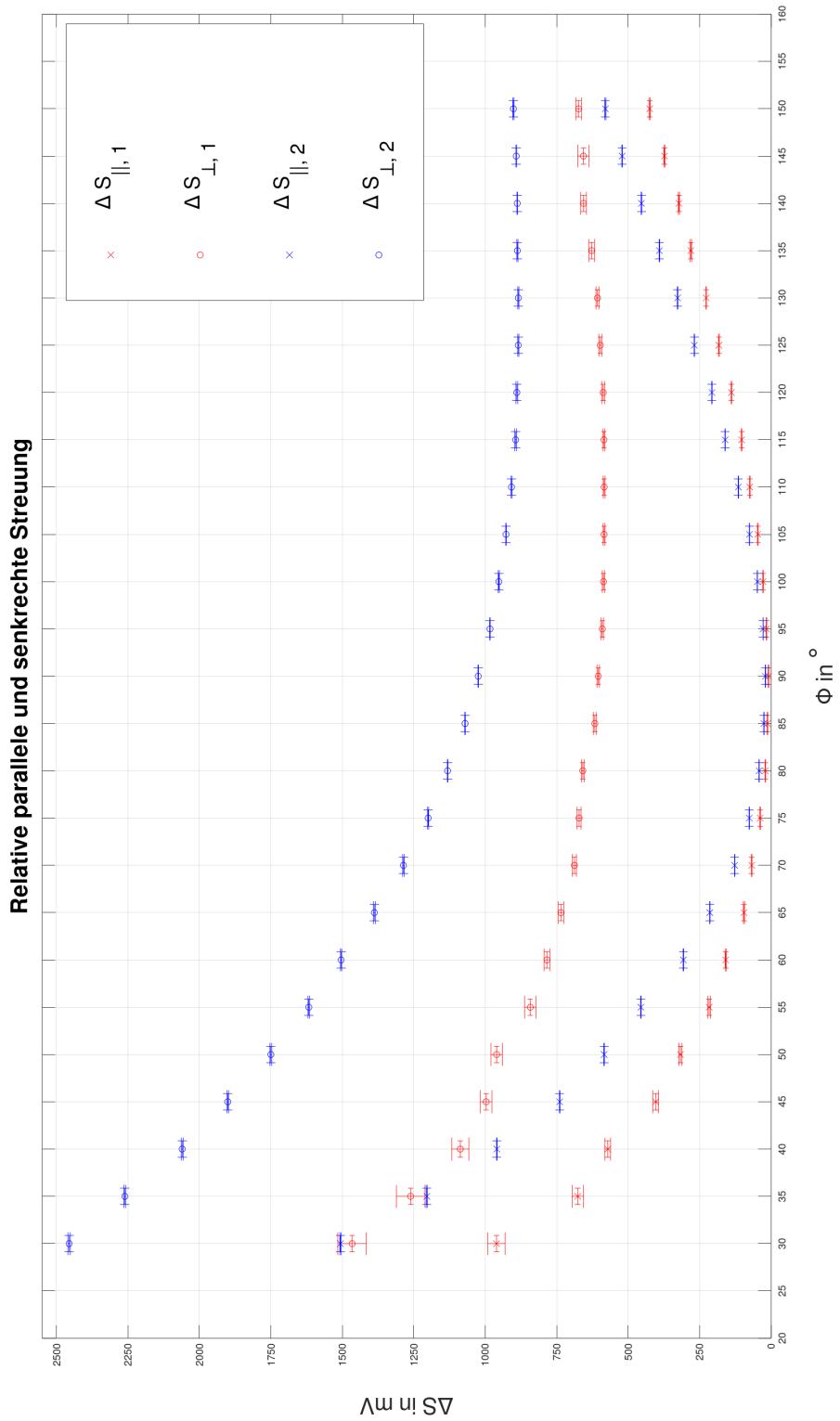


Abbildung 5.2: Relative parallele und senkrechte Streuung

Wichtig ist hier zu beachten, dass wir die Differenzstreuung ΔS gegen $\Phi = \pi - \alpha$ auftragen. Eindeutig erkennt man die Asymmetrie bzgl. der Achse bei rund $90^\circ = \frac{\pi}{2}$. Zusätzlich erkennt man eine geringere Streuung in Rückrichtung ($90^\circ < \Phi < 180^\circ$) und stärkere Streuung in Vorförtsrichtung ($0^\circ < \Phi < 90^\circ$). Bei 90° hat der parallele und der senkrechte Polarisationsanteil ein Minimum, wobei der parallele annähernd Null und der senkrechte eindeutig ungeleich Null ist. Diese Beobachtung erfüllen die Erwartungen einer Miestreuung, welche wir in den Fragen zur Vorbereitung schon diskutiert haben.

Nun berechnen wir den Polarisationsgrad, wobei der Fehler wieder per Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet wird (Tabelle 5.3), und tragen diese gegen den Winkel *Phi* auf (Abbildung 5.3).

Zusätzlich tragen wir den Verlauf der Rayleigh-Streuung mit ein, welcher sich wie folgt berechnen lässt:

$$P = \frac{\Delta S_\perp - \Delta S_\parallel}{\Delta S_\perp + \Delta S_\parallel}$$

$$s_P = \frac{2}{(\Delta S_\perp + \Delta S_\parallel)^2} \sqrt{\Delta S_\parallel^2 s_{\Delta S_\perp}^2 + \Delta S_\perp^2 s_{\Delta S_\parallel}^2}$$

$$P_R = \frac{1 - \cos^2(\Phi)}{1 + \cos^2(\Phi)} = \frac{\sin^2(\Phi)}{1 + \cos^2(\Phi)}$$

Für beide Proben ist in der Abbildung 5.3 schön das Maximum bei 90° zu sehen, jedoch fällt im Vergleich zur Rayleigh-Streukurve eine Unsymmetrie auf, bei der die Werte vor 90° etwas steiler sind als die nach 90° . Zu den Grenzwinkeln hin fallen die Werte aber ehr flacher ab. Sonst sehen sich die Proben erstaunlich ähnlich.

