

UNIVERSITÄT REGENSBURG

F-PRAKTIKUM

Ultraschnelle Optik



Michael Rößner Jonas Schambeck

10. Juli 2020

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Vorbereitung	3
2.1	Technische Grundlagen	3
2.1.1	Halbleiter	3
2.1.2	Photodiode	5
2.1.3	Laser	5
2.1.4	Lock-In Verstärker	7
2.1.5	Pump-Probe Versuch	8
2.2	Nichtlineare Optik	8
2.2.1	Doppelbrechung	8
2.2.2	Phasen Anpassung	10
2.2.3	Nichtlineare Autokorrelation	10

1 Einleitung

2 Vorbereitung

2.1 Technische Grundlagen

Zur Untersuchung optischer Phänomene müssen umfangreiche experimentelle Aufbauten mit komplizierten Geräten verwendet werden. Hier soll kurz in die für diesen Versuch notwendige Technik eingeführt werden.

2.1.1 Halbleiter

Den Halbleiter zeichnet eine Bandlücke zwischen *Valenzband* und *Leitungsband* aus, das kleiner ist als beim Isolator, aber groß genug, um sich vom Leiter abzugrenzen, siehe Abbildung 2.1. In der Technik findet sich der Halbleiter inzwischen überall. Auch in diesem Experiment wird der Halbleiter Verwendung finden.

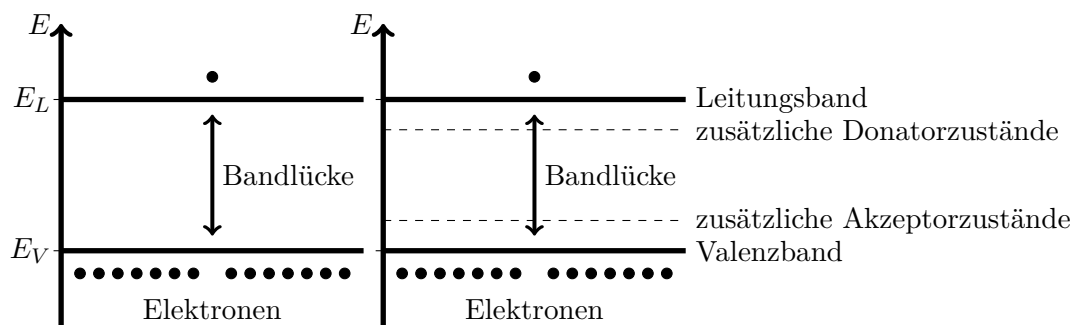


Abbildung 2.1: Bandstrukturen eines (a) reinen Halbleiters, (b) dotierten Halbleiters

In der Technik werden Halbleiter meist *dotiert*. Hierbei werden gezielt Fremdatome in das Gitter eingebracht, um so das Verhältnis von Lochdichte zu Elektronendichte zu manipulieren. *Donatoren* geben Elektronen an das Gitter ab, während *Akzeptoren* diese aufnehmen und so ein zusätzliches Loch schaffen. Da die Bindungsenergie des Donators kleiner als die Bandlücke ist, entstehen zusätzliche Niveaus, die energetisch etwas tiefer liegen, als das Leitungsband. Beim Akzeptor entstehen neue Niveaus etwas oberhalb des Valenzbandes, siehe Abbildung 2.1. Bringt man nun zwei gegensätzlich dotierte Halbleiter in Kontakt, das mit Donatoren dotierte Gebiet nennt man n-Typ, das mit Akzeptoren dotierte p-Typ, so entsteht an der Grenzfläche der *pn-Übergang*, siehe Abbildung 2.2. Durch die unterschiedlichen Dotierungen entsteht in Richtung des p-dotierten Gebiets ein Konzentrationsgefälle für Elektronen, während in Richtung des n-dotierten Gebiets ein Gefälle der Löcherkonzentration entsteht. Dies führt zu einem Elektronenstrom in das p-, und einem Löcherstrom in das n-Gebiet. Die Folge dieser

