

## Vorbemerkung

Dies ist ein korrigierter Übungszettel aus dem Modul physik311.

Dieser Übungszettel wurde von einem Tutor korrigiert. *Dies bedeutet jedoch nicht, dass es sich um eine Musterlösung handelt. Weder ich, noch der Tutor implizieren, dass dieses Dokument keine Fehler enthält.*

Alle Übungszettel zu diesem Modul können auf [http://martin-ueding.de/de/university/bsc\\_physics/physik311/](http://martin-ueding.de/de/university/bsc_physics/physik311/) gefunden werden.

Sofern im Dokuments nichts anderes angegeben ist: Dieses Werk von Martin Ueding ist lizenziert unter einer [Creative Commons Namensnennung - Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz](#).

[disclaimer]

# physik311 – Übung 12

Gruppe 3 – Matthias Rehberger

Martin Ueding

mu@uni-bonn.de

2013-01-15

Aufgabe	40	41	42	43	44	$\Sigma$
Punkte	0	✓	✓	✓	✓	90%

## 40 Doppelbrechung

Die Beugung von außerordentlichem Licht im einachsigen-positiven Kristall ist in Abbildung 1 dargestellt. Dabei wird das ordentliche Licht nicht gebeugt, da sich das Medium isotrop verhält. Für das außerordentliche Licht sind die Huygens-Kugelwellen Ellipsoide, so dass der Lichtstrahl abgelenkt wird. Dabei wird er von der optischen Achse weg gebeugt. Falls der Kristall einachsigen-positiv ist, würde das Licht in die andere Richtung, also zur optischen Achse, gebeugt. } OK!

was ist mit dem neg. doppelbr. Fall? hä?

## 41 Doppelbrechung und Faraday-Effekt

Das  $\lambda/2$ -Plättchen kehrt die Amplitude des außerordentlichen Lichts um, die Amplitude des ordentlichen Lichts bleibt allerdings gleich. Dies entspricht einer Spiegelung der Polarisationsrichtung. Bei zweimaliger Anwendung wird das Licht wieder in die ursprüngliche Richtung gelenkt. Die Ablenkung um  $\pi/4$  rad erfordert, dass die Hauptachse und Polarisationsrichtung vorher um  $\pi/8$  rad zueinander verdreht waren.

Bei der Faraday-Zelle hängt die Drehung der Polarisationsrichtung nicht von der Durchlaufrichtung ab. Die Drehungen werden so addiert. Nach zwei Durchläufen hat sich die Polarisationsrichtung um  $\pi/2$  rad gedreht. ✓

## 42 Wollaston-Prisma

Das einfallende Licht kann in einen ordentlichen und außerordentlichen Anteil aufgespalten werden (lineare Superposition). Da die optische Achse allerdings parallel zur Grenzfläche ist und die Strahlen senkrecht zur Grenzfläche eintreten, tritt keine Ablenkung ein. Die Phasenverschiebung durch die Verzögerung sollte keinen Effekt haben, da das Licht nicht unbedingt vorher kohärent war.

An der Grenzfläche zwischen den beiden Teilen tauschen die Polarisationsrichtungen die Rollen. Der bisher ordentliche Teil wird nun abgelenkt. Der vorher außerordentliche Teil wird nun zum ordentlichen.

