

## 2 Ultrakurzpulslaser

Durch die Möglichkeit eine konstante Phasenbeziehung zwischen verschiedenen longitudinalen Moden innerhalb eines Verstärkungsspektrums herstellen zu können, lassen sich sehr kurze optische Pulse bis in den Femtosekundenbereich ( $10^{-15}\text{s}$ ) erzeugen. Neben den herkömmlich genutzten Ultrakurzpuls-Festkörperlasern wie Titan:Saphir (Ti:Sa) Lasern, finden Faserlaser eine immer weitere Verbreitung. Diese Systeme zeichnen sich wie in der Einleitung beschrieben durch viele Vorteile gegenüber Festkörperlasern aus.

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Modenkopplung erläutert. Nach einer kurzen Beschreibung von linearen und nichtlinearen Effekten, die während der Propagation eines Pulses auftreten, werden die drei wesentlichen Pulsregime in Faserlasern sowie die Grundlagen eines optischen Frequenzkamms beschrieben.

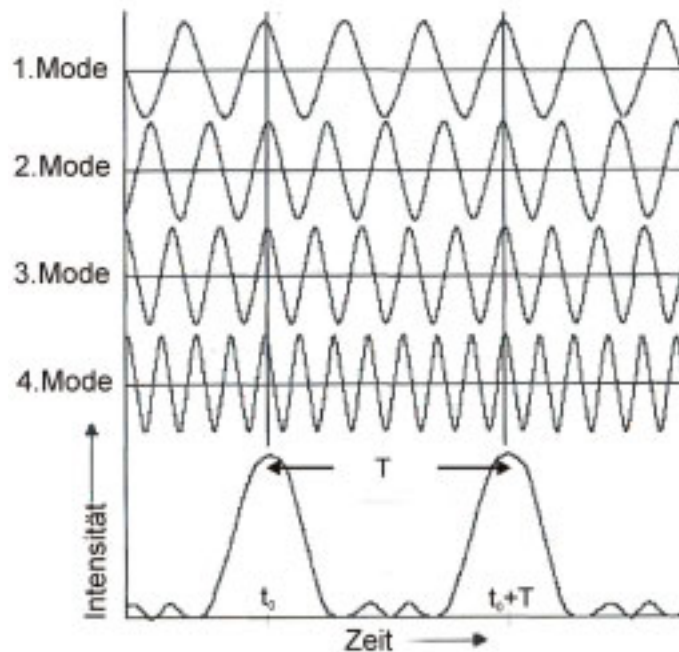
### 2.1 Modenkopplung

In einem Verstärkungsmedium mit einer großen Emissionsbandbreite können viele longitudinale Moden eines Lasers gleichzeitig anschwingen. Typischerweise schwingen alle diese Moden ohne eine feste Phasenbeziehung untereinander. Dadurch entsteht für einige Moden eine konstruktive und zum gleichen Zeitpunkt für andere eine destruktive Interferenz. Aus statistischen Gründen schwankt die Laserleistung daher nur schwach um einen Mittelwert, und es liegt ein kontinuierlicher Betrieb vor.

Um ultrakurze Pulse generieren zu können, müssen eine Vielzahl der optischen Moden phasenstarr gekoppelt werden. Dazu wird die Lichtleistung innerhalb des Resonators mit einer Frequenz moduliert, die exakt der Umlaufzeit des Lichts im Resonator entspricht, wodurch sich im Frequenzraum Seitenbänder ausbilden, die genau den Resonatormoden entsprechen und zueinander in Phase schwingen. Somit können nahezu alle Moden innerhalb eines optischen Spektrums phasengekoppelt werden.

Im Zeitbild lässt sich die Pulserzeugung durch die Modenkopplung intuitiver verstehen. Hierfür sind in Abbildung 2.1 vier verschiedene Moden mit unterschiedlicher Frequenz und gleicher Amplitude dargestellt. Wenn diese Moden

phasenstarr gekoppelt sind, entsteht durch Superposition der einzelnen elektrischen Felder eine konstruktive Interferenz, und es kommt zur Ausbildung von kurzen Pulsen mit hoher Intensität und einem zeitlichen Abstand  $T$ , der der inversen Repetitionsrate des Lasers entspricht. Zwischen den Pulsen sinkt die Intensität aufgrund der destruktiven Interferenz nahezu auf Null.



**Abbildung 2.1:** Zeitverhalten der Intensität für den Fall von vier Moden mit konstanter Phasenbeziehung und identischen Amplituden.

Durch den Zusammenhang der Frequenz- und Zeitdomäne über eine Fouriertransformation liefert ein breiteres Spektrum einen kürzeren (bandbreitenbegrenzten) Puls.

