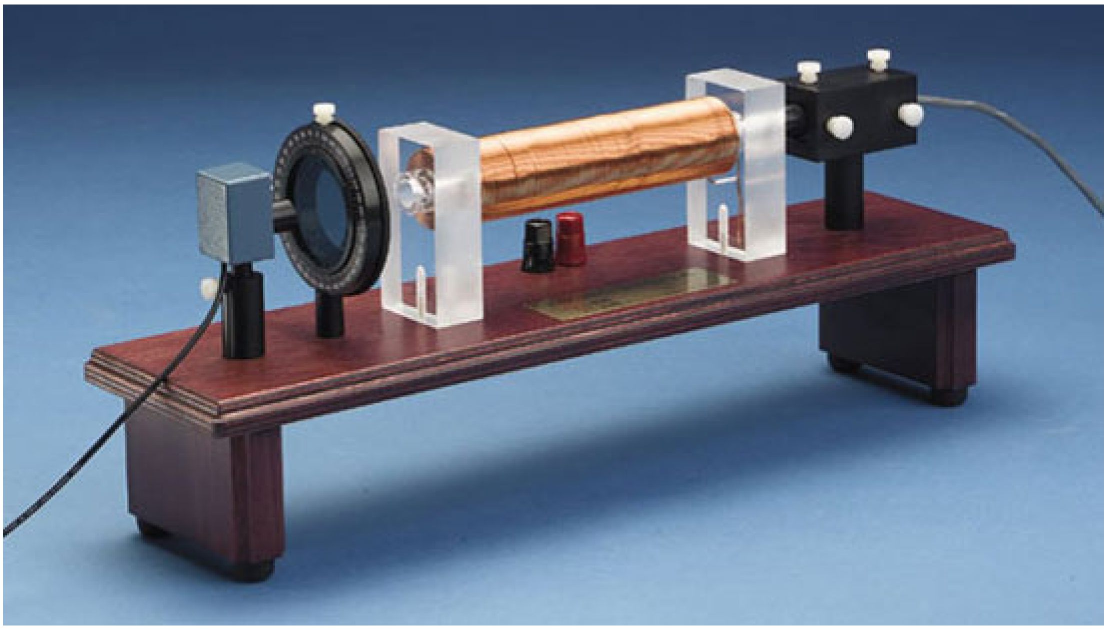


Faraday-Effekt

Ziele und Hintergründe

Im materiefreien Raum wird die Lichtausbreitung durch elektrische oder magnetische Felder nicht beeinflusst. In Materie sieht das ganz anders aus. Es gibt, sog. optisch aktive, Materialien, die durch interne drehaktive Asymmetrien die Polarisationsrichtung polarisierten Lichts drehen (s. Versuch D09). Eine solche Polarisationsdrehung kann bei manchen Materialien auch durch externe Felder induziert werden - auch wenn sie von sich aus gar nicht optische aktiv sind. Glas gehört zu den sog. *Faraday-aktiven Materialien*, bei denen ein äußeres Magnetfeld die Polarisationsdrehung bewirkt. Die Entdeckung dieses Phänomens geht auf Michael Faraday zurück, der sich 1845 intensiv mit den damals bekannten elektromagnetischen Kraftwirkungen beschäftigte, um sie zu vereinheitlichen.

Bei diesem Versuch geht es um die Untersuchung dieses Effektes und um eine atomphysikalische Erklärung.

