

Ergänzungsmaterial

Licht-Halbleiter-Wechselwirkung

Grundlagen

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen der Licht-Halbleiter Wechselwirkung erläutert.

Die Bandstruktur

Die Grundlage der Licht-Halbleiter Wechselwirkung ist das Bändermodell: Bringt man ein Elektron in ein periodisches Potential, so wird seine Wellenfunktion durch Blochwellen mit den Eigenenergien $E_n(\mathbf{k})$ beschrieben, wobei n den Bandindex und $\mathbf{k}$ den Wellenvektor darstellt. Trägt man diese erlaubten Energien gegen ihre zugehörigen Wellenvektoren auf, so erhält man die bekannten Bandstrukturen. Dabei muss die Darstellung einer Skalarfunktion mit dreidimensionalem Argument bewerkstelligt werden, weswegen in den meisten Darstellungen nur die $\mathbf{k}$ -Vektoren entlang der Hochsymmetrie-Richtungen betrachtet werden. Außerdem wird die Symmetrie der Eigenenergien ausgenutzt und die Darstellung auf die erste Brillouin-Zone reduziert.

In Abb. 1 ist beispielhaft die Bandstruktur von Silizium dargestellt. Wie oben erwähnt, entspricht jeder Punkt auf einer Linie dem Energiewert der Bloch-Wellenfunktion für den zugehörigen Wellenvektor. Dabei ist zu erkennen, dass für bestimmte Energiebereiche keine Linien vorhanden sind (grauer Bereich). Diese Energiebereiche, welche nicht von den Elektronen im Festkörper angenommen werden können, nennt man Bandlücken. Befindet sich nun das Fermi-Niveau (für $T = 0\text{ K}$), welches die Energie des niedrigsten besetzten Zustands angibt, in einer solchen Bandlücke und ist die Bandlücke nicht größer als wenige eV, so spricht man von einem Halbleiter. Das Fermi-Niveau wird dabei typischerweise in die Mitte der Bandlücke gesetzt, obwohl dort keine Zustände vorhanden sind. Der Grund dafür wird im Unterabschnitt über die PN-Übergänge erläutert.

Für die Betrachtung der elektrischen Leitfähigkeit fasst man die einzelnen Energie-Linien gerne zu Energiebändern zusammen, welche jeweils die Bereiche umfassen, die von den Elektronen energetisch angenommen werden können. Diese Energiebänder sind für die Leitfähigkeit eines Materials von zentraler Bedeutung. Zunächst kann festgehalten werden, dass vollständig von Elektronen besetzte Bänder nicht leitfähig sind. Das lässt sich einfach durch die Integration der Gesamtstromdichte über die erste Brillouin-Zone zeigen:

$$\mathbf{J} = \sum_n \frac{-e}{4\pi^3 \hbar} \int_{1.BZ} \nabla_{\mathbf{k}} E_n(\mathbf{k}) d^3\mathbf{k},$$

wobei über alle im Band befindlichen $E_n(\mathbf{k})$ integriert werden muss. Da die Energie periodisch unter Hinzufügen oder Abziehen eines reziproken Gittervektors ist und die erste Brillouin-Zone gerade eine Periode des $\mathbf{k}$ -Raums enthält, ist das obige Integral gleich Null für ein voll gefülltes Band. Für ein nicht voll gefülltes Band ist hingegen eine Leitfähigkeit möglich, da nicht alle $E_n(\mathbf{k})$ im Integral verwendet werden müssen, sondern lediglich die von Elektronen besetzten. Hier kann also durch eine asymmetrische Aufteilung der Elektronen im $\mathbf{k}$ -Raum,

welche beispielsweise durch ein elektrisches Feld erzeugt wird, ein Strom hervorgerufen werden.

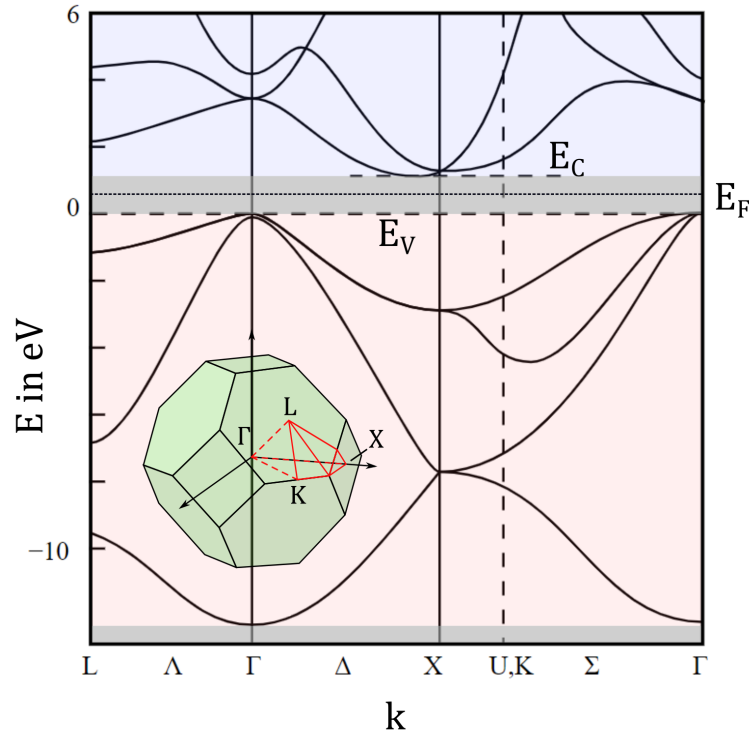


Abb. 1: Bandstruktur von Silizium entlang der Hochsymmetrierichtungen. Die verschiedenen Farben kennzeichnen das Valenz- und das Leitungsband (rot und blau) sowie die Bandlücken (grau). Die Energieachse ist an der Oberkante des Valenzbandes ausgerichtet ($E_V = 0$); E_C und E_F benennen die Unterseite des Leitungsbandes und die Fermi-Energie. Zusätzlich ist in der Abbildung die erste Brillouin-Zone von Silizium mit einigen für die Bandstruktur interessanten Punkten dargestellt (grüne Skizze). Bandstruktur aus J. R. Chelikowsky, M. L. Cohen: *Electronic structure of silicon*, Phys. Rev. B **10**, 12 (1974) (bearbeitet).

Aufgrund der fehlenden Leitfähigkeit eines voll besetzten Bandes, wird das energetisch höchste vollständig besetzte Band auch als Valenzband bezeichnet, während das energetisch niedrigste, nicht vollständig gefüllte Band als Leitungsband bezeichnet wird. Um eine Leitfähigkeit zu gewährleisten, muss also ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband befördert werden. Das funktioniert einerseits durch eine thermische Anregung und andererseits durch die Elektron-Photon Wechselwirkung, welche im nächsten Kapitel erläutert wird. Hierbei ist zu beachten, dass es nach einer solchen Anregung in beiden Bändern zu einer Leitfähigkeit kommt, denn sobald einige Elektronen aus dem Valenzband entfernt werden, ist auch dieses nicht mehr vollständig gefüllt. Die daraus resultierende Leitfähigkeit im Valenzband wird häufig als Lochleitung bezeichnet, da sich das fehlende Elektron in einem vereinfachten Bild als Quasiteilchen auffassen lässt.

