

TU DRESDEN

FORTGESCHRITTENENPRAKTIKUM

PRAKTIKUMSBERICHT

---

# Optischer Spektralbereich

---

*Autoren:*

Toni EHMCKE  
Christian SIEGEL

*Betreuer:*

Felix LEMKE

Dresden, 2. März 2016

Durchführungstag, 29. Januar 2016

## **Inhaltsverzeichnis**

<b>1</b>	<b>Einführung und Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1	Reflexion und Transmission an Grenzflächen . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>4</b>
2.1	Messung spektraler Transparenz und Reflexion . . . . .	4
2.2	Lumineszenzspektrometrie . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>4</b>
3.1	Ermitteln des Brechungsindex einer Glasprobe . . . . .	4
<b>4</b>	<b>Diskussion und Zusammenfassung</b>	<b>6</b>
<b>5</b>	<b>Quellenverzeichnis</b>	<b>7</b>

# 1 Einführung und Grundlagen

Bevor der eigentliche Versuch besprochen wird, sollen noch einige Grundlagen erörtert werden.

## 1.1 Reflexion und Transmission an Grenzflächen

Trifft elektromagnetische Strahlung auf eine ladungs- und stromfreie Grenzfläche, so erfüllen die elektrischen und magnetischen Felder, die die Welle beschreiben, bestimmte Stetigkeitsbedingungen und es treten Reflexions- und Transmissionseffekte auf. Im Allgemeinen muss man dabei eine Fallunterscheidung vornehmen, die die parallel und senkrecht zur Oberfläche polarisieren Anteile der einfallenden Welle voneinander trennt. Im vorliegenden Experiment wird allerdings ein Lichtstrahl (mit Amplitude  $E_0$ ) betrachtet, der senkrecht von Luft (Brechungsindex  $n_{Luft} = 1,000292 \simeq 1$ ) in ein optisch dichteres Medium mit Brechungsindex  $n$  propagiert. Die Amplitudenverhältnisse der dabei auftretenden partiellen Grenzflächeneffekte werden durch die *Reflexions- und Transmissionskoeffizienten* beschrieben:

$$r_s \equiv r := \frac{E_r}{E_0} = \frac{n_{Luft} - n}{n_{Luft} + n} \simeq \frac{1 - n}{1 + n}, \quad (1)$$

$$t_s \equiv t := \frac{E_t}{E_0} = \frac{2n_{Luft}}{n_{Luft} + n} \simeq \frac{2}{1 + n}. \quad (2)$$

Gleichungen (1) und (2) stellen somit den Spezialfall der *Fresnelschen Formeln* für senkrechten Einfall dar. Analog ergibt sich für den Übergang vom optisch dichteren Medium zu Luft:

$$r'_s \equiv r' \simeq \frac{n - 1}{1 + n} = -r_s, \quad (3)$$

$$t'_s \equiv t' \simeq \frac{2n}{1 + n} = n \cdot t_s. \quad (4)$$

Da mit den vorliegenden Detektoren nur Intensitäten  $I = |\vec{E}|^2$  gemessen werden und somit Phaseninformationen verloren gehen, definiert man den sogenannten *Reflexions- und Transmissionsgrad* als Verhältnis der reflektierten/transmittierten Leistung des elektrischen Feldes zu der des einfallenden Feldes. Im vorliegenden Spezialfall senkrechtem Einfalls (s.E.) ergeben sich diese zu:

$$R := \frac{P_r}{P_e} = \left| \frac{E_r}{E_0} \right|^2 = \frac{I_r}{I_0} = r^2 \stackrel{(1)}{=} \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2} = R', \quad (5)$$

$$T := \frac{P_t}{P_e} \stackrel{s.E.}{=} \left| \frac{E_t}{E_0} \right|^2 = \frac{I_t}{I_0} = t^2 \stackrel{(2)}{=} \frac{4}{(n + 1)^2} = \frac{1}{n^2} T', \quad (6)$$

$$1 = T + R. \quad (7)$$

Diese vier Größen werden im Experiment durch Vergleich der Intensität des Probestrahls mit einem Referenzstrahl, welcher kein Medium durchläuft, aber sonst den gleichen Weg passiert, ermittelt. Gleichung (7) gilt dabei nur für eine ideale Grenzfläche ohne Absorption.

