

# 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen kurz die fundamentalen theoretischen Konzepte der in dieser Arbeit behandelten Experimente erläutert werden.

## 2.1 Laser im Allgemeinen

Ein Laseroszillator besteht aus drei grundlegenden Elementen [11]:

- Verstärkungsmedium
- Pumpprozess
- Optische Rückkopplung

Die Funktionsweise oben genannter Bestandteile soll im Laufe dieses Abschnitts veranschaulicht werden.

### Verstärkungsmedien

Das Lasermedium sorgt für kohärente Verstärkung des einfallenden elektrischen Feldes. Es können viele Medien wie zum Beispiel Gase beim He-Ne-Laser [12], Flüssigkeiten wie eine Lösung von Rhodamin 6G beim Farbstofflaser [13] und dotierte Festkörperkristalle eingesetzt werden.

Die Lichtverstärkung in allen Medien basiert auf dem gleichen Effekt, nämlich der stimulierten Emission von Strahlung, die 1917 von Einstein in [14] vorhergesagt wurde. Die Verstärkung kann auftreten, wenn in den Elektronenhüllen eines Atomensembles der Zustand der Besetzungsinversion erreicht wird, bei dem ein höheres Energieniveau  $E_2$  dichter besetzt ist als ein niedrigeres  $E_1$  und ein optischer Übergang mit der Frequenz  $h\nu_{21} = (E_2 - E_1)$  zwischen beiden möglich ist. Hier ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum.

Dieses Prinzip wurde bei optischen Frequenzen zuerst 1960 von Maiman für einen Chrom dotierten Korundkristall (Rubin) experimentell gezeigt [15].

Ytterbium dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG) wurde in dieser Arbeit als Verstärkungsmedium eingesetzt. Es zeichnet sich unter anderem durch die Verfügbarkeit von diodenbasierten PumpLasern und den geringen Quantendefekt aus, weil es sich um ein Quasi-Drei-Niveau System handelt [16]. In dieser Arbeit

wurde die Dünnscheibengeometrie verwendet, die sich vor allem wegen ihren hervorragenden thermischen Eigenschaften eignet. [3] Eine schematische Abbildung des Laserkristalls mit Pumpoptik findet sich in Kapitel A, Abb. A.1.

### Pumpprozess

Beim Erzeugen der Besetzungsinversion wird dem Lasermedium Energie zugeführt, welche in der Form von Elektronenanregung gespeichert wird und an die Lasermode abgegeben werden kann. Dieser Prozess ist der sogenannte Pumpprozess, welcher zum Beispiel optisch durch Blitzlampen [15] oder elektrischen Strom [12] getrieben werden kann. In dieser Arbeit wurde ein Diodenlaser verwendet, um die Besetzungsinversion zu erzeugen.

### Optische Rückkopplung

Die optische Rückkopplung erfolgt durch den sogenannten Resonator oder die Kavität, einer Anordnung von Spiegeln, in der viele Photonen mehrmals von den Endspiegeln reflektiert werden und das Verstärkungsmedium oft passieren können.

In dieser Arbeit werden nur lineare Resonatoren verwendet, in denen sich eine stehende Welle mit Schwingungsknoten an den Endflächen bildet. Für die Kreisfrequenzen der longitudinalen Moden muss gelten  $L_{\text{Kav.}} = l \cdot \lambda/2$  wobei  $l = 1, 2, 3, \dots$ . Der Modenabstand ist durch die Resonatorlänge  $L_{\text{Kav.}}$  und die Lichtgeschwindigkeit  $c$  gegeben und beträgt  $\delta\omega = 2\pi c/2L_{\text{Kav.}}$ .

In einem optisch stabilen Laseroszillator reproduziert sich die transversale Mode exakt nach einem ganzen Umlauf. Mit der Gaußschen Optik und ihrem komplexen Strahlparameter  $\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi w^2}$  [17], mit Krümmungsradius der Phasenfront  $R$ , der Wellenlänge  $\lambda$  und dem  $1/e^2$ -Strahlradius  $w$ , lässt sich das Stabilitätskriterium in Gleichung (2.1) idealisiert beschreiben. Dieses ist nur für die **T**ransversal **E**lectromagnetic **W**ave, *dt.* transversale elektromagnetische Welle nullter Ordnung ( $\text{TEM}_{00}$ ), nicht aber für Moden höherer Ordnung, gültig, da nur hier der komplexe Strahlparameter  $q$  definiert ist.

$$q_{k+1} = q_k \quad k = \text{Nummer des Resonatorumlafs} \quad (2.1)$$

Die optischen Eigenschaften des Resonators können mit der Strahltransfermatrixmethode mathematisch in der paraxialen Näherung<sup>1</sup> beschrieben werden. Dies geschieht durch Bestimmung der Transfermatrix des gesamten Resonatorumlafs  $M_{\text{R}}$  durch Matrizenmultiplikation der Transfermatrizen der einzelnen Elemente  $M_n$ :

$$M_{\text{R}} = \begin{bmatrix} AB \\ CD \end{bmatrix} = \prod_{\forall n} M_n \quad (2.2)$$

<sup>1</sup>Es werden nur Strahlen betrachtet, welche einen kleinen Winkel mit der optischen Achse einschließen und sich in kleinem Abstand zu dieser befinden.