Typischerweise unterscheidet man zwischen zwei Arten von Halbleitern: Den direkten und den indirekten. Bei den direkten Halbleitern liegen das Minimum des Leitungsbandes und das Maximum des Leitungsbandes am selben k -Wert, während sie beim indirekten Halbleiter an unterschiedlichen k -Werten zu finden sind. Diese Unterscheidung ist sinnvoll, da

direkte und indirekte Halbleiter unterschiedliche Eigenschaften bei der Wechselwirkung mit Photonen, im speziellen der Absorption besitzen (siehe Elektron-Photon-Wechselwirkung).

Elektron-Photon-Wechselwirkung

Gemäß des Welle-Teilchen Dualismus lässt sich die Wechselwirkung eines Elektrons und eines Photons als Stoßprozess zwischen zwei Teilchen auffassen. Bei diesem Stoßprozess muss, wie bei allen anderen Stoßprozessen auch, die Energie- und Impulserhaltung erfüllt werden. Da das Photon im Vergleich zu den Elektronen im Festkörper nur einen verschwindend geringen Impuls hat, kann die Änderung des Wellenvektors von Elektron und Photon vernachlässigt werden. Somit kann das Photon also (näherungsweise) nur Energie an die Elektronen übertragen. Diese Energieübertragung ist allerdings auch nur dann möglich, wenn bei der entsprechenden Energie ein freier Platz in einem der Energiebänder für das wechselwirkende Elektron vorhanden ist. Das hängt damit zusammen, dass die Elektronen Fermionen sind und sich somit keine zwei Elektronen im selben Zustand befinden dürfen. In Abb. 2 sind typische Elektron-Photon-Wechselwirkungen dargestellt. Die häufigsten Prozesse in Halbleitern sind dabei die Absorption und die Emission eines Photons.

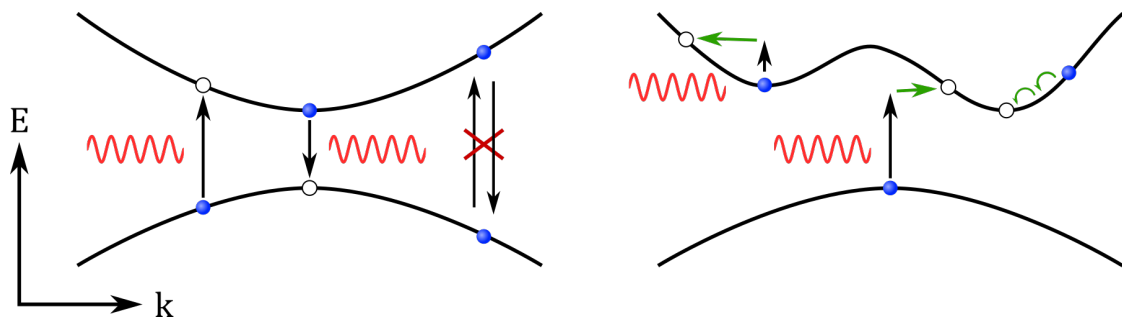


Abb. 2: Typische Elektron-Photon-Prozesse (links) sowie typische Elektron-Photon-Phonon- bzw. Elektron-Phonon-Prozesse (rechts). In der linken Skizze zeigt der linke Prozess die Absorption eines Photons durch ein Elektron, während der mittlere Prozess die Emission eines Photons durch ein Elektron darstellt. Der rechte Teil der Skizze deutet an, dass kein Übergang möglich ist, sofern der dafür vorgesehene Zustand besetzt ist. In der rechten Skizze ist links ein Intradband-Übergang dargestellt, welcher die Absorption eines Photons und eines Phonons (grün) benötigt. Der mittig dargestellte Interband-Übergang funktioniert ganz analog. Die rechte Skizze zeigt die Relaxation eines angeregten Elektrons in ein lokales Bandminimum durch Abgabe von Phononen.

Die Energie des Übergangs bei der Absorption ist dabei durch die Energie bzw. die Wellenlänge des absorbierten Photons gegeben. Das bedeutet, dass Licht mit hoher Wellenlänge nur kleine Energien überwinden kann, während Licht mit kleiner Wellenlänge auch energetisch größere Übergänge ermöglicht. Die Energien, bei welchen Absorption möglich ist, sind durch die Bandstruktur, genauer gesagt durch die jDOS (joint density of states), eines Materials bestimmt. Somit lassen sich durch die Analyse der Absorptionseigenschaften in gewissem Maße Rückschlüsse auf das Material ziehen.

Die Emission eines Photons verläuft ganz analog zu der Absorption eines Photons, nur dass in diesem Fall das Elektron von einem höheren in ein niedrigeres Energieniveau wechselt. Wie wir später noch sehen werden, findet die Emission von Photonen allerdings sehr häufig nur bei bestimmten Energien statt, nämlich den Energien, welche den Übergang von lokalen

Bandminima des Leitungsbandes in lokale Bandmaxima des Valenzbandes beschreiben.

Neben den oben genannten gibt es noch weitere Elektron-Photon-Prozesse, welche in bestimmten Situationen wichtig werden, darunter die stimulierte Emission, welche für das Verhalten von Lasern entscheidend ist und die 2-Photonen-Absorption, welche allerdings erst bei sehr hohen Intensitäten auftritt.

Bisher wurden lediglich reine Elektron-Photon-Wechselwirkungen betrachtet. Mit diesen Wechselwirkungen allein lässt sich allerdings noch nicht das gesamte Verhalten bei der Wechselwirkung von Licht und Halbleitern erklären. Der Grund dafür ist, dass ein entscheidender Faktor bisher außer Acht gelassen wurde, nämlich das Atomgitter, welches, durch die als Phononen bekannten Gitterschwingungen, Energie und Impuls an die Elektronen übertragen kann. Während die Energie von Phononen bei Raumtemperatur im Bereich von 26 meV liegt und somit klein im Vergleich zu den Energien von Photonen im sichtbaren Bereich (wenige eV) ist, ist der Impuls den die Phononen aufweisen im Vergleich zu den Photonen riesig. Somit kann durch einen Elektron-Photon-Phonon-Prozess auch die Wellenzahl des Elektrons verändert werden. Dies ermöglicht unter anderem die in Abb. 2 (rechts) dargestellten Prozesse: Bei der dargestellten Interband-Absorption wird sowohl ein Photon als auch ein Phonon von einem Elektron absorbiert. Dadurch kann ein Elektron auch dann in ein Band übergehen, wenn die Energie des absorbierten Photons eigentlich noch nicht für einen direkten Elektron-Photon-Übergang ausreicht; und zwar dann, wenn bei dieser Energie aber bei einem anderen Wellenvektor ein freier Platz in einem Band verfügbar ist. Dieser Effekt ist vor allem in indirekten Halbleitern entscheidend, da er eine Absorption eines Photons bzw. eine Anregung eines Elektrons bereits bei der Energie der Bandlücke ermöglicht, was ohne den Einfluss der Phononen nicht möglich wäre.