Im ersten Teil des Versuches wird der Brechungsindex  $n$  einer Glasprobe ermittelt werden. Dafür wird nun ein funktionaler Zusammenhang  $n = n(R, R', T, T')$  gesucht. Dafür wird ein auf das Glas senkrecht einfallender Strahl mit Intensität  $I_0$  betrachtet. Trifft dieser auf die Grenzfläche, wird ein Teil reflektiert ( $I_r \stackrel{(5)}{=} RI_0$ ) und ein Teil transmittiert ( $I_t \stackrel{(6)}{=} TI_0$ ). Anschließend tritt dies erneut an der Grenzfläche Glas-Luft auf, d.h. ein Teil des vorher transmittierten Strahles wird reflektiert ( $I = TR'I_0$ ) oder es verlässt das Medium ( $I = TT'I_0$ ). Dieser Vorgang wiederholt sich unendlich oft und wird in Abbildung 1 skizziert. Bei einem senkrecht einfallenden Strahl

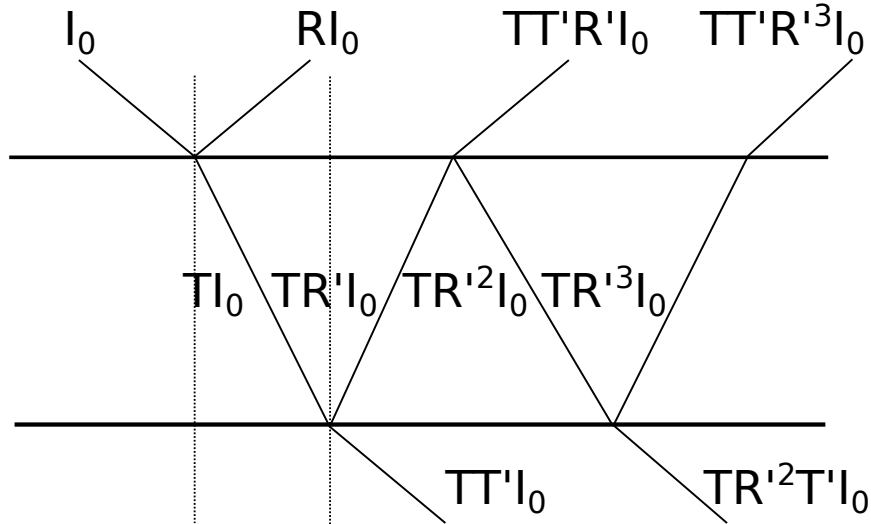


Abbildung 1: Intensitätsverhältnisse einer an einer Grenzfläche unendlich oft transmittierten und reflektierten elektromagnetischen Welle.

ergibt sich somit die Intensität des Strahles, der das Medium verlässt als Überlagerung aller Strahlen mit geraden Potenzen von  $R = R'$ . Analog ist der reflektierte Strahl die Superposition aller Strahlen mit den ungeraden

Potenzen.

$$I_{t,ges} = \sum_{k=0}^{\infty} T \cdot T' \cdot (R'^2)^k \cdot I_0 =: T_{ges} \cdot I_0 \quad (8)$$

$$I_{r,ges} = \left( R + \sum_{k=0}^{\infty} T \cdot T' \cdot (R')^{2k+1} \right) \cdot I_0 =: R_{ges} \cdot I_0 \quad (9)$$