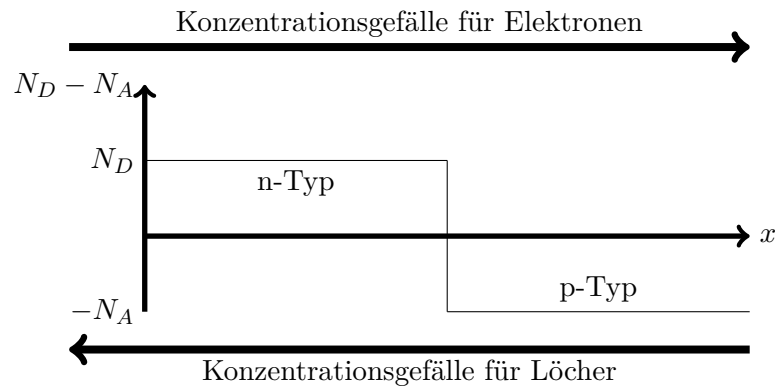


Abbildung 2.2: Konzentration von Donatoren und Akzeptoren. N_D beschreibt hier die Donatorkonzentration, N_A die Akzeptorkonzentration.

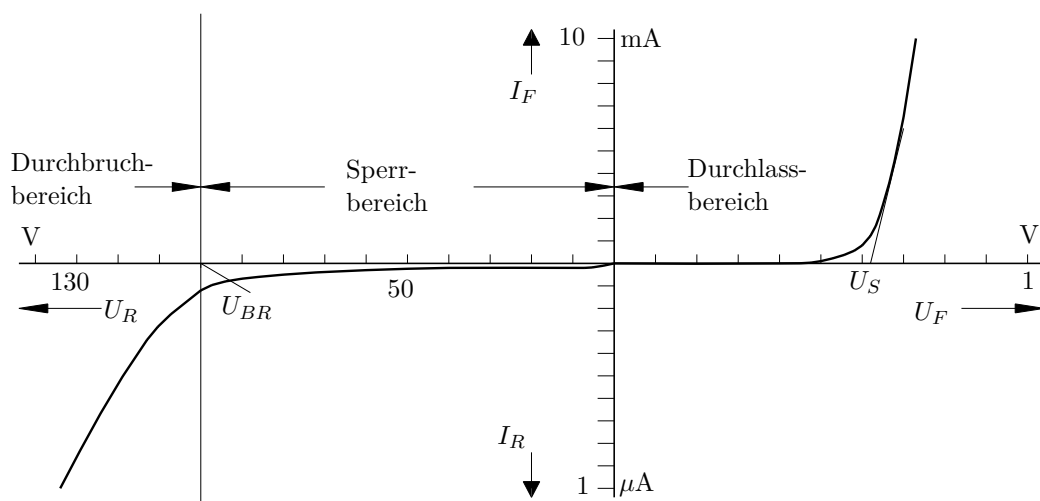


Abbildung 2.3: Qualitative Darstellung einer Diodenkennlinie [3]

Ströme ist eine Verarmung an beweglichen Ladungsträgern im Gebiet um den Übergang. Da die Ionen, Donatoren und Akzeptoren, nicht mehr durch freie Elektronen und Löcher kompensiert werden, entsteht ein Gebiet mit positiven/negativen Raumladung. Dieses Gebiet wird *Raumladungszone* genannt. Legt man an den pn-Übergang eine Spannung an, kann man die typische Diodenkennlinie beobachten. Diese ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Der pn-Übergang ist also Basis für den Großteil der modernen Technologie.

2.1.2 Photodiode

Betrachtet man einen solchen pn-Halbleiter unter Lichteinfall, kann man den *photoelektrischen Effekt* beobachten. Photonen mit einer Energie $E = h \cdot \nu$ können Elektronen ins Leitungsband anregen, falls $h \cdot \nu > E_g$, mit der Größe der Bandlücke E_g . Dies wird in Abbildung 2.4 veranschaulicht. Im Bereich des pn-Übergangs werden weitere Elek-

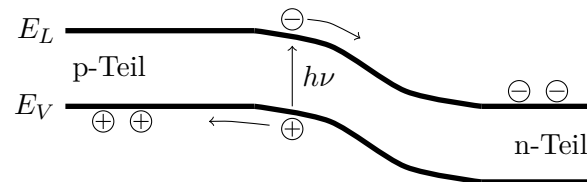


Abbildung 2.4: Anregen eines Elektrons im pn-Übergang

tronen ins Leitungsband angeregt. Wie im vorherigen Abschnitt besprochen entstehen im p-Teil zusätzliche Akzeptorzustände über dem Valenzband und im n-Teil zusätzliche Donatorzustände unter dem Leitungsband. Der Bandverlauf ist, wie in Abbildung 2.4 zu sehen, um den pn-Übergang gebogen. Nach der Anregung diffundiert das Elektron in den n-Teil, da hier ein Mangel an beweglichen Elektronen herrscht, während das Loch in den p-Teil driftet. Dies führt zu einer Photospannung, die am Halbleiter abgenommen werden kann.