Über Gleichung (2.3), welche den Einfluss eines Resonatorumlaufs auf den Strahlparameter beschreibt, lässt sich bestimmen, ob ein Resonator Gleichung (2.1) erfüllt.

$$q_{k+1} = \frac{Aq_k + B}{Cq_k + D} \quad (2.3)$$

Gleichung (2.3) ist ein Polynom zweiter Ordnung mit den Lösungen  $q_{\pm}$ :

$$q_{\pm} = \frac{A - D}{2C} \pm i \frac{\sqrt{4 - (A + D)^2}}{2C} \quad (2.4)$$

Die Lösung für  $q = q_-$  kann durch zusätzliche Forderungen an ihre Eigenschaften, nämlich reeller Krümmungsradius  $R$  und reeller, positiver Modenhalmmesser  $w$ , eindeutig bestimmt werden. Bei Wahl einer passenden Startebene können  $R$  und  $w$  mit Gleichung (2.5) bestimmt werden. Nach der initialen Bestimmung des Modenradius in der Startebene lässt er sich mit der Gaußschen Strahlenoptik auch in jeder anderen Ebene des Resonators finden.

$$\begin{aligned} R &= \frac{2B}{D - A} \\ w &= \frac{\lambda 2B}{\pi \alpha} \quad \text{mit} \quad \alpha = \sqrt{4 - (A + D)^2} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Durch die Randbedingung eines positiven, reellen Modenhalmmessers lässt sich aus Gleichung (2.5) das Stabilitätskriterium neu definieren:

$$\alpha > 0 \quad \Rightarrow \quad s = 1 - \left( \frac{A + D}{2} \right)^2 \quad (2.6)$$

Zur Simulation der Stabilität und der Resonatormode wurde die kommerzielle Software **WinLase**<sup>®2</sup> verwendet. Die Stabilitätssimulationen im weiteren Verlauf der Arbeit zeigen den eben definierten Parameter  $s$  in Abhängigkeit einer Resonatoreigenschaft, meist dem Abstand zweier Teleskopspiegel. Weitere, detailliertere Beschreibungen zum Resonatorwurf finden sich in [18].

Obige Beschreibung der Resonatormode ist nur valide, wenn es sich um einen Gaußschen Strahl, also die TEM<sub>00</sub> handelt. Diese wird auch benötigt, um Modenkopplung zu erzeugen. Transversale Moden höherer Ordnung besitzen einen größeren Strahlquerschnitt, weshalb sie bei geeigneter Wahl des Resonatorwurfs und der Pumpfleckgröße unterdrückt werden können [19]. Alternativ kann der Modenradius auch durch eine Apertur begrenzt werden.

---

<sup>2</sup>in der Version 2.1 Professional

## 2.2 Der Kerr-Effekt

Im klassischen Bild werden die Elektronen eines Mediums gegen ihre Atomkerne durch die elektrische Feldstärke des einfallenden Lichts ausgelenkt und erzeugen eine Polarisation im Medium. Bei niedrigen Intensitäten ist diese Auslenkung klein und die Bewegung der Elektronen kann dem elektrischen Feld folgen. Die Polarisation ist linear vom elektrischen Feld abhängig, es gilt  $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$ . Die Proportionalitätskonstanten in dieser Gleichung sind die Vakuumpermittivität  $\epsilon_0$  und die Suszeptibilität  $\chi$ . Für größere Feldstärken können die Elektronen dem elektrischen Feld nicht mehr folgen. Die Beschreibung der Polarisation als lineare Funktion der elektrischen Feldstärke ist daher nicht mehr gültig, weshalb eine Annäherung der Polarisation mit einer Potenzreihenentwicklung vorgenommen werden kann [20].

$$\vec{P} = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E}^1 + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \mathcal{O}(\vec{E}^4)] \quad (2.7)$$

Wie in [20] gezeigt wird, folgt aus dieser Tatsache eine Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex. Für diese gilt:

$$n(I) = n_0 + n_2 \cdot I \quad (2.8)$$

Sie unterteilt dabei  $n(I)$  in den linearen Brechungsindex  $n_0$  und nichtlinearen Teil  $n_2$ <sup>3</sup>. Dieser Zusammenhang beeinflusst das zeitliche und räumliche Propagationsverhalten eines intensiven Laserpulses.