Die für die Modenkopplung benötigten Modulationen werden hauptsächlich durch Amplituden-, aber auch durch Phasenmodulationen realisiert. Diese können sowohl aktiv als auch passiv erzeugt werden [12]. Bei der aktiven Modenkopplung werden beispielsweise elektrooptische oder akustooptische Modulatoren genutzt [13]. Mit diesen Modulatoren wird das Laserlicht exakt mit der Umlauffrequenz des Resonators moduliert, und es können Pulse bis in den Pikosekundenbereich ( $10^{-12}$  ps) generiert werden.

Die Erzeugung von noch kürzeren Pulsen wird vor allem durch die Schaltzeiten der Modulatoren begrenzt. Um kürzere Pulse im Femtosekundenbereich zu realisieren, werden passive Modenkopplungsmechanismen genutzt, bei de-

nen das Laserlicht selbst diese Modulationen hervorruft. Eine Möglichkeit der Umsetzung von passiver Modenkopplung ist die Verwendung von sättigbaren Absorbern, die aus dünnen Halbleiterschichten wie InGaAs oder GaAs bestehen. Diese optisch nichtlinearen Materialien besitzen einen Absorptionskoeffizienten, der mit zunehmender Einstrahlungsintensität geringer und ab einer gewissen Intensität, der Sättigungsintensität, optisch durchlässig wird. Propagiert ein optischer Puls durch einen sättigbaren Absorber, erfahren die Pulsflanken höhere Verluste als das Pulsmaximum, da diese niedrigere Intensitäten aufweisen. Hierdurch kommt es im Zeitbild zu einer Pulsverkürzung und im Frequenzbild zu der Erzeugung von neuen Moden.

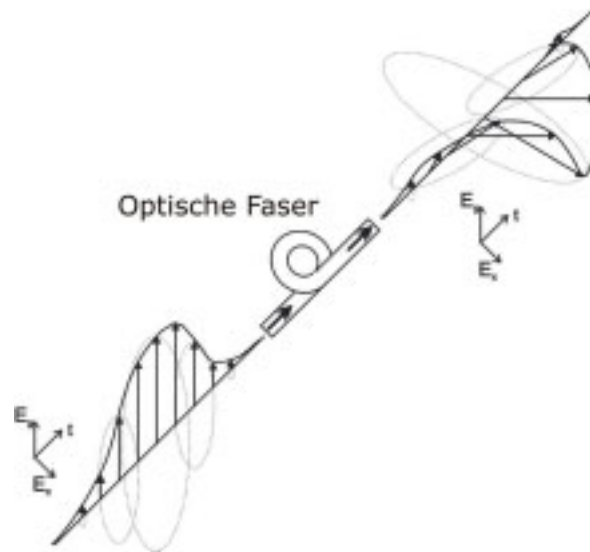
In Faserlasern wird häufig ein Modenkopplungsmechanismus eingesetzt, der auf der Ausnutzung des nichtlinearen Brechungsindex beruht. Diese Möglichkeit erlaubt es vollständig faserbasierte Lasersysteme zu realisieren, bei denen auf die Verwendung von sättigbaren Absorbern als zusätzliches Bauelement verzichtet werden kann. Für den Brechungsindex gilt nach Ref. [14]:

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 \cdot I \quad \text{mit} \quad n_2 = \frac{3\text{Re}\chi^{(3)}}{8n_0(\omega)}, \quad (2.1)$$

wobei  $n_0$  den linearen und  $n_2$  den nichtlinearen Brechungsindex bezeichnet, der auf der Suszeptibilität dritter Ordnung  $\chi^{(3)}$  eines Kerrmediums basiert. Typische Werte für  $n_2$  liegen für Quarzglasfasern im Bereich  $(2,0 - 3,4) \cdot 10^{-20} \frac{\text{m}^2}{\text{W}}$  [14]. Die Antwortzeiten des nichtlinearen optischen Effekts liegen unterhalb von 10 fs [15], wodurch es in Kombination mit einer Amplituden- oder Phasenmodulation möglich ist, Pulsdauern deutlich unterhalb von 100 fs zu realisieren.