2.1.3 Laser

Der Laser (light amplification by stimulated emission of radiation) ist eine Lichtquelle, die sich durch hohe Strahlungsintensität, einen engen Frequenzbereich, starker Bündelung des Strahls und einer großen Kohärenzlänge auszeichnet.

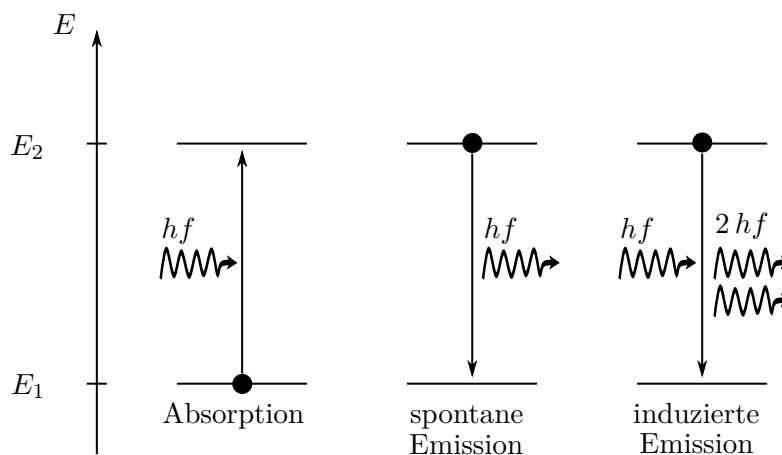


Abbildung 2.5: Wechselwirkung zwischen Photonen und Elektronen im Atom

Zur Lichterzeugung wird die *spontane* und *induzierte Emission* ausgenutzt, die in Abbildung 2.5 skizziert ist. Ein Photon kann ein gebundenes Elektron durch *Absorption*

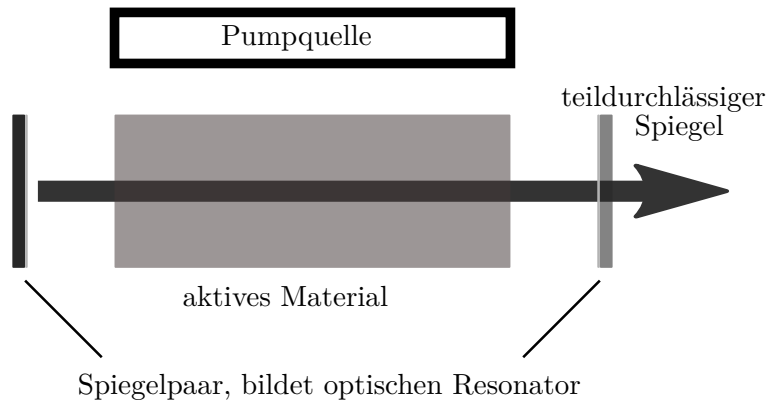


Abbildung 2.6: Aufbau eines Lasers

auf ein höheres Energieniveau heben. Selbiges kann durch *spontane Emission* unter Abgabe eines Photons zurück in das niedrigere Niveau wechseln. Trifft dieses Photon auf ein weiteres angeregtes Elektron, so kann dieses Elektron zur Emission angeregt werden, zur *induzierten Emission*. Wichtig ist hierbei, dass alle emittierten Photonen die gleiche Energie tragen. Das Licht ist also monochromatisch.

Soll mithilfe dieses Prinzips ein intensiver Strahl erzeugt werden, so müssen möglichst viele Elektronen in diesen angeregten Zustand gebracht werden. Hierzu verwendet man eine *Pumpquelle*, siehe Abbildung 2.6. Diese Pumpe regt im *aktiven Material*, also das Material, in dem die Emission stattfinden soll, die Elektronen an, sodass mehr Elektronen im energetisch höheren Energieband aufhalten. Dieser Zustand wird *Besetzungsinversion* genannt. Durch spontane Emission wandern erste Photonen durch das aktive Material und induzieren weitere Emission. Ein *optischer Resonator*, oft verwirklicht durch zwei Spiegel, reflektiert nun die Photonen immer wieder zurück in das aktive Material, wodurch sich eine stehende Welle bildet. Der vordere Spiegel lässt immer einen Teil der Strahlung entweichen. So entsteht ein homogener, intensiver Strahl.