Die Interband-Absorption, also der Übergang eines Elektrons in ein höheres (oder tieferes) Energieniveau im selben Band, lässt sich ganz analog durch die Elektron-Photon-Phonon-Wechselwirkung beschreiben.

Man könnte nun meinen, dass auch die umgekehrten Prozesse, nämlich die Emission eines Photons und eines Phonons im Halbleiter vorkommen. Das stimmt technisch gesehen auch, allerdings sind diese Prozesse durch die Anwesenheit eines weiteren Teilchens deutlich unwahrscheinlicher als die Elektron-Photon-Wechselwirkung. Somit sind die Effekte der Elektron-Photon-Phonon-Prozesse meistens dann zu beobachten, wenn andere Prozesse unterdrückt sind oder wenn bestimmte Prozesse nur durch die Elektron-Phonon-Prozesse ausgelöst werden können (beispielsweise bei Intraband-Übergängen).

Auch die reine Elektron-Phonon-Wechselwirkung spielt bei der Betrachtung von Elektronen in Festkörpern eine wichtige Rolle. So können nämlich Elektronen, welche sich bei hohen Energien befinden, durch die Abgabe von Phononen in Zustände mit niedrigerer Energie thermalisieren. Dieser Prozess geschieht üblicherweise auf einer Pikosekunden-Zeitskala, was i.A. schneller ist als die typische Zeit bis zu einer spontanen Emission. Das erklärt nun auch das zuvor angedeutete Emissionsverhalten: Die Elektronen werden zunächst in ein höheres Band angeregt, thermalisieren dann wieder in das lokale Energieminimum und führen dann dort ihren Übergang in das Maximum des Valenzbandes durch, in welchem zuvor derselbe Prozess der Thermalisierung durchgeführt wurde. Somit finden die Übergänge tatsächlich primär zwischen Minima des Leitungs- und Maxima des Valenzbandes statt. Da das Emissionsspektrum durch die Bandstruktur eines Materials definiert wird, lassen sich auch hier Rückschlüsse auf das Material ziehen.

PN-Übergang

Zur Messung von Photonen werden häufig sogenannte Photodioden verwendet. Die Grundlage von Photodioden bildet der PN-Übergang, bei welchem es sich um einen Übergang zwischen zwei Halbleitern mit unterschiedlicher Dotierung handelt.

Um das Verhalten bei der Zusammenführung zweier Halbleiter sowie den Einfluss von Dotierungen zu verstehen, muss zunächst eine wichtige Größe in der Festkörperphysik erläutert werden: Das Fermi-Niveau. Gemäß der Fermi-Dirac-Verteilung besitzen Elektronen für endliche Temperaturen auch eine gewisse Aufenthaltswahrscheinlichkeit bei höheren Energien. Dabei gibt es für jede Temperatur einen Energiewert, welcher eine Besetzungswahrscheinlichkeit von 50% besitzt. Dieser Energiewert wird als das Fermi-Niveau definiert und er entspricht der Energie des höchsten besetzten Zustandes unter Berücksichtigung der thermodynamischen Verteilung der Elektronen. Hierbei muss allerdings beachtet werden, dass bei der Energie des Fermi-Niveaus nicht zwangsweise ein Zustand vorhanden sein muss. So gehört es zur Definition der Halbleiter, dass das Fermi-Niveau innerhalb einer Bandlücke liegt, weswegen es hier in den meisten Fällen keinen Zustand mit der Energie des Fermi-Niveaus gibt.

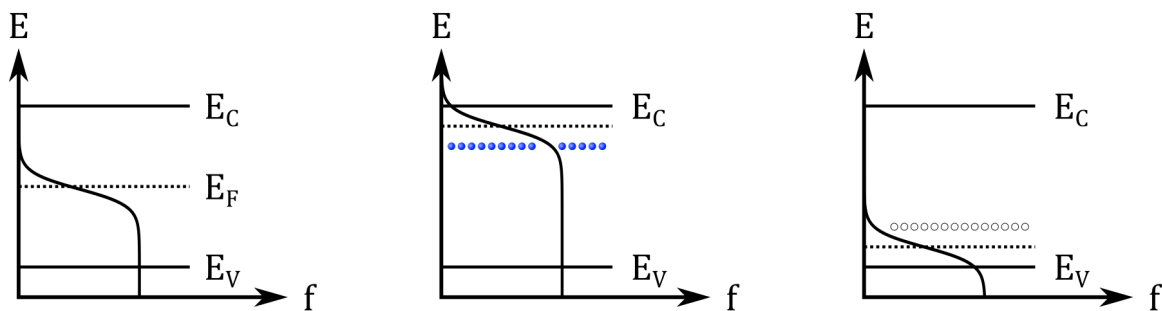


Abb. 3: Auftragung der Besetzungswahrscheinlichkeit gemäß der Fermi-Dirac-Verteilung für drei verschiedene Dotierungen (links: undotiert, mitte: n-dotiert, rechts: p-dotiert). Zusätzlich sind die Energien der Unterkante des Leitungsbandes, der Oberkante des Valenzbandes und das Fermi-Niveau (gestrichelte Linie) eingezeichnet. Für die dotierten Halbleiter sind außerdem noch die zusätzlichen Zustände eingezeichnet.

Durch eine Dotierung lässt sich das Fermi-Niveau in beide energetischen Richtungen verschieben. Hierzu werden Fremdatome in das Kristallgitter des reinen Halbleiters eingebracht. Man unterscheidet zwischen einer n-Dotierung, bei der Atome eingebracht werden, welche mehr Elektronen besitzen, als die übrigen Atome des Halbleiters, während bei einer p-Dotierung Atome hinzugefügt werden, welche weniger Elektronen besitzen. Im Falle der n-Dotierung ist damit jeweils ein Elektron weniger stark an das Gitter gebunden, da es mit keinem der Atome des Halbleiters eine kovalente Bindung eingehen kann. Dies äußert sich in der Bandstruktur als zusätzliche (mit Elektronen besetzte) Zustände dicht unterhalb der Leitungsbandkante. Für die p-Dotierung sieht die Situation genau umgekehrt aus: Hier werden zusätzliche (leere) Zustände in der Nähe des Valenzbandes erzeugt. Wie in Abb. 3 zu sehen ist, führt dies zu einer Anhebung bzw. einer Absenkung des Fermi-Niveaus.