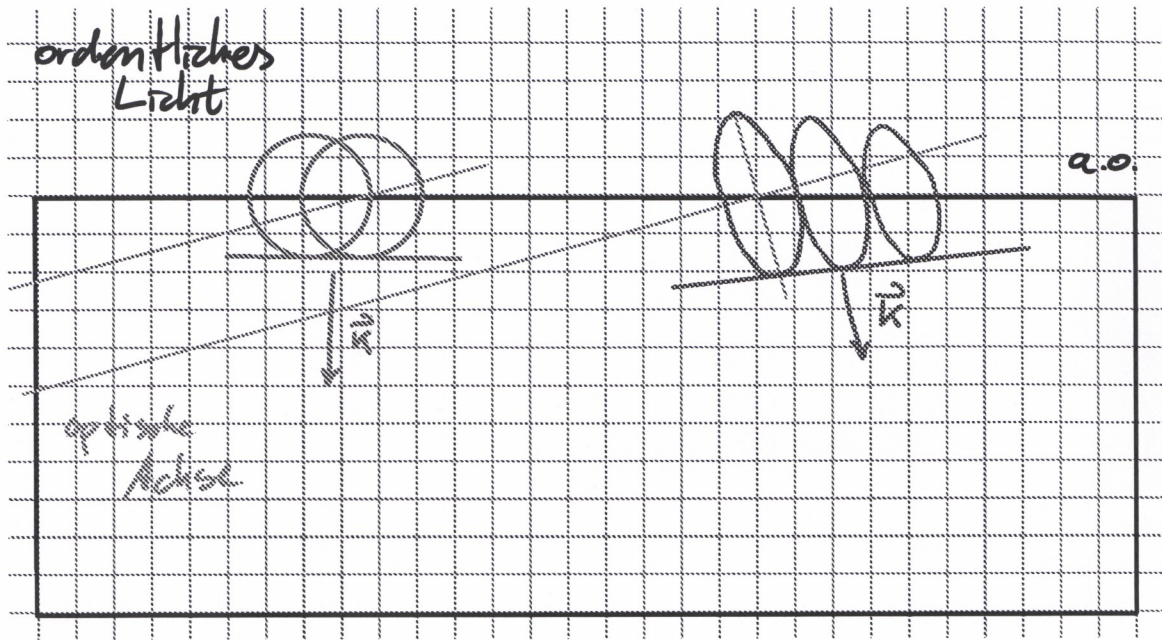


Abbildung 1: Konstruktion für einen einachsigen positiven Kristall

Dies bedeutet, dass sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit ändert. Sinnvollerweise hat Quarz nicht einen, sondern zwei Brechungsindizes:  $n_o$  und  $n_{ao}$ . Mit dem normalen Brechungsgesetz erhalte ich folgende Relationen:

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta_o)} = \frac{n_{ao}}{n_o}, \quad \frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta_{ao})} = \frac{n_o}{n_{ao}}$$

Dabei bezeichnet  $\alpha$  den Keilwinkel ( $\alpha = 15^\circ$ ),  $\beta_o$  den Winkel zwischen dem zu Anfang ordentlichen Strahl und der Trennflächennormale.

Mit  $n_o = 1.544$  und  $n_{ao} = 1.553^1$  erhalte ich:

$$\beta_o = 0.260247 \text{ rad}, \quad \beta_{ao} = 0.263362 \text{ rad} \quad \checkmark$$

An dieser Stelle habe ich also  $\Delta\beta = 3.11 \text{ mrad}$ .

Danach müssen beide Strahlen noch das Prisma verlassen, so dass erneut ein Übergang entsteht, diesmal zur Luft. Die Normale der Rückseite steht noch um  $\alpha$  zur der Trennflächennormale. Ich bilde neue Winkel  $\gamma = \beta - \alpha$ . Für die Austrittswinkel  $\delta$  zur Normale der Rückseite gilt wieder das Brechungsgesetz:

$$\frac{\sin(\gamma_o)}{\sin(\delta_o)} = \frac{1}{n_{ao}}, \quad \frac{\sin(\gamma_{ao})}{\sin(\delta_{ao})} = \frac{1}{n_o}$$

Für  $\delta$  erhalte ich:

$$\delta_o = -2.41104 \text{ mrad}, \quad \delta_{ao} = 2.41205 \text{ mrad}$$

Der Winkel zwischen den beiden Strahlen beträgt  $\Delta\delta = 4.82309 \text{ mrad}$ .  $\checkmark$

Beim Glan-Foucault Prisma ist in der Mitte ein Luftspalt, so dass Totalreflexion eintritt. Auf diese Weise bleibt im geraden Durchgang nur noch eine Polarisation übrig, alles andere wurde reflek-

<sup>1</sup>[https://en.wikipedia.org/wiki/Birefringence#Examples\\_of\\_uniaxial\\_birefringent\\_materials](https://en.wikipedia.org/wiki/Birefringence#Examples_of_uniaxial_birefringent_materials)