Zur Versuchsdurchführung wird eine besondere Bauart des Lasers verwendet, der *Faserlaser*. Dieser gibt statt einem kontinuierlichen Strahl kurze Pulse ab. Der Aufbau ist hier komplexer, siehe Abbildung 2.7. Das aktive Medium ist eine Erbium-dotierte Glasfaser. Durch eine Leuchtdiode, in der Abbildung *Pump Diode*, wird eine Besetzungsinversion der Erbium-Ionen hergestellt. An den Enden der Faser bilden zwei teildurchlässige Spiegel den Resonator. Durch einen sättigbaren Absorber, *SAM*, der nur kurze intensive Impulse transmittiert, wird der gepulste Charakter des Lasers erreicht. Nach dem Verlassen des Oszillators erfolgt eine weitere Verstärkung in einer dotierten Glasfaser, wieder durch eine Diode gepumpt, bevor der Impuls ausgesendet wird. [2, 1]

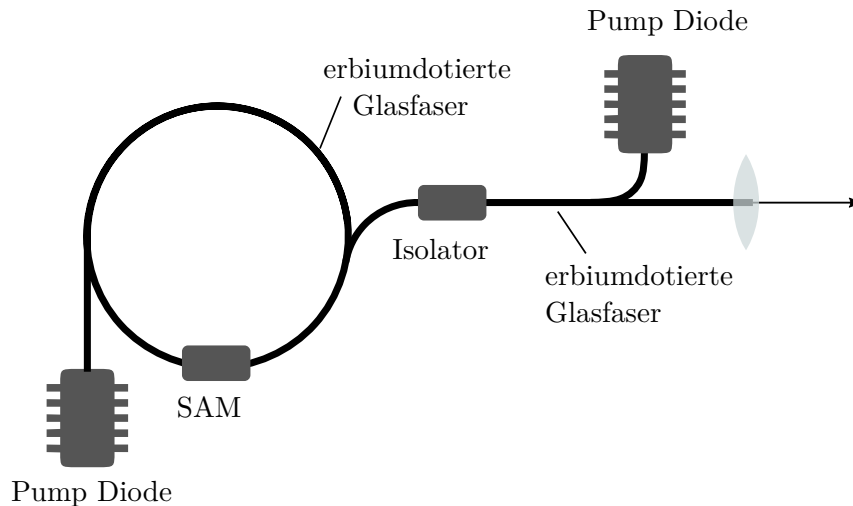


Abbildung 2.7: Aufbau eines Faserlasers

2.1.4 Lock-In Verstärker

In der Experimentalphysik arbeitet man oft mit Messsignalen, die um ein vielfaches schwächer sind, als das Umgebungsrauschen, das unweigerlich auftritt. Ohne passende Verstärkung und Filterung sind diese Messungen wertlos. Abhilfe schafft in diesem Experiment der Lock-In Verstärker. Die Funktion des Verstärkers erkennt man am besten

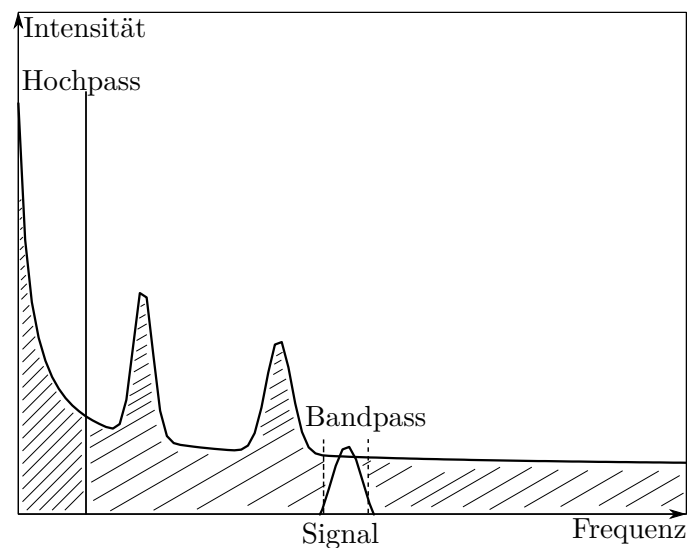


Abbildung 2.8: Signalverarbeitung mit einem Lock-In Verstärker

anhand eines Signals. In Abbildung 2.8 ist eine rein qualitative Darstellung eines möglichen Messsignals abgebildet. Das Signal selbst ist durch das starke Rauschen kaum zu erkennen. Im ersten Schritt wird ein Hochpass angewandt. Das kräftige Rauschen gegen

0 Hz fällt dadurch weg. Danach wird eine sehr enger Bandpass um das eigentliche Signal angewandt. Die ungefähre Frequenz ist bei vielen Anwendungen bekannt. Beispiele sind die Herzfrequenz, oder wie in diesem Experiment die Frequenz der Lichtquelle. So wird ein Großteil des Rauschen gefiltert, in der Abbildung schraffiert, und das Signal kann weiter ausgewertet werden.