Führt man nun zwei Halbleiter mit verschiedenen Dotierungen zusammen, so besitzen die Halbleiter beim Aufeinandertreffen zunächst unterschiedliche Fermi-Niveaus. Das bedeutet, dass aus Sicht der Elektronen im n-dotierten Material energetisch günstigere Zustände im

anderen Material vorhanden sind, weswegen die Elektronen aus dem n-dotierten Bereich in die freien Zustände des p-dotierten Halbleiters wechseln. Dadurch sind die beiden Materialien nun nicht mehr elektrisch neutral und es entsteht ein elektrisches Feld, welches der Migration weiterer Elektronen entgegenwirkt. Diese Migration der Elektronen wird nun solange fortgeführt, bis die Fermi-Niveaus beider Materialien auf gleicher Höhe sind und somit keine energetisch günstigeren Zustände mehr im anderen Material vorhanden sind. Die Bildung eines PN-Übergangs ist in Abb. 4 noch einmal grafisch dargestellt. In der Mitte der rechten Abbildung ist dabei die sogenannte Verarmungszone zu erkennen. In dieser Zone sind nur wenige Ladungsträger vorhanden, da die vorher dort anwesenden Ladungsträger entweder zu Beginn des Aufeinandertreffens rekombiniert sind oder durch das elektrische Feld hinausgedrängt wurden. Diese Verarmungszone ist für die Funktion einer Photodiode von zentraler Bedeutung.

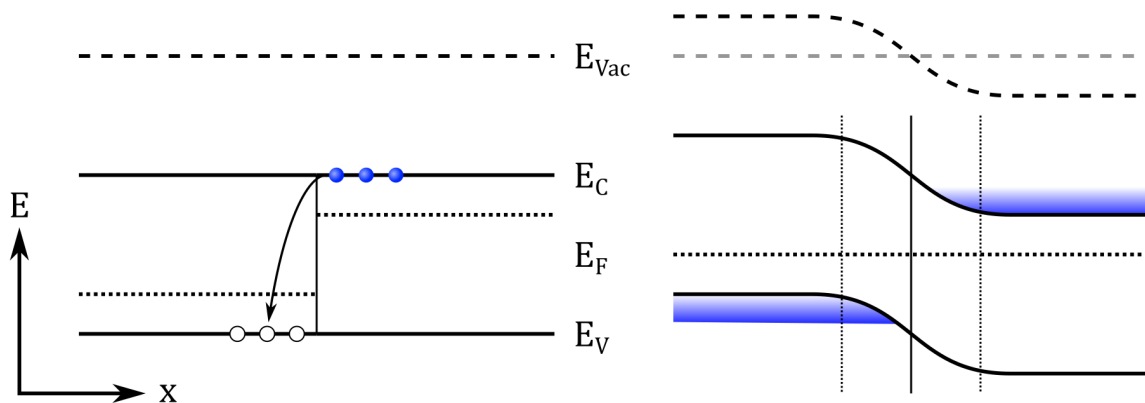


Abb. 4: Formation eines PN-Übergangs (links die Situation direkt nach dem Aufeinandertreffen der beiden Materialien, rechts die Situation nachdem die Fermi-Niveaus angeglichen wurden). Die Position der Energielevel ist dabei durch ihre relative Lage zum Vakuum-Niveau bestimmt. Im rechten Teil ist die Vakuum-Energie nicht mehr konstant, was durch das elektrische Feld im Halbleiter hervorgerufen wird. Die Verarmungszone wird durch die beiden gepunkteten vertikalen Linien begrenzt.

Im folgenden soll die Licht-Halbleiter-Wechselwirkung einer Photodiode und deren Messmethoden erläutert werden. Hierbei sei darauf hingewiesen, dass der PN-Übergang auch noch weitere optoelektronische Verhaltensweisen aufweist, im speziellen sind dies die Verwendung des PN-Übergangs als (Leucht-)Diode oder als Solarzelle. Beide Verwendungen sind für die heutige Gesellschaft von zentraler Bedeutung, sie sind allerdings nicht Thema dieses Textes. Um die Verwendung einer Photodiode zur Messung von Photonen zu verstehen, sollte zunächst betrachtet werden wie die Photonen mit den Elektronen im Material wechselwirken. Hierbei ist nur das Verhalten in der Verarmungszone von Interesse, da das Verhalten für die reinen Halbleiter bereits bekannt ist. Hier werden die Photonen mit genügend Energie Elektronen anregen, welche nach einer gewissen Zeit wieder mit den Löchern unter Abgabe eines Photons rekombinieren werden.

In Abb. 5 ist die Absorption eines Photons innerhalb der Verarmungszone dargestellt. Durch die Absorption wird zunächst ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Dieses befindet sich im Feld der Verarmungszone, weswegen die Ladungsträger sofort voneinander getrennt, und so an der Rekombination gehindert werden. Die Beschleunigung der Ladungsträger führt zu einem messbaren Stromfluss durch die Photodiode.

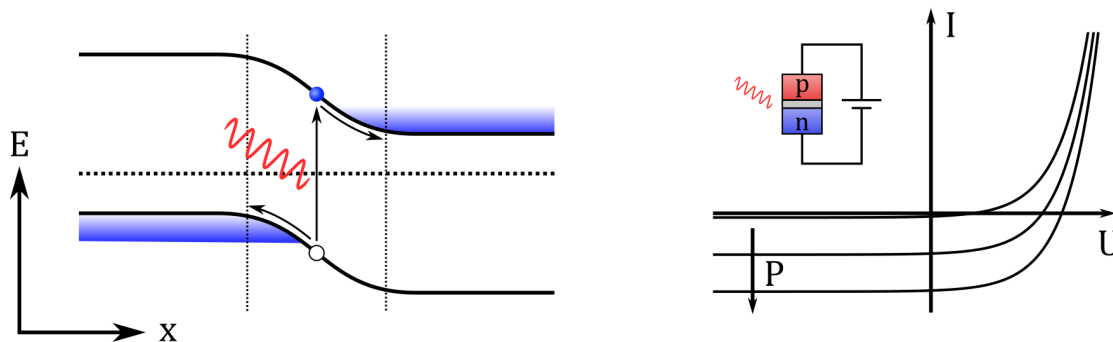


Abb. 5: Links: Absorption eines Photons innerhalb der Verarmungszone. Zunächst wird ein Elektron-Loch-Paar gebildet, welches dann durch das interne Feld auseinander driftet. Rechts: Kennlinien eines PN-Übergangs. Die kleine Skizze zeigt die Schaltung für eine positive Spannung $U > 0\text{ V}$. Die tieferen Kurven entstehen, wenn Licht mit höherer Leistung am PN-Übergang ankommt.