Nun berechnen wir für beide Proben den Asymmetriefaktor:

$$\Rightarrow X = \frac{S(\Phi)}{S(\pi - \Phi)}$$

$$s_X = \sqrt{\left(\frac{s_S(45^\circ)}{S(135^\circ)} \right)^2 + \left(\frac{s_S(135^\circ) S(45^\circ)}{(S(135^\circ))^2} \right)^2}$$

Damit folgen die Werte

$$X_1 = 1,3182 \quad s_{X_1} = 0,038179$$

$$X_2 = 1,2851 \quad s_{X_2} = 0,0055181$$

$$X_1 = 1,318 \pm 0,038$$

$$X_2 = 1,285 \pm 0,006$$

5 Auswertung

Φ in $^\circ$	P_1	s_{P_1}	P_2	s_{P_2}
30	0,20815990	0,02212313	0,23952050	0,00100718
35	0,30174461	0,02248159	0,30489987	0,00098082
40	0,31090613	0,01476027	0,36450641	0,00079066
45	0,42349161	0,01308707	0,43972732	0,00086840
50	0,50332733	0,00977054	0,49946451	0,00096511
55	0,59089621	0,01078636	0,56042260	0,00101202
60	0,66284987	0,00504922	0,66099823	0,00102871
65	0,77151121	0,00509882	0,73250952	0,00076876
70	0,82012961	0,00296682	0,81960951	0,00079229
75	0,89212787	0,00297858	0,88026955	0,00087980
80	0,93992933	0,00301469	0,92827328	0,00095993
85	0,95871050	0,00336619	0,95418872	0,00100971
90	0,97002769	0,00335603	0,96171150	0,00109556
95	0,94692599	0,00336861	0,94444994	0,00069523
100	0,90824793	0,00352188	0,90366743	0,00112599
105	0,85168753	0,00335562	0,84923721	0,00108604
110	0,77379687	0,00318285	0,77573565	0,00130423
115	0,70020355	0,00305870	0,69486061	0,00143116
120	0,61778879	0,00362440	0,62213914	0,00147208
125	0,53165855	0,00372027	0,53425846	0,00124279
130	0,45537319	0,00349004	0,45976727	0,00161780
135	0,38183819	0,00820782	0,38865858	0,00149033
140	0,34075815	0,00730679	0,32384289	0,00122220
145	0,27512868	0,01431041	0,26212218	0,00113802
150	0,22644086	0,00741828	0,21717410	0,00201407