### 2.2.1 Zeitliche Einflüsse

Während der Propagation eines intensiven Pulses, für den typischerweise eine sech<sup>2</sup>- oder Gaußsche Einhüllende angenommen wird, durch ein nichtlineares Medium erfährt dieser eine Phasenverschiebung aufgrund des sich zeitlich ändernden Brechungsindex. Daraus folgt, dass der Brechungsindex nach Gleichung (2.8) zeitlich nicht konstant während des Pulses ist.

$$\phi(t) = \omega_0 t - kz = \omega_0 t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 L + \underbrace{\frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 I L}_{\gamma} \quad (2.9)$$

Mit der Definition der momentanen Frequenz  $\omega_{\text{mom.}}(t) = d\phi(t)/dt$  nach [22] lässt sich Gleichung (2.9) umschreiben zu:

$$\omega_{\text{mom.}}(t) = \omega_0 - n_2 \frac{2\pi}{\lambda_0} L \frac{dI}{dt} \quad (2.10)$$

<sup>3</sup>Siehe [21] für tabellierte Werte gängiger Materialien.

Die Interpretation ist, dass mit dem Kerr-Effekt neue Frequenzen im Spektrum eines Laserpulses erzeugt werden können. Dieses Phänomen wird als **Self-Phase Modulation**, *dt.* Selbstphasenmodulation (SPM) bezeichnet.

Ist die momentane Kreisfrequenz des Laserpulses nicht konstant über seine Dauer hinweg oder weist seine Phase eine mindestens quadratische Zeitabhängigkeit auf, spricht man von einem **gechirpten**<sup>4</sup> Puls. Der Chirp ist positiv, wenn das elektrische Feld in der vorderen Flanke des Pulses schneller oszilliert als in der hinteren beziehungsweise negativen im umgekehrten Fall. Aus Gleichung (2.10) geht hervor, dass die Richtung des chirp, positiv oder negativ, vom Vorzeichen des nichtlinearen Brechungsindex  $n_2$  abhängt. In Abb. 2.1 ist ein  $\text{sech}^2$ -Pulse mit seiner momentanen Kreisfrequenz exemplarisch dargestellt.

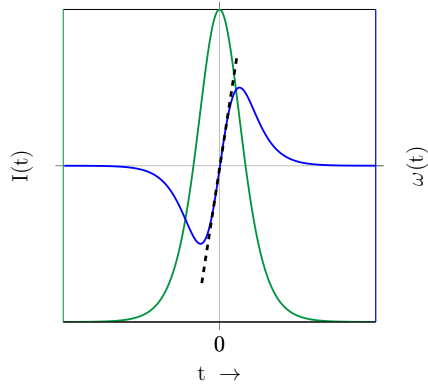


Abb. 2.1: Schematischer  $\text{sech}^2$ -Puls (grün) und momentane Frequenz um die Trägerfrequenz (blau), linearer Fit an die momentane Frequenz (schwarz, gestrichelt) für  $n_2 > 0$ , adaptiert von [23]

### 2.2.2 Räumliche Einflüsse

Ein Gaußscher Strahl hat ein Intensitätsprofil das der Beziehung  $I(r) \propto \exp(-\frac{r^2}{w^2(z)})$  folgt. Deshalb ist der Brechungsindex eines Mediums durch das der Strahl propagiert ebenfalls abhängig von der räumlichen Intensitätsverteilung des Lichtfeldes.

Da  $n_2$  für die meisten Materialien von positivem Vorzeichen ist, ist der optische Weg für den zentralen, hochintensiven Teil des Strahls größer als für die Randbereiche mit geringerer Intensität. Dies kann als Phasenverschiebung des zentralen Strahlbereichs gegen die Ränder betrachtet werden, wodurch sich der Radius der Phasenfront ändert und der Strahl fokussiert wird.

Dieser Effekt wird als Selbstfokussierung durch eine Kerr-Linse bezeichnet. Nach [24] kann die Brennweite der Kerr-Linse  $f_{\text{Kerr}}$  wie folgt abgeschätzt werden.

$$f_{\text{Kerr}} = \frac{w_0^2}{4n_2LI_0} \tag{2.11}$$

In dieser Gleichung beschreibt  $w_0^2$  die Fokusgröße,  $L$  die Dicke des Mediums und  $I_0$  die maximale Intensität auf der optischen Achse. Sie ist eine Näherung und gilt nur,

<sup>4</sup>von „to chirp“, *dt.* zwitschern

weil das Gaußsche Strahlprofil gut durch ein Polynom zweiter Ordnung angenähert werden kann.