Um die verschiedenen Messmethoden einer Photodiode zu verstehen, kann ein Blick auf die Kennlinie (Abb. 5) geworfen werden. Ohne Photonen hat man dabei im reverse-bias ($U < 0\text{ V}$) einen verschwindend geringen Stromfluss, während man ab einer bestimmten Spannung im forward-bias ($U > 0\text{ V}$) einen exponentiell anwachsenden Stromfluss durch das Gerät verzeichnet. Dieser Stromfluss entsteht, wenn das interne elektrische Feld der Verarmungszone durch das äußere Feld so stark abgeschwächt wurde, dass Elektronen und Löcher in großer Zahl rekombinieren können.

Treffen nun Photonen auf die Verarmungszone, so werden die Kennlinien auf der I -Achse nach unten verschoben. Das bedeutet, dass man auch dann einen Stromfluss durch das Gerät verzeichnet, wenn keine äußere Spannung angelegt ist. Der Grund dafür wurde bereits oben erklärt.

Für Photodioden unterscheidet man allgemein drei Arten von Messungen: Die Erste ist die Messung im Kurzschluss. Hierbei nutzt man die oben beschriebene Situation aus und lässt einen Strom ohne äußere Spannung durch das Gerät fließen. Durch die Messung des Stromflusses erhält man Informationen über die Intensität des auftreffenden Lichts. In der Kennlinie würde diese Messmethodik der Messung der Schnittpunkte der Kennlinie mit der Strom-Achse entsprechen. Für die zweite Messung nutzt man dasselbe Prinzip, allerdings legt man zusätzlich noch eine Spannung in reverse-Richtung an. Dadurch vergrößert sich die Verarmungszone und das elektrische Feld in ihr wird durch das äußere Feld vergrößert. Dadurch wird sowohl eine höhere Effizienz als auch eine schnellere Messung ermöglicht. Die dritte Methode nutzt im Gegensatz zu den vorherigen Messungen keine Messung des Stroms sondern eine Messung der Spannung. Hierzu kann einfach ein Spannungsmessgerät an die Photodiode angelegt werden, durch welches der Stromfluss auf null gesetzt wird. Diese Messmethode entspricht also der Messung der Schnittpunkte der Kennlinien mit der Spannungs-Achse. Hierbei fällt auf, dass die Messung stark nicht-linear ist, weswegen typischerweise die vorher genannten Messmethoden verwendet werden.

Versuchsaufbau

Der Versuch verwendet einen kommerziellen Superkontinuums laser der Firma NKT-Photonics sowie zwei akustooptische Modulatoren (derselben Firma) zur Filterung der Wellenlängen. Des Weiteren werden im Versuch Spiegel und optomechanische Komponenten der Firma Thorlabs verwendet.

Superkontinuums laser

Das Grundprinzip des Superkontinuums lasers basiert auf der Selbstphasenmodulation, einem nichtlinearen Effekt zweiter Ordnung, bei dem das Frequenzspektrum eines Pulses beim Durchlaufen eines Materials verbreitert wird. Die Grundlage für dieses Verhalten bildet der Kerr-Effekt, welcher dem Brechungsindex eine intensitätsabhängige Komponente hinzufügt:

$$n = n_0 + n_2 I(z, t)$$

Üblicherweise ist dieser Effekt aufgrund der geringen Größe von n_2 (typischerweise im Bereich von $10^{-14} \text{ m}^2/\text{W}$) vernachlässigbar, allerdings kann der Effekt durch die Wahl von geeigneten Materialien signifikant verstärkt werden.

Um die Auswirkungen des frequenzabhängigen Brechungsindex auf einen Wellen-Puls zu verstehen, werden im folgenden Teil die rechnerischen Grundlagen der Selbstphasenmodulation kurz erläutert.

Für eine eindimensionale elektromagnetische Welle mit langsam veränderlicher Amplitude $A(z, t)$:

$$E(z, t) = A(z, t) e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)} + \text{c.c.},$$

lässt sich das Verhalten des Feldes beim Durchlaufen eines Mediums näherungsweise durch

$$\frac{\partial A_s(z, \tau)}{\partial z} - \frac{1}{2} i k_2 \frac{\partial^2 A_s(z, \tau)}{\partial \tau^2} = -i \Delta k_{\text{NL}} A_s(z, \tau)$$

beschreiben, wobei A_s mit A über die Gleichung $A_s(z, \tau) = A_s(z, t - z/v_G) = A(z, t)$ (mit v_G als der Gruppengeschwindigkeit) verknüpft ist. k_2 steht dabei für die Änderung der Gruppengeschwindigkeit gemäß $k_2 = (d^2 k / d\omega^2)_{\omega=\omega_0}$, während $\Delta k_{\text{NL}} = n_{\text{NL}} \omega_0 / c$ die nichtlinearen Dispersionseffekte beschreibt. Für ein Medium, in welchem lediglich die Selbstphasenmodulation auftreten soll und alle anderen Dispersionseffekte vernachlässigt werden können, lässt sich die Gleichung zu

$$\frac{\partial A_s(z, \tau)}{\partial z} = -i \gamma |A_s(z, \tau)|^2 A_s(z, \tau)$$

vereinfachen. Hierbei wurde verwendet, dass keine frequenzabhängigen Dispersionseffekte auftreten (weswegen $k_2 = 0$) und dass der Kerr-Effekt im Medium vorhanden sein muss, woraus für Δk_{NL} folgt:

$$\Delta k_{\text{NL}} = n_2 I(z, t) \frac{\omega_0}{c} = \frac{1}{2} n_2 n_0 \epsilon_0 \omega_0 |A_s(z, \tau)|^2 = \gamma |A_s(z, \tau)|^2.$$

Setzt man $A_s(z, \tau) = |A_s(z, \tau)| e^{i\varphi(z, \tau)}$ in die Differentialgleichung ein, so erhält man:

$$\frac{\partial |A_s|}{\partial z} e^{i\varphi} + i |A_s| e^{i\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = -i \gamma |A_s|^2 |A_s| e^{i\varphi}.$$

Nachdem die vorige Gleichung durch $e^{i\varphi}$ geteilt wurde, fällt auf, dass der erste Term auf der linken Seite rein reell ist, während alle anderen Terme rein imaginär sind. Damit die Gleichung erfüllt ist, muss also

$$\frac{\partial |A_s(z, \tau)|}{\partial z} = 0$$

gelten. Das bedeutet, dass die Form der Einhüllenden sich beim Durchgang durch das Material nicht ändert. Der Rest der Gleichung führt dann schließlich auf

$$\frac{\partial \varphi(z, \tau)}{\partial z} = -\gamma |A_s(0, \tau)|^2.$$

Die Selbstphasenmodulation führt also auf einen zusätzlichen zeitabhängigen Phasenfaktor mit:

$$\varphi(z, \tau) = \varphi(0, \tau) - \gamma |A_s(0, \tau)|^2 z.$$

Der Einfluss eines solchen Phasenfaktors ist in Abb. 6 dargestellt. Wie zuvor erwähnt ändert sich die Form der Einhüllenden beim Durchgang durch das Material nicht. Lediglich der Einfluss des zeit- und ortsabhängigen Phasenfaktors bewirkt eine Veränderung der Wellenform.