2.1.5 Pump-Probe Versuch

2.2 Nichtlineare Optik

2.2.1 Doppelbrechung

Um das Prinzip der Doppelbrechung verstehen zu können, gilt es zunächst die Polarisation des Lichts zu verstehen. Hierzu betrachten wir zunächst die Eigenschaften einer elektromagnetischen Welle.

Aus den Maxwellgleichungen lässt sich die Transversalität der elektromagnetischen Welle zeigen, der Wellenvektor \vec{k} steht also senkrecht zum elektrischen Feld \vec{E} . Für eine Welle die sich in z-Richtung ausbreitet, gilt also

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y = \begin{pmatrix} E_{x0} \cos(kz - \omega t) \\ E_{y0} \cos(kz - \omega t + \epsilon) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Das ϵ beschreibt hierbei die Phasendifferenz der Feldkomponenten.

Diese Betrachtung lässt nun einige wichtige Polarisationszustände zu.

Linear polarisiert: Für die Fälle $\epsilon = \pm 2n\pi$ und $\epsilon = (2n+1)\pi$ sind die Komponenten \vec{E}_x und \vec{E}_y in bzw. außer Phase. Dies führt zu einer zeitlich konstanten Feldrichtung.

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \\ 0 \end{pmatrix} \cos(kz - \omega t) = \vec{E}_0 \cos(kz - \omega t)$$

Zirkular polarisiert: Ist nun $E_{x0} = E_{y0} = E_0$ mit $E = |\vec{E}|$ und $\epsilon = \frac{\pi}{2} + m\pi$, $m \in \mathbb{N}_0$, so beschreibt die Drehung der Feldrichtung über die Zeit einen Kreis in der x-y Ebene. Es gilt

$$\vec{E} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(kz - \omega t) \\ \pm \sin(kz - \omega t) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Für alle anderen Fälle ist das Licht **elliptisch polarisiert**. Die Drehung der Feldrichtung beschreibt eine Ellipse in der x-y Ebene.

In der linearen Optik werden Materialien betrachtet, die optisch isotrop sind. Die Lichtausbreitung war also unabhängig von der Richtung. Es gilt

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$$

Die dielektrischen Eigenschaften der Medien wird durch die dielektrische Verschiebung \vec{D} berücksichtigt. Das Feld \vec{E} wird durch die dielektrische Konstante ϵ abgeschwächt. Die Richtung von \vec{D} und \vec{E} ist jedoch immer die Gleiche.

In der nichtlinearen Optik muss dieses Konzept für nichtisotrope Medien erweitert werden. Ein solches Medium ist bezüglich seiner dielektrischen Eigenschaften nicht mehr symmetrisch. Die Konstante ϵ wird durch den Tensor ϵ_{ij} ersetzt. Dieser hat die Form

$$\epsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$$

Die Gleichung $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_{ij} \vec{E}$ kann man noch vereinfachen, indem man die Achsen des Koordinatensystems den Hauptachsen des Kristalls angleicht. Dadurch muss man nur die Einträge der Diagonale betrachten. So ergibt sich für die einzelnen Richtungen

$$D_i = \epsilon_0 \epsilon_i E_i, \quad i = x, y, z$$

Mit dieser Gleichung lassen sich drei Arten von Medien unterscheiden.

1. **Optisch isotrope Medien:** $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon$ Die Richtung spielt also keine Rolle und man landet in der linearen Optik.
2. **Optisch einachsige Kristalle:** Man setzt eine optische Achse, z.B. in z-Richtung. Für die Richtungen gilt dann $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_{\perp}$, $\epsilon_z = \epsilon_{\parallel}$. Die Lichtausbreitung längs der optischen Achse erfolgt dann ohne Polarisationsabhängigkeit. Bei allen anderen Richtungen werden die unterschiedlichen Polarisationsrichtungen des einfallenden Lichtes unterschiedlich gebrochen. Die quantitative Betrachtung erfolgt später.
3. **Optisch zweiachsige Kristalle:** Hier gilt $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z \neq \epsilon_x$. Es gibt also zwei Achsen mit polarisationsabhängiger Lichtausbreitung.