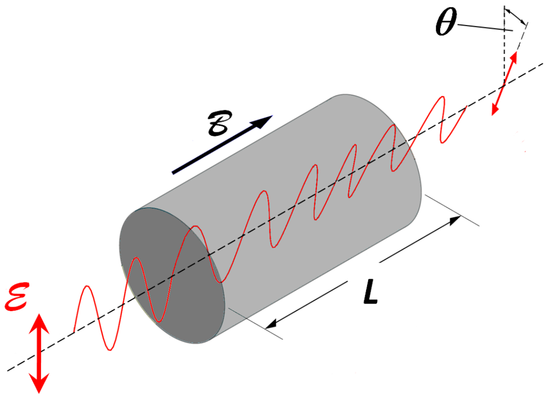
Das sollten Sie wissen

- Was ist der Faraday-Effekt. Wie kann man ihn erklären?
- Was ist die Verdet'sche Konstante?
- Was versteht man in der Optik unter Dispersion?
- Wie beschreibt man Licht in der klassischen Maxwell-Theorie? Was ist die Polarisation von Licht? Welche Arten der Lichtpolarisation unterscheidet man?
- Wie berechnet man das Magnetfeld einer langen Spule? Wie misst man Magnetfelder, Einheiten?
- Was ist der Unterschied zwischen $\mathcal{B}$ und $\mathcal{H}$?
- Wie unterscheiden sich Dia-, Para- und Ferromagnetismus?
- Welche anderen magneto-optischen Effekte sind bekannt?

Zur Theorie des Faraday-Effektes

In der klassischen Maxwell-Theorie wird Licht als elektromagnetische Welle beschrieben. Eine *zirkular polarisierte Welle* lässt sich danach als Überlagerung zweier senkrecht zueinander linear polarisierter Wellen mit einer Phasenverschiebung von $\varphi = \pi/2$ beschreiben. Eine elliptische Polarisation entsteht, wenn die Amplituden der zwei Bestandteile nicht gleich sind.

Mit σ^+ wird rechtszirkular, mit σ^- linkszirkular polarisiertes Licht bezeichnet (Blickrichtung = Ausbreitungsrichtung):



1 Drehung der Polarisationsrichtung beim Durchgang durch den Glasstab

$$\vec{\mathcal{E}}_{\sigma\pm}(z,t)=\mathcal{E}_0\cdot\left[\vec{e}_x\cos(\omega t-kz)+\vec{e}_y\cos\left(\omega t-kz\pm\frac{\pi}{2}\right)\right]=\mathcal{E}_0\cdot\left[\vec{e}_x\cos(\omega t-kz)\mp\vec{e}_y\sin(\omega t-kz)\right]. \qquad (1a)$$

Umgekehrt lässt sich eine linear polarisierte Welle als Überlagerung zweier gegensinnig zirkular polarisierter Wellen aufschreiben:

$$\begin{aligned}\vec{\mathcal{E}}_x(z,t)&=\frac{1}{2}\left(\mathcal{E}_{\sigma+}+\mathcal{E}_{\sigma-}\right)=\vec{e}_x\mathcal{E}_0\cos(\omega t-kz)\\ \vec{\mathcal{E}}_y(z,t)&=-\frac{1}{2}\left(\mathcal{E}_{\sigma+}+\mathcal{E}_{\sigma-}\right)=\vec{e}_y\mathcal{E}_0\sin(\omega t-kz).\end{aligned} \qquad (1b)$$

Gl. 1 gilt streng so nur im Vakuum. Lichtausbreitung im Material unterliegt der *Dispersion* (und ggf. auch Absorption). Hier geht es nur um die Dispersion. Setzen Sie also den Brechungsindex n in Gl. 1b ein ($k = n\omega/c$), jeweils für rechtszirkulares (+) und linkszirkulares (-) Licht n_+ bzw. n_-. Ohne Einschränkung setzen Sie $\mathcal{E}_y = 0$ (Rotationssymmetrie um die z-Achse):

$$\begin{aligned}\vec{\mathcal{E}}_x(z,t)&=\frac{1}{2}\mathcal{E}_0\cdot\left[\vec{e}_x\cos\left(\omega\left(t-\frac{n_+}{c}z\right)\right)-\vec{e}_y\sin\left(\omega\left(t-\frac{n_+}{c}z\right)\right)+\vec{e}_x\cos\left(\omega\left(t-\frac{n_-}{c}z\right)\right)+\vec{e}_x\sin\left(\omega\left(t-\frac{n_-}{c}z\right)\right)\right]\\ &\approx\mathcal{E}_0\cos\left(\omega\left(t-\frac{n}{c}z\right)\right)\left[\vec{e}_x\cos\left(\omega\frac{n_+-n_-}{2c}z\right)+\vec{e}_y\sin\left(\omega\frac{n_+-n_-}{2c}z\right)\right].\end{aligned}$$