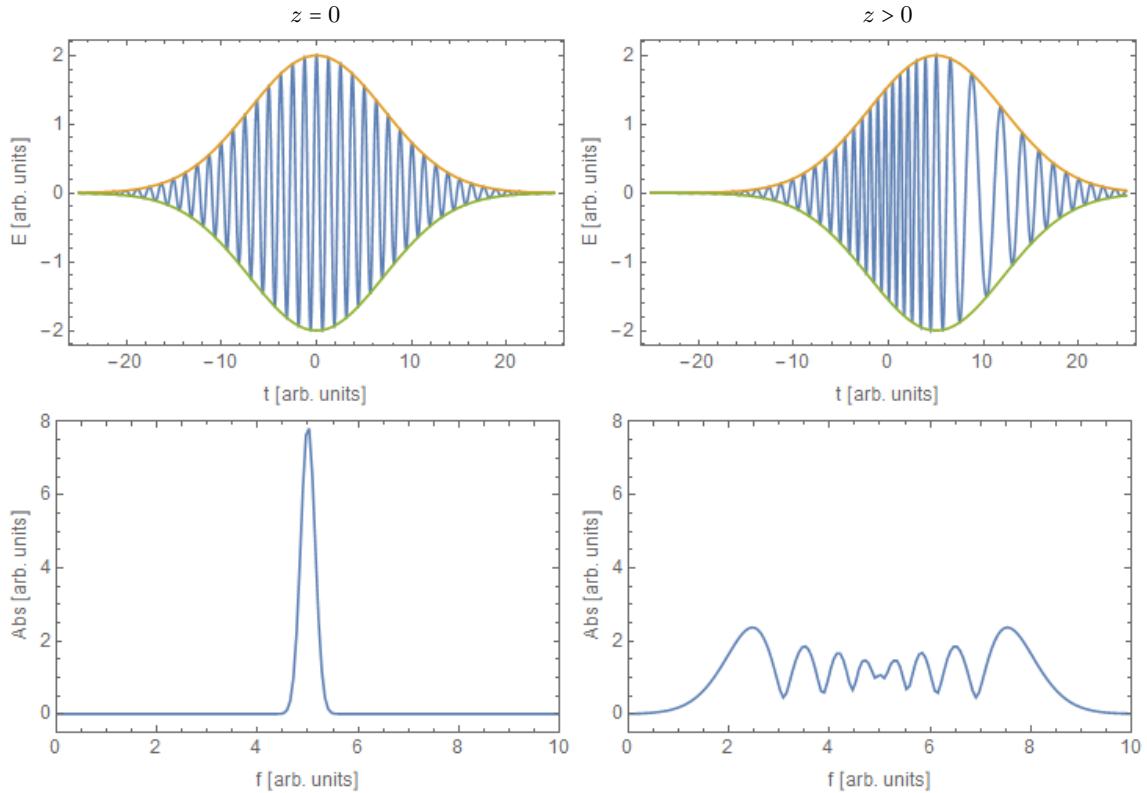


Abb. 6: Darstellung eines Wellenpakets und seines Frequenzspektrums (Absolutbetrag) vor (links) und nach dem Durchlaufen eines nichtlinearen Mediums (rechts). Wie in den oberen Rechnungen beschrieben, wurden alle dispersiven Einflüsse außer der Selbstphasenmodulation vernachlässigt. Die Verschiebung des Wellenpakets für größere Werte von z hängt mit der Verwendung der retardierten Zeit (also der endlichen Lichtgeschwindigkeit) zusammen und ist nicht auf die Selbstphasenmodulation zurückzuführen.

Dem gegenüber steht im Frequenzraum eine deutliche Änderung in der Form der Kurve. Während beim Startpuls die Frequenzverteilung durch einen gaußschen Puls, welcher um die Trägerfrequenz zentriert ist, beschrieben wird, besitzt der Wellenpuls für größere z auch Frequenzanteile bei weiter entfernten Frequenzen. Die Frequenzen sind dabei symmetrisch um die Trägerfrequenz angeordnet, was auf die Symmetrie des ursprünglichen Pulses zurückzuführen ist.

Durch die vorherigen Rechnung lässt sich nun die Funktionsweise des verwendeten Superkontinuumslasers nachvollziehen. Zunächst erzeugt ein gepulster Nd:YAG-Laser eine elektromagnetische Welle mit einer Trägerfrequenz von 1064 nm, welche wiederum in eine lichtleitende Faser fokussiert wird. Bei einer lichtleitenden Faser handelt es sich um eine Anordnung verschiedener Materialien, in welcher eingekoppeltes Licht (in einem bestimmten Wellenlängenbereich) mittels Totalreflexion geführt werden kann. Die einfachste Realisierung einer solchen Faser besteht aus einem zylindrischen Material, welches von einem Material mit geringerem Brechungsindex umgeben ist. Die Besonderheit der hier verwendeten Faser ist ihre optische Nichtlinearität. Hierdurch kommt es innerhalb der Faser zu den zuvor besprochenen Effekten der Selbstphasenmodulation, welche das Spektrum des ursprünglich stark lokalisierten Wellenpulses deutlich verbreitern. Am Ausgang der Faser hat man somit breitbandiges Licht, welches in weiteren Teilen des Aufbaus gefiltert werden kann. Die zuvor beschriebenen Teile des Superkontinuumslasers sind in Abb. 7 noch einmal schematisch dargestellt.

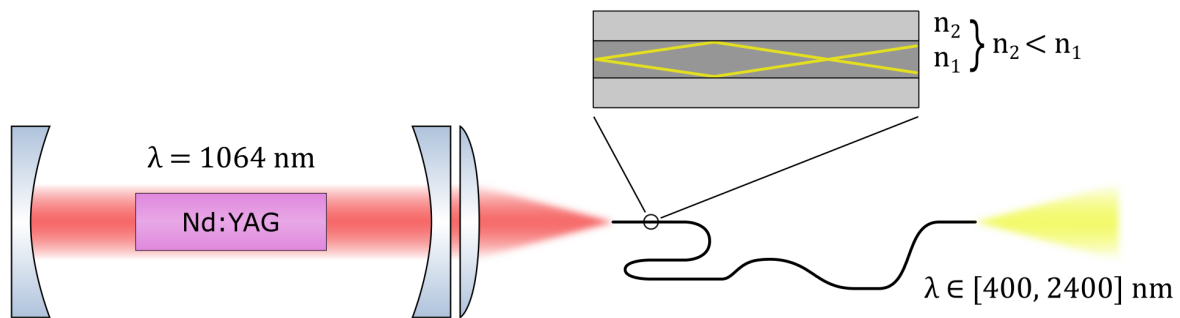


Abb. 7: Schematische Skizze des Superkontinuumslasers. Beginnend auf der linken Seite wird durch einen gepulsten Nd:YAG-Laser Licht mit einer Frequenz von 1064 nm erzeugt. Dieses wird dann (intern im Laser) in eine lichtleitende Faser gekoppelt, in welcher das Licht mittels Totalreflexion über eine bestimmte Strecke transportiert werden kann. Die lichtleitende Faser besteht aus optisch-nichtlinearen Medien, welche zu einer Selbstphasenmodulation führen. Dadurch ist das Spektrum des Lichts, welches die Faser wieder verlässt deutlich ausgedehnt.