## 2.3 Dispersionskompensation

Da unterschiedliche Frequenzen verschiedene Propagationsgeschwindigkeiten in dispersiven Medien ( $\frac{dn}{d\omega} \neq 0$ ) aufweisen, durchlaufen die unterschiedlichen Frequenzen eines Pulses das Medium nicht in der gleichen Zeit, siehe Abb. 2.1. Hierdurch werden bei der Propagation in dispersiven Medien transformlimitierte<sup>5</sup> Pulse gestreckt. Nach Propagation eines ungechirpten Pulses durch dieses Medium befinden sich die schnellen spektralen Komponenten vor den langsamen unter der Einhüllenden.

Die Taylorreihenentwicklung der Kreiswellenzahl  $k(\omega)$  in der Kreisfrequenz  $\omega$  ist in Gleichung (2.12) in allgemeiner Form dargestellt.

$$k(\omega) = \underbrace{k(\omega_0)}_{k_0} + \underbrace{\frac{\partial k}{\partial \omega}}_{k_1} (\omega - \omega_0) + \underbrace{\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}}_{k_2} (\omega - \omega_0)^2 + \mathcal{O}(\omega^3) \quad (2.12)$$

Mit ihr können wichtige Materialeigenschaften von optischen Medien mathematisch modelliert werden. Für diese Arbeit ist der wichtigste Parameter  $k_2$ , die **Group Velocity Dispersion**, *dt.* Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD), weil kleine spektrale Breiten der Laseremission verwendet wurden und somit Terme höherer Ordnung in der Reihenentwicklung vernachlässigt werden können. Multipliziert man die GVD mit der Propagationslänge im Medium erhält man die GDD, welche keine Materialeigenschaft ist sondern spezifisch für jedes optische Element.

$$D_2 = k_2 \cdot L = \left. \frac{d^2}{d\omega^2} k \right|_{\omega_0} \cdot L \quad (2.13)$$

Durch Anpassung der GDD an die jeweiligen Anforderungen kann der Phasenverlauf von Pulsen kontrolliert werden. Dies ist für viele Anwendungen ein entscheidendes Werkzeug. Zum Beispiel bei der **Chirped Pulse Amplification**, *dt.* Verstärkung gechirpter Pulse (CPA), demonstriert von Strickland und Mourou [25], werden Pulse durch dispersive Optiken enorm gestreckt, wodurch sich ihre Energiedichte verringert, was eine weitere Verstärkung ermöglicht. Anschließend wird der Puls, erneut durch den Einfluss dispersiver Optiken, rekomprimiert. Durch dieses Verfahren lassen sich Spitzenleistungen im TW-Bereich erzielen. Bei vielen CPA Systemen ist die Bandbreite der Pulse so groß, dass auch Phasenterme dritter Ordnung kompensiert werden müssen. [26] Wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben entstehen durch die SPM neue Frequenzkomponenten im Puls, welche sein Spektrum verbreitern. Die SPM kann zum Beispiel in optischen Fasern [27, 28] oder Kristallen [29] ausgenutzt

<sup>5</sup>Pulse, die das kleinstmögliche Zeit-Bandbreite-Produkt besitzen.

werden. Adäquate Kompensation des entstandenen Chirps erlaubt es, das nunmehr breitere Spektrum auf kürzere Pulsauern als ursprünglich möglich zu komprimieren. Eine weitere zentrale Anwendung ist die solitonische Modenkopplung, siehe Abschnitt 2.4.1.