Tabelle 5.3: Polarisationsgrade

Aus der Tabelle und den Vorgaben im Skript folgt:

$$\lambda_M = \lambda_W = \frac{\lambda_0}{n_W} \quad \text{mit } \lambda_0 = 632,8 \text{ nm und } n_W = 1,33$$

$$\Rightarrow 0,22 = \frac{D_1 * n_W}{\lambda_0}$$

$$\Rightarrow 0,21 = \frac{D_2 * n_W}{\lambda_0}$$

Tabellenzwischenwert hier geeigneter

wir verwenden den Ablesefehler von $s_a = 0,005$

$$\Leftrightarrow D_1 = \frac{0,22 \lambda_0}{n_W} = 104,67 \text{ nm}$$

$$\Leftrightarrow D_2 = \frac{0,21 \lambda_0}{n_W} = 99,916 \text{ nm}$$

$$s_D = \frac{0,05 \lambda_0}{n_W} = 2,3789 \text{ nm}$$

Damit erhalten wir schlussendlich die Werte

$$D_1 = (105 \pm 2) \text{ nm}$$

$$D_2 = (100 \pm 2) \text{ nm}$$

Somit haben wir also den Durchmesser der in den Proben enthaltenen nanoskopischen Teilchen über dessen Streuverhalten bestimmt. Dabei stellen wir mit bedauern fest, dass wir relativ ähnlich große Teilchen in den Proben hatten, wobei Probe 1 einen etwas größeren Durchmesser aufweist. Unseres erachtens jedoch eine äußerst effektive Methode, da man keinerlei Schwebstoffe in den Proben mit bloßem Auge erkennen konnte.