In Abb. 8 ist ein typisches Frequenzspektrum des verwendeten Laser-Modells dargestellt. Anders als bei der Betrachtung der isolierten Selbstphasenmodulation, hat man es in diesem realen Fall auch mit dispersiven Einflüssen des Lichtwellenleiters auf den Wellenpuls zu tun. Diese dispersiven Elemente sorgen für eine ortsabhängige Änderung der Einhüllenden, was wiederum Auswirkungen auf die Selbstphasenmodulation hat, da diese gerade von der Intensität des Wellenpulses und somit von der Form der Einhüllenden abhängt.

Diese Abhängigkeit der Selbstphasenmodulation sorgt auch dafür, dass eine Intensitätsänderung nicht über die Stärke des elektrischen Feldes am Ausgang des Nd:YAG-Lasers verändert werden kann, da dies die Effekte der Selbstphasenmodulation in ihrer Ausprägung beeinflussen würde. Um eine Vergleichbarkeit bei der Frequenzverteilung verschiedener In-

tensitäten zu gewährleisten, wird daher die Wiederholrate (also die Anzahl an Pulsen pro Zeiteinheit) verändert. Die Form der einzelnen Pulse sowie ihre Intensität bleiben dabei unverändert.

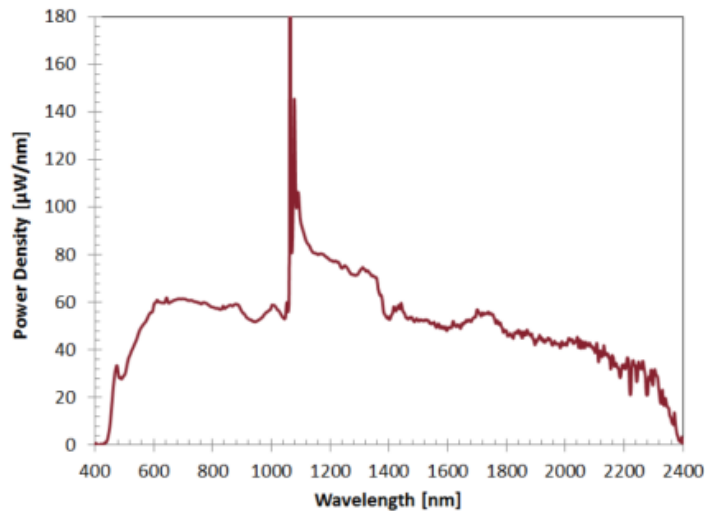


Abb. 8: Typisches Frequenzspektrum für einen Laser des in diesem Versuch verwendeten Modells. Die besonders stark ausgeprägten Frequenzanteile bei 1064 nm sind auf den verwendeten Nd:YAG-Laser zurückzuführen, während alle anderen Änderungen zur isolierten Selbstphasenmodulation durch die Dispersion im Lichtwellenleiter zustande kommen.

Akustooptische Modulatoren

Da im Versuch verschiedene schmalbandige Wellenpulse verwendet werden sollen um die Eigenschaften der verwendeten Halbleitermaterialien zu analysieren, muss das breitbandige Spektrum des Lasers gefiltert werden. Da die gefilterte Wellenlänge im Versuch veränderbar sein soll, können keine handelsüblichen Bandpass-Filter verwendet werden. Stattdessen wird auf mehrere sogenannte akustooptische Modulatoren (kurz AOMs) zurückgegriffen. Diese funktionieren nach dem Prinzip der Bragg-Reflexion und können über einen bestimmten Wellenlängenbereich ihre transmittierte Wellenlänge dynamisch verändern. Das Grundprinzip eines akustooptischen Modulators ist in Abb. 9 dargestellt.

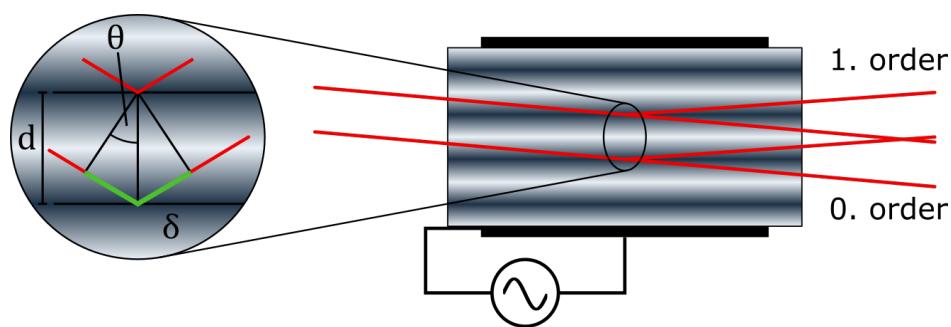


Abb. 9: Prinzip eines akustooptischen Modulators. Eine Ultraschallquelle (Wechselspannungszeichen) erzeugt in einem Kristall eine Dichteschwankung, welche sich wie ein Gitter auf das einfallende Licht auswirkt. Unter Erfüllung der Bragg-Bedingung (siehe linke Seite und Text), kommt es zu Beugungseffekten, von denen die erste und nullte Ordnung dargestellt sind.

Die Grundidee des akustooptischen Modulators basiert auf der Bragg-Reflexion: Trifft ein Lichtstrahl auf ein Gitter gemäß Abb. 9 (linke Seite), so kommt es zu einem Gangunterschied

(grün) zwischen der Reflexion der obersten Gitterschicht und den darunter liegenden. Ist der Gangunterschied ein Vielfaches der Wellenlänge, so kommt es zur konstruktiven Interferenz und es tritt Beugung auf. Die Bedingung für konstruktive Interferenz, häufig auch als Bragg-Bedingung bezeichnet, lautet

$$2d \sin(\theta) = \delta = m \frac{\lambda}{n},$$

wobei d für den Gitterabstand, θ für den Einfallswinkel, δ für den Gangunterschied und λ/n für die Wellenlänge im Material steht.

Fällt nun Licht mit einem breiten Frequenzspektrum auf das Gitter, so ist die Bragg-Bedingung für einen bestimmten Winkel nur für eine Wellenlänge erfüllt. Dadurch lässt sich also in einem festen Winkel Licht einer bestimmten Wellenlänge aus dem Strahl herausfiltern.