Das grundlegende Prinzip zur Dispersionkompensation ist es, den durch nicht-lineare Effekte (SPM) oder Materialdispersion eingeführten Wegunterschied beziehungsweise Laufzeitunterschied der einzelnen spektralen Komponenten auszugleichen. Hierfür lässt sich zum Beispiel die Winkeldispersion von Prismen oder optischen Gittern nutzen. Mit der entstehenden räumlichen Aufspaltung des Spektrums, einem entsprechenden Aufbau und der erneuten Zusammenführung aller Frequenzkomponenten lassen sich unterschiedliche optische Wege für verschiedene Wellenlängen erzielen. Es sei erwähnt, dass diese Ansätze einige Nachteile mit sich bringen. So sind beide sehr sensitiv gegenüber Dejustage, da die Dispersion winkelabhängig ist. Eventuelle Phasenterme dritter Ordnung können entweder nur teilweise oder gar nicht kompensiert werden. Prismen arbeiten in Transmission, weshalb sie selbst Dispersion einbringen, die kompensiert werden muss, und bei höheren Durchschnittsleistungen mitunter starken thermischen Effekten unterliegen. Gitter werden in modernen Resonatoren selten verwendet, da sie sehr sensitiv auf Dejustage reagieren. Prismen und Gitter bieten aber den Vorteil, dass die kompensierbare Dispersion enorm groß ist, weshalb sie meist in CPA Systemen verwendet werden. Ein dritter Weg konnte 1994 von Szipöcs u. a. umgesetzt werden [30]. Hier wurden Spiegel so entworfen, dass die verschiedenen spektralen Anteile von Pulsen unterschiedliche Eindringtiefen in der Beschichtung besitzen, die sogenannten dispersive Spiegel. Sie können zwar keine so große Dispersion wie Gitter- oder Prismenaufbauten erreichen, dafür lassen sich ihre GDD Kurve und Phasenterme höherer Ordnung, bei geringen Herstellungskosten, quasi beliebig formen. Ihre Anfälligkeit gegenüber Dejustage ist gering und thermische Effekte sind weniger kritisch, da sie in Reflexion arbeiten. Eines ihrer Hauptanwendungsgebiete sind modengekoppelte Laseroszillatoren, siehe Abschnitt 2.4.1.

## 2.4 Modenkopplung

Wie anfangs in Abschnitt 2.1 beschrieben können in einem optischen Resonator Moden anschwingen, deren halbe Wellenlänge ein echter Teiler der Resonatorlänge ist. Tatsächlich können nur die Moden anschwingen, deren Verluste exakt durch die Verstärkung des Lasermediums kompensiert werden. Die Anzahl der Resonatormoden  $N_{\text{Moden}}$  kann über die Bandbreite des Verstärkungsmediums  $\Delta\nu_{\text{Verst.}}$  und den freien Spektralbereich  $\Delta\nu_{\text{FSB}} = c/2L$  [17] abgeschätzt werden. Für einen 7 m langen Resonator und einer Verstärkungsbandbreite von 4 nm um eine Zentralwellenlänge

von 1030 nm [16] ergibt sich:

$$N_{\text{Moden}} = \frac{\Delta\nu_{\text{Verst.}}}{\Delta\nu_{\text{FSB}}} = \frac{1,1 \text{ THz}}{20 \text{ MHz}} = 5,3 \cdot 10^4 \quad (2.14)$$

Das Ausgangssignal des Lasers  $E(t)$  setzt sich aus der Überlagerung aller longitudinalen Moden  $l$  zusammen. Im theoretischen Idealfall ergibt sich ein sich wiederholendes Signal mit einer Periodendauer von  $T_{\text{Umlauf}} = 2L/c$  für das gilt:

$$E(t) = \sum_{\nu l} E_{l,0} \exp \{i(\omega_l t + \varphi_l)\} \quad (2.15)$$

Im **continuous wave**, *dt.* „Dauerstrich-“ oder zeitlich konstant abgestrahlte Welle (CW) Betrieb ohne Modenkopplungsmechanismen gibt es keine feste Phasenbeziehung, das bedeutet, die Phasen  $\varphi_l$  sind zufällig verteilt, weshalb das Ausgangssignal innerhalb einer Periode zufällig ist. Sollte die Phase zwar zufällig verteilt aber zeitlich konstant sein, wiederholt sich das Ausgangssignal dennoch im Abstand von  $T_{\text{Umlauf}}$ . In Abb. 2.2 sind elf benachbarte longitudinale Moden mit zufälligen Phasen  $\varphi_l \in [0, 2\pi]$  mit ihrer Überlagerung exemplarisch dargestellt.

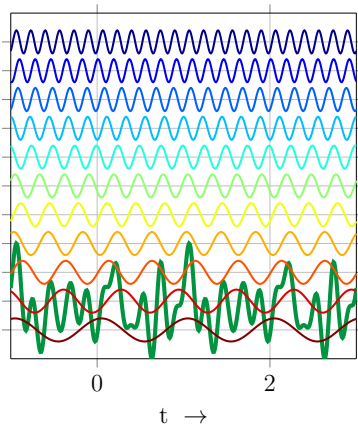


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der longitudinalen Resonatormoden verschiedener Ordnungen (bunt, schmal) und ihrer Überlagerung (dunkelgrün, dick) im CW-Betrieb, adaptiert von [31]