Ist $n_+ = n_-$ überlagern sich Wellen auch am Ende des Glasstabes ($z = L$) wieder zur gleichen Polarisation wie die der Eintrittswelle. Für einen (kleinen) Unterschied $\Delta n = n_+ - n_-$ addieren sich die Beiträge zu einer linearen Polarisation, die um θ gegen die Ursprungsrichtung gedreht ist:

$$\theta=\frac{1}{2}\omega\frac{L}{c}\left(n_+-n_-\right)=\pi\frac{L}{\lambda}\left(n_+-n_-\right)=\pi\frac{L}{\lambda}\Delta n\,. \qquad (2)$$

Aufgabe: Leiten Sie Gl. 2 aus Gl. 1 her. Setzen Sie dazu $n_+ + n_- \approx 2\cdot n$. Wobei n der Brechungsindex ohne Magnetfeld ist.

Das externe Magnetfeld zwingt den schwingenden elektronischen Dipolen im Glas zusätzlich eine Präzession auf (Larmor-Präzession mit der Kreisfrequenz $\omega_L = (e/m_e)\cdot\mathcal{B}$; vgl. *Alonso/Finn;* Fundamental University Physics Bd. 3, 132). Damit lässt sich der Unterschied der Brechungsindizes Δn abschätzen:

$\Delta n \approx \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\omega}\Delta\omega = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\omega}\omega_{\mathrm{L}}$. Mit $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\omega} = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}$ berechnet sich der Rotationswinkel θ zu:

$$\theta = \pi\frac{L}{\lambda}\Delta n = \pi\frac{L}{\lambda}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\omega}\omega_{\mathrm{L}} = \pi\frac{L}{\lambda}\left(-\frac{\lambda^2}{2\pi c}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right)\omega_{\mathrm{L}} = \underbrace{-\frac{\lambda}{c}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\frac{e}{2m_e}}_{V}L\mathcal{B}$$

$$= VL\mathcal{B}.$$

$V = -\frac{\lambda}{c}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\frac{e}{2m_e}$ ist die Verdet-Konstante des Materials. (3)

Für SF59-Glas wird von der Herstellerfirma Schott mit 23 rad/Tm angegeben.

Die geschlossene Beschreibung des Faraday-Effektes erfordert eigentlich eine quantenphysikalische Theorie der Dispersion. Für den Fall diamagnetischer Materialien sind jedoch auch die gezeigten klassisch-physikalischen Beschreibungen gut brauchbar.

Beispiele[1]
Setzen Sie die Dispersion für drei typische optische Gläser der Fa. Schott ein und rechnen Sie nach:
SF2: $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda$ = -0,077 µm^{-1}: V_{theo} = 13,3 rad/(Tm); V_{mess} = 13,3 rad/(Tm)
SF6: $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda$ = -0,124 µm^{-1}: V_{theo} = 21,5 rad/(Tm); V_{mess} = 18,7 rad/(Tm)
SF10; $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda$ = -0,101 µm^{-1}: V_{theo} = 17,7 rad/(Tm); V_{mess} = 13,4 rad/(Tm)

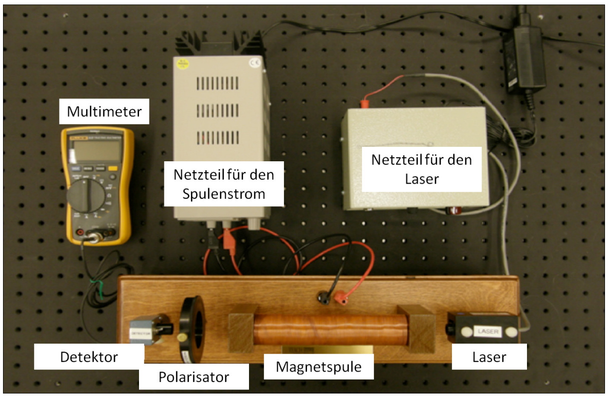
Das Experiment

Hinweis: Sie messen den Faraday-Effekt mit einem Glasstab aus SF59-Glas der Fa Schott. Dieses Material ist sehr teuer. Lassen Sie es unbedingt in der Spule!

Der Aufbau

Abb. 2 zeigt den Aufbau:

- Das Laserlicht ist linear polarisiert und hat die feste Wellenlänge λ = 650 nm.
- Die Magnetspule hat eine Länge von 20 cm. Der Gleichstromwiderstand beträgt R = 2,6 Ω. Die Stromstärke darf 3 A nicht übersteigen. Kalibirierung: B = 11,1[mT/A]·I[A]).
- Der Polarisator kann vorsichtig gedreht werden. Fassen Sie bitte nicht auf die Polarisatorfläche!