Der intensitätsabhängige Brechungsindex führt zeitlich gesehen zu Selbstphasenmodulation (SPM; engl.: self-phase modulation) [14] und Kreuzphasenmodulation (XPM; engl.: cross-phase modulation) [14], wobei sich die Phase eines Pulses während der Propagation intensitätsabhängig ändert. Im Gegensatz zu einem linear oder zirkular polarisierten Eingangssignal erfolgt für ein elliptisch polarisiertes Eingangssignal aufgrund der induzierten akkumulierten Phasenverschiebung durch SPM und XPM eine Änderung des Polarisationszustandes. Da die induzierten Phasenverschiebungen intensitätsabhängig sind, wird die Polarisation der Flanken eines Pulses weniger stark gedreht als die Polarisation des Pulsmaximums. Diese Änderung wird als nichtlineare Polarisationsentwicklung (NPE; engl.: nonlinear polarization evolution) bezeichnet und ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

Durch Selektion der Polarisationsrichtung des Pulsmaximums an einem Ana-



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung der intensitätsabhängigen Polarisationsdrehung.

lysator wie beispielsweise einem Polarisationsstrahlteiler, kann das Pulsmaximum in den Resonator zurückgekoppelt werden, wodurch es im Zeitbild zu einer Unterdrückung der Pulsflanken und somit zu einer periodischen Pulsverkürzung kommt, die durch dispersive Effekte limitiert ist [16].

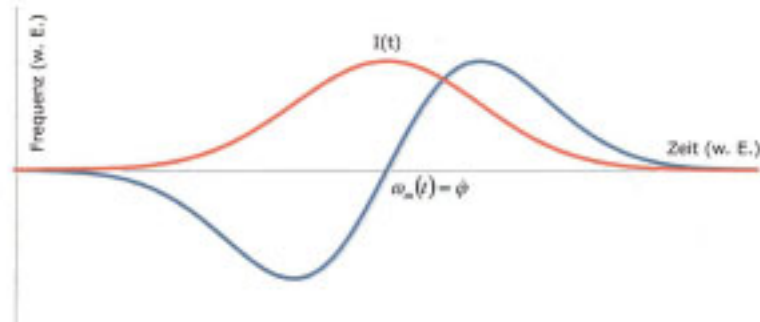
Dieser Modenkopplungsmechanismus, basierend auf der NPE, wird auch als virtueller sättigbarer Absorber bezeichnet. Allerdings ist diese Form des sättigbaren Absorbers nicht wie der reale Absorber durch Relaxationszeiten und Zwei-Photonenabsorption limitiert. Die Limitierungen werden in Kapitel 3.3 beschrieben.

Neben der phaseninduzierten Polarisationsdrehung führt SPM auch zu der Erzeugung von zusätzlichen Frequenzkomponenten in dem Spektrum eines propagierenden Pulses. Diese Verbreiterung basiert auf der Zeitabhängigkeit der Phase des Intensitätsprofils  $I(t)$ . Da die Ableitung der zeitabhängigen Phase der momentanen Zentralfrequenz  $\Delta\omega(t)$  des Signals entspricht, ist die momentane Frequenz proportional zu dem nichtlinearen Anteil des Brechungsindex und es gilt:

$$\Delta\omega(t) \propto -n_2 \frac{dI(t)}{dt}. \quad (2.2)$$

Hieraus resultiert, dass (für ein positives  $n_2$ ) die momentane Zentralfrequenz eines Pulses, der in einer optischen Faser propagiert, am Anfang des Pulses abnimmt, während sie am Ende des Pulses zunimmt. Dies ist in Abbildung 2.3

skizziert. Der Effekt der sich zeitlich verändernden instantanen Frequenz wird als Chirp bezeichnet, wobei ein positiver Chirp eine zunehmende und ein negativer Chirp eine abnehmende instantane Frequenz bezeichnet.



**Abbildung 2.3:** Verlauf der Intensität  $I(t)$  und der momentanen Frequenz  $\omega_m(t)$  eines Gaußpulses unter Einfluss von SPM.

Durch den Einfluss der SPM werden für ungechirpte und positiv gechirpte Pulse neue Frequenzanteile generiert, wenn die Verschiebung der momentanen Zentralfrequenz größer wird als die Bandbreite des existierenden Spektrums. Diese neuen Frequenzkomponenten schwingen in Phase mit den bereits existierenden Frequenzen, wodurch die spektrale Verbreiterung zu einer abnehmenden bandbreitenbegrenzten Pulsdauer führt. Um den Einfluss der nichtlinearen Effekte quantifizieren zu können, lässt sich die nichtlineare Länge  $L_{nl}$  angeben, die definiert ist als [14]:

$$L_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0}; \quad \gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}. \quad (2.3)$$

Hierbei ist  $\gamma$  der Nichtlinearitätskoeffizient,  $P_0$  die Spitzenleistung des Pulses und  $A_{\text{eff}}$  der effektive Modenfelddurchmesser der Faser. Für  $\gamma$  ergeben sich für Quarzglasfasern Werte im Bereich zwischen  $0,7 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{Wm}}$  und  $3,3 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{Wm}}$  für Wellenlängen im Bereich von 1 bis  $1,5 \mu\text{m}$  [14].