Es fällt auf, dass es keinen Zeitpunkt gibt, zudem sich alle Moden im Schwingungsbauch befinden. Durch **Mode Locking**, *dt.* Modenkopplung (ML) wird eine konstante Phasenbeziehung  $\varphi_l = \varphi_0$  hergestellt, wodurch sich zu einem bestimmten Zeitpunkt die Maxima der longitudinalen Moden konstruktiv überlagern und einen Puls bilden. Dieses Verhalten ist analog zu Abb. 2.2 in Abb. 2.3 dargestellt. Hier sind die Phasen der Schwingungen nicht zufällig gewählt sondern für jede einzelne Mode gleich. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  überlagern sich alle Schwingungsbauche, wodurch ein intensiver, kurzer Puls entsteht. Zum Zeitpunkt  $t = 2$ , nach einem ganzen Resonatorumlauf, tritt diese Konstellation erneut ein und es formt sich ein weiterer Puls.

Auf Grund des Zeit-Bandbreite-Produkts  $\Delta f \cdot \Delta \tau \geq \text{konstant}$  [11] hängt die Pulsdauer von der spektralen Breite des Pulses ab. Diese entspricht auch



der Anzahl an longitudinalen Moden  $N_{\text{Moden}}$ , weshalb die Pulsdauer primär reziprok von der Anzahl der beteiligten Moden  $\tau \propto 1/N$  abhängt. Zu beachten ist hier, dass nur sehr wenige Moden dargestellt sind. In typischen Kurzpulslasersystemen werden viele Moden ( $N_{\text{Moden}} \approx 1 \cdot 10^4$ ) überlagert, wodurch das elektrische Feld zwischen den Pulsen durch destruktive Interferenz auf annähernd konstant 0 absinkt.

ML-Verfahren beruhen auf dem Einbringen von variablen Verlusten, durch die nur ein kurzes Zeitfenster mit positiver Verstärkungsbilanz entsteht. Diese Umgebung favorisiert den ML-Betrieb gegenüber dem CW-Betrieb. ML-Mechanismen können grundlegend in zwei Kategorien, nämlich aktive und passive Verfahren, unterteilt werden. Bei aktiven Verfahren geschieht die Modulation unabhängig vom momentanen Energiefluss und wird durch externe Prozesse gesteuert. Durch die limitierte Reaktionszeit können üblicherweise Pulse im Pikosekundenbereich erzeugt werden. Sie sind nicht trivial umzusetzen, da die Modulationsfrequenz exakt auf die Wiederholrate des Lasers abgestimmt werden muss. In passiven Verfahren werden die Resonatorverlust durch die momentane Energieflussrate, bei langsamen Sättigbarer Absorber, *dt.* sättigbarer Absorber (SA), beziehungsweise momentane Intensität, bei Kerrlens modelocking, *dt.* Kerr-Linsen Modenkopplung (KLM), gesteuert. Sie müssen sich so verhalten, dass sich bei hoher Energieflussrate eine netto Verstärkung und bei geringer Energieflussrate netto Verluste ergeben. Auf diese Weise wird der ML Betrieb dem CW Betrieb vorgezogen und die Phasen der longitudinalen Resonatormoden sind gekoppelt. Weit verbreitete ML-Verfahren basieren entweder auf sättigbaren Absorbern oder dem Kerr-Effekt.

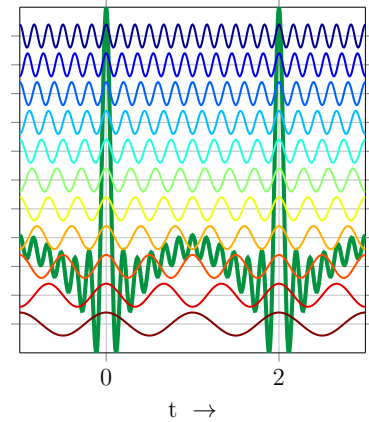


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der longitudinalen Resonatormoden verschiedener Ordnungen (bunt, schmal) und ihrer Überlagerung (dunkelgrün, dick) im ML-Betrieb, adaptiert von [31]

### Sättigbare Absorber

Ein SA zeichnet sich durch seine Eigenschaft aus, mit steigender Energieflussdichte weniger zu absorbieren, bis ein Minimalwert erreicht ist der von der nicht sättigbaren Absorption bestimmt wird. Bei hohen Energieflussdichten, das heißt im ML-Betrieb, sind demnach die Resonatorverluste geringer als im CW-Betrieb. In

der Literatur wird zwischen schnellen und langsamen SAs differenziert. Für die schnellen SA ist charakteristisch, dass sie eine Relaxationszeit besitzen, welche viel kleiner als die Pulsdauer ist. Bei langsamen SAs ist sie entsprechend größer. Eine Unterscheidung ist für die Zwecke dieser Arbeit nicht notwendig.