5 Auswertung

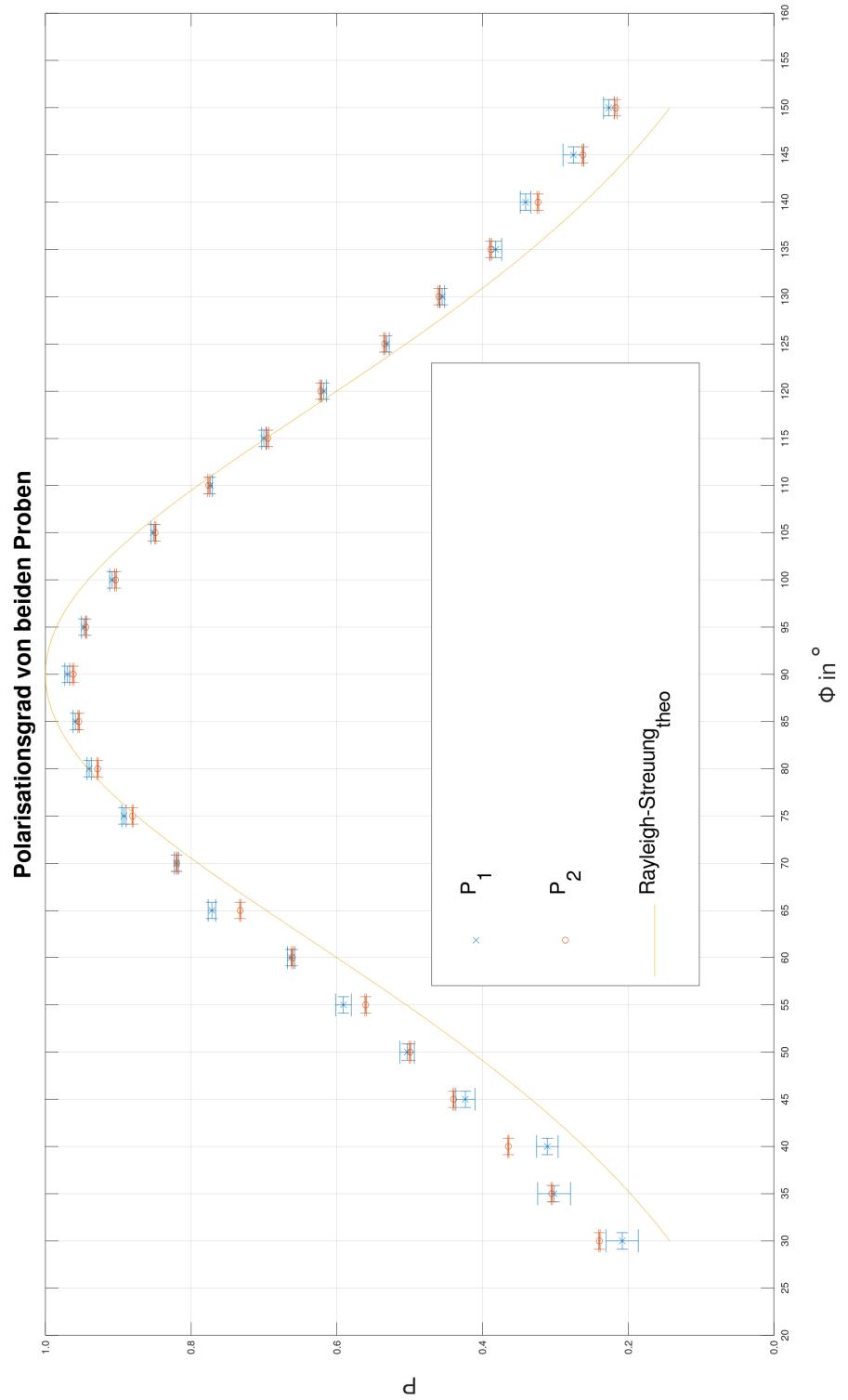


Abbildung 5.3: Polarisationsgrade

6 Fazit

In diesem Versuch haben wir nun die in der Experimentalphysik-Vorlesung theoretisch hergeleiteten Fresnel'schen Formeln auch experimentell überprüft und im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt.

Außerdem haben wir über die Miestreuung eine sehr schöne und effektive Methode zur Bestimmung des Durchmessers sehr kleiner Objekte kennengelernt. Dabei erreichen wir, wenn auch indirekt, eine bessere Auflösung als ein Mikroskop. Zudem können wir einige der schönen optischen Phänomene der Natur wie bspw. die Rayleighstreuung und den Tyndall-Effekt (Streuverhalten an Schwebstoffen) erklären. Allerdings könnte man den Versuch genauer und zeitsparender gestalten, indem man über einen kleinen Motor die Winkelbereiche abfahren lässt und die Messwerte ähnlich dem Versuch Spektrometer direkt Aufzeichnet. Das würde das Abschätzen der Schwankungen erleichtern und die digitalen Daten ließen sich leichter auswerten.

Im Großen und Ganzem aber haben wir aber schönen Versuch gehabt.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Dipole	7
2.2	Darstellung der Polarisation bei Streuung	7
2.3	Licht an Grenzfläche	9
2.4	Abstrahlchrakteristik der Dipole beim Brewsterwinkel	11
2.5	Polarisation parallel zur Streuebene	16
2.6	Polarisation senkrecht zur Streuebene	16
2.7	Polardiagramm Rayleigh-Streuung	17
2.8	Mie-Streuungs-Modell	17
2.9	Phasenversatzfunktion	18
2.10	Miestreuung	19
3.1	(a) Schematische Skizze des Versuchsaufbaus. (b) Vorrichtung zur Streumessung. (vor Fotodiode Kollimatorhülse geschraubt)	20
5.1	E-Feld-Abhängigkeiten für parallele und senkrechte Polarisation	30
5.2	Relative parallele und senkrechte Streuung	32
5.3	Polarisationsgrade	36