Unter Verwendung der Gleichungen (5) und (6) und der geometrischen Reihe ergibt sich das gemessene gesamte Reflexions- und Transmissionsvermögen zu:

$$T_{ges}(n) = T \cdot T' \cdot \frac{1}{1 - R^2} = \frac{2n}{n^2 + 1}, \quad (10)$$

$$R_{ges}(n) = R \cdot \left( 1 + T \cdot T' \cdot \frac{1}{1 - R^2} \right) = R(1 + T_{ges}) = \frac{(n - 1)^2}{n^2 + 1}, \quad (11)$$

$$T_{ges} + R_{ges} = 1. \quad (12)$$

Daraus erhält man durch Lösen der sich ergebenden quadratischen Gleichung den Brechungsindex:

$$n(T_{ges}) = \frac{1}{T_{ges}} \left( 1 + \sqrt{1 - T_{ges}^2} \right), \quad (13)$$

$$n(R_{ges}) = \frac{1}{1 - R_{ges}} \left( 1 + \sqrt{1 - (1 - R_{ges})^2} \right) \quad (14)$$

## 2 Versuchsdurchführung

### 2.1 Messung spektraler Transparenz und Reflexion

### 2.2 Lumineszenzspektrometrie

## 3 Auswertung

### 3.1 Ermitteln des Brechungsindex einer Glasprobe

Nach der in Abschnitt (2.1) beschriebenen Messung des spektralen Transmissions- und Reflexionsvermögens im Wellenlängenbereich von  $\lambda = 250 \dots 800$  nm ergeben sich die in Abbildung 2 dargestellten Spektren. Dabei wurde angenommen, dass das Absorptionsvermögen durch  $A = 1 - R - T$  gegeben ist. Man sieht deutlich, dass das Glas wie ein Kantenfilter wirkt, welcher elektromagnetische Wellen unterhalb einer Wellenlänge von 300 nm absorbiert. Im sichtbaren Bereich von etwa 400 bis 800 nm ist das Glas hauptsächlich transparent, da das Transmissionsvermögen etwa 90 % beträgt.

Mit Hilfe der Formeln (13) und (14) kann aus dem Spektrum der wellenlängenabhängige Brechungsindex bestimmt werden. Abbildung 3 zeigt den

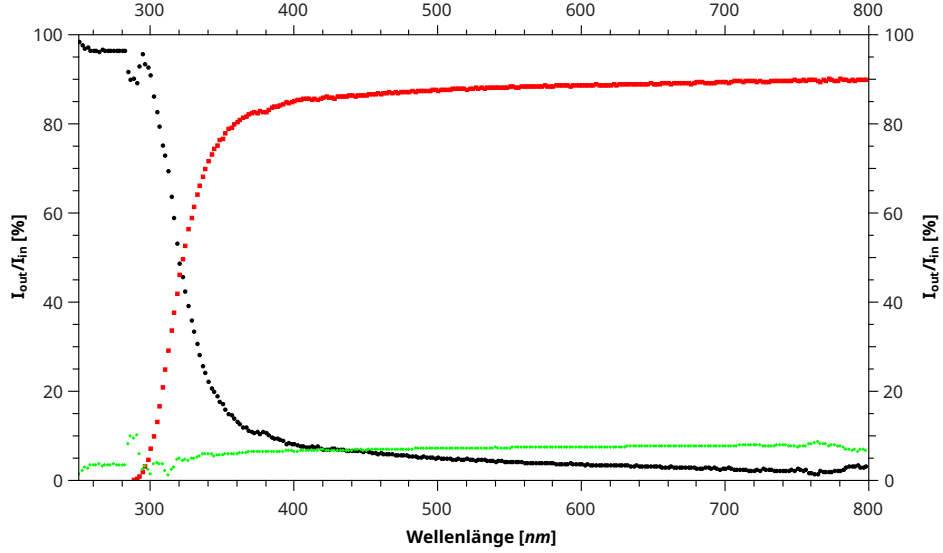


Abbildung 2: Spektrales Transmissions- (rot), Reflexions- (grün) und Absorptionsvermögen (schwarz) einer Glasprobe

Verlauf für die Berechnung aus dem Transmissions- und dem Reflexionsvermögen. Beide Berechnungen sollten theoretisch zu einem identischen Ergebnis führen, was offensichtlich nicht der Fall ist. Ein möglicher Grund dafür ist die Tatsache, dass Absorption im Medium stattfindet und somit die Relation  $1 = T_{ges} + R_{ges}$ , die in der Herleitung aus Abschnitt (1.1) verwendet wurde, nicht gültig ist. Da die Absorption allerdings schwach im Vergleich zur Transmission ist, ist die obige Herleitung eine akzeptable Näherung. Mittelt man beide errechnete Werte, erhält man den erwarteten Verlauf, dass der Brechungsindex im sichtbaren Bereich für große Wellenlängen immer weiter abnimmt. Dieser Effekt wird *Dispersion* genannt und er erklärt die spektrale Aufspaltung von Licht, die beispielsweise an einem Glasprisma auftritt. Mittelt man über den gesamten sichtbaren Wellenlängenbereich erhält man einen mittleren Brechungsindex für den vorliegenden Glasfilter von:

$$\bar{n} = 1,57 \pm 0,02. \quad (15)$$

Hierbei steht die Fehlerangabe für die Standardabweichung der aufgenommenen Messpunkte um den Mittelwert.

Für Wellenlängen unterhalb von 400 nm ist es nicht sinnvoll den Brechungsindex mit der oben angegebenen Methode zu berechnen, da Absorptionseffekte immer signifikanter werden. Um dies noch besser zu berücksichtigen müsste man den Brechungsindex als komplexe Größe auffassen, d.h.  $n \rightarrow N := n(1 + \kappa) \in \mathbb{C}$ .

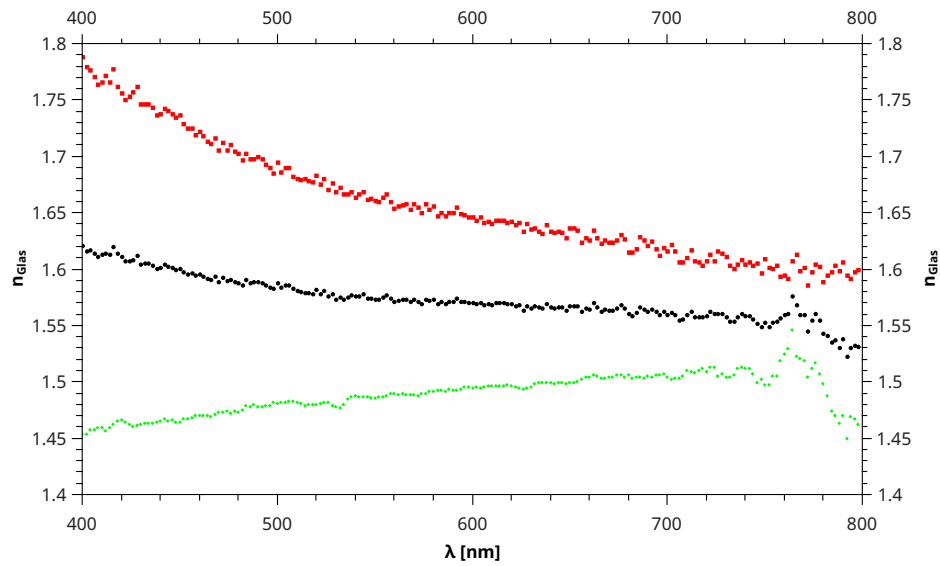


Abbildung 3: Wellenlängenabhängiger Brechungsindex. Dieser wurde aus dem Transmissionsvermögen (rot), dem Reflexionsvermögen (grün) bestimmt und anschließend gemittelt (schwarz).

## 4 Diskussion und Zusammenfassung

## 5 Quellenverzeichnis