Physikalisch werden SAs zum Beispiel durch Farbstoffe [32] beim Einsatz in Farbstofflasern verwendet. Des Weiteren können auch Optiken auf Halbleiterbasis die Aufgaben eines SA erfüllen. Sie basieren auf einem Halbleiterübergang, dessen Bandlücke der Laserwellenlänge entspricht. Einfallende Photonen können absorbiert werden, wodurch sie vom Valenz- in das Leitungsband angehoben werden. Aufgrund des Pauli-Prinzips können nicht beliebig viele Elektronen das Leitungsband besetzen. Ist die maximale Füllung des Leitungsbandes erreicht, sättigt der Absorber. Die Relaxation des Absorbers basiert auf der Rekombination von den entstandenen Elektron-Loch-Paarungen und einer schnellen Thermalisierung. Unter den SA-Techniken ist dies die am häufigsten angewandte. Eine weit verbreitete Form der SA auf Halbleiterbasis ist der sogenannte **Semiconductor Saturable Absorber Mirror**, *dt.* Sättigbarer Halbleiterspiegel (SESAM) [33]. Hier ist der Halbleiterabsorber auf vielschichtigen Reflektorstruktur<sup>6</sup> aufgebracht.

## KLM

In Abschnitt 2.2.1 wurde der Kerr-Linsen Effekt behandelt. Fokussiert man die Mode eines Resonators in einen Kristall für den  $n_2 > 0$  gilt und ausreichend hohe Intensitäten erreicht werden, wird die Mode durch den Kerr-Linsen Effekt beeinflusst. Bei höheren Intensitäten wird sie nach Gleichung (2.11) stärker fokussiert<sup>7</sup> als für niedrigere. Dieser Effekt kann in Kombination mit einer Apertur genutzt werden, um einen künstlichen SA zu realisieren, da die Apertur bei der niedrigintensiven Mode einen größeren Anteil blockiert als bei der hochintensiven Mode. Der Prozess ist schematisch in Abb. 2.4 dargestellt und nennt sich KLM. Als Apertur kann sowohl eine Blende, die sogenannte harte Apertur, oder die Überlappung der Lasermode mit dem Pumpbereich im Verstärkungsmedium, die sogenannte weiche Apertur, genutzt werden.

Der Laser muss nahe der Grenze seiner Stabilität betrieben werden, um den Resonator empfindlich gegenüber der Modulation durch die Kerr-Linse und Apertur zu machen. Überlegungen zur Auslegung von KLM Lasern werden in [35] behandelt.

KLM bietet einige Vorteile gegenüber SAs. So ist dieses Verfahren wellenlängenunabhängig, es unterstützt also eine enorm große Bandbreite, und reagiert sehr schnell. Ein Vergleich der beiden Verfahren im Experiment findet sich in [36].

---

<sup>6</sup>Bragg-Spiegel

<sup>7</sup>Linsen mit kürzerer Brennweite fokussieren stärker.

### 2.4.1 Solitonische Modenkopplung

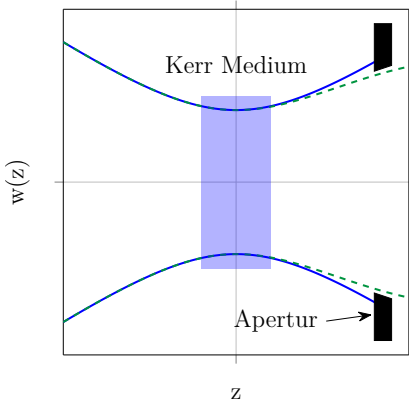


Abb. 2.4: Schematische Darstellung des KLM-Mechanismus mit CW-Strahl (blau, durchgezogen), ML-Strahl (grün, gestrichelt), Kerr Medium und Apertur, adaptiert von [34]

Solitonen sind Wellenpakete mit der Eigenschaft über lange Distanzen mit gleichbleibender Form zu propagieren oder während der Propagation langsam zwischen einer bestimmten Menge an Formen mit der Propagationslänge zu oszillieren [11]. Dieses Phänomen wurde in der Optik erstmals von Hasegawa und Tappert [37] in Fasern beobachtet<sup>8</sup>. Martinez u. a. [39] beschrieben, aufbauend auf dem Modell von [40], erstmals die solitonische ML. Beim Passieren eines nichtlinearen Mediums im Resonator erfährt der Puls SPM, welche durch dispersive Optiken ausgeglichen werden kann [41].