Für diesen Versuch besonders wichtig sind die optisch einachsigen Kristalle, die im folgenden genauer betrachtet werden sollen.

Die Lichtausbreitung im Medium kann man mithilfe der oben Beziehung zwischen \vec{D} und \vec{E} und den Maxwellgleichungen herleiten. Daraus kann man für eine ebene Welle in nichtmagnetischen Substanzen folgende Relationen herleiten

$$\vec{D} \perp \vec{k}, \quad \vec{B} \perp \vec{k}, \quad \vec{B} \perp \vec{E}, \quad \vec{B} \perp \vec{D}$$

Für den Poyntingvektor \vec{S} , der den Energiefluss der Welle beschreibt, gilt analog zur linearen Optik

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}$$

Wie in Abbildung 2.9 zu sehen, breitet sich der Strahl nicht in Richtung des Wellenvektors, sondern in Richtung des Poyntingvektors aus. In der linearen Optik zeigen diese in die gleiche Richtung. Für einen einachsigen Kristall lässt sich ein lineares Gleichungssystem aufstellen, woraus sich dann 2 Werte für den Brechungsindex n bestimmen lassen.

$$\frac{1}{n_{ao}^2} = \frac{\cos^2(\Theta)}{\epsilon_{\perp}} + \frac{\sin^2(\Theta)}{\epsilon_{\parallel}}, \quad n_o = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$$

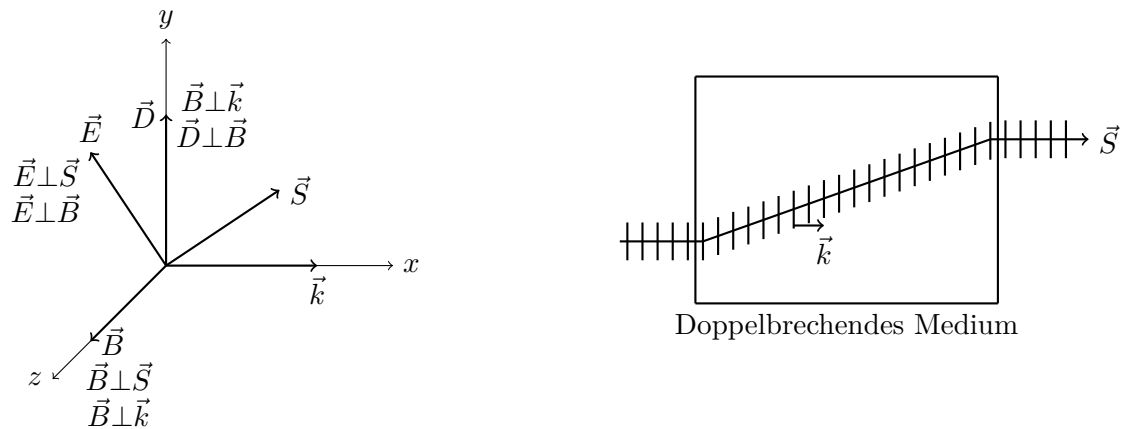


Abbildung 2.9: a) Skizze der einzelnen Vektoren einer Welle. b) Skizze der Wellenausbreitung des außerordentlichen Strahls im Medium.

Hier beschreibt n_{ao} den außerordentlichen Strahl, dessen Ausbreitung in Abbildung 2.9 b) zu sehen ist. n_o beschreibt dagegen den ordentlichen Strahl, der den Gesetzen der linearen Optik folgt. Θ ist der vom Wellenvektor \vec{k} und der optischen Achse eingeschlossene Winkel. Für einen zur optischen Achse parallelen Strahl, $\Theta = 0$, ergibt sich n_0 als einziger Brechungsindex, sodass in diesem Fall ordentliche Strahl beobachtet werden kann.

[1], [0]

2.2.2 Phasenanpassung

2.2.3 Nichtlineare Autokorrelation

Literatur

- [1] Tina Bonertz, Ursula Zinth und Wolfgang Zinth. *Optik: Lichtstrahlen - Wellen - Photonen*. De Gruyter, 2013.
- [0] Eugene Hecht. *Optik*. De Gruyter, 2018.
- [2] Ekbert Hering u. a. *Physik für Ingenieure*. Springer Berlin, 2016.
- [3] Saure. *Diode*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Diode>. Zuletzt Zugriffen: 20.06.2020, bearbeitet.