2 Der Aufbau

- Das Multimeter misst die Spannung des Fotodetektors; achten Sie darauf, dass die Detektorspannung U = 300 mV nicht übersteigt.
- Der Glasstab aus Schott SF-59-Glas hat die Länge L = 10 cm (Vorsicht! Zerbrechlich und sehr teuer!)

[1] Messwerte aus: *Kim/Won/Kim,* Measurement of the faraday effect of a few optical glasses …, J. Appl. Phys. **57**, 7026, 1990

Die Justage

1. Sie messen am Schott-SF59-Glas. Das Material ist empfindlich und teuer. Lassen Sie es unbedingt in der Spule!
2. Bauen Sie den Versuch etwa wie in Abb. 2 auf.
3. Die Anschlussbuchsen für die Stromversorgung des Lasers finden Sie auf der Rückseite des Verstärkers. Achten Sie auf die Polung! Das spezielle Kabel schirmt den Laser von statischer Aufladung ab.
4. Schließen Sie die Magnetspule und das Multimeter an.
5. Lassen Sie den Ladewiderstand beim Detektor anfangs unbedingt in Stellung "1".
6. Justieren Sie den Laser mittig durch den Glasstab. Verwenden Sie dazu die Justierhilfen. **Schauen Sie niemals direkt in den Laserstrahl! Richten Sie den Laserstrahl niemals auf andere!**
7. Richten Sie den Laser auf die Detektoröffnung aus.
8. Stellen Sie die Strombegrenzung des Spulennetzteils auf I_{max} = 3 A ein. Wenn Sie nicht wissen, wie das geht, lassen Sie es sich bitte zeigen.
9. Das Multimeter stellen Sie bitte auf den DC-Millivoltbereich ein.

Die Messungen

Jetzt kann es losgehen! Sie messen die Polarisationsdrehung auf zwei unterschiedliche Weisen:

Methode der maximalen Auslöschung

- Stellen Sie den Analysator ohne Magnetfeld so ein, dass sich eine maximale Auslöschung auf der Photodiode ergibt. Schreiben Sie sich den Winkel des Analysators auf.
- Schalten Sie das Spulennetzteil ein und erhöhen Sie die Stromstärke des durch die Spule fließenden Stroms in 0,5 A-Schritten auf 3 A. Schreiben Sie sich für jeden Schritt den Winkel des Analysators auf, mit dem Sie zur maximalen Auslöschung zurückkehren.
- Um zufällige Messfehler auszugleichen, wiederholen Sie die komplette Messung 5mal.

Methode der konstanten Intensität

- Drehen Sie den Polarisator 45° über die Stelle maximaler Auslöschung hinaus (ohne Magnetfeld). Schreiben Sie sich den Winkel und den Spannungswert auf: U_0.
- Wiederholen Sie den Ablauf aus Methode 1. Stellen Sie den Analysator nach jedem Schritt so ein, dass Sie die Photodiodenspannung wieder $U = U_0$ beträgt.
- Um zufällige Messfehler auszugleichen, wiederholen Sie die komplette Messung 5mal.

Auswertung

1. Welche Methode verspricht die besseren Ergebnisse?
2. Verwenden Sie Ihre Messwerte, um die Verdet-Konstante von SF59 zu bestimmen.
3. Berechnen Sie daraus den Wert der spezifischen Elektronenladung e/m.
4. Warum wird hier SF59 verwendet?

λ (nm)	$n(\lambda)$	λ (nm)	$n(\lambda)$	λ (nm)	$n(\lambda)$
404,7	2,0426	589,3	1,9521	1014	1,90974
435,8	2,01557	632,8	1,94324	1060	1,90788
480	1,98899	643,8	1,94131	1529,6	1,89599
486,1	1,98604	656,3	1,93927	1970,1	1,88887
546,1	1,96349	706,5	1,93218	2325,4	1,8835
587,6	1,953	852,1	1,91856		

Brechungsindizes von Schott SF59 (*Quelle:* Schott)