Ohne Trägerschwingung kann ein Puls durch seine Einhüllende  $A(t)$  aus Gleichung (2.16) beschrieben werden<sup>9</sup>.

$$E(t) = A(t) \cdot \exp(i\omega_0 t) \quad (2.16)$$

Das Verhalten der Einhüllenden kann mit der Mastergleichung nach [42] beschrieben werden, wenn der Puls innerhalb eines Resonatorumlaufs mit  $t$  und seine Entwicklung über mehrere Umläufe mit  $T$  parametrisiert wird.

$$T_{\text{Umlauf}} \frac{\partial}{\partial T} A(t, T) = (g - l)A + (D_g - iD_2) \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + (i\gamma L |A|^2)A \quad (2.17)$$

Die Parameter  $g$  und  $l$  beschreiben Gewinn und Verlust des Pulses,  $T_{\text{Umlauf}}$  die Resonatorumlaufzeit,  $\gamma$  den SPM-Koeffizienten, siehe Abschnitt 2.2.1, und  $D_2$  die GDD, siehe Abschnitt 2.3. Die Gleichung (2.17) lässt sich, wenn der Resonator im Gleichgewichtszustand betrieben wird und Gewinn- und Verlusteffekte vernachlässigt werden können, in die nichtlineare Schrödingergleichung 2.18 überführen.

$$iT_{\text{Umlauf}} \frac{\partial}{\partial T} A(t, T) = D \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma L |A|^2 A \quad (2.18)$$

<sup>8</sup>Beschrieben wurde dieses Phänomen nach Scott u. a. [38] erstmals 1834 von John Scott Russell bei der Beobachtung von Schiffsbewegungen im Kanal von Glasgow-Edinburgh.

<sup>9</sup>Dies gilt nur, falls sich die Einhüllende nur wenig während einer optischen Periode ändert.

Falls  $D_2 < 0$  (anomale Dispersion) und  $n_2 > 0$  (normale SPM) gilt, existiert für Gleichung (2.18) die Lösung:

$$A(t, T) = A_0 \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\tau_0} \right) \exp \left( i\gamma L |A|^2 \frac{T}{2T_{\text{Umlauf}}} \right) \quad (2.19)$$

Ein idealer Soliton erfüllt Gleichung (2.20) [43, 44, 45, 46], das sogenannte Flächentheorem.

$$\tau_p E_p = -\frac{2D_2}{\gamma} \quad (2.20)$$

In dieser Gleichung repräsentieren  $\tau_p$  die Pulsdauer,  $E_p$  die Pulsenergie,  $D_2$  die gesamte GDD in einer Resonatorumlauf und  $\gamma$  den Koeffizienten der SPM. Das Flächentheorem verknüpft Dispersion, Pulsenergie, Nichtlinearität und Pulsdauer, wodurch nur drei dieser Parameter frei wählbar sind. Die linke Seite der Gleichung trägt in jedem Fall positives Vorzeichen, weshalb folgt, dass  $D_2$  und  $\gamma$  unterschiedliche Vorzeichen besitzen müssen um solitonische Modenkopplung zu ermöglichen. Wenn Gleichung (2.20) von beiden erfüllt wird, können auch zwei oder mehr Pulse im Resonator umlaufen.

Nach [24][47] ist das erwartete Spektrum eines  $\operatorname{sech}^2$ -förmigen Pulses ebenfalls  $\operatorname{sech}^2$ -förmig im Frequenzraum. Näherungsweise kann auch ein  $\operatorname{sech}^2$  im Wellenlängenraum angenommen werden, wenn die Bandbreite des Pulses klein ist. Diese Annahme ist für alle in dieser Arbeit gezeigten Spektren erfüllt.

Das obige analytische Modell beruht darauf, dass die Dispersion und die SPM homogen über den Resonator verteilt sind. Physikalisch ist dies bei Festkörperlasern nicht erfüllt, da die SPM stark lokalisiert im Kerr-Medium auftritt und die Dispersionskompensation in wenigen optischen Elementen passiert. Eine Lösung der Mastergleichung ist nur in der störungstheoretischen Näherung oder numerisch möglich. Im engen Sinn ist die Lösung der Mastergleichung in diesem Fall auch kein Soliton, weshalb bei Festkörperlasern auch von solitonähnlichen Pulsen und solitärer Modenkopplung gesprochen wird.

Eine erweiterte Beschreibung der solitonischen Modenkopplung findet sich in [48, 49, 50, 51, 52]



<http://www.springer.com/978-3-658-20515-7>

Modenkopplung mit hochdispersiven Spiegeln und  
neuen nichtlinearen Vielschicht-Beschichtungen

Fritsch, K.

2018, XIII, 64 S. 24 Abb., Softcover

ISBN: 978-3-658-20515-7