Für höhere Intensitäten können zusätzlich auch höhere nichtlineare Effekte wie beispielsweise die Selbstaufsteilung eine Rolle spielen [14]. Ein weiterer nichtlinearer Effekt, der in einem Ultrakurzpulslaser auftreten kann, ist die Ramanstreuung, die eine nicht instantane, nichtlineare Antwort eines transparenten Mediums auf eine hohe Intensität des Lichtes darstellt [14]. Dieser Effekt entsteht durch Photonen, die an optischen Phononen des Kristalls inelastisch gestreut werden. Die durch die Streuung abgegebene Energie führt zu einer Verschiebung des optischen Pulses von  $13,2 \text{ THz}$  zu höheren [14].

Der Effekt der Brillouinstreuung, der auf der Streuung des Lichtes an akustischen Phononen basiert, tritt in Ultrakurzpulslasern nicht auf, da die Pulsdauern in diesen Lasern unterhalb der Antwortzeit der akustischen Phononen liegen.

## 2.2 Pulsformen

Durch die Realisierung der Modenkopplung ist es möglich, sehr kurze Pulse und somit sehr breite Spektren zu erzeugen. Hierdurch spielen neben nichtlinearen Effekten bei der Pulserzeugung auch dispersive Effekte eine entscheidende Rolle. Diese basieren auf dem linearen Brechungsindex  $n_0$  (siehe Gleichung (2.1)). Durch diesen lässt sich die Phasengeschwindigkeit  $v_{Ph}$  einer monochromatischen Welle angeben als:

$$v_{Ph}(\omega) = \frac{\omega}{k} = \frac{c_0}{n(\lambda)}. \quad (2.4)$$

Hierbei ist  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  die Wellenzahl,  $c_0 \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $n(\lambda)$  der lineare Brechungsindex der jeweiligen Wellenlänge. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Einhüllenden eines Pulses wird hingegen durch die Gruppengeschwindigkeit  $v_{Gr}$  beschrieben:

$$v_{Gr}(\omega) = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c_0}{n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}}. \quad (2.5)$$

Um die Dispersion, die auf einen propagierenden Puls einwirkt, genauer beschreiben zu können, ist es hilfreich, den Betrag des Wellenvektors  $k(\omega)$  in eine Taylorreihe um die Mittenfrequenz  $\omega_0$  zu entwickeln. Hierfür gilt die Bedingung, dass die Wechselwirkung des elektrischen Feldes mit dem Medium nicht resonant ist. Abseits von Absorptionsfrequenzen des Mediums gilt nach Ref. [14]:

$$\begin{aligned}
k(\omega) &= \frac{\omega}{c}n_0(\omega) = \beta_0(\omega_0) \\
&\quad + \beta_1(\omega_0)(\omega - \omega_0) \\
&\quad + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 \\
&\quad + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots,
\end{aligned} \tag{2.6}$$

mit

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} ; \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \tag{2.7}$$

wobei  $\beta_1$  die inverse Gruppengeschwindigkeit und  $\beta_2$  die Gruppengeschwindigkeitsdispersion oder GVD (engl.: group velocity dispersion) bezeichnet.  $\beta_3$  ist die Ableitung der GVD und wird als Dispersion dritter Ordnung oder TOD (engl.: third order dispersion) bezeichnet.

Aufgrund der Gruppengeschwindigkeitsdispersion läuft ein Puls in einem dispersiven Medium zeitlich auseinander, wodurch ein Chirp entsteht. Normale Dispersion bedeutet, dass sich rote Spektralkomponenten schneller als blaue bewegen (positiver Chirp). Für anomale Dispersion ist es umgekehrt (negativer Chirp). Der Einfluss der Dispersion kann durch die Angabe einer Dispersionslänge  $L_d$  quantifiziert werden. Diese ist definiert als die Strecke nach der die Pulsdauer eines bandbreitenbegrenzten Pulses mit einer Pulsdauer  $T_0$  bis auf  $T_0 \cdot \sqrt{2}$  angewachsen ist [14]. Es gilt:

$$L_d = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \tag{2.8}$$

Durch das Zusammenspiel von dispersiven und nichtlinearen Effekten in einem Laser ist es möglich, verschiedene Pulsformen zu realisieren. Diese werden durch einen sättigbaren Absorber initiiert und müssen sich nach einem Resonatorumlauf reproduzieren. Im Folgenden sollen kurz die drei wichtigsten Pulsformen, die in einem Ultrakurzpuls-Faserlaser erzeugt werden können, dargestellt und ihre Unterschiede aufgezeigt werden.