Im Material des akustooptischen Modulators, bei welchem es sich häufig um Quarz handelt, wird das Gitter durch Ultraschallwellen erzeugt, welche durch einen piezoelektrischen Transducer in Kombination mit einer Wechselspannungsquelle hervorgerufen werden. Beim piezoelektrischen Transducer handelt es sich um einen piezoelektrischen Kristall, also einen Kristall, welcher seine Ausdehnung unter einem äußeren elektrischen Feld verändert und welcher somit durch eine Wechselspannung eine Schwingung in den Quarzkristall induzieren kann. Die induzierten Ultraschallwellen führen zu Dichteschwankungen im Material, welche wiederum zu geänderten Brechungsindizes führen.

Diese Schwankungen des Brechungsindex wirken auf das einfallende Licht wie ein Gitter und können somit zu der oben beschriebenen Bragg-Reflexion führen. Die Besonderheit am akustooptischen Modulator im Vergleich zu einfachen Bandpassfiltern ist es, dass die Bragg-Bedingung bis zu einem gewissen Grad variiert werden kann, indem die Frequenz des Ultraschalls angepasst und somit der Gitterabstand d verändert wird. Dadurch kann die gefilterte Wellenlänge variabel gewählt werden.

Diese Filterung hat in der Realität natürlich experimentelle Grenzen, weswegen im Versuch nicht nur ein akustooptischer Modulator, sondern drei verwendet werden. Die AOMs besitzen alle verschiedene Wellenlängenbereiche ab und decken zusammen einen Bereich von 450 nm bis 2000 nm ab.

Strahlengang

Um den aus den akustooptischen Modulatoren kommenden schmalbandigen Laserstrahl auf die Probe zu fokussieren, muss der Strahl mit optischen Komponenten geleitet werden. Da der Superkontinuums-Laser über seine nichtlineare Faser direkt mit den akustooptischen Modulatoren verbunden werden kann, muss dieser Teil nicht mehr eigenständig aufgebaut werden. Für den Strahlengang vom Output der AOMs hin zur Probe, werden Planspiegel aus Silber verwendet, welche mit den optomechanischen Halterungen der Firma Thorlabs feinjustiert werden können. Im Versuch können dabei beliebig viele Spiegel verwendet werden, aufgrund des eingeschränkten Platzes auf dem verwendeten Breadboard, sollten Sie allerdings so wenig wie möglich verwenden.

In Abb. 10 ist ein möglicher Aufbau für eine Transmissionsmessung schematisch dargestellt. Hierbei werden die drei möglichen Strahlengänge zunächst parallelisiert und dann mithilfe eines Parabolspiegels auf den Detektor fokussiert. Bei zwei der Spiegel handelt es sich um sogenannte Flip-Spiegel, welche mit einem Federmechanismus zur Seite geklappt werden können, um den Weg für einen anderen Strahlengang frei zu machen.

Die Intensität des transmittierten Strahls wird dann von dem zuvor erwähnten Photodetektor

gemessen und von einem Sourcemeter ausgelesen. Bei dem Detektor handelt es sich je nach verwendeter Probe um einen Si-Detektor oder um einen InGaAs-Detektor.

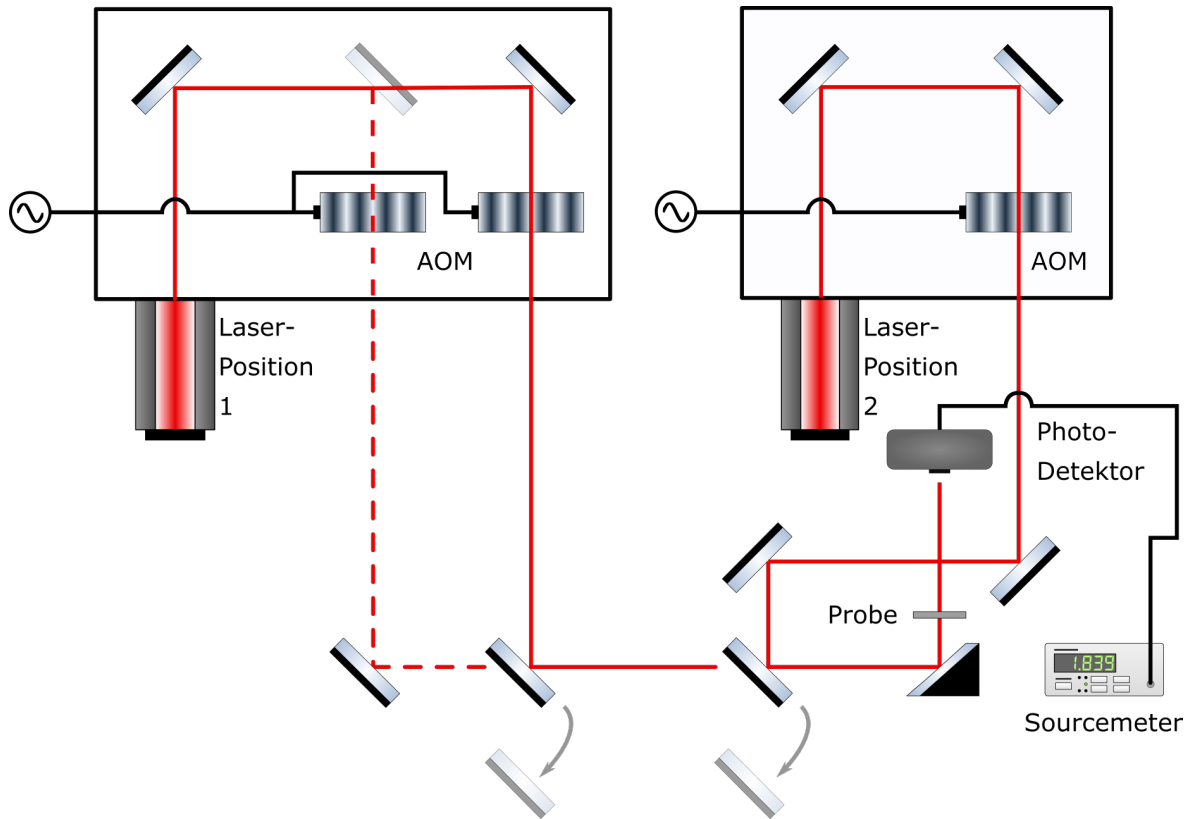


Abb. 10: Schematische Skizze eines Aufbaus zur Transmissionsmessung mit einem Superkontinuums-Laser und mehreren AOMs. Der Superkontinuums-Laser kann in eines der zwei AOM-Gehäuse gesteckt werden, um so einen der eingezeichneten Strahlengänge zu ermöglichen. Bei den zwei Spiegeln von rechts in der untersten Ebene des Strahlengangs handelt es sich um Flip-Spiegel, welche zur Seite gekippt werden können, um den Strahlengang für die dahinter liegenden Spiegel freizumachen. Der letzte Spiegel vor der Probe ist ein Parabolspiegel, welcher den Strahl auf den Photodetektor fokussiert. Danach wird die transmittierte Lichtintensität von einem Photodetektor in Kombination mit einem Sourcemeter detektiert.