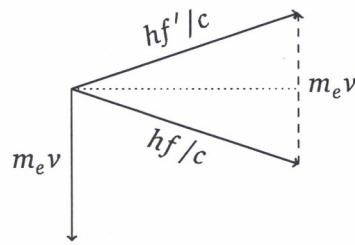
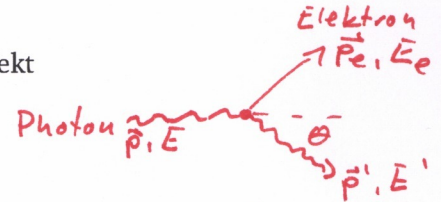
wo ist  $\theta$ ?

Abbildung 2: Skizze zum Compton-Effekt

tiert. ✓



### 43 Compton-Effekt

zu zeigen:  $\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)$ 

Es handelt sich um einen elastischen Stoß, somit muss die Energie, die dem Photon entzogen wird, komplett auf das Elektron übertragen werden:

$$hf - hf' = E_{\text{kin}}$$

Für die Impulserhaltung nehme ich an, dass der Impuls des Photons nur wenig kleiner wird. Aus Abbildung 2, in der  $hf/c$  und  $hf'/c$  gleich lang sind, kann ich ablesen, dass gilt:

$$m_e v = \frac{hf}{c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad ?$$

Die beiden Relationen kann ich umformen und gleichsetzen:

$$\begin{aligned} E_{\text{kin}} &= \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{(m_e v)^2}{2m_e} = \frac{4h^2 f^2}{2m_e c^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = hf - hf' & | \div hf^2 \\ \frac{4h}{2m_e c^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) &= \frac{f - f'}{f^2} \approx \frac{1}{f'} - \frac{1}{f} & | \frac{1}{f} = \frac{\lambda}{c} \\ \frac{2h}{m_e c} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) &= \lambda' - \lambda & \text{aha!} \\ &= \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \end{aligned}$$

### 44 Absorption in einer Rubidiumzelle

Ich benutze die ideale Gasgleichung um Druck  $P$  und Temperatur  $T$  in eine Atomdichte pro Fläche erhalten. Dazu benutze ich die Länge  $l$  der Kammer und ihre Querschnittsfläche  $F$  sowie dass die Stoffmenge  $n$  (in mol) und die Teilchenzahl  $N$  sich verhalten wie  $nN_A = N$ :

$$PV = NRT \iff PlF = NRT \iff \frac{N}{F} = \frac{Pl}{RT}$$

Dies multipliziere ich mit dem gegebenen Wirkungsquerschnitt  $\sigma = \lambda^2/(2\pi)$  um den Anteil der Fläche zu bekommen, die mit Atomen versperrt ist. Dabei setze ich auch ein, dass gemittelt nur ein von hundert Atomen ein Photon absorbiert. Dies gibt dann den Absorptionsfaktor  $k$ :

$$k := \frac{n\sigma}{100F}$$

Bei Absorption auf einer Länge immer Lambert-Beer benutzen!

Ich setze die Zahlen ein.  $P = 10^{-4}$  Pa,  $l = 10^{-2}$  m,  $T = 300$  K,  $\lambda = 780 \cdot 10^{-9}$  m,  $R = 8.31446$ :

$$\frac{n}{F} = 2.41 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}, \quad k = \frac{Pl\lambda^2}{200\pi RT} = 1.90 \cdot 10^{-6}$$

Mit  $\sigma = \pi \cdot 25 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  erhalte ich exakt den gleichen Wert.

Das ist sehr seltsam, da  
sich die  $\sigma$ 's um  $\sim 5$  Größenordnungen unterscheiden!

Wenn der Resonator um das Gas perfekt wäre, würde es in der Größenordnung 500000 Durchläufe benötigen, bis die Zahl auf  $1/e$  abgefallen ist. Dies entspricht einer Relaxationszeit von  $\tau = 17 \mu\text{s}$ . Das Gas hat also durchaus einen Effekt